



Universidade do Estado do Rio de Janeiro

Pós-Graduação em Física

Dissertação de Mestrado

PPGF-M.02/07

Dupla difração no LHC/CMS

Sheila Mara Silva do Amaral

CERN-THESIS-2007-205



Orientador: Alberto Franco de Sá Santoro

Co-orientador: José Roberto Pinheiro Mahon

Rio de Janeiro, julho de 2007

Agradecimentos

Agradeço acima de tudo à Deus.

Em especial, gostaria de agradecer ao Prof. Dr. Alberto Santoro pela orientação e ao Prof. Dr. José Roberto Mahon pela co-orientação e por sempre acreditarem em meu trabalho.

Gostaria de agradecer também aos professores do Departamento de Física de Altas Energias e aos meus professores da Graduação e da Pós-Graduação pelos inúmeros conhecimentos passados. Em especial, gostaria de agradecer ao Antônio Vilela Pereira e Dilson de Jesus Damião pois seria impossível chegar aqui sem a presença deles, e também aos colegas Sandro Fonseca, Marco Pacheco, Diogo Franzosi, Renata Rodrigues, Helena Malbouisson, Ana Carolina Assis, além de José Afonso Sanches, Eduardo Revoredo e Patrícia Bittencourt.

Agradeço à banca examinadora, ao apoio financeiro da CAPES e à Pós-Graduação da Universidade do Estado do Rio de Janeiro e a FAPERJ pelos auxílios ao laboratório de computação T2-HEPGRID UERJ, que utilizei na análise de todos os dados necessários ao trabalho.

Agradeço ao Programa HELEN, por ter me dado a oportunidade de interagir com o grupo de física difrativa do CMS. Agradeço as sugestões da Dra. Monika Grothe e Dr. Michele Arneodo, pelas discussões e acompanhamento do desenvolvimento deste trabalho. E também ao Instituto de Física, em especial, à Pós-Graduação e ao Departamento de Física Nuclear e Altas Energias, da Universidade do Estado do Rio de Janeiro.

Por fim, dedico este trabalho aos meus pais, Edmilson e Celma, a minha irmã Lidia, aos meus avós, Celso e Olga e a minha tia querida Celda, que sempre acreditaram no meu esforço e pelo amor e carinho dado durante todos esses anos, e ao meu eterno amante, Thiago Mendes.

Resumo

Este trabalho apresenta um estudo da dupla difração dura nas condições do CMS para baixa luminosidade ($5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). O processo foi simulado com o gerador PHOJET v1.12 [27], juntamente com o código de simulação FAMOS [28], versão 1.4.0, do CMS.

Como fundo (*background*) dominante temos a superposição de eventos não difrativos e difrativos. Para seleccionar os eventos difrativos, usamos o corte na separação entre os jatos, isto é, seleccionamos os eventos com grande lacuna (*gap*) de rapidez. Além disso, usamos o método de procura de eventos com lacuna de rapidez usando os calorímetros. Para uma luminosidade integrada de 1 fb^{-1} , obtém-se da ordem de 10^{10} eventos para o fundo, e de 10^8 eventos de sinal difrativo.

Abstract

The subject of this Dissertation is to study the hard double diffraction for CMS low luminosity running ($5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). The process was simulated with the generator PHOJET v1.12 [27], together with the fast CMS simulation code FAMOS [28], version 1.4.0.

The dominant background is the overlap of diffractive and non-diffractive events. We use the jet pseudorapidity separation to tag the diffractive events. Otherwise, we use the calorimeters to tag the events with gap. For an integrated luminosity of 1 fb^{-1} we obtain a number of events of 10^{10} for the background, while 10^8 for the diffractive signal.

Conteúdo

Agradecimentos	ii
Resumo	iii
Abstract	iv
Figuras	viii
Tabelas	xi
1 Introdução	1
2 Difração	4
2.1 Difração no CMS	8
2.2 Resumo do Comportamento das Amplitudes de Regge	11
2.2.1 Amplitude de espalhamento no limite de Regge	11
2.3 Dupla difração mole	13
2.4 Dupla difração dura	13
3 O Experimento CMS	14
3.1 LHC	16
3.2 O Detector CMS	18
3.2.1 Sistema de trajetórias	19
3.2.2 Calorímetro eletromagnético	21

3.2.3	Detector pré-chuveiro	23
3.2.4	Calorímetro hadrônico	23
3.2.5	Sistema de múons	27
3.2.6	Trigger	29
4	Análise dos eventos de Monte-Carlo de dupla difração dura	30
4.1	Geração de eventos	31
4.2	Simulação e reconstrução	32
4.2.1	Reconstrução de jatos	33
4.2.2	Submissão no cluster	36
4.3	Seleção e resultados	36
4.3.1	Partículas no estado final	37
4.3.2	Jatos	38
4.3.3	Definição de lacuna de rapidez experimental	45
4.4	Eventos de fundo, eficiências e número de eventos esperados	48
5	Conclusões e Perspectivas	53
	Apêndices	55
A	Cálculos na QCD	55
1	Modelo quark-párton	55
2	QCD Perturbativa	57
3	Colisões hádron-hádron	58
3.1	Espalhamento duro	61
B	Equações DGLAP	67

1	Função de Estrutura na QCD	68
2	Equações DGLAP	74
3	Solução da equação DGLAP	78

Referências	82
--------------------	-----------

Lista de Figuras

2.1	Seção de choque total e elástica em colisões de próton-próton.	8
2.2	Diagrama esquemático para o espalhamento elástico em colisões de próton-próton.	9
2.3	Esquema do processo de difração simples mole.	10
2.4	Esquema do processo de difração dupla.	10
2.5	Topologia dos eventos de dupla difração mole.	13
3.1	Visão geral do detector CMS	15
3.2	Esquema do complexo de aceleradores do CERN	17
3.3	Sistema de coordenadas do CMS.	18
3.4	Detector de trajetórias.	20
3.5	Detector de pixels.	20
3.6	Calorímetro eletromagnético.	21
3.7	Super-módulo real que será montado no ECAL.	22
3.8	Calorímetro hadrônico.	24
3.9	Esquema das torres do barril (HB) e das tampas (HE) do HCAL em $r - z$	25
3.10	Visão de $20^\circ \eta - \phi$ do HE e do HF.	26
3.11	Detector de múons no barril.	27
3.12	Detector de múons em uma das duas tampas.	28
4.1	Distribuição de energia para as células no HB e HO.	34

4.2	Distribuição de energia para as células no EB e EE.	35
4.3	Distribuição de η das partículas no estado final (DD).	37
4.4	Distribuição de E das partículas no estado final (DD).	38
4.5	Distribuição da multiplicidade dos jatos (DD).	39
4.6	Distribuições de η e $\Delta\eta_c$ dos jatos, com $N_{jatos} \geq 2$	40
4.7	Distribuições de ϕ e $\Delta\phi$ dos jatos, com $N_{jatos} \geq 2$ (DD).	40
4.8	Distribuições de E_T e E dos jatos, com $N_{jatos} \geq 2$ (DD).	41
4.9	Distribuições de η e $\Delta\eta_c$ dos jatos com todo os cortes (DD).	42
4.10	Distribuições de ϕ e $\Delta\phi$ dos jatos com todo os cortes (DD).	42
4.11	Distribuição de $\eta \times \phi$ dos jatos com todo os cortes (DD).	43
4.12	Distribuições de E_T e E dos jatos com todos os cortes (DD).	44
4.13	Distribuição de P_T dos jatos com todos os cortes (DD).	44
4.14	Distribuição da multiplicidade das células no calorímetro.	45
4.15	Distribuição de E das células do calorímetro na lacuna (DD).	46
4.16	Distribuição de η das partículas marcadas no calorímetro.	47
4.17	Distribuições de $\eta_{cells\ cal} \times E_{cells\ cal}$ e $\sum E_{cells\ cal}$ das células do calorímetro.	47
4.18	Distribuições de η , $\Delta\eta_c$, ϕ e $\Delta\phi$ dos jatos tanto do sinal quanto do fundo.	50
4.19	Distribuições de E , E_T e P_T dos jatos tanto do sinal quanto do fundo.	51
4.20	Distribuições de $\eta_{cells\ cal} \times E_{cells\ cal}$, $\sum E_{cells\ cal}$ e η_{tagged} do sinal e do fundo.	52
A.1	Função de distribuição dos pártons no próton em baixo Q	56
A.2	Diagramas do espalhamento quark-quark via troca de um glúon	57
A.3	Comportamento da constante de acoplamento forte (α_s)	58
A.4	Diagramas do espalhamento párton-pártion na ordem de α_s^2	62
A.5	Espalhamento quark-quark via troca de um glúon	62

A.6	Espalhamento glúon-glúon via troca de um glúon	64
B.1	Deep Inelastic Scattering - DIS	68
B.2	Contribuição para o espalhamento α^*q - Diagrama (c)	70

Lista de Tabelas

3.1	Parâmetros do LHC	16
3.2	Granularidade no HCAL e ECAL.	25
4.1	Número de eventos gerados e seção de choque.	32
4.2	Esquemas de limiares de energia.	35
4.3	Fator de escala e número de eventos esperados.	49
4.4	Eficiências dos cortes e número de eventos esperados.	49
A.1	Matriz de espalhamento para os subprocessos $2 \rightarrow 2$ ($g_s^2 = 4\pi\alpha_s$)	66

Capítulo 1

Introdução

A existência de uma componente dura no setor de difração das interações fortes, assim como a produção de bósons W e quarks pesados abriu caminho para uma tentativa de se descrever a difração em termos da QCD perturbativa. Várias questões a respeito de tais fenômenos ainda não foram respondidas, tais como uma teoria única que explique os regimes mole (*soft*) e duro (*hard*) dos processos difrativos.

A questão de uma só descrição para as interações fortes, moles e duras, se colocou a partir do momento da descoberta dos jatos nos processos difrativos. Como as interações fortes moles difrativas foram exaustivamente tratadas no contexto do modelo de Regge, nosso interesse nesse trabalho é voltado principalmente ao aspecto duro desses processos.

Existem muitas topologias a serem estudadas, algumas já em desenvolvimento, e nossa escolha foi a de dupla difração, caracterizando um aspecto importante do espectro difrativo.

Os aceleradores são importantes instrumentos na investigação das interações fundamentais e da estrutura da matéria. O LHC desempenhará um papel fundamental para essas investigações durante os próximos 20 anos.

Muitos aspectos da produção de jatos em colisões hádron-hádron podem ser descritos ou verificados pela QCD. Medidas da seção de choque dos jatos, distribuições angulares, e outras

quantidades relacionadas têm confirmado em parte a validade da QCD como a descrição para processos duros. Infelizmente, muitos detalhes da produção das partículas no estado final ou “hadronização” nos eventos de jatos são descritos por modelos empíricos. Esses modelos, baseados em observações experimentais, descrevem substancialmente a produção de partículas na região entre os jatos. Porém, existem espalhamentos duros com “hadronização” no qual é constituída uma região entre os jatos totalmente sem partículas.

As lacunas (*gaps*) de rapidez são regiões de rapidez sem partículas, e estão associadas com processos de baixos momenta transversos como os espalhamentos elásticos e inelásticos difrativos. As lacunas de rapidez foram originalmente observados em eventos do espalhamento profundamente inelástico[1].

A lacuna de rapidez tornou-se uma verdadeira assinatura para o evento difrativo. No entanto, outros modelos tentam dar explicações para a inexistência da produção de partículas na região da lacuna de rapidez. Nossa preferência ao considerar o pomeron como objeto responsável por interações difrativas também encontra esta justificativa, ou seja, o pomeron de Regge nas interações difrativas moles e o pomeron da QCD para as interações difrativas duras, é um só hádron que percorre as duas regiões físicas do espectro difrativo.

O objetivo principal deste trabalho é estudar a dupla difração dura representada pelo processo:

$$p + p \rightarrow jato_1 + jato_2 \quad (1.1)$$

a partir da análise de dados produzidos através de simulação Monte-Carlo.

O objetivo desta análise é fornecer um método para identificação de eventos de dupla difração dura em uma amostra contendo tanto eventos difrativos como não-difrativos, assim como avaliar a possibilidade de observação de tais eventos no CMS.

Os capítulos que se seguem descrevem em detalhes a motivação teórica para o estudo da topologia escolhida e a metodologia experimental usada para determiná-la.

No capítulo 2 apresentaremos os modelos teóricos que descrevem a difração e a topologia dos eventos em questão. Uma descrição da teoria de Regge é dada para introduzir o conceito de

Pomeron nas interações hádron-hádron. O objetivo deste capítulo é fornecer uma compreensão teórica da produção de eventos difrativos, principalmente o processo de dupla difração dura que é o assunto desta tese.

O capítulo 3 descreve o detector CMS. O calorímetro é discutido em detalhe uma vez que é usado para medir jatos e para procurar eventos com lacuna de rapidez entre os jatos.

O capítulo 4 apresenta as ferramentas computacionais usadas na simulação, desenvolvidas pela própria colaboração, que recebe o nome de CMS SOFTWARE[2]. Neste pacote de programas encontram-se softwares utilizados na geração, simulação e reconstrução dos eventos. Para a análise dos eventos foi utilizada outra ferramenta computacional, também desenvolvida pelo CERN, chamada ROOT[3]. Neste capítulo discute-se a medição dos jatos no CMS, o algoritmo de reconstrução de jatos e a medida da energia transversa no calorímetro, além da seleção dos eventos de dupla difração. Também descreve-se o método de marcação (*tagging*) de partículas no calorímetro usado para procurar eventos com lacuna de rapidez sendo é definida como a ausência de partículas marcadas entre os jatos.

O capítulo 5 resume os resultados mais importantes desta tese e reflete seus significados e conclusões.

No apêndice A, mostramos os passos principais para o cálculo da seção de choque na QCD, usada pelo gerador de eventos PHOJET.

No apêndice B, apresentamos as equações DGLAP que descrevem a evolução das funções de estrutura em Q^2 que são extensivamente usadas para a determinação da densidade dos pártons nos hádrons.

Capítulo 2

Difração

O termo **difração** veio da óptica, quando Landau e colaboradores, por volta dos anos 50, sugeriram que a propagação e interação de objetos compostos, por exemplo os hádrons, são feitas pela absorção de suas funções de onda originadas por muitos canais inelásticos que estão abertos quando sujeitos a processos a altas energias. A observação de picos difrativos em física hadrônica e nuclear reforça esta analogia.

Uma definição apropriada de difração em física de partículas seria: reações nas quais não são trocados números quânticos, ou há troca de números quânticos do vácuo. Experimentalmente, estas reações apresentam lacunas na distribuição angular das partículas no estado final e/ou a presença de partículas do feixe intactas no estado final.

Nos anos 60, surgiram as primeiras evidências de difração hadrônica, com o advento dos novos aceleradores de partículas a altas energias. Os anos seguintes foram marcados por avanços consistentes na parte teórica, tais como: analiticidade da matriz $\mathcal{S}$, unitariedade e propriedade de cruzamento (*crossing*). Junto com esses avanços, podemos mencionar a demonstração de muitos teoremas importantes como: Teorema Óptico, Pomeranchuk, Froissart-Martin. A introdução de muitas representações da matriz de espalhamento (Eikonal, Watson-Sommerfeld), conceitos revolucionários como dualidade, trajetórias de Regge, pólos de Regge e o *pomeron* ($\mathbb{P}$) contribuíram imensamente para avanços na área.

Nos anos 70 o estudo de Física Difrativa ficou em segundo plano, com toda atenção voltada para o estudo dos processos de espalhamento profundamente inelásticos (*deep inelastic scattering*, DIS) e de alto momentum transversal nas reações hadrônicas. É importante ressaltar o modelo de Cohen-Tannoudji, Santoro e Souza[4], que descreve processos de dissociação difrativa a partir do modelo Deck a 3 componentes, nesse modelo todos os aspectos de difração mole são muito bem descritos. Já os anos 80 ficaram marcados pela renovação do interesse em Física Difrativa. A proposta de explicar a difração composta pela troca de dois glúons, que levou ao conceito do pomeron perturbativo, expresso em termos do formalismo BFKL e a sugestão de que a difração pode apresentar uma influência maior nas colisões elétron-próton, explicam em parte, a razão pela volta do interesse por essa área.

Entretanto, foi nos anos 90 que a difração voltou ao centro das atenções, tanto no lado teórico quanto experimental. No lado teórico a principal motivação foi a sugestão de Bjorken que grandes lacunas de rapidez podem ser um sinal característico de processos difrativos[5]. A primeira evidência experimental da difração dura foi obtida pela colaboração UA8[6] no CERN e posterior confirmação pelos experimentos H1[7][8] e ZEUS[9][10] no DESY, então o pomeron tornou-se o centro das atenções levantando questões como: qual a relação entre a difração mole e dura? O que é exatamente um pomeron? Quais são os tipos de pomeron?

Também neste período surgiram os experimentos no Fermilab, o CDF[11] e o DZero[12], ambos com instrumentação para a observação de várias topologias, hoje ainda em processo de análise de dados.

Os primeiros autores a propor uma definição de difração no âmbito da Física de Partículas foram Good e Walker[13] em 1960. Baseado em suas idéias, uma definição geral para processos difrativos seria:

- 1- uma reação difrativa ocorre quando os números quânticos do estado final são os mesmos do estado inicial, ou seja, sem troca de números quânticos durante o processo.**

A não troca de números quânticos (ou troca dos números quânticos do vácuo) é um fenômeno que ocorre assintoticamente, ou seja, a difração de partículas só pode ser observada quando lidamos com processos que ocorrem a altas energias.

O estudo dos processos difrativos pode ser dividido em duas regiões: **processos moles** e **processos duros**.

- Os processos moles são caracterizados por pequenos valores de quadrimomentum transferido $|t|$, da ordem de algumas centenas de $(MeV/c)^2$ e ocorrem em uma distância da ordem de 1 fm ($R \sim 10^{-15}\text{ m}$). Exemplos clássicos de processos moles são o espalhamento elástico hádron-hádron e a dissociação difrativa (ou a difração inelástica). A abordagem neste caso é a da teoria de Regge[14][15], que prevê que as interações hadrônicas são mediadas pela troca de uma trajetória de Regge, que se traduz em uma família de partículas virtuais (e ressonâncias) chamadas reggeons. A princípio, a teoria de Regge, tal como está na sua origem, prevê que a seção de choque total da interação decresça com o aumento da energia. Contudo resultados experimentais mostraram justamente o contrário. Então foi estabelecida a idéia de que, assintoticamente, a interação hadrônica seria mediada pela troca dominante de uma nova trajetória com os números quânticos do vácuo, o pomeron, resolvendo o que foi conhecido como a primeira “crise” do modelo de Regge.
- Os processos duros envolvem altos valores de momentum transferido, tipicamente ≥ 1 $(GeV/c)^2$, e ocorrem em uma escala de distância muito menor que o tamanho de um hádron (1 fm). Dois exemplos de processos duros são o espalhamento profundamente inelástico e a produção de jatos de alto p_T . Neste caso usamos a abordagem da QCD perturbativa no estudo das interações, embora haja necessidade da utilização de métodos não-perturbativos, como as funções de distribuição de quarks e glúons nos hádrons.

Então temos uma segunda definição para a difração, que foi dada por Bjorken[5] em 1993:

2- Uma reação difrativa é caracterizada por uma grande lacuna de rapidez no estado final.

Resumindo, a troca dos números quânticos do vácuo implica nas lacunas da distribuição angular. Contudo essas condições são apenas necessárias para garantir que um processo seja difrativo, uma vez que há a possibilidade da existência de processos não-difrativos com uma grande lacuna de rapidez. Mas no limite assintótico de altas energias, estes são exponencialmente suprimidos com o aumento da energia do centro-de-massa, de modo que a contribuição da difração é dominante para topologias deste tipo.

Em geral, no contexto da teoria de Regge, processos deste tipo são considerados como mediados pela troca do **pomeron**. O pomeron carrega os números quânticos do vácuo e é uma partícula sem cor, na linguagem da QCD, identificada experimentalmente por grandes lacunas de rapidez.

As variáveis angulares utilizadas para caracterizar as partículas e jatos são: os ângulos θ (polar) e o ϕ (azimutal), a rapidez y (ou pseudo-rapidez η), e o momentum transversal p_T :

- O ângulo polar θ é o ângulo do espalhamento em relação à direção feixe (eixo- z);
- O ângulo azimutal ϕ , é o ângulo no plano perpendicular à direção do feixe;
- A rapidez (y) da partícula é definida como:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{p^+}{p^-} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (2.1)$$

- Nos casos em que a massa da partícula é desprezível frente ao seu momentum transversal, ou em altas energias, a rapidez tende à pseudo-rapidez definida como:

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (2.2)$$

- O momentum transversal denota o momentum perpendicular ao eixo da colisão (eixo- z):

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (2.3)$$

2.1 Difração no CMS

Os espalhamentos difrativos elástico e inelástico representam uma significativa fração (44% para $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ (TEVATRON) e $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ (LHC)) da seção de choque total nas colisões de $p\bar{p}$ e pp respectivamente. Muitos detalhes destes processos, como função de estrutura do próton e QCD em baixa energia, ainda não são bem entendidos.

A maior componente da difração (com maior seção de choque) é a **difração mole**. Nesta classe de eventos, o espalhamento elástico é predominante (Ver Figura 2.1):

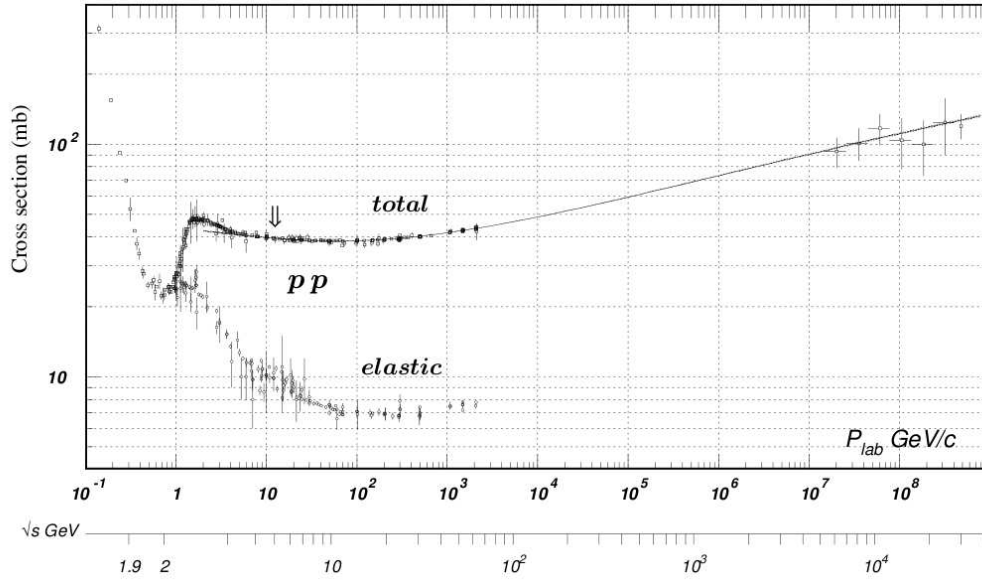


Figura 2.1: Seção de choque total e elástica em colisões de próton-próton como função do momentum do feixe no sistema de laboratório e da energia do centro-de-massa (figura retirada do *Particle Data Group*, PDG).

$$p + p \rightarrow p + p \quad (2.4)$$

onde o momentum é transferido via mediador que carrega os números quânticos do vácuo (isto é, sem carga, isospin, número bariônico ou cor), chamado pomeron ($\mathbb{P}$). Ambas partículas que saem da colisão são exatamente as mesmas que entraram, não sendo produzido nenhuma outra partícula. A principal assinatura desse processo é uma grande região física em um diagrama $\eta - \phi$ sem produção de partículas (lacuna de rapidez) entre os prótons espalhados, como mostra a figura 2.2.

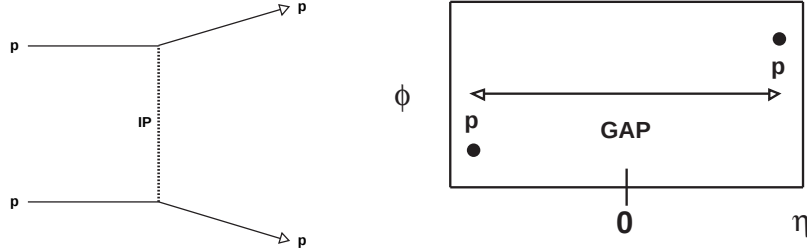


Figura 2.2: Diagrama esquemático para o espalhamento elástico em colisões de próton-próton.

Além do espalhamento elástico, outro processo característico das interações moles é a **difração simples**:

$$p + p \rightarrow p + X \quad (2.5)$$

onde uma das partículas incidentes sai intacta enquanto a outra dá origem a uma ressonância, ou a um conjunto de partículas de estado final com números quânticos resultantes exatamente iguais aos do estado inicial, figura 2.3.

Outro processo que contribui para a difração mole é a **dupla difração**:

$$p + p \longrightarrow X + Y \quad (2.6)$$

onde ambas as partículas dão origem a ressonâncias ou a conjuntos de partículas de estado final com exatamente os mesmos números quânticos das partículas incidentes, figura 2.4.

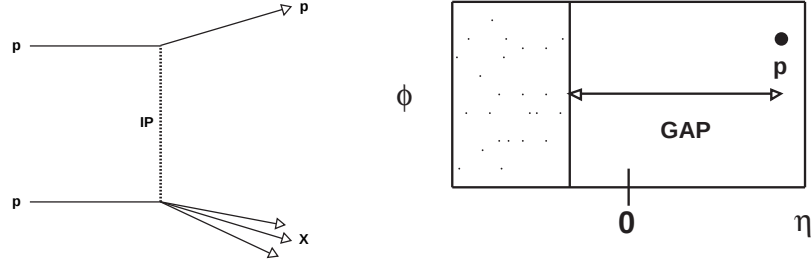


Figura 2.3: Diagrama esquemático para a difração simples mole em colisões de próton-próton.

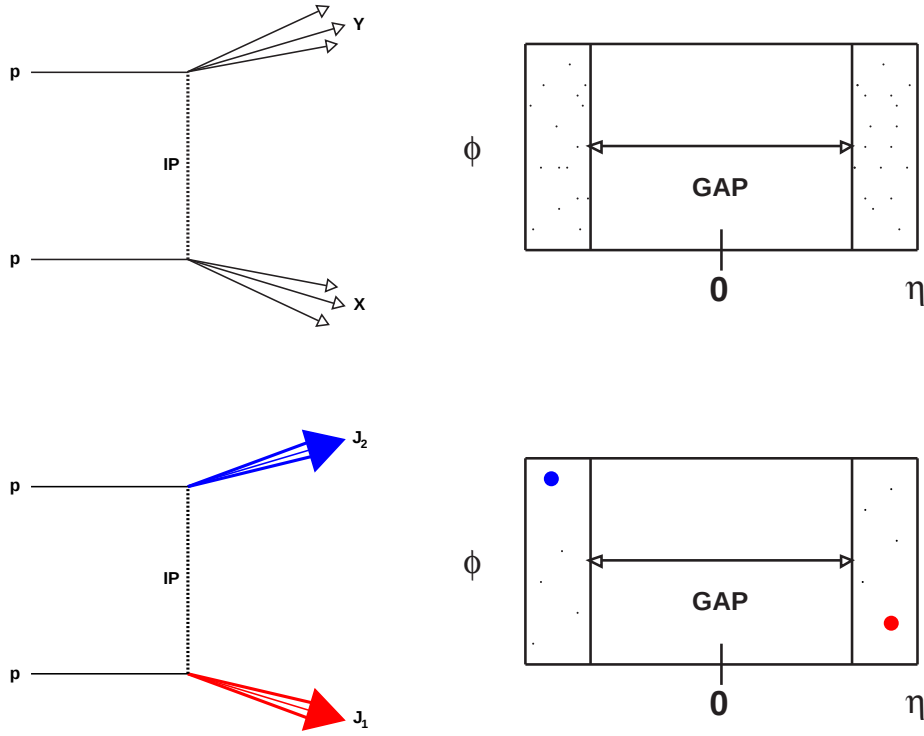


Figura 2.4: Diagrama esquemático de eventos de difração dupla em colisões de próton-próton e a correspondente topologia em $\eta \times \phi$, no topo para eventos moles e abaixo para eventos duros.

Além da difração mole, existe a **difração dura**. Nestes eventos, a dinâmica da interação se realiza via troca do pomeron produzindo jatos a altas energias. O objetivo desta tese é estudar

os processos de dupla difração dura,

$$p + p \longrightarrow Jato_1 + Jato_2 \quad (2.7)$$

2.2 Resumo do Comportamento das Amplitudes de Regge

A difração mole é bem explicada pela fenomenologia de Regge, que interpreta as interações fortes como ocorrendo via troca de “objetos” (*Reggeons*), ou **trajetórias de Regge** $\alpha(t)$, onde $\alpha(t)$ é uma função complexa do momentum angular.

2.2.1 Amplitude de espalhamento no limite de Regge

Não sendo o escopo desta tese tratar da difração mole, vamos dar apenas um resumo das principais passagens da descrição da Amplitude de Regge.

Considere uma amplitude na expansão de ondas parciais na via t , como:

$$\mathcal{A}(s, t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) a_l(t) P_l(\cos \theta) \quad (2.8)$$

Para não termos problemas com a violação do limite de Froissart (s^J para $J > 1$), transformamos a expressão (2.8), de uma soma em uma integral usando a transformação de Sommerfeld-Watson:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}^{(t)}(s, t) &= \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) a_l(t) P_l(\cos \theta_t) \\ &\longrightarrow \frac{1}{2i} \oint_C \frac{a(\rho, t) (2\rho+1) P_\rho(-\cos \theta_t) d\rho}{\sin(\pi \rho)} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Considera-se o teorema de Carlson para garantir que a interpolação seja única. Em seguida, de posse da fórmula de Froissart-Gribov[16] podemos escrever:

$$\begin{aligned}\mathcal{A}^\zeta(x, t) = & \sum_{0 \leq l \leq N} \frac{2l+1}{2} a_l(t) [P_l(x) + \zeta P_l(-x)] + \\ & + \frac{1}{4i} \oint_{C'} (2\rho+1) a^\zeta(\rho, t) [P_\rho(-x) + \zeta P_\rho(x)] d\rho\end{aligned}\quad (2.10)$$

onde $P_l(x)$ são os Polinômios de Legendre e $\zeta = (-1)^l = \pm 1$, uma assinatura para momenta angulares par e ímpar.

Fazendo agora a hipótese dos pólos de Regge no plano complexo $\Im m \rho \times \Re e \rho$ e usando a fórmula do resíduo obtém-se:

$$\mathcal{A}^{(s)}(s, t) = \sum_i \beta_i(t) \frac{1 + \zeta_i e^{-i\pi\alpha_i(t)}}{\sin \pi\alpha_i(t)} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_i(t)} \quad (2.11)$$

onde $\beta_i(t) = \gamma_i^{a1} \gamma_i^{b2}$ numa configuração $2 \rightarrow 2$, $a + b \rightarrow 1 + 2$.

Este resumo serve apenas para indicar os principais pontos da derivação fenomenológica do modelo de Regge[14][15]. Esta amplitude tem todas as propriedades que desejamos de uma amplitude de espalhamento:

- Analiticidade em t ;
- Regime de estados ligados;
- Unitariedade satisfeita somente em t ;
- Fatorização dos resíduos $\beta_{ab \rightarrow 12} = \beta_{a1} \beta_{b2}$.

2.3 Dupla difração mole

A dupla difração mole é o processo no qual dois hádrons colidindo-se dissociam em partículas com uma lacuna de rapidez central sem partículas, como mostra a figura 2.5.

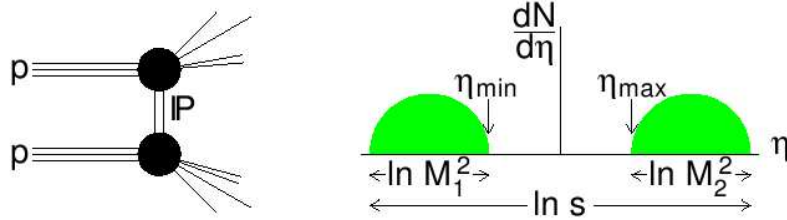


Figura 2.5: Topologia dos eventos de dupla difração mole.

Os experimentos DZero e CDF coletaram dados de eventos de dijetos com uma lacuna de rapidez central, e encontraram que a razão entre eventos de difração dupla e eventos não-difrativos é $R_{jj} = 2.7 \pm 0.9\%$ ($\sqrt{s} = 630 GeV$)[17] e $R_{jj} = 1.13 \pm 0.16\%$ ($\sqrt{s} = 1800 GeV$)[18].

2.4 Dupla difração dura

Processos de dupla difração dura são processos onde ocorre a produção de dois ou mais jatos com uma lacuna de rapidez entre os jatos. Foram propostos por Dokshitzer, Khoze e Troyan[19] e por Bjorken[5] como assinatura da troca de um singlete de cor.

Este processo foi analisado pelos detectores CDF e DZero, no Tevatron, colisor de $p\bar{p}$, operando com a energia de $\sqrt{s} = 1.8 TeV$ e no detector Zeus, no HERA, colisor de ep , operando a $\sqrt{s} \simeq 300 GeV$. A principal diferença com respeito à difração simples dura é o momentum transferido t . Enquanto na difração simples $|t|$ é muito menor que $1 GeV^2$, na difração dupla são transferidos momenta bem mais altos que os habituais $|t| \simeq 1 GeV^2$.

Capítulo 3

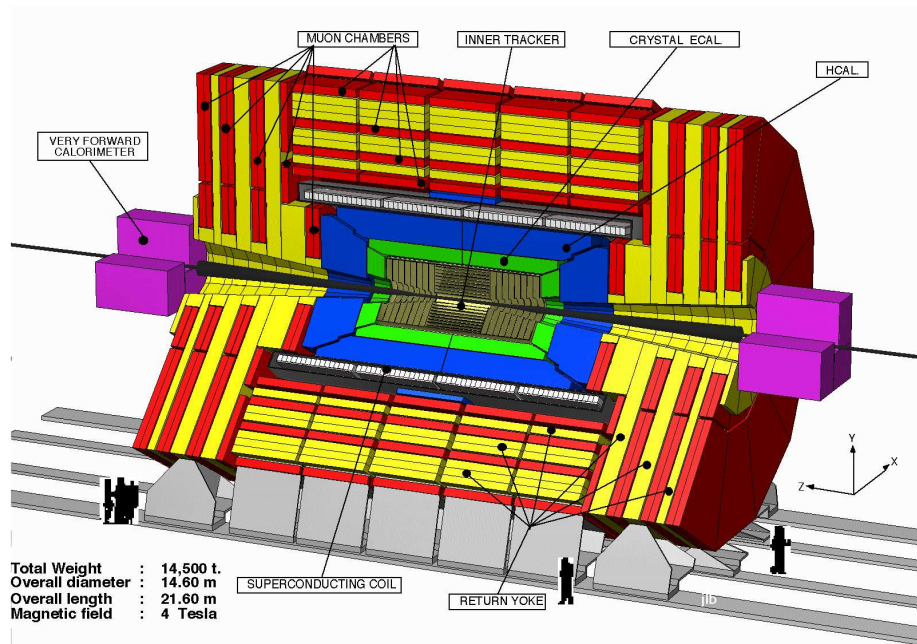
O Experimento CMS

A colaboração CMS (*Compact Muon Solenoid*)[20] é um dos experimentos do LHC (*Large Hadron Collider*), no CERN.

Com sede em Genebra, Suíça, o Laboratório Europeu de Física de Partículas, CERN, está construindo o acelerador de hádrons de mais alta energia do mundo, o LHC, alcançando uma energia de centro-de-massa de $\sqrt{s} = 14$ TeV para o espalhamento próton-próton. O LHC irá funcionar com feixes tanto de prótons quanto de íons pesados. Este acelerador está sendo construído a 100 metros de profundidade, no túnel do LEP (*Large Electron Positron*), que tem 27 km de circunferência. Neste novo acelerador estarão localizados 4 experimentos: CMS e ATLAS, cujo objetivo é estudar os eventos produzidos nas interações próton-próton a 14 TeV de energia de centro de massa e também estudarão a física de íons pesados; LHC-b, que estudará a física do quark b e ALICE, dedicado às interações de íons pesados.

O CMS (figura 3.1) é um detector de amplo espectro (do ponto de vista da física produzida nas colisões próton-próton), projetado para registrar dados a alta luminosidade no LHC, mas também apto para trabalhar a baixas luminosidades, como é esperado para os primeiros anos de operação do acelerador. O começo da operação deste experimento do LHC está previsto para 2007.

A Compact Solenoidal Detector for LHC



CMS LHCC Meeting 19 January 1995

Overview 2

Figura 3.1: Visão geral do detector CMS

O objetivo principal deste espectrômetro é estudar a origem das massas na física de partículas. O Modelo Padrão das interações eletrofracas, por meio do mecanismo de Higgs, explica a existência de massa para as partículas sub-atômicas através da quebra espontânea de simetria entre as interações eletromagnéticas e as interações fracas, resultando na geração de um bóson, conhecido como o bóson de Higgs, ou simplesmente Higgs, cuja massa seria acessível aos experimentos do LHC. Porém, o setor de Higgs poderia ser mais complexo, com bósons de Higgs acompanhados de partículas supersimétricas. Na ausência do mecanismo de Higgs, a Natureza poderia ter escolhido um cenário de acoplamentos fortes para produzir as massas, baseado na quebra dinâmica da simetria. Todas estas questões serão abordadas pelo CMS.

3.1 LHC

O LHC é composto de 1232 dipolos, com cavidades RF que garantem o aumento na energia do próton de 0.5 MeV/regular . A luminosidade é dada por:

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

onde γ é o fator de Lorentz, f a frequência de revolução, k_B o número de pacotes, N_p é o número de prótons por pacote, ε_n a emitância transversa (valor nominal de $3.75 \mu\text{m}$), β^* é função bétraton no ponto de interação, e F o fator de redução devido ao ângulo entre os feixes. A energia de cada feixe de próton é de 7 TeV . A luminosidade de $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ leva a 1 bilhão de colisões próton-próton por segundo. Estes parâmetros estão na tabela 3.1.

Tabela 3.1: Parâmetros do LHC

Parâmetros (Variável) [Unidade]	pp	$Pb - Pb$
Energia por núcleon (E)[TeV]	7	2.76
Campo magnético do dipolo (B)[T]	8.33	8.33
Luminosidade ($\mathcal{L}$)[$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	10^{34}	10^{27}
Separação entre os pacotes [ns]	25	100
Número de pacotes (k_B)	2808	592
Número de partículas por pacote (N_p)	1.15×10^{11}	7.0×10^7
Valor de β no PI (β^*)[m]	0.5	0.5
Raio no PI (σ^*)[μm]	16.7	15.9
Duração da luminosidade (τ_L)[hr]	15	6
Número de colisões por cruzamento (n_c)	≈ 20	-

O complexo de aceleradores do CERN, figura 3.2, é composto de vários aceleradores, os quais têm a função de aumentar a energia do feixe de partículas e injetá-los no próximo estágio de aceleração.

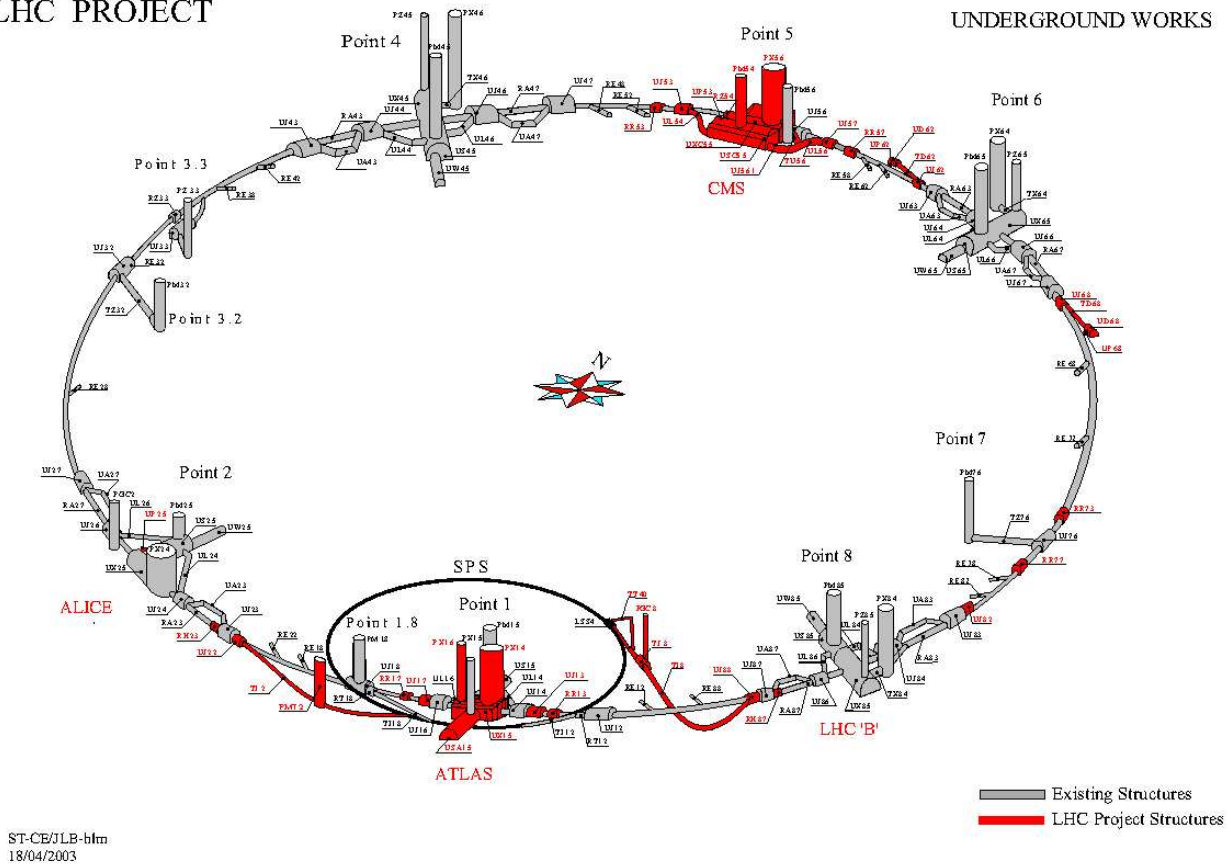


Figura 3.2: Esquema do complexo de aceleradores do CERN e localização dos experimentos CMS, ATLAS, ALICE e LHCb

Os pacotes são formados no *Proton Synchrotron* (PS) com energia de 26 GeV . O feixe é subsequentemente acelerado até 450 GeV no *Super Proton Synchrotron* (SPS) e transferido para o LHC. Este processo é repetido 12 vezes para cada feixe.

O sistema de coordenadas para o CMS tem como origem o ponto de colisão, com o eixo- y orientado verticalmente para cima, o eixo- x radialmente para o centro do LHC e o eixo- z tangenciando o feixe e paralelo ao campo magnético do CMS, como mostra a figura (3.3). O ângulo azimutal ϕ é medido a partir do eixo x no plano $x-y$, enquanto o ângulo polar θ é medido a partir do eixo z .

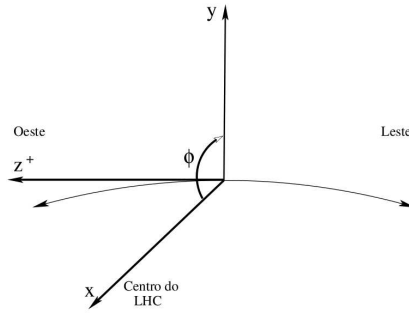


Figura 3.3: Sistema de coordenadas do CMS.

3.2 O Detector CMS

O CMS foi projetado de forma a detectar claramente eventos característicos de uma nova física que vai além daquela do Modelo Padrão, identificando e medindo precisamente múons, fótons e elétrons em uma ampla faixa de energia, a altas ou baixas luminosidades. A detecção do bóson de Higgs do Modelo Padrão através de seu decaimento em dois fótons estabeleceu os parâmetros para as características desejadas do calorímetro eletromagnético a ser usado.

O outro canal de decaimento da partícula Higgs, com uma assinatura clara no detector, que se pretende estudar, é o de quatro léptons. Sua detecção e identificação precisa determinou os requerimentos desejáveis para os detectores que registram a passagem de partículas carregadas (*tracking*), assim como para os calorímetros e câmaras de múons.

O detector é projetado para ter, então, uma excelente resolução de energia-momento e grande cobertura angular, que permitirão a observação do bóson de Higgs numa faixa de massas entre 85 e 700 GeV. Suas características também o fazem apropriado para o estudo da física dos quarks t e b e do lépton τ .

Com o objetivo de se conseguir um detector o mais compacto possível, um campo magnético intenso é necessário para medir o momento das partículas de mais alta energia. Para este fim, foi projetado um longo (13 m) solenóide supercondutor com 3 metros de raio. A motivação

para este grande raio foi a de tornar possível a localização de todo o calorímetro dentro do solenóide, evitando-se com isto qualquer degradação na resolução em energia do detector. Com esta configuração e um campo magnético da ordem de 4 Tesla, uma boa resolução em momento é garantida para partículas com energias de até 1 TeV.

Operando com uma luminosidade de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, supondo uma seção de choque inelástica não-difrativa de 80 mb, o LHC irá produzir, em média, 8×10^8 interações próton-próton por segundo, criando um ambiente de altíssima radiação. No desenvolvimento de cada um dos sub-detectors do CMS estão incluídos testes de resistência à radiação, de forma que, uma vez montado o experimento, todos eles possam operar neste ambiente hostil.

Algumas das características físicas do detector são: peso total de 12.500 toneladas, diâmetro de 15 metros e comprimento de 21,60 metros.

Uma visão geral do detector CMS é dada na Figura 3.1. Seus principais componentes são:

3.2.1 Sistema de trajetórias

O detector central de rastreamento (*Central Tracking*)[21] possui excelente resolução e medida precisa de vértices, tanto primários como secundários, é composto de dois tipos de detectores de silício dispostos em camadas concêntricas, sendo um interno de *pixels* e o outro, mais externo, de micro-fitas (*microstrips*), figura 3.4.

O detector interno de *pixels* possui quatro camadas no barril, com módulos de 0,32 mm de espessura e duas camadas nas tampas, cada uma delas com três discos, figura 3.5. O detector externo de micro-fitas é composto de seis camadas, com módulos de 0,5 mm de espessura e duas tampas, cada uma com três discos e 16 pétalas. Os módulos simples (em vermelho na figura 3.4) são feitos de um detector de silício; já os duplos (em azul) consistem de dois detectores colados entre si. As fitas de leitura (*readout strips*) são paralelas ao eixo do feixe no barril e radiais nos discos.

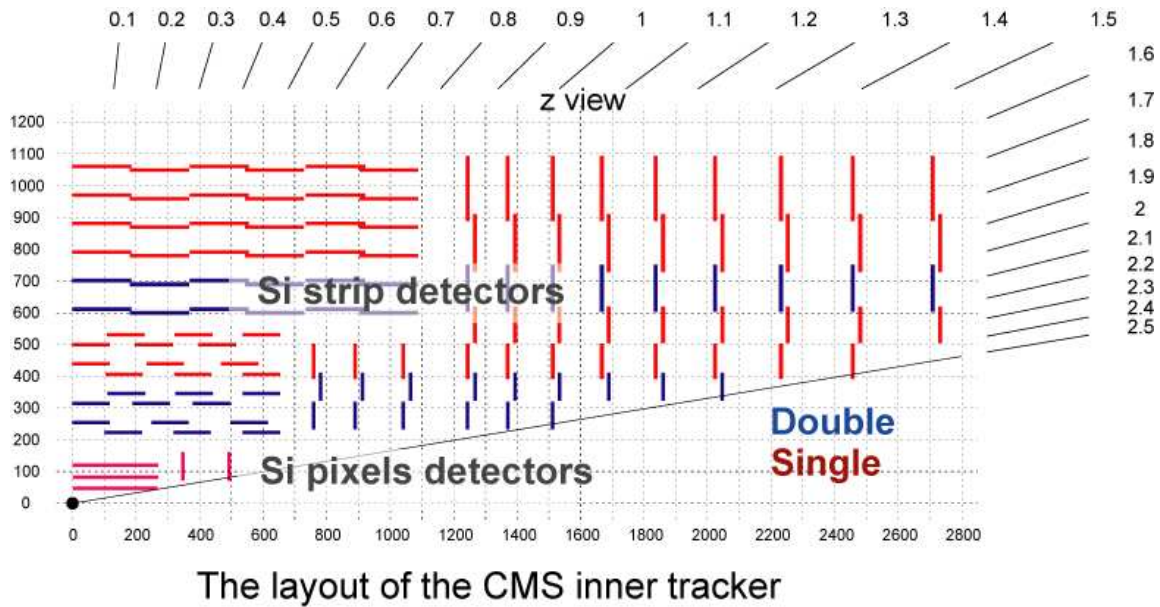


Figura 3.4: Um quarto da seção transversal do detector de trajetórias. Os valores correspondem a separação em pseudo-rapidez. No eixo- x , o comprimento em centímetros e no eixo- y , o raio (em cm).

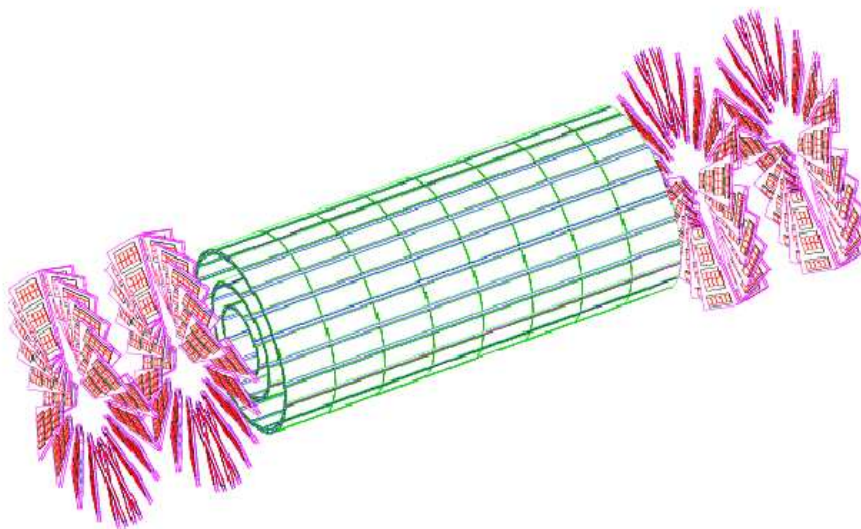


Figura 3.5: Detector de pixels.

As resoluções esperadas são de 20 microns em $r\phi$ e 30 microns ao longo do eixo do feixe (z). O detector interno de *pixels* permitirá a reconstrução tridimensional dos vértices, tanto

primário como secundários, que unidos à boa resolução no parâmetro de impacto permitirá a identificação de decaimentos de partículas contendo o quark b bem como do lépton τ . O detector externo contribui para um aumento da resolução espacial e melhora a medida de momento devido à grande curvatura dos traços carregados no campo magnético.

A altas luminosidades, vários eventos podem ser registrados de uma só vez. A boa resolução espacial ao longo do eixo do feixe permitirá separar estes eventos reconstruindo os vértices primários correspondentes a cada uma das interações.

3.2.2 Calorímetro eletromagnético

O Calorímetro eletromagnético[22] é compatível com a necessidade de precisão na medida de energia e na separação de chuviscos. Consiste de 61200 cristais de PbWO_4 (*lead tungstate crystal*), dispostos em 36 super-módulos formando a estrutura do barril, e 21528 para a estrutura das tampas. A figura 3.6 mostra a seção transversal do ECAL.

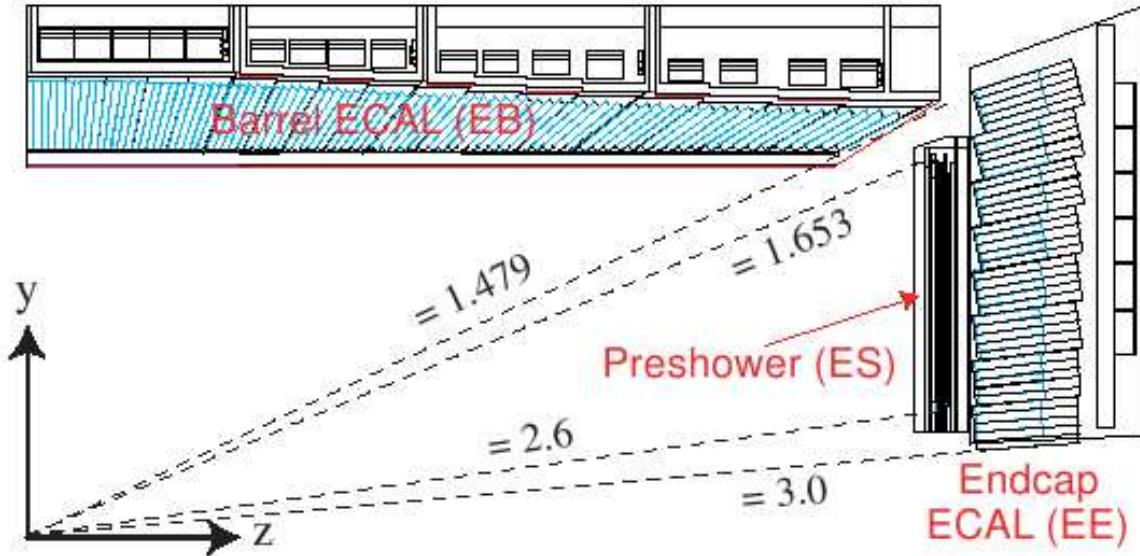


Figura 3.6: Calorímetro eletromagnético (ECAL). As linhas tracejadas representam as lacunas na pseudo-rapidez do ECAL.

O barril (EB) cobre a região de pseudo-rapidez $\eta = \pm 1.419$. A granularidade de cristais no barril é de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0175 \times 0.0175$ e a seção transversal dos cristais correspondem a $0.0174 \times 0.0174^\circ$ em $\eta-\phi$ ou $22 \times 22 \text{ mm}^2$ na parte frontal do cristal e $26 \times 26 \text{ mm}^2$ na parte traseira. O comprimento dos cristais é de 230 mm correspondendo a $25.8 \chi_0$ (onde χ_0 é o comprimento de radiação, que determina a capacidade de absorção de chuveiros eletromagnéticos), assegurando que todos os chuveiros eletromagnéticos estarão contidos no calorímetro.

O arranjo de quatro módulos no super-módulo pode ser visto na figura 3.7.



Figura 3.7: Super-módulo real que será montado no ECAL.

As tampas do ECAL (EE) cobrem uma região de $1.479 < |\eta| < 3.0$. A distância longitudinal entre o ponto de interação e as tampas é de $3,144 \text{ m}$. Nas tampas a granularidade em η e ϕ aumenta progressivamente até o valor máximo de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$. Os cristais possuem uma seção transversal de $30 \times 30 \text{ mm}^2$ na parte traseira, e na face frontal, de $28.62 \times 28.62 \text{ mm}^2$, com comprimento de 220 mm ($24.7 \chi_0$).

A resolução de energia é de 2% para o barril e de 5% para as tampas, além de um termo constante de 0,5% para os dois calorímetros e um termo de ruído de 150 MeV para o barril e 250 MeV para as tampas. A resolução angular obtida em *test beam* é de $0.50 \text{ mrad}/\sqrt{E}$ para o

barril.

Os cristais de PbWO_4 possuem uma grande densidade (8.3 g/cm^3), pequenos comprimentos de radiação (0.89 cm) e pequenos ângulos *Molière* (2.2 cm), resultando em uma fina granularidade e em um calorímetro compacto.

Os *readouts* do ECAL consistem em *photodetector*, que são fotodiodos de avalanche de silício (APDs), e nas tampas são usados fototriodos a vácuo (VPTs). Esses sistema deverá operar nas seguintes condições:

- Campo magnético de 4 T ;
- Emissão de comprimentos de onda $400 < \lambda < 600 \text{ nm}$;
- Radiação de aproximadamente $1 - 2 \text{ kGy/ano}$;
- Intervalo de cruzamento entre os pacotes de partículas de 25 ns .

3.2.3 Detector pré-chuveiro

O principal objetivo do *Preshower* (ES) é a identificação de píons neutros nas tampas, na região $1.653 < |\eta| < 2.6$. Também, irá auxiliar na identificação de elétrons e fótons com uma granularidade maior. O ES é constituído de um radiador, que inicia o chuveiro eletromagnético dos fótons/elétrons e sensores de fitas de silício, que medem a energia depositada. Cada sensor de silício mede $63 \times 63 \text{ mm}^2$, com uma área ativa de $61 \times 61 \text{ mm}^2$ dividida em 32 fitas.

3.2.4 Calorímetro hadrônico

O calorímetro hadrônico[23], em conjunto com o ECAL, formam um sistema de calorímetros completo para medida de jatos e energia transversa perdida (MET) com um boa precisão. O

barril central e as tampas do HCAL envolvem completamente o ECAL e ambos totalmente contidos no solenóide que gera o campo magnético de $4T$.

O barril (**HB**) e as tampas (**HE**) cobrem, hermeticamente, a região até $|\eta| = 1.4$, para o barril, e $1.3 < |\eta| < 3.0$, para as tampas, como mostra a figura 3.8. Os calorímetros *forward* (**HF**) estão localizados a 11.2 m do ponto de interação e estendem a cobertura de pseudo-rapidez, sobrepondo-se com as tampas, de $|\eta| = 2.9$ até $|\eta| = 5$. Os calorímetros *forward* (HF) são especificamente feitos para medir jatos frontais energéticos.

Na região $|\eta| < 1.26$, exterior ao solenóide, se encontra o calorímetro hadrônico (**HO**), *tail catcher* que irá assegurar que os hádrons produzidos nessa região tenham toda sua energia depositada no detector.

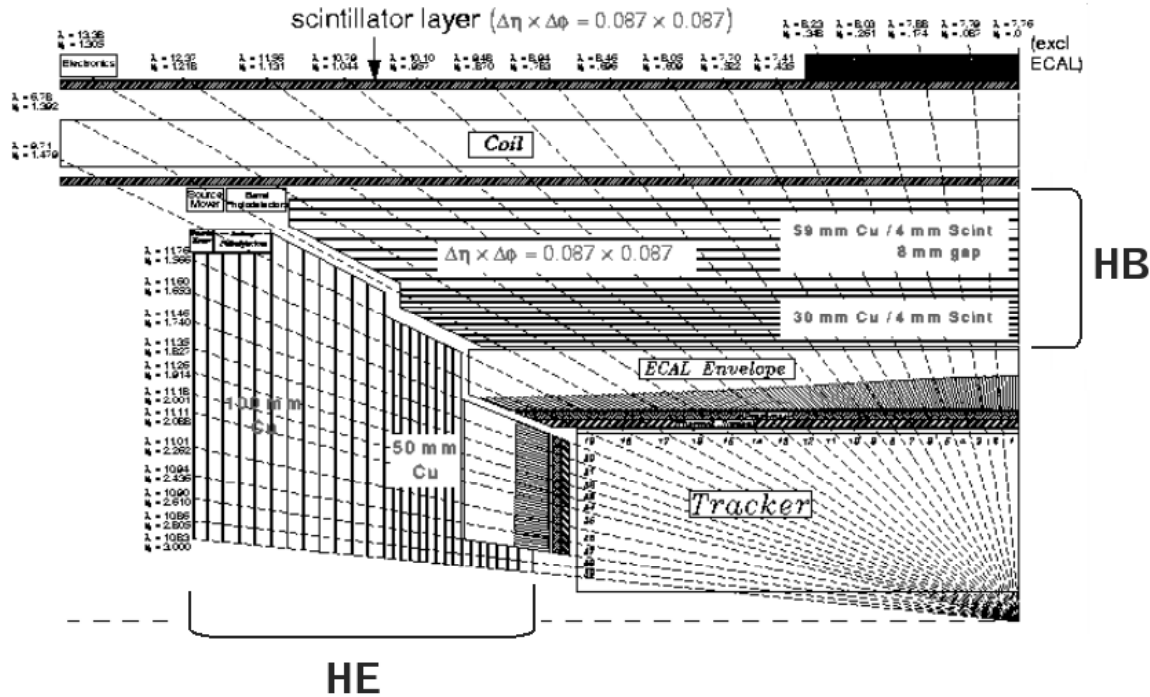


Figura 3.8: Calorímetro hadrônico. Os valores correspondem à separação em pseudo-rapidez do barril (HB) e das tampas (HE).

O HB consiste em 2304 torres com segmentação dada pela tabela 3.2, veja figura 3.9. É um calorímetro de amostragem (*sampling calorimeter*), composto de um material ativo entre placas

de cobre que atuam como placas de absorção. Este material ativo consiste de cintilador plástico de 9 mm de espessura e são 15 placas de cobre, cada uma com $\sim 5\text{ cm}$ de espessura.

Tabela 3.2: Granularidade no HCAL e ECAL.

	Granularidade $\Delta\eta \times \Delta\phi$	Lacunas em $ \eta $
HB	0.0875×0.0875	$1.39 - 1.48$
EB	0.017×0.015	$1.57 - 1.65$
EE	0.043×0.022	
	0.029×0.029	
	0.022×0.043	

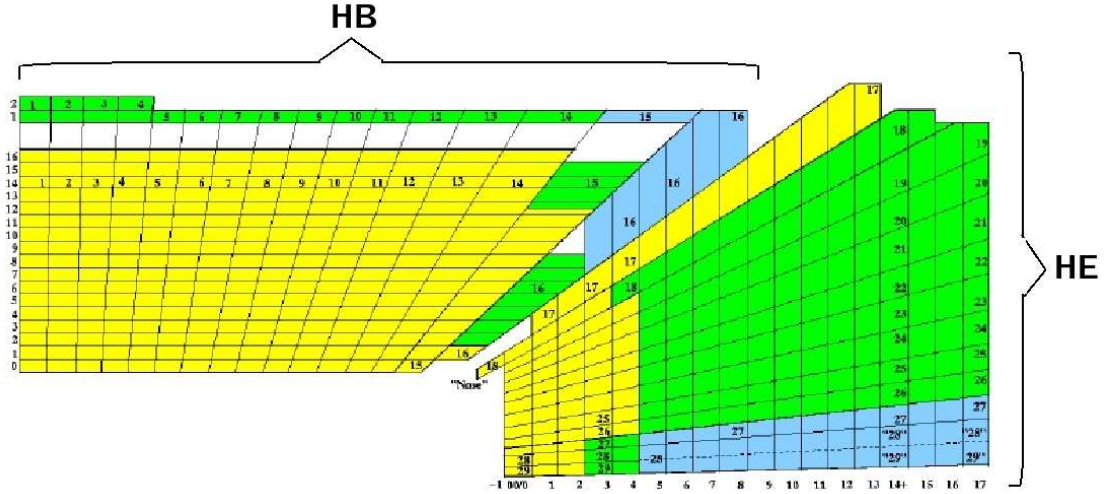


Figura 3.9: Esquema das torres do barril (HB) e das tampas (HE) do HCAL em $r - z$.

O HE consiste em 14 torres em η , com segmentação de 0.087 em η e 5° de segmentação em ϕ , para as cinco primeiras torres, como mostra a figura 3.10. Para as torres seguintes, a segmentação é de 10° em ϕ , enquanto que $\Delta\eta$ varia entre 0.09 e 0.35 , totalizando 2304 torres. Os detectores das tampas usam fibras de quartzo como meio ativo inseridas em uma matriz de cobre.

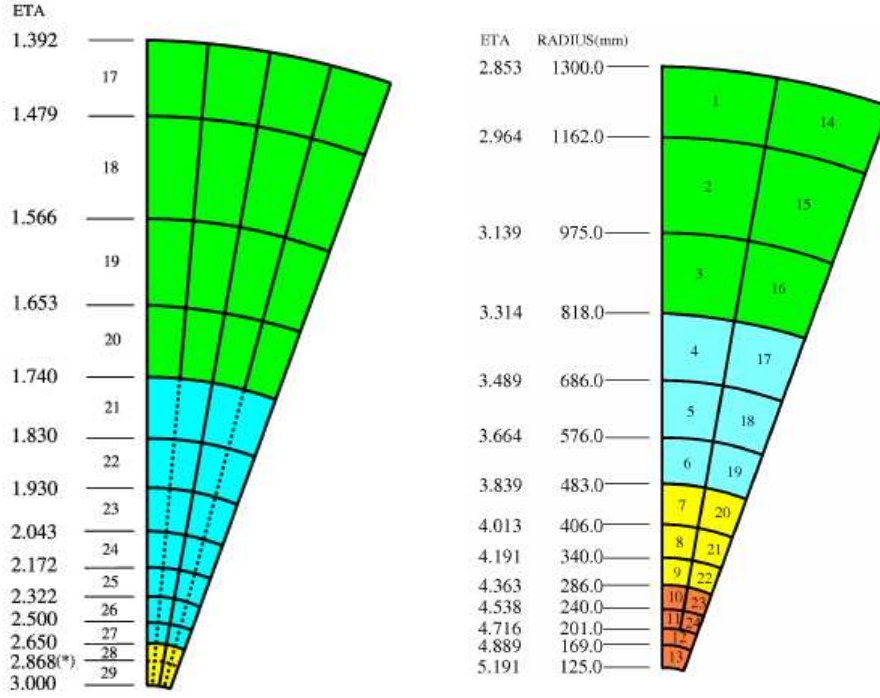


Figura 3.10: Visão de 20° em $\eta - \phi$ das tampas do calorímetro hadrônico (HE) (esquerda) e do calorímetro hadrônico *forward* (HF) (direita). Os valores correspondem à separação em pseudo-rapidez.

O HO possui cintiladores de 10 *mm* de espessura, em setores de 30° em ϕ , assim como câmaras de *drift tubes*.

O HF é um calorímetro de 1.65 *m* de ferro e fibras de quartzo de 0.6 *mm* de diâmetro, inseridas paralelamente ao eixo do feixe, que funciona a partir da detecção de luz Čerenkov. São 13 torres em η , sendo a primeira com $\Delta\eta \sim 0.1$ e a última com $\Delta\eta \sim 0.3$ e as demais com $\Delta\eta \sim 0.175$; a segmentação é de 10° em ϕ , e para a última torre, $\Delta\phi = 20^\circ$, como mostra a figura 3.10. No total, são 900 torres de cada lado. As células no HCAL são arranjadas em torres no espaço $\eta - \phi$. As células na região do barril tem segmentação de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$, aumentando gradativamente nas tampas e nas regiões *forward*.

O instrumento principal para identificação de jatos no CMS é o sistema de calorímetros, que cobre uma região de rapidez de $|\eta| < 5$.

Com a finalidade de reconstruir jatos, os dados do calorímetro serão organizados em torres usando a segmentação em $\eta - \phi$ do calorímetro hadrônico, vide tabela (3.2) e figuras 3.9 e 3.10, e do ECAL, figura 3.6. No barril do ECAL, existem 25 cristais por torre, e na região das tampas, o número de cristais por torres varia com η .

3.2.5 Sistema de múons

O objetivo do sistema de múons[24] é identificar múons, medir seu momentum de maneira independente do sistema de trajetórias e também participar do *trigger* do experimento. Para garantir uma boa cobertura angular (de 9.4° até 170.6° no ângulo polar), ele consiste de dois detectores diferentes, um na região do barril (Figura 3.11) e outro nas tampas (Figura 3.12).

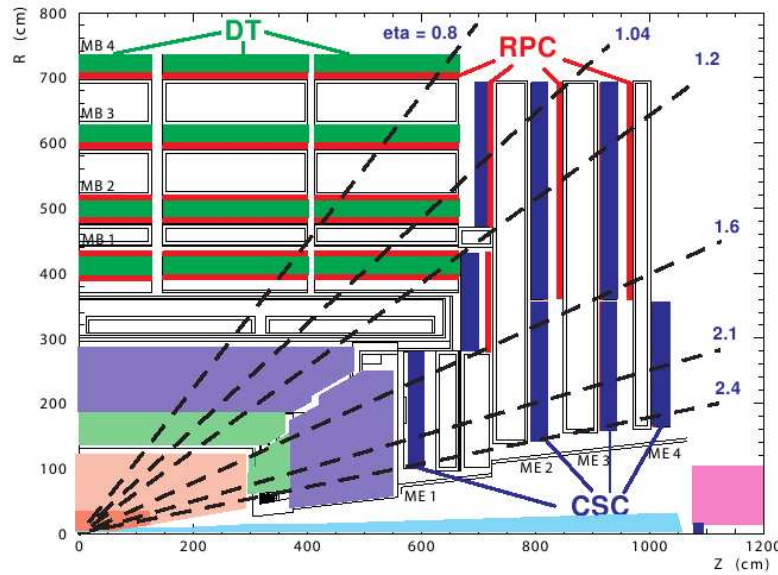


Figura 3.11: Um quarto da seção transversal do detector de múons. Os valores nas linhas tracejadas correspondem à separação em pseudo-rapidez. No eixo- x (eixo- z no sistema de coordenadas do CMS, vide figura 3.3, o comprimento em centímetros e no eixo- y , o raio (em cm).

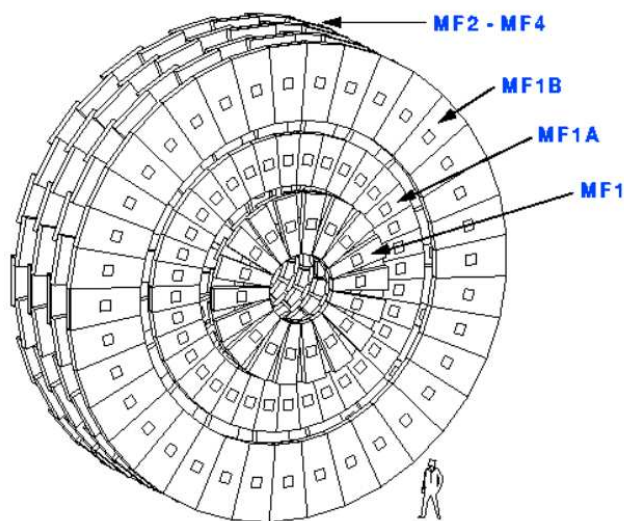


Figura 3.12: Detetor de múons em uma das duas tampas, onde MF1, MF2, MF3, MF4 são as quatro estações de múons de fitas catódicas (CSC), e a estação MF1 é sub-dividida em outras três estações, MF1, MF1A e MF1B.

O detector do barril possui quatro estações concêntricas, cada uma com doze camadas de câmaras de tubos de arrasto (*drift tubes*) inseridas no invólucro de ferro, exterior ao solenóide, que fecha o fluxo magnético do solenóide. No sentido longitudinal ele é dividido em cinco anéis instrumentados independentemente. Em cada tampa do detector, as câmaras de múons têm também quatro estações montadas entre as camadas de ferro que “fecham” o fluxo magnético, e são compostas de fitas catódicas (*cathode strip chambers*, CSC).

A identificação de múons é feita exigindo sinais em pelo menos duas das quatro estações. A resolução esperada para a localização de um sinal é da ordem de 100 microns. O ajuste dos sinais consecutivos num traço, levando em conta a curvatura no campo magnético, dá a medida do momento dos múons que atravessam este detector. Esta medida pode ser melhorada se combinada com a fornecida pelos detectores internos de rastreamento.

3.2.6 Trigger

A alta luminosidade e a taxa de colisões no LHC requerem uma excelente seleção de eventos e um poderoso sistema de aquisição de dados (o tamanho esperado para eventos de Pb+Pb no CMS é de 2-3 Mbytes). O sistema consiste em um *trigger* de baixo (hardware) e um de alto nível (software)[25]; o último pode fazer uso das informações de *tracking*. Para o *trigger* de alto nível é necessário aproximadamente 1000 CPUs para tomar decisões, que permitem o armazenamento de eventos de interesse a uma taxa de 40 Hz.

O sistema de *trigger* constituído de 2 níveis tem o objetivo de reduzir a taxa de eventos de 10^9 interações por segundo por um fator da ordem de 10^7 .

O sistema de *trigger* de nível 1 é baseado na informação de cada subdetector sobre a presença de elétrons, fótons, múons e jatos, bem como na soma da energia transversa ou da falta dela. Cada subdetector possui seu sub-*trigger*, dividido em regiões de $(\Delta\eta, \Delta\phi)$. A compilação global das decisões de cada um resulta na decisão de manter ou não o evento.

O nível 2 é uma *farm* on-line que processa o evento usando somente as informações dos sub-*triggers*. Se o evento se mostrar interessante ele é reprocessado usando todas as informações disponíveis, mas fora do circuito de decisão do *trigger*.

A decisão de manter ou não um evento deverá ser feita a cada 25 ns. O tempo de processamento dos dois níveis de *trigger* deverá ser de $3\mu s$, contado a partir do cruzamento dos feixes. Para evitar um tempo morto muito grande e utilizar ao máximo a grande luminosidade do LHC, os eventos resultantes das colisões próton-próton serão empilhados esperando pelo processamento do *trigger*.

Somente após a decisão positiva deste é que toda a informação registrada pelos subdetectores será enviada para o sistema de aquisição de dados.

Capítulo 4

Análise dos eventos de Monte-Carlo de dupla difração dura

É impossível fazer uma boa análise sem um conhecimento mínimo do experimento. No caso do CMS, todo o arsenal de software para a obtenção dos resultados finais com dados reais está sendo preparado ao mesmo tempo em que se trabalha na montagem do detector para que a Física desejada seja devidamente explorada.

Nossa tese será no setor chamado de *forward physics*, no setor difrativo das interações fortes. A topologia escolhida é a da dupla difração, como mostra a figura 2.5. No LHC, a medida de processos do tipo *jato – lacuna – jato* só pode ser feita em baixa luminosidade ($\lesssim 5 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)[26], que corresponde à luminosidade integrada de $L \sim 1 \text{fb}^{-1}$.

A simulação de eventos no CMS com relação ao nosso problema em física difrativa, consiste em duas partes: (1) geração de eventos de Monte-Carlo, usando um gerador de eventos, neste trabalho o gerador usado foi o **PHOJET**[27], e (2) simulação da resposta do detector e reconstrução dos eventos gerados, usando o **FAMOS**[28]. Para a análise desses eventos usamos o ROOT[3].

4.1 Geração de eventos

Para estudar a cinemática dos processos de dupla difração, o gerador de eventos utilizado foi o **PHOJET**, que utiliza o método de Monte-Carlo para simular colisões, baseado no Modelo a Pártons de duas componentes (*Dual Parton Model*, DPM)[29].

Este modelo combina resultados obtidos com a teoria de Regge, de cálculos de Gribov para réggeons e previsões da QCD perturbativa para espalhamentos duros[29].

O Modelo a Pártons de duas componentes do PHOJET unifica as componentes mole e dura das interações em altas energias. Neste modelo, os processos moles são tratados no âmbito da teoria de Regge, enquanto os processos duros são tratados usando a QCD perturbativa. O modelo consiste em separar a integral sobre todos os momenta intermediários em duas partes: integração sobre os momenta com $q_{i,\perp} < p_{\perp}^{cutoff}$, que seria a componente mole do processo; e integração sobre os momenta onde pelo menos um dos momenta intermediários q_i satisfaça $q_{i,\perp} \geq p_{\perp}^{cutoff} \gg \Lambda_{QCD}$, que seriam os eventos com grande momentum transferido (processos duros). Logo, a desvantagem desse gerador é que ele gera tanto processos moles quanto duros. O corte no momentum transversal $p_{\perp}^{cutoff}$ no PHOJET é da ordem de $2.5 - 3 \text{ GeV}/c$. Os processos de espalhamento duro ($p_{\perp} \gg \Lambda_{QCD}$) são simulados pela QCD perturbativa em baixa ordem. A seção de choque para esses processos é dada pelas equações (A.4) e (A.18) e pela tabela (A.1).

$$\sigma_{AB}^{hard} = \int dx_1 dx_2 d\hat{t} \sum_{i,j,k,l} \left(\frac{1}{1 + \delta_{kl}} \right) f_{i,A}(x_1, \mu^2) f_{j,B}(x_2, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}_{i,j \rightarrow k,l}^{QCD}(\hat{s}, \hat{t})}{d\hat{t}} \quad (4.1)$$

onde a soma é sobre todas as configurações possíveis de pártons i, j, k, l , μ^2 é a escala de fatorização nos processos partônicos e $f_{i,A}(x_1, \mu^2)$ e $f_{j,B}(x_2, \mu^2)$ são as funções de distribuição de pártons nos hádrons A e B . No caso de hádrons, as equações de evolução DGLAP (veja Apêndice B) para a densidade dos pártons são equações diferenciais homogêneas.

Após a geração temos um conjunto de arquivos, chamados *ntuples*, no formato HBOOK. Essas *ntuples* tem como formatação de saída o padrão HEPEVT, os quais são lidos pelo FAMOS.

A nossa amostra de dados gerados pelo PHOJET consiste em 1.08×10^6 eventos de dupla difração. Como foi dito anteriormente, o PHOJET não separa a componente dura da mole, porém o nosso interesse é na componente dura, então serão aplicados alguns cortes para separarmos essa componente. A nossa amostra de fundo, *minimum bias* (MB), que será estudado mais tarde (seção 4.4), também foi gerada usando o PHOJET. O número de eventos gerados, selecionados e a seção de choque dos eventos de dupla difração (DD) e de *minimum bias* (MB) são apresentados na tabela (4.1):

Eventos	Gerados	σ (mb)
DD	1.080.000	4,064
MB	100.000	$1,188 \times 10^2$

Tabela 4.1: Número de eventos gerados e a seção de choque dos eventos de dupla difração (DD) e de *minimum bias* (MB).

4.2 Simulação e reconstrução

O FAMOS (FAst MOnte-Carlo Simulation) foi desenvolvido pelo CMS a fim de permitir uma rápida simulação e reconstrução de interações de partículas no detector CMS.

Depois de feita a geração de eventos de Monte-Carlo, a simulação completa do CMS consiste em duas partes:

1. O OSCAR (*Object oriented Software for CMS Analysis and Reconstruction*) faz a propagação e as interações das partículas geradas no detector. Este programa é baseado no Geant4[30] e contém uma descrição precisa da geometria e dos materiais do detector. O detector converte a energia depositada pelas partículas em sinais eletrônicos, que são convertidos em

sinais digitais do tipo ADCs e TDCs;

2. A digitalização, isto é, a simulação da resposta da eletrônica é feita pelo ORCA (*Object Oriented Reconstruction for CMS Analysis*). Nessa parte, a simulação é feita passo-a-passo pelos vários detectores.

O FAMOS combina essas diversas fases do processo de simulação, reconstrução e digitalização.

A versão do FAMOS utilizada neste trabalho foi a FAMOS_1_4_0.

4.2.1 Reconstrução de jatos

A grande seção de choque da QCD garante que os jatos irão dominar a física de alto p_T no LHC. Os problemas associados à medida de jatos no calorímetro são antigos e persistem nas colisões hadrônicas.

Definição de torre e limiares de energia

As células do HCAL são arranjadas em torres no espaço $\eta - \phi$ [31]. As torres são usadas como ponto de partida para os algoritmos de reconstrução de jatos. A energia associada com a torre é calculada como a soma de todas as células que contribuem para a torre. As torres são tratadas como partículas sem massa, com a energia dada pela energia da torre e direção definida pelo ponto de interação e o centro da torre. A performance da reconstrução usando-se as torres do calorímetro depende da seleção aplicada, pois o ruído pode contribuir significativamente para a reconstrução de jatos de baixo p_T .

Vários esquemas para suprimir a contribuição do ruído na energia dos jatos estão sendo estudados em detalhe, baseados em simulações da resposta do calorímetro como implementado

no ORCA (para mais informações veja a referência [32]). Esses estudos incluem variações no limiar de energia (*thresholds*) das torres, assim como nas células constituintes das mesmas.

Em geral, cortes na energia transversa $E_T > 0.5 \text{ GeV}$ (esquema ET) ou $E_T > 0.5 \text{ GeV}$ e $E > 0.8 \text{ GeV}$ (esquema ETE) são aplicados para todas as torres usadas na reconstrução dos jatos. Ambos os cortes apresentam resultados iguais para jatos de alto E_T . O último esquema elimina mais ruído na região central para jatos de baixo E_T .

Entretanto, a contribuição do ruído varia para cada parte do calorímetro. As células do HCAL apresentam padrões discretos dos *readouts* ADCs, onde 1 ADC corresponde a $\approx 250 \text{ MeV}$ no HB e HO, e $\approx 400 \text{ MeV}$ no HE, como mostra a figura 4.1. Esta quantização deve ser levada em consideração na escolha dos valores do limiar de energia.

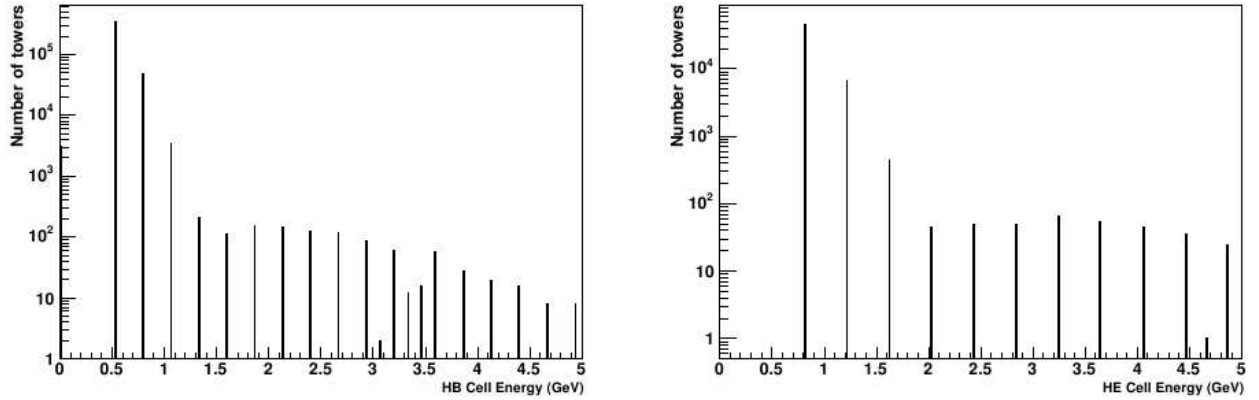


Figura 4.1: Distribuição de energia para as células no HB (barril do calorímetro hadrônico) (esquerda) e HE (*tail catcher*) (direita). Figura retirada da referência[32].

As contribuições de energia do EB (barril do ECAL) e EE (tampas do ECAL) nas torres são mostradas na figura 4.2, somadas sobre todos os cristais que contribuem para a torre, onde cada torre tem 25 cristais na região do barril. O primeiro pico observado na figura em $EBSum$ corresponde à contribuição de um cristal, o próximo pico corresponde a dois cristais, e assim sucessivamente.

Na tabela 4.2 apresentamos três esquemas de limiares de energia (*thresholds*) das células do HCAL. O esquema **A**, usado nesta tese, nos dá uma redução significativa do ruído nos jatos com uma perda nula na energia do jato mas com ruído significativo em E_T .

Esquema	Limiar de energia (GeV)					NIC (GeV) $\eta \simeq 0$	JEL (GeV) $\eta \simeq 0$	NIC (GeV) $\eta \simeq 2$	JEL (GeV) $\eta \simeq 2$	$\sum E_T$ (GeV) ruído
	HB	HO	HE	$\sum \text{EB}$	$\sum \text{EE}$					
A	0.7	0.85	0.9	0.2	0.45	1.4	-	1.1	-	28
B	0.9	1.1	1.4	0.2	0.45	0.3	1.0	0.4	2.7	6
C	1.2	1.3	1.8	0.2	0.45	0.2	1.9	0.3	5.2	4

Tabela 4.2: Esquemas de limiar de energia. Os valores são dados em GeV . $\sum \text{EB}$ ($\sum \text{EE}$) significa a energia total dos limiares de energia nas torres, somadas sobre todos os cristais que contribuem para a torre. **NIC** é o valor médio do ruído (em GeV) em um cone no barril ($\eta_{cone} \simeq 0$) e nas tampas ($\eta_{cone} \simeq 2$), **JEL** é a energia perdida do jato e $\sum \mathbf{E}_T^{\text{ruído}}$, a energia transversa total do ruído por evento.

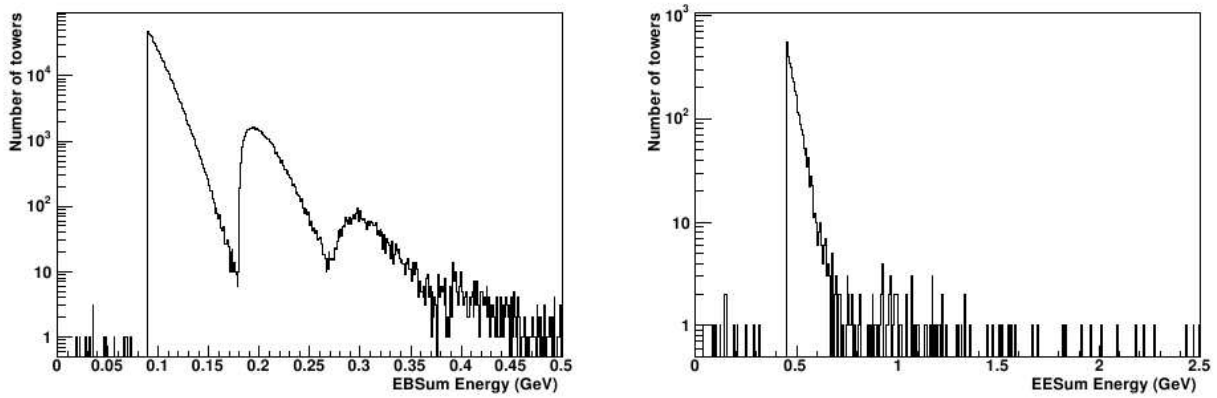


Figura 4.2: Distribuição de energia para as células no EB (barril do calorímetro eletromagnético) (esquerda) e EE (tampas do calorímetro eletromagnético) (direita). Figura retirada da referência[32].

4.2.2 Submissão no cluster

A simulação e reconstrução de eventos foi feita no CERN, usando o serviço *Batch*. Este serviço tem como objetivo atender às necessidades computacionais de análise de dados e simulações.

Este serviço conta com aproximadamente 1500 CPU com duplo processador (TECH P3 600 MHz, TECH P3 800 MHz, SEIL P3 1 GHz, SEIL P4 2.4 GHz, Elonex Xeon 2.8 GHz) e cada um com capacidade de armazenamento temporário variando de 5 GB até mais de 80 GB.

Quando um trabalho é submetido de uma conta de usuário pública (*lxplus*), o gerenciador de *jobs* direciona-o para um nó apropriado de acordo com a prioridade.

Os dados gerados e simulados foram armazenados no CASTOR, *CERN Advanced STORAGE*, que é um sistema de armazenamento desenvolvido pelo CERN. Os arquivos podem ser armazenados, listados, recuperados e acessados usando o protocolo de transferência de dados RFIO (*Remote File IO*). Atualmente existem mais de 60 milhões de arquivos e em torno de 7 petabyte de dados no CASTOR.

4.3 Seleção e resultados

Apresentamos nessa seção algumas distribuições das variáveis cinemáticas obtidas após a reconstrução dos eventos de dupla difração. Primeiro são mostradas as distribuições para as partículas do estado final, e após estas, as distribuições para os jatos. Os resultados apresentados não estão normalizados.

4.3.1 Partículas no estado final

As distribuições apresentadas a seguir são referentes às partículas do estado final nos eventos de dupla difração, ou seja, aquelas que são registradas pelo experimento, que serão usadas para a reconstrução dos jatos.

A figura 4.3 mostra a distribuição em η das partículas no estado final. A distribuição em η apresenta uma simetria em torno de $\eta = 0$ para a produção de partículas resultantes da interação, que caracteriza os eventos de dupla difração

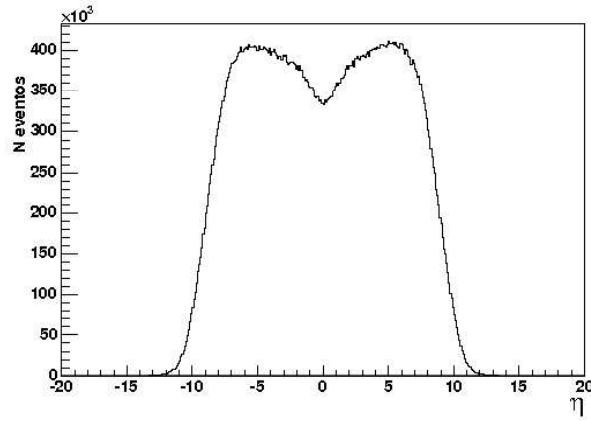


Figura 4.3: Distribuição da pseudo-rapidez (η) das partículas no estado final dos eventos de dupla difração (DD).

Na figura 4.4 apresentamos a distribuição de energia das partículas no estado final. Ela apresenta uma forma típica de uma distribuição dessa natureza, mostrando a rápida diminuição do número de eventos com o aumento da energia. Ou seja, os eventos de dupla difração apresentam uma maior concentração de partículas de baixa energia no estado final.

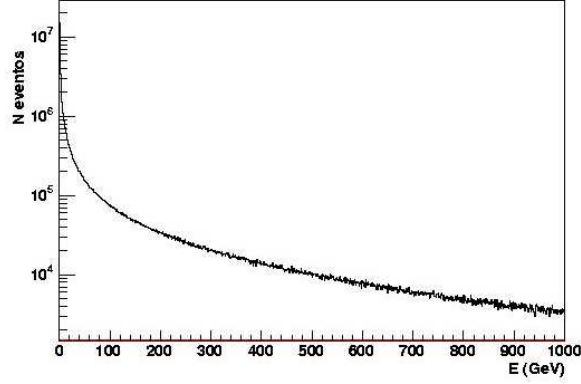


Figura 4.4: Distribuição da energia (E) das partículas no estado final nos eventos de dupla difração (DD).

4.3.2 Jatos

A topologia escolhida foi a de dupla difração dura e os critérios de seleção se baseiam na identificação de um estado final com dois jatos de alto E_T em lados opostos e separados por uma grande lacuna de rapidez.

Os jatos são reconstruídos a partir de um algoritmo que seleciona partículas do estado final geradas (ou torres dos calorímetros eletromagnético e hadrônico) que se encontram dentro de um cone de raio $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.5$.

As principais variáveis que caracterizam os eventos de dupla difração dura são: número de jatos (N_{jatos}), pseudo-rapidez dos jatos (η) e separação entre as bordas dos jatos de maior E_T ($\Delta\eta_c$). As distribuições apresentadas nesta seção são obtidas após a reconstrução antes e depois da aplicação dos cortes nos eventos de dupla difração.

A figura 4.5 mostra a distribuição da multiplicidade de jatos. Temos que a contribuição da componente dura é muito menor que a mole, uma vez que dos 1.08×10^6 eventos de dupla difração, somente 5884 possuem pelo menos dois jatos, isto é, no máximo 0.55% dos eventos são de dupla difração dura.

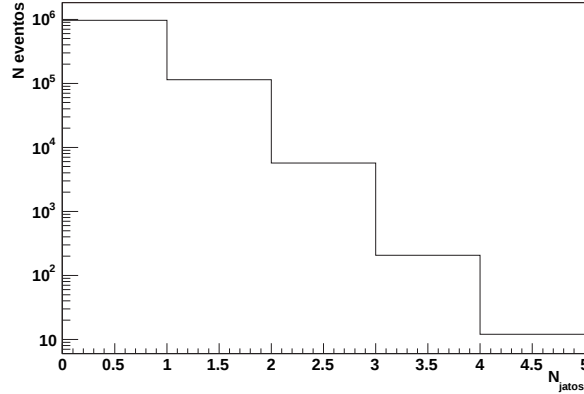


Figura 4.5: Distribuição na multiplicidade de jatos nos eventos de dupla difração (DD).

As distribuições apresentadas nas figuras 4.6, 4.7 e 4.8, mostram algumas distribuições após a reconstrução com a condição de dois jatos no estado final, que se constitui o principal corte para separarmos a componente dura da mole.

A distribuição da pseudo-rapidez dos jatos da figura 4.6 apresenta um pico em torno de $|\eta| = 0.5$ que corresponde ao raio do cone do jato reconstruído, que é um parâmetro no algoritmo de reconstrução dos jatos. Isto deve ocorrer devido ao ruído no calorímetro significando um grande impacto na reconstrução de jatos de baixo p_T , como foi discutido na seção 4.2.1. Outra contribuição para esta concentração se deve à ineficiência no algoritmo de reconstrução em separar jatos com $\Delta\eta_c$ e $\Delta\phi$ muito pequeno, então faz-se necessário um corte em $\Delta\eta_c > 0$ e $\Delta\phi > 0$ para remover os jatos que se sobreponham, apesar de que esses cortes são nulos em relação aos cortes que serão apresentados posteriormente. Observamos também uma diminuição no número de eventos no intervalo de $|\eta|$ de $1.39 - 1.65$, que correspondem as lacunas no HCAL e no ECAL, de acordo com a tabela 3.2.

A distribuição da separação entre as bordas dos cones dos jatos ($\Delta\eta_c = |\eta_1 - \eta_2| - 1$)

da figura 4.6 apresenta um pico em $\Delta\eta_c$ em torno de -1 . Esta concentração se deve à grande contribuição de jatos que se sobrepõem em η , isto é, a separação entre os jatos ($\Delta\eta = |\eta_1 - \eta_2|$) é próxima de zero.

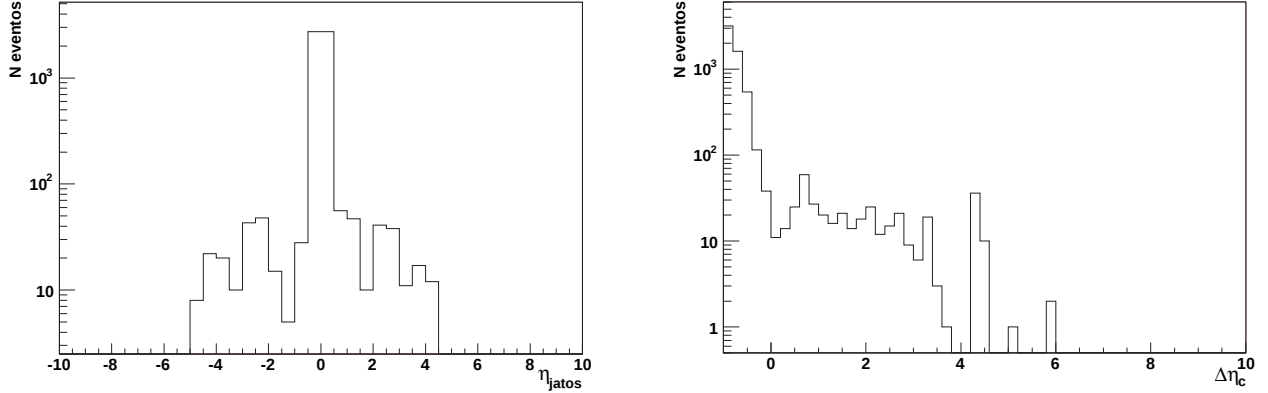


Figura 4.6: Distribuições da pseudo-rapidez (η) (esquerda) e da diferença da pseudo-rapidez ($\Delta\eta_c = |\eta_1 - \eta_2| - 1$.) das bordas dos jatos (direita) dos eventos de dupla difração (DD) com $N_{\text{jatos}} = 2$. Ambas em escala logarítmica.

Na figura 4.7 mostramos a distribuição do ângulo azimutal e da diferença do ângulo azimutal que é calculada como $\Delta\phi = |\phi_1 - \phi_2|$.

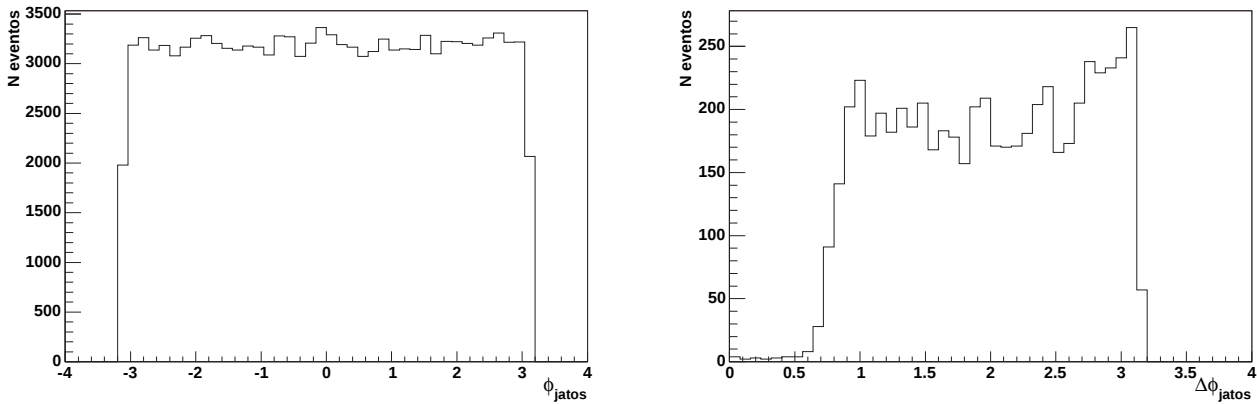


Figura 4.7: Distribuições do ângulo azimutal (ϕ) (esquerda) e da diferença do ângulo azimutal ($\Delta\phi = |\phi_1 - \phi_2|$) dos jatos (direita), dos eventos de dupla difração (DD) com $N_{\text{jatos}} = 2$.

A figura 4.8 (eventos com 2 jatos) mostra as distribuições da energia transversa E_T e da energia E dos jatos. Ambas apresentam um decréscimo do número de jatos com o aumento da energia transversa e da energia, ao mesmo tempo que fica evidente o efeito do corte em E_T e em E aplicados para as torres usadas na reconstrução dos jatos (veja seção 4.2.1, esquema ETE: $E_T > 0.5$ GeV e $E > 0.8$ GeV), pois estes cortes correspondem a um corte em $E_T > 10$ GeV e em $E > 10$ GeV dos jatos reconstruídos.

Note que a energia transversa dos jatos em eventos com dois jatos é menor que 40 GeV, daí observa-se que os jatos de maior E_T estão concentrados nos eventos com menos de dois jatos. Lembrando que os dois jatos selecionados são os jatos de maior E_T .

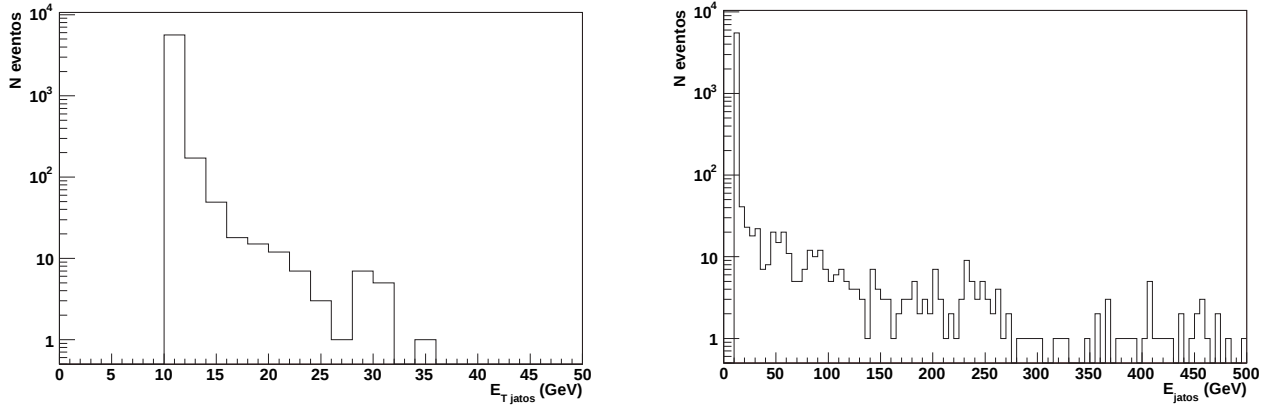


Figura 4.8: Distribuições da energia transversa (E_T) (esquerda) e da energia (E) dos jatos (direita), dos eventos de dupla difração (DD) com $N_{jatos} = 2$. Ambas em escala logarítmica.

A partir das distribuições apresentadas acima, esperamos destacar os principais pontos que diferenciam a componente dura da dupla difração. Listamos nossos cortes de seleção abaixo:

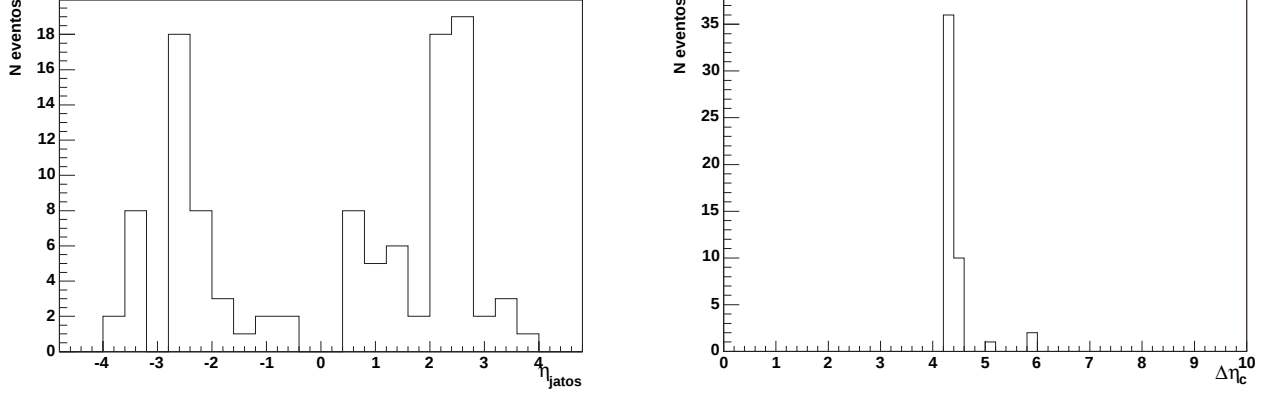


Figura 4.9: Distribuições da pseudo-rapidez (η) (esquerda) e da diferença da pseudo-rapidez ($\Delta\eta_c = |\eta_1 - \eta_2| - 1$) das bordas dos jatos (direita), dos eventos de dupla difração (DD) com 2 jatos em lados opostos e separados por $\Delta\eta_c \geq 4$.

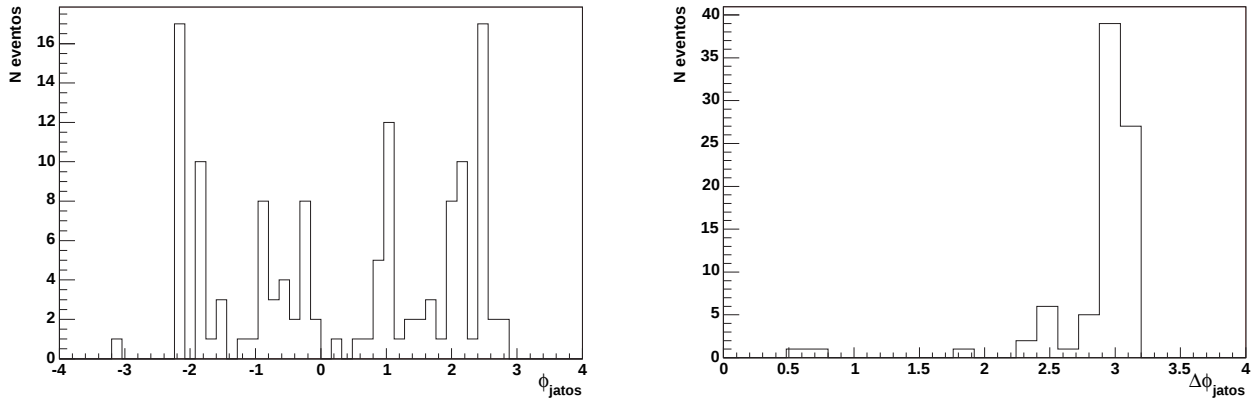


Figura 4.10: Distribuições do ângulo azimutal dos jatos (esquerda) e da diferença do ângulo azimutal ($\Delta\phi = |\phi_1 - \phi_2|$) dos jatos (direita), dos eventos de dupla difração (DD) com 2 jatos em lados opostos e separados por $\Delta\eta_c \geq 4$.

- Seleccionamos eventos com 2 jatos em lados opostos com $\Delta\eta_c \geq 4$. Usamos o algoritmo padrão de Cone Iterativo (*Iterative Cone Algorithm*), onde as torres dos calorímetros eletromagnético e hadrônico (objetos do tipo *EcalPlusHcalTower* no FAMOS) são organizados em aglomerados no plano $\eta - \phi$ em um cone de raio $R < 0.5$, que identifica os jatos.

Primeiro, selecionamos os eventos com dois jatos (figuras 4.6, 4.7 e 4.8). Então calculamos a separação em η entre as bordas dos cones dos jatos, isto é, $\Delta\eta_c = |\eta_1 - \eta_2| - 2R$, onde R é o raio do cone do jato, neste caso $R = 0.5$. Também calculamos a diferença do ângulo azimutal dos jatos, $\Delta\phi = |\phi_1 - \phi_2|$. Estes cortes são suficientes para selecionarmos os eventos de interesse, mas para separarmos os eventos de sinal dos eventos de fundo, que será explorado na seção seguinte, aplicamos um corte na separação entre os jatos, para garantir que os jatos estejam separados por uma grande lacuna de rapidez, isto é, selecionamos os eventos com $\Delta\eta_c \geq 4$. As distribuições de η e $\Delta\eta_c$ dos jatos são mostrados na figura 4.9. As distribuições ϕ e $\Delta\phi$, na figura 4.10 e a distribuição de $\eta \times \phi$ dos jatos, na figura 4.11. E as distribuições de E_T e E , na figura 4.12 e P_T dos jatos, na figura 4.13.

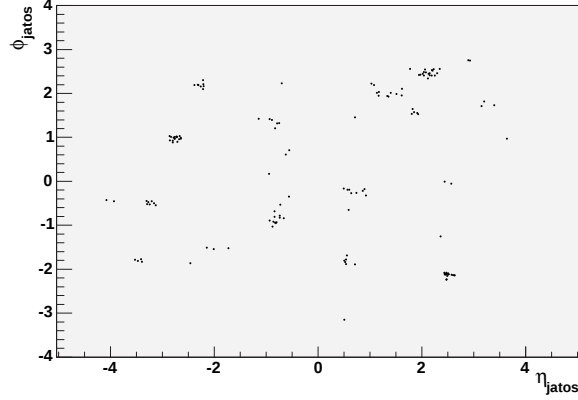


Figura 4.11: Distribuição em η e ϕ dos jatos, dos eventos de dupla difração (DD) com 2 jatos em lados opostos e separados por $\Delta\eta_c \geq 4$.

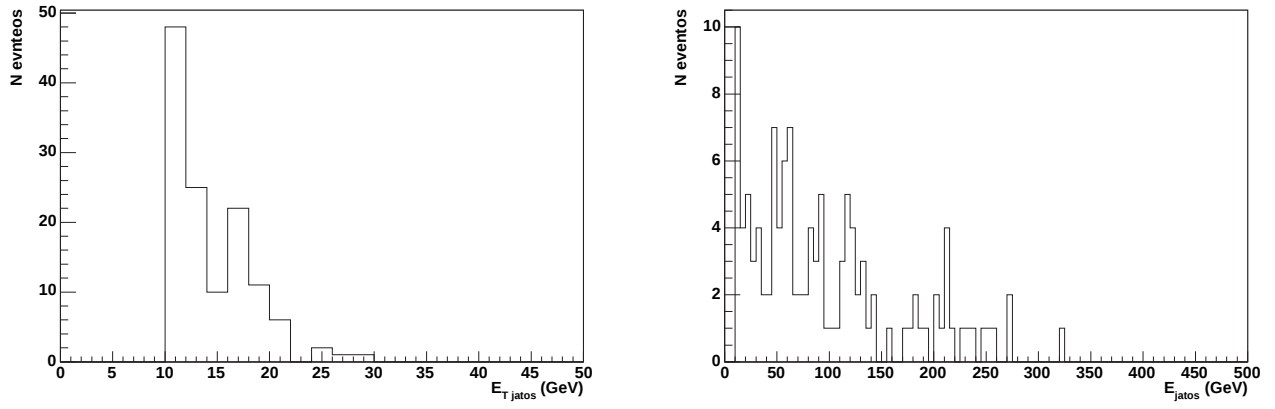


Figura 4.12: Distribuições da energia transversa (E_T) (esquerda) e da energia (E) (direita) dos jatos, dos eventos de dupla difração (DD) com 2 jatos em lados opostos e separados por $\Delta\eta_c \geq 4$.

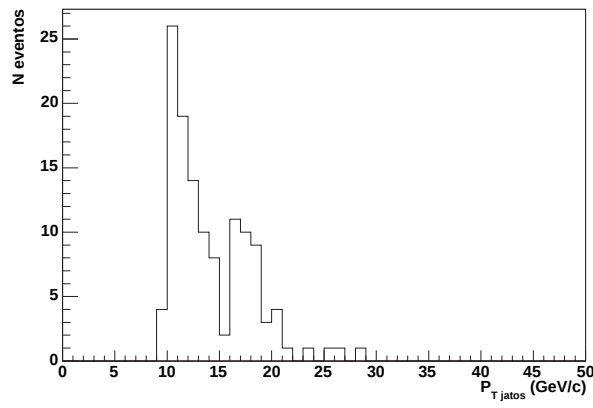


Figura 4.13: Distribuição do momentum transverso dos jatos, dos eventos de dupla difração (DD) com 2 jatos em lados opostos e separados por $\Delta\eta_c \geq 4$.

4.3.3 Definição de lacuna de rapidez experimental

A lacuna de rapidez aqui é definido como a região de pseudo-rapidez sem produção de partículas entre os jatos.

A observação de uma lacuna de rapidez deve ser simples em um detector ideal, uma vez que um detector ideal seja perfeitamente capaz de medir tanto a presença quanto a ausência de partículas. No entanto, um detector real possui ineficiências intrínsecas na detecção de partículas e ruídos dificultando a observação dessas lacunas. O ruído pode introduzir “falsas” partículas que contaminam a lacuna, assim como a ineficiência na detecção pode resultar em partículas reais não detectadas.

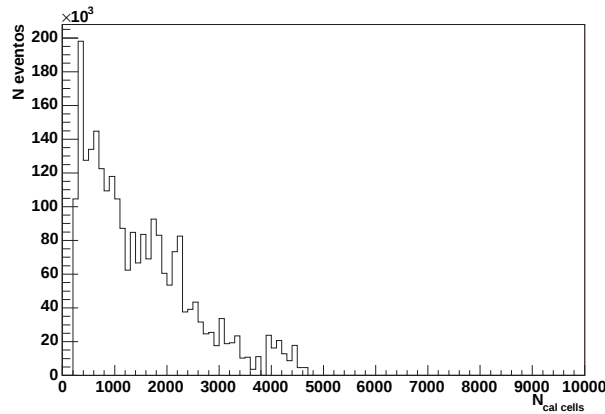


Figura 4.14: Distribuição da multiplicidade das células do calorímetro na lacuna de rapidez (eventos de dupla difração (DD)), sendo a lacuna definido como a região entre os dois jatos (em lados opostos) com $\Delta\eta_c \geq 4.0$ para cada evento.

Na figura 4.14 mostramos a distribuição do número de células do calorímetro (HCAL+ECAL) atingidas na região da lacuna de rapidez. A referida distribuição é feita contando-se todas as células do calorímetro atingidas na região da lacuna definida como a região entre os dois jatos

(em lados opostos) e separados por um $\Delta\eta_c \geq 4.0$ para cada evento. A figura 4.15 mostra a distribuição da energia depositada na lacuna. O que se observa é uma concentração em baixas energias. Em termos experimentais, partículas de baixas energias, apesar de presentes na lacuna, não serão detectadas com tanta precisão nos detectores. Como foi visto na seção 4.2.1, o calorímetro eletromagnético é sensível a partículas com energia mínima em torno de $\approx 40\text{MeV}$ por cristal no barril (EB), e $\approx 150\text{MeV}$ por cristal nas tampas (EE).

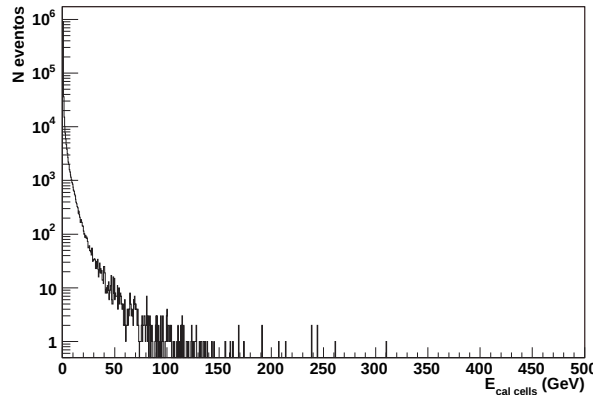


Figura 4.15: Distribuição da energia (E) das células do calorímetro na lacuna (nos eventos de dupla difração (DD)) em escala logarítmica, sendo a lacuna de rapidez definida como a região entre os dois jatos (em lados opostos) com $\Delta\eta_c \geq 4.0$ para cada evento.

O CMS foi projetado para ter uma excelente resolução de energia-momento e grande cobertura angular. O calorímetro é muito útil na detecção de partículas de baixa energia devido à sua fina segmentação longitudinal e transversa. O calorímetro é sensível tanto para hádrons neutros e carregados, quanto para fótons, múons e elétrons.

Nesta análise, usamos o método de marcação (*tagging*) de partículas no calorímetro para procurarmos eventos com lacuna de rapidez entre os jatos. Uma célula do calorímetro é marcada se nela for depositada uma energia maior que o nível de ruído, neste caso, 1.4 GeV para o barril e 1.1 GeV para as tampas, vide tabela 4.2, uma vez que usamos o esquema A na reconstrução dos jatos. Então uma lacuna de rapidez é definida como uma região física no espaço de $\eta - \phi$ sem células do calorímetro marcadas.

Na figura 4.16 mostramos a distribuição da pseudo-rapidez das células do calorímetro marcadas.

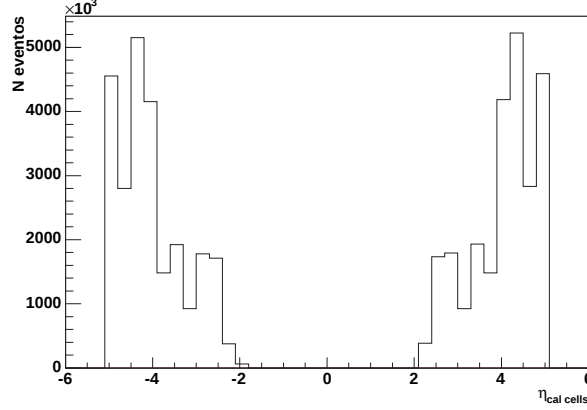


Figura 4.16: Distribuição da pseudo-rapidez das partículas marcadas no calorímetro nos eventos com lacuna de rapidez de dupla difração (DD) (com corte na energia das células, $E_{cells} \geq 1.4 GeV$ para o barril e $E_{cells} \geq 1.1 GeV$ para as tampas).

A figura 4.17 mostra a distribuição da pseudo-rapidez versus a energia ($\eta \times E$) das células do calorímetro e também a distribuição da soma da energia depositada nas células do calorímetro ($\sum E_{calcells}$). Na distribuição de $\eta \times E$ observamos uma concentração na região de $-2 < \eta < 2$ de células com baixas energias depositadas. A distribuição de $\sum E_{calcells}$ apresenta uma concentração em baixa energia.

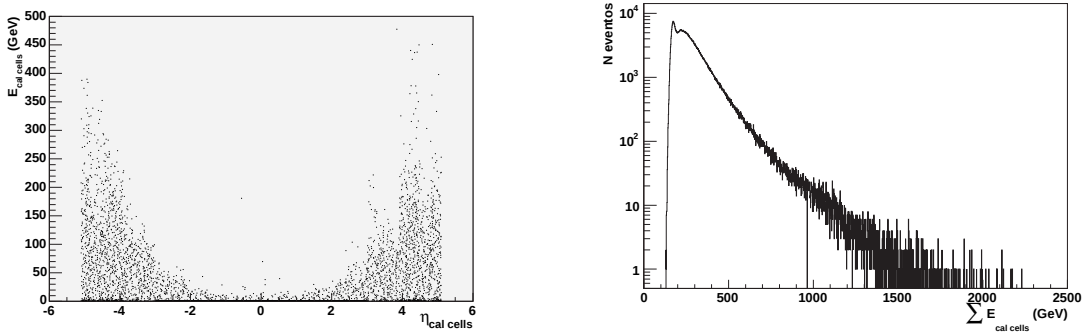


Figura 4.17: Distribuições da pseudo-rapidez versus energia depositada (esquerda) e da soma da energia depositada nas células do calorímetro (direita) em escala logarítmica.

4.4 Eventos de fundo, eficiências e número de eventos esperados

Como fundo dominante, isto é, eventos que contaminam a amostra experimental, temos a combinação de eventos com jatos não-difrativos e difrativos, como a difração simples, a dupla troca de pomeron, etc. Então consideramos todos aqueles que possam ter a estrutura de jato-lacuna-jato. A partir da característica da lacuna de rapidez central da topologia da dupla difração, espera-se que as eficiências dos cortes em relação à parte central sejam parecidas. Usamos uma amostra de 100.000 eventos de *Minimum Bias* (MB) gerados com PHOJET, selecionando as componentes elásticas e inelásticas (difrativas e não-difrativas), com seção de choque $\sigma_{MB} = 1.1884 \times 10^2 mb$.

Para normalizarmos as amostras de acordo com as respectivas seções de choque usamos o fator de escala:

$$\delta = \frac{L\sigma_{canal}}{N_{ger}} \quad (4.2)$$

onde L é a luminosidade integrada, σ_{canal} a seção de choque do canal em questão e N_{ger} o número de eventos gerados para cada caso. O número de eventos esperados é dado por:

$$N_{esp} = \delta N_{sel} \quad (4.3)$$

Como o PHOJET não separa a componente dura da mole, o fator de escala é o mesmo tanto para a dupla difração dura quanto para o mole. A medida de processo do tipo *jato-lacuna-jato* só podem ser feitas em baixa luminosidade instantânea $\lesssim 5 \times 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$ [26], correspondendo a luminosidade integrada de $L = 1 fb^{-1}$.

Na tabela 4.3 temos o fator de escala para os eventos de DD e MB e o número de eventos esperado (N_{esp}):

	δ	N_{esp}
DD	3.763×10^6	4.064×10^{12}
MB	1.188×10^9	1.188×10^{14}

Tabela 4.3: Fator de escala e número de eventos esperados para os eventos de dupla difração (DD) e *minimum bias* (MB).

A tabela 4.4 mostra as eficiências de cada corte, isto é, a razão entre os eventos que satisfazem o corte e o número de eventos antes de se aplicar o mesmo, para o sinal e o fundo.

Corte	N_{esp} DD	ϵ_{cortes}	N_{esp} MB	ϵ_{cortes}
2 jatos	2.214×10^{10}	0.0054	2.122×10^{10}	0.0018
Lado opostos	1.102×10^{10}	0.498	9.837×10^9	0.464
Grande lacuna de rapidez ($\Delta\eta_c \geq 4.$)	1.994×10^8	0.018	2.614×10^8	0.026

Tabela 4.4: Eficiências relativa dos cortes e número de eventos esperados, para $L = 1fb^{-1}$ para os eventos de dupla difração (DD) e de *minimum bias* (MB).

A exigência de 2 jatos é bastante eficiente para rejeitar tanto eventos moles quanto para rejeitar eventos elásticos, uma vez que tanto os eventos elásticos quanto os moles não apresentam jatos no estado final. A combinação deste corte com a exigência de jatos em lados opostos é muito eficiente para rejeitar eventos de difração simples, pois esta topologia é caracterizada pela presença de jatos no mesmo lado do detector. Estes cortes são os principais responsáveis pela redução no sinal. Esse problema ocorre devido a ineficiência na identificação de jatos. O corte exigindo um grande *gap* de rapidez entre os jatos de maior E_T apesar de caracterizar a topologia estudada não é muito eficiente em separar o background do sinal, uma vez que os eventos não-difrativos também podem apresentar uma grande lacuna de rapidez no estado final.

A figura 4.18 mostra a distribuição de η e a separação entre as bordas dos cones dos jatos para os eventos de sinal (DD) em vermelho, e para os eventos de fundo (*minimum bias* - MB) em azul.

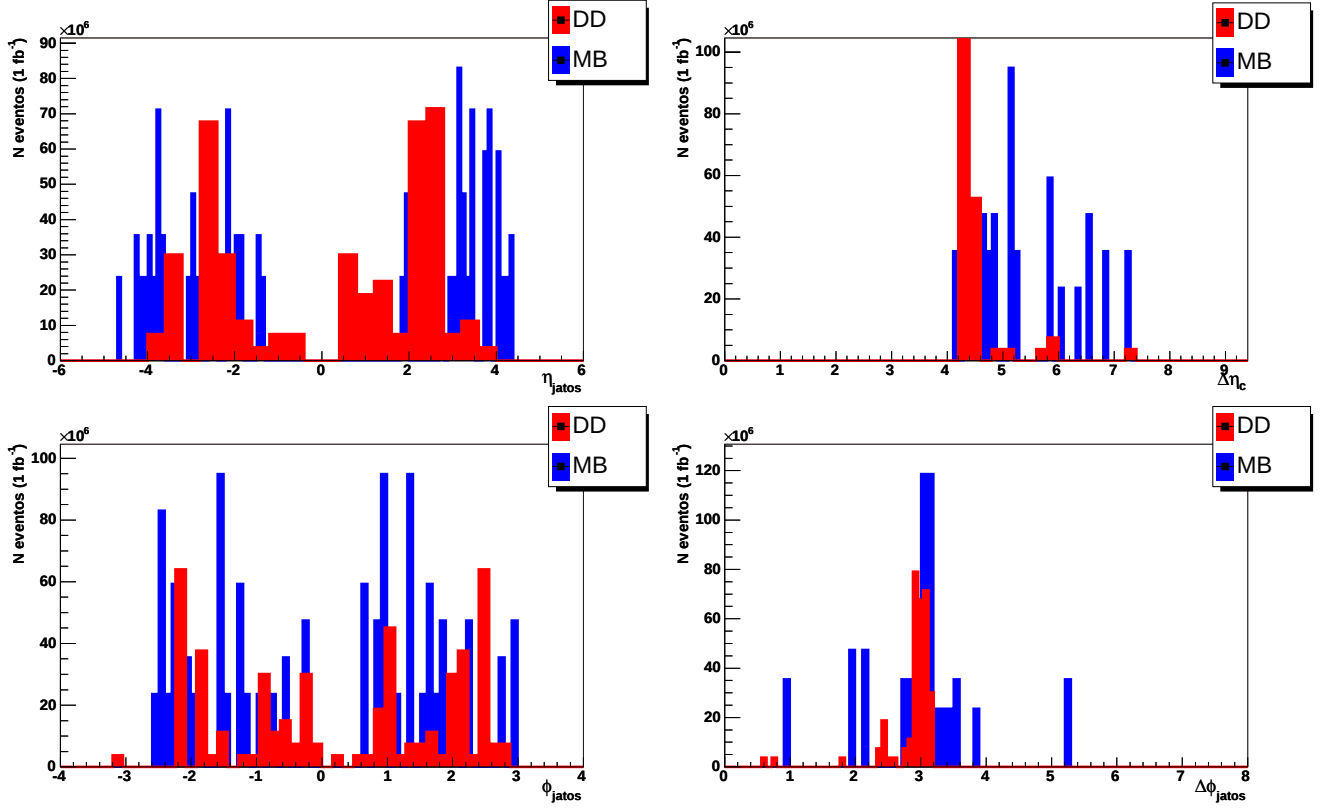


Figura 4.18: Distribuições na pseudo-rapidez e na diferença da pseudo-rapidez ($\Delta\eta_c$) das bordas dos jatos (topo, esquerda e direita, respectivamente) e no ângulo azimutal e na diferença do ângulo azimutal ($\Delta\phi$) dos jatos (abaixo, esquerda e direita, respectivamente). Em azul, temos a amostra de *minimum bias* (MB) e em vermelho, o sinal, dupla difração (DD). A normalização é feita para uma luminosidade integrada de $L = 1 \text{ fb}^{-1}$.

A figura 4.19 mostra a distribuição da energia E , da energia transversa E_T e do momentum transversa p_T dos jatos para o sinal (DD), em vermelho, e para o fundo de *minimum bias* (MB), em azul.

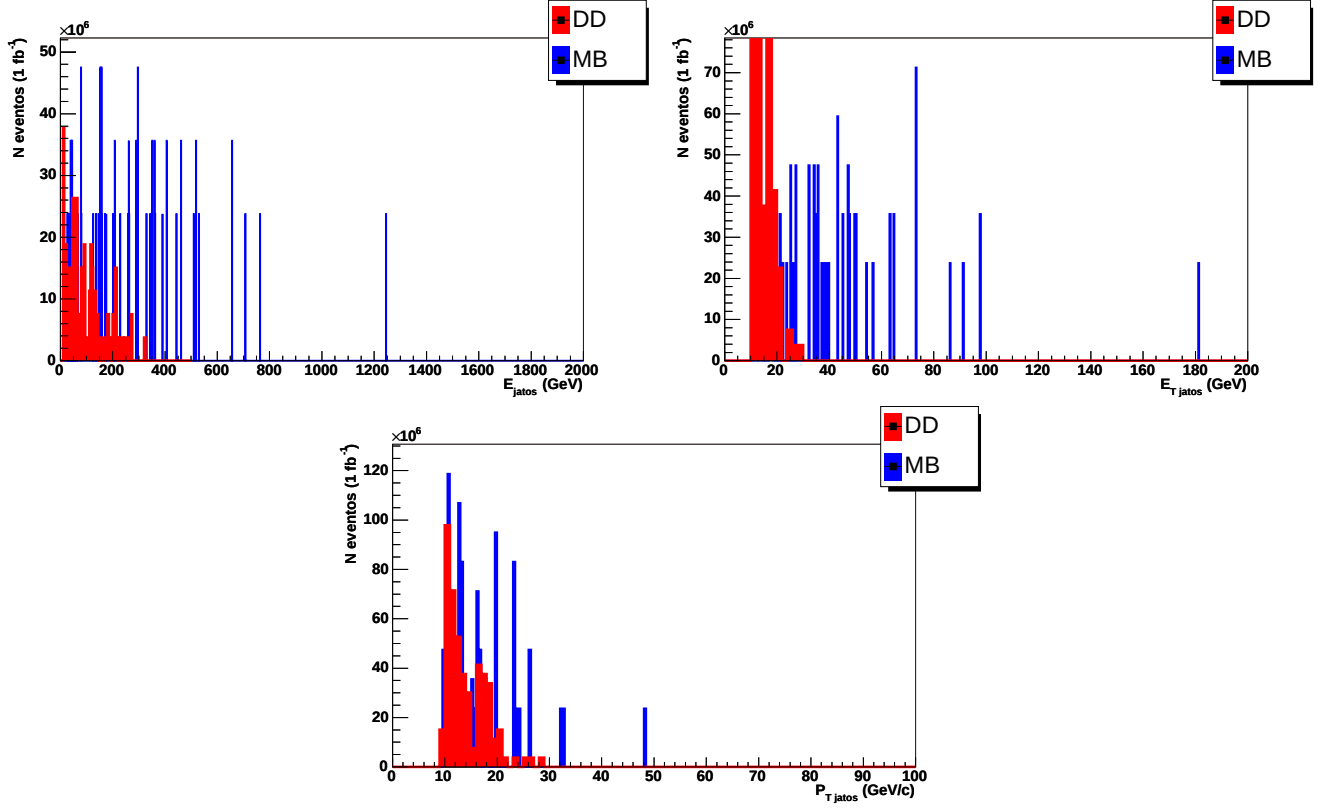


Figura 4.19: Distribuições da energia e da energia transversa dos jatos (acima, esquerda e direita, respectivamente) e do momentum transversa (abaixo). Em azul, temos a amostra de *minimum bias* (MB) e em vermelho, o sinal, dupla difração (DD). A normalização é feita para uma luminosidade integrada de $L = 1 \text{ fb}^{-1}$.

A figura 4.20 mostra as distribuições da soma da energia depositada nas células do calorímetro $\sum E_{cellscal}$ e também mostramos a distribuição de η das células do calorímetro marcadas.

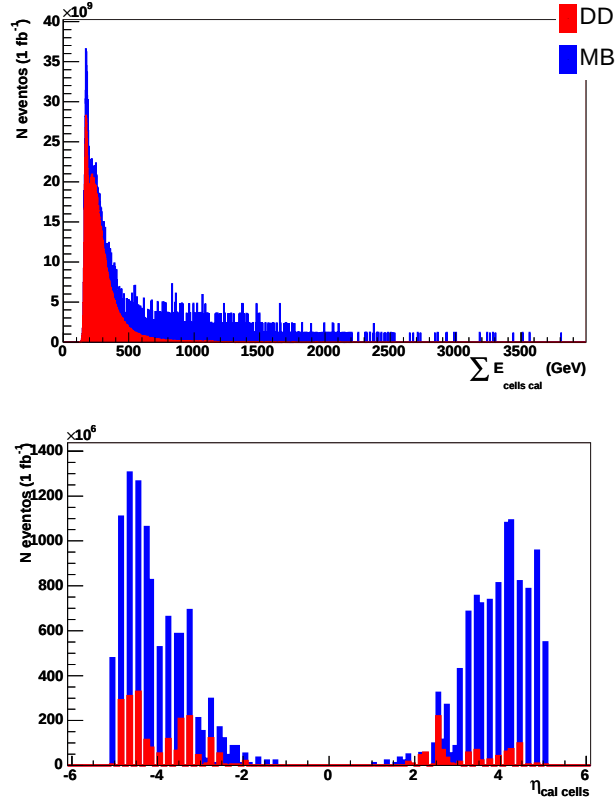


Figura 4.20: Distribuições da soma da energia depositada nas células do calorímetro (acima), da pseudo-rapidez das células do calorímetro das partículas marcadas (abaixo, com corte na energia das células, $E_{\text{cells}} = 1.4 \text{ GeV}$ para o barril e $E_{\text{cells}} = 1.1 \text{ GeV}$ para as tampas). Em azul, temos a amostra de *minimum bias* (MB) e em vermelho, o sinal, dupla difração (DD). A normalização é feita para uma luminosidade integrada de $L = 1 \text{ fb}^{-1}$.

Capítulo 5

Conclusões e Perspectivas

Foi estudada a possibilidade da observação de eventos de dupla difração dura no LHC/CMS, já que as colisões pp , na energia que será alcançada, possibilitarão a produção em larga escala desses eventos. O CMS será um excelente detector para se estudar os eventos de dupla difração, uma vez que a observação da topologia característica desses eventos, isto é, jatos separados por uma grande lacuna de rapidez, depende de elementos essenciais como: grande cobertura na pseudo-rapidez e boa detecção de partículas de baixa energia, os quais serão alcançados pelo CMS.

O principal fundo considerado foi de eventos de *minimum bias*, isto é, eventos difrativos elásticos e inelásticos e não-difrativos. Foram apresentados os critérios de seleção para separar os eventos duros dos eventos moles nas amostras de dupla difração e para separar os eventos de dupla difração dura nas amostras de *minimum bias*. Os cortes apresentados possuem uma boa eficiência em separar os eventos de dupla difração dos eventos desse fundo, principalmente o corte no número de jatos, que caracteriza a topologia estudada.

O método usado visando a identificação de eventos com lacuna de rapidez, o método de marcar partículas no calorímetro, mostrou-se eficiente em seu objetivo, uma vez que comprova a existência da lacuna de rapidez sem a perda significativa de eventos. Uma vez que, como apresentado, o número de partículas dentro da lacuna de rapidez é bastante significativa, mas a

energia destas partículas é pequena comparada à energia dos jatos. Esse método pode ser aplicado também a outras partes do detector, como por exemplo o sistema de trajetórias, definindo uma lacuna de rapidez como a região do sistema de trajetórias sem atividade.

Para a amostra de dupla difração apenas 0.0049% dos eventos sobreviverem após os cortes, enquanto que para a amostra de *minimum bias*, temos 0.0002% dos eventos após todos os cortes. Essa discrepância pode ser resultado do *background* da dupla troca de pomeron (DPE) e dos eventos não-difrativos, então os cortes usados não foram suficientes para retirar estes eventos. Tal resultado pode ser contornado com uso do método do veto nos *Roman Pots*, isto é, corte nos eventos com próton nos RP's.

É importante notar que esta análise ainda se encontra em andamento, tendo sido feito somente a simulação rápida com o FAMOS. No entanto, não somente é necessário continuar explorando outras questões com os eventos de Monte-Carlo como tornar os resultados em um verdadeiro ponto de partida para o trabalho com dados reais. Preferimos neste trabalho fazer uma pausa para dar continuidade mais adiante, saindo das aplicações com o ORCA (e conseqüentemente o FAMOS), uma vez que será substituído no futuro próximo pelo novo software de simulação do CMS, o **CMSSW**, que contem as ferramentas para uso diretamente no *cluster* da *grid* da UERJ. Isto será mais rápido e eficiente.

Nesta tese de mestrado tivemos uma sequência bastante grande de aprendizado. Uma vez que tanto a Física quanto as ferramentas tomou uma grande parte do tempo para a realização deste trabalho.

Da física registramos o fato de que é necessário fazer uma comparação sistemática entre as contribuições e distribuições das topologias: dupla difração e dupla troca de pomeron. Este estudo deverá ser realizado tendo em vista as experiências futuras para observação de eventos vindos das duas contribuições. Necessitamos responder questões como, até que ponto a dupla difração poderá aparecer como fundo dos eventos de dupla troca de pomeron e vice-versa.

No entanto, nossa principal tarefa no futuro próximo será a de tomar dados no CMS com eventos do LHC, e usar nossos resultados de eventos simulados como guia para o tratamento.

Apêndice A

Cálculos na QCD

Este apêndice introduz algumas idéias e métodos da QCD em relação a produção de jatos. Primeiro, o modelo quark-párton e o princípio de fatorização em colisões hadrônicas. Depois, a QCD perturbativa é discutida em relação a produção de jatos.

1 Modelo quark-párton

O princípio do modelo quark-párton é que um hádron pode ser representado por seus constituintes pontuais (pártons) se um hádron colide com outra partícula com grande momentum transferido (Q). Esses pártons são quarks e glúons. Cada párton carrega uma fração x do momentum p^μ do hádron. Então o párton i , do hádron com momentum p^μ , tem momentum $x_i p^\mu$, onde $\sum_{j \text{ partons}} x_j = 1$. A função de distribuição de pártons $f_{i,A}(x, Q)$ representa a densidade de probabilidade de um párton i carregar uma fração de momentum x do hádron A . Essas distribuições são obtidas de dados experimentais, por exemplo, experimento de espalhamentos profundamente inelásticos. A figura (A.1) mostra a função de distribuição dos pártons dos prótons para baixos valores de Q [33].

Daí, podemos fatorizar a seção de choque em parte medida (função de distribuição dos

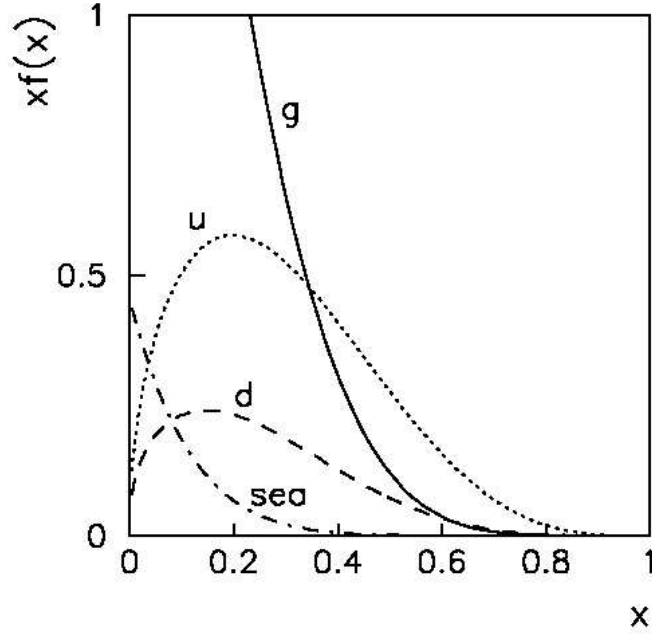


Figura A.1: Função de distribuição dos partons no próton para baixos valores de Q . O próton. O próton consiste de glúons (g), quarks de valência (u e d), e pares de quarks e antiquarks do mar. Figura tirada da referência[33]

párton) e parte calculada. A seção de choque para um processo específico é calculado somando-se todos os espalhamentos parton-parton relevantes, pesando sobre as funções de distribuição apropriadas. Então, a seção de choque do processo de produção de dois jatos (isto é, dois partons) em colisões pp pode ser escrita como:

$$\frac{d\sigma}{dx_1 dx_2}(pp \rightarrow c(x_1)d(x_2)) = \sum_{abcd} \int dx_a dx_b (f_{a,p}(x_a) f_{b,p}(x_b) \hat{\sigma}(a(x_a)b(x_b) \rightarrow c(x_1)d(x_2)) + perm.) \quad (A.1)$$

onde $\hat{\sigma}(ab \rightarrow cd)$ é a seção de choque do espalhamento de dois partons.

Resumindo, o modelo quark-parton aproxima espalhamentos com alto momentum transversal em colisões hádron-hádron pelo processo fatorizado em estado inicial (funções de distribuição dos parton), estado intermediário (seção de choque do espalhamento duro parton-parton) e estado final de produção de hádron.

2 QCD Perturbativa

A QCD (*Quantum chromodynamics*) descreve a física das interações fortes. Cada párton (isto é, quark ou glúon) carregam uma carga de cor, a qual determina como cada párton irá interagir com outro. As interações entre quarks ocorrem via troca de glúons, que muda a cor dos quarks interagentes. Quando um quark emite ou absorve um glúon, a cor do quark interagente muda. Existem oito combinações possíveis de cor e anticor para os glúons, portanto, eles também podem interagir entre eles. Um diagrama do espalhamento de quarks via troca de um glúon é mostrado na figura (A.2). A carga de cor deve ser conservada.

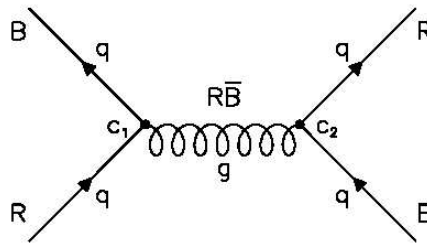


Figura A.2: Diagramas do espalhamento quark-quark via troca de um glúon. Cada vértice é assinado por um fator de cor c . Em cada vértice a carga é conservada.

A QCD perturbativa é aplicável somente no regime de altas energias (alto momentum transferido). Isto ocorre devido as propriedades dos quarks e glúons chamadas: confinamento e liberdade assintótica. O confinamento é uma consequência da carga cor, pois na natureza só podemos ver partículas incolores. Então não se observa um quark isolado. A liberdade assintótica significa que, quando a distância entre dois pártons diminui, a magnitude da interação entre eles diminui, então, os quarks agem como objetos livres. Este efeito é mostrado na figura (A.3). Quando $Q \rightarrow \infty$, a constante de acoplamento da QCD, α_s , vai a zero, que é a liberdade assintótica. E quando $Q \rightarrow 0$, a constante de acoplamento fica muito grande, resultando no confinamento dos quarks e glúons em hádrons.

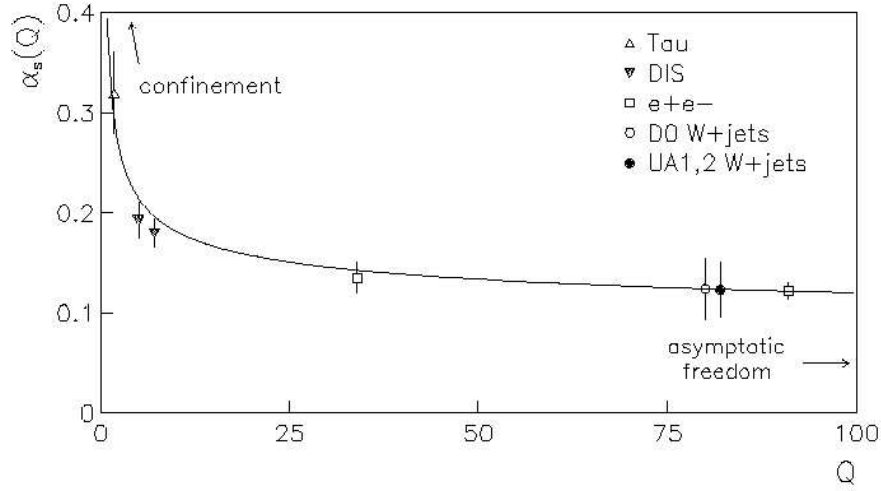


Figura A.3: Comportamento da constante de acoplamento forte (α_s) como função da energia Q . A linha sólida ilustra o comportamento de α_s em ordem dominante dado pela equação (A.2). Para pequenos Q , o acoplamento é grande, resultando no confinamento, mas diminui para altos Q , levando na liberdade assintótica.

A constante de acoplamento forte pode ser calculada com a QCD perturbativa, usando a renormalização. O ponto chave da renormalização é introduzir um parâmetro de escala de massa Λ_{QCD} , retirando os infinitos e as divergências dos cálculos. A expressão para a constante de acoplamento forte em ordens dominantes é:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \log(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (A.2)$$

onde n_f é o número de sabores de quarks, e Λ_{QCD} é o fator de escala da QCD que é determinado experimentalmente.

3 Colisões hádron-hádron

Para calcularmos a seção de choque do processo, vamos usar o modelo Modelo quark-párton.

Considere a produção de dois jatos com momentum transverso maior ou igual a um valor mínimo p_{min}^2 e um *gap* de rapidez sem produção de partículas. Nestas condições, o subprocesso duro é o espalhamento elástico de um parton a do hádron 1 com um parton b do hádron 2:

$$a(p_1) + b(p_2) \longrightarrow a(p_3) + b(p_4) \quad (\text{A.3})$$

Os partons a e b do estado final dão origem aos dois jatos observados. No limite de grandes $|t|$ podemos fatorizar a seção de choque em duas partes: funções de distribuição dos partons e subprocesso duro e assumir que a lacuna de rapidez é produzida pelo espalhamento elástico parton-parton, então a seção de choque fica:

$$\frac{d\sigma^{jj}}{dx_1 dx_2 d\hat{t}} = \sum_{a,b} \frac{1}{1 + \delta_{a,b}} f_{a,1}(x_1, \mu^2) f_{b,2}(x_2, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}_{a,b \rightarrow a,b}^{QCD}}{d\hat{t}} \quad (\text{A.4})$$

onde x_1 e x_2 é a fração do hádron 1 e 2 carregado pelos partons a e b , e $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ é a seção de choque do espalhamento elástico parton-parton.

No sistema do centro-de-massa do hádron, o momentum dos partons é:

$$\hat{p}_1 = x_1 p_1 \quad (\text{A.5})$$

$$\hat{p}_2 = x_2 p_2 \quad (\text{A.6})$$

E o ângulo de espalhamento entre os partons:

$$\hat{t}^2 = (\hat{p}_1 - \hat{p}_3)^2 = -2\hat{E}_1\hat{E}_1(1 - \cos\hat{\theta}) = -\hat{s} \sin^2\left(\frac{\hat{\theta}}{2}\right) \quad (\text{A.7})$$

Usando a equação acima e $\hat{p}_\perp^2 = \hat{p}_1^2 \sin^2\hat{\theta}$ e $\hat{s} = x_1 x_2 s$, temos:

$$\hat{p}_\perp^2 = \frac{\hat{t}\hat{u}}{\hat{s}} \quad (\text{A.8})$$

O momentum longitudinal dos pártons espalhados no sistema do CM dos pártons é dado por:

$$\hat{p}_{\parallel,3} = \frac{1}{2\sqrt{\hat{s}}}(\hat{t} - \hat{u}) \quad e \quad \hat{p}_{\parallel,4} = \frac{1}{2\sqrt{\hat{s}}}(\hat{u} - \hat{t}) \quad (\text{A.9})$$

A rapidez do sistema dos dois pártons no sistema CM dos hádrons:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{(x_1 + x_2)E^{CMS} + (x_1 - x_2)p^{CMS}}{(x_1 + x_2)E^{CMS} - (x_1 - x_2)p^{CMS}} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{x_1}{x_2} \right) \quad (\text{A.10})$$

Para calcular o momentum dos pártons no sistema do CMS dos hádrons usamos a transformação de Lorentz:

$$\beta\Gamma = \frac{1}{2} \frac{x_1 - x_2}{\sqrt{x_1 x_2}} \quad e \quad \beta = \frac{x_1 - x_2}{x_1 + x_2} \quad (\text{A.11})$$

O momentum longitudinal dos pártons espalhados no sistema do CM dos hádrons será:

$$\hat{p}_{\parallel,3} = -\frac{1}{2}\sqrt{s} \left(\frac{\hat{t}x_1 - \hat{u}x_2}{\hat{s}} \right) \quad (\text{A.12})$$

$$\hat{p}_{\parallel,4} = -\frac{1}{2}\sqrt{s} \left(\frac{\hat{u}x_1 - \hat{t}x_2}{\hat{s}} \right) \quad (\text{A.13})$$

Como o momentum transversal não muda sob transformação de Lorentz, a rapidez dos pártons espalhados podem ser facilmente calculados:

$$y_1 = \frac{1}{2} \ln \frac{\hat{u}x_1}{\hat{t}x_2} \quad e \quad y_2 = \frac{1}{2} \ln \frac{\hat{t}x_1}{\hat{u}x_2} \quad (\text{A.14})$$

Então as equações para transformação de $y_1, y_2, p_{\perp} \rightarrow x_1, x_2, \hat{t}$:

$$x_1 = \frac{p_{\perp}}{\sqrt{s}}(e^{y_1} + e^{y_2}) \quad (\text{A.15})$$

$$x_2 = \frac{p_{\perp}}{\sqrt{s}}(e^{-y_1} + e^{-y_2}) \quad (\text{A.16})$$

$$\hat{t} = -p_{\perp}^2(1 + e^{y_2 - y_1}) \quad (\text{A.17})$$

A seção de choque da equação (A.4) pode ser escrita como:

$$\frac{d\sigma^{jj}}{dy_1 dy_2 dp_\perp} = 2p_\perp x_1 x_2 \frac{d\sigma^{jj}}{dx_1 dx_2 d\hat{t}} \quad (\text{A.18})$$

No limite de Regge ($\hat{s} \rightarrow \infty$) o subprocesso duro dominante é o espalhamento párton-pártion via troca de um pomeron duro. No caso do processo de dupla difração, o subprocesso duro é o espalhamento quark-quark.

3.1 Espalhamento duro

Em colisões hadrônicas, a produção de jatos é dada pelo espalhamento duro dos pártions dos hádrons iniciais via troca de um quark ou um gluon.

Os diagramas de espalhamentos pártion-pártion que contribuem para a produção de dois jatos, em primeira ordem, são: $qq \rightarrow qq$, $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$, $q\bar{q} \rightarrow gg$, $gg \rightarrow q\bar{q}$, $qg \rightarrow qg$ e $gg \rightarrow gg$. Algumas ordens dominantes ($O(\alpha_s^2)$) estão na figura A.4. A seção de choque do subprocesso tem a forma:

$$\frac{d\sigma^{ij \rightarrow kl}}{d\hat{t}} = \frac{\pi}{\hat{s}^2} |\overline{A(s, t)}|^2 \quad (\text{A.19})$$

Vamos calcular espalhamento quark-quark via troca de um glúon (figura A.5):

Usando a parametrização de Sudakov para o momentum do glúon:

$$q = \alpha p_1 + \beta p_2 + q_\perp \quad (\text{A.20})$$

onde $q_\perp = (0, \vec{q}, 0)$ é o quadri-vetor das componentes transversas (em relação ao eixo dos quarks incidentes). A energia do CM é:

$$s = 2p_1 \cdot p_2 \quad (\text{A.21})$$

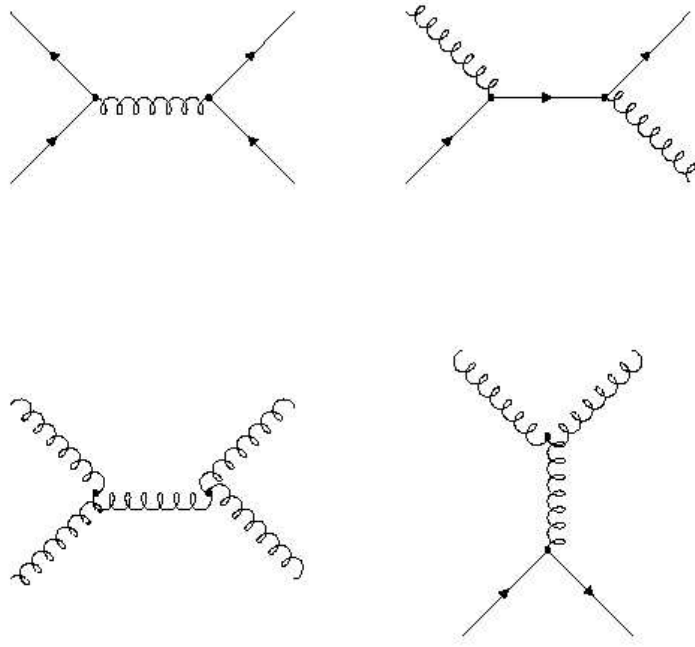


Figura A.4: Diagramas do espalhamento pártion-pártion na ordem de α_s^2

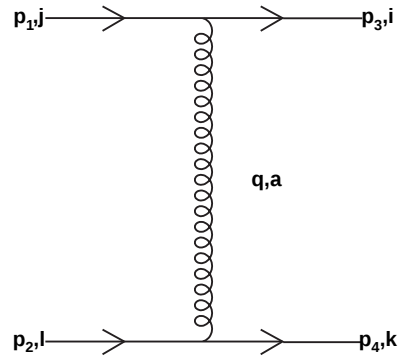


Figura A.5: Espalhamento quark-quark via troca de um glúon

e o momentum transferido:

$$t = q^2 = 2\alpha\beta p_1 \cdot p_2 - \mathbf{q}^2 = \alpha\beta s - \mathbf{q}^2 \quad (\text{A.22})$$

A condição de massa dos quarks leva a:

$$(p_1 - q)^2 = -(1 - \alpha)\beta s - \mathbf{q}^2 = 0 \quad (\text{A.23})$$

$$(p_2 + q)^2 = \alpha(1 - \beta)s - \mathbf{q}^2 = 0 \quad (\text{A.24})$$

As equações (A.23) e (A.24) implicam $\alpha = -\beta$ e quando $s \gg -q^2$ temos:

$$\alpha = |\beta| \simeq \frac{\mathbf{q}^2}{s} \ll 1 \quad e \quad q^2 \simeq -\mathbf{q}^2 \quad (\text{A.25})$$

Usando o limite de altas energias, s muito grande, a amplitude de espalhamento quark-quark via troca de um glúon é:

$$iA^{qq \rightarrow qq} = ig_s^2 t_{ij}^a t_{kl}^b \bar{u}(p_3) \gamma^\mu u(p_1) \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} \bar{u}(p_4) \gamma^\nu u(p_2) \quad (\text{A.26})$$

onde i, j, k, l são os índices de cor dos quarks e a, b índices de cor dos glúons. Somando a amplitude sobre todas as possíveis combinações de cores e tomando a média, temos:

$$\overline{|A^{qq \rightarrow qq}|^2} = g_s^4 \frac{N_c^2 - 1}{4N_c^2} 2 \frac{s^2 + u^2}{t^2} \quad (\text{A.27})$$

onde o fator de cor foi calculado da seguinte forma (somando índices iguais):

$$\begin{aligned} \text{fator de cor} &= \frac{1}{N_c^2} (t_{ij}^a t_{kl}^a) (t_{ij}^b t_{kl}^b)^* = \frac{1}{N_c^2} t_{ij}^a t_{kl}^a t_{ji}^b t_{kl}^b \\ &= \frac{1}{N_c^2} \text{Tr}(t^a t^b) \text{Tr}(t^a t^b) = \frac{N_c^2 - 1}{4N_c^2} = \frac{2}{9} \end{aligned} \quad (\text{A.28})$$

No limite de s muito grande, a equação (A.27) fica:

$$\overline{|A^{qq \rightarrow qq}|^2} = \frac{8}{9} g_s^4 \frac{s^2}{t^2} \quad (\text{A.29})$$

Agora vamos calcular o espalhamento glúon-glúon:

Considere o diagrama da figura A.6. A amplitude será:

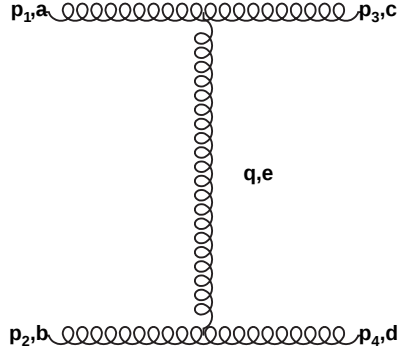


Figura A.6: Espalhamento glúon-glúon via troca de um glúon

$$\begin{aligned}
iA^{gg \rightarrow gg} = & -ig_s^2 f^{ace} f^{bde} [g_{\mu\delta}(p_1 + p_3)_\rho + g_{\rho\delta}(-p_3 + q)_\mu - g_{\mu\rho}(p_1 + q)_\delta] \\
& \times \frac{g^{\rho\sigma}}{q^2} [g_{\nu\eta}(p_2 + p_4)_\sigma + g_{\sigma\eta}(-p_4 + q)_\nu - g_{\nu\rho}(p_2 + q)_\eta] \\
& \times \epsilon_{\lambda_1}^\mu(p_1) \epsilon_{\lambda_3}^\delta(p_3) \epsilon_{\lambda_2}^\nu(p_2) \epsilon_{\lambda_4}^\eta(p_4)
\end{aligned} \tag{A.30}$$

Quando $s \gg |t|$, podemos desconsiderar q , então o vértice pode ser aproximado para:

$$\begin{aligned}
& g_s f^{ace} [g_{\mu\delta}(p_1 + p_3)_\rho + g_{\rho\delta}(-p_3 + q)_\mu - g_{\mu\rho}(p_1 + q)_\delta] \\
& \simeq g_s f^{ace} [2g_{\mu\delta}(p_{1\rho} + g_{\rho\delta}p_{1\mu} - g_{\mu\rho}p_{3\delta})]
\end{aligned} \tag{A.31}$$

Note que os dois últimos termos são zero se os glúon externos tiverem polarizações físicas, pois $\epsilon(p_1) \cdot p_1 = \epsilon(p_3) \cdot p_3 = 0$. Então reescrevendo a amplitude (A.30) no limite de altas energias:

$$A^{gg \rightarrow gg} = -ig_s^2 f^{ace} f^{bde} g_{\mu\delta} \frac{4p_1 \cdot p_2}{q^2} g_{\nu\eta} \epsilon_{\lambda_1}^\mu(p_1) \epsilon_{\lambda_3}^\delta(p_3) \epsilon_{\lambda_2}^\nu(p_2) \epsilon_{\lambda_4}^\eta(p_4) \tag{A.32}$$

Somando sobre todas as helicidades dos glúons:

$$\sum_\lambda \epsilon_{\lambda}^\mu(p) \epsilon_{\lambda}^{\nu*}(p) = - \left(g^{\mu\nu} - \frac{p^\mu n^\nu + p^\nu n^\mu}{p \cdot n} \right) \tag{A.33}$$

onde n é um vetor nulo, $n^2 = 0$. Escrevendo o tensor métrico em termos da parametrização de Sudakov:

$$g^{\mu\nu} = g_{\perp}^{\mu\nu} + \frac{2}{s}(p_1^\mu p_2^\nu + p_1^\nu p_2^\mu) \quad (\text{A.34})$$

então a soma em (A.33), para o glúon incidente 1, escolhemos $n = p_2$:

$$\sum_{\lambda_1} \epsilon_{\lambda_1}^\mu(p_1) \epsilon_{\lambda_1}^{\delta*}(p_1) = - \left[g^{\mu\nu} - \frac{2}{s}(p_1^\mu p_2^\nu + p_1^\nu p_2^\mu) \right] = -g_{\perp}^{\mu\nu} \quad (\text{A.35})$$

Então a amplitude ao quadrado, somada e com a média sobre todas as cores fica:

$$\overline{|A_{gg \rightarrow gg}|^2} = g_s^4 \frac{C_A^2}{N_c^2 - 1} 4 \frac{s^2}{t^2} = \frac{9}{2} g_s^4 \frac{s^2}{t^2} \quad (\text{A.36})$$

onde o fator de cor foi calculado da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \text{fator de cor} &= \frac{1}{(N_c^2 - 1)^2} f^{ace} f^{bde} f^{acf} f^{bdf} \\ &= \frac{1}{(N_c^2 - 1)^2} C_A^2 (N_c^2 - 1) = \frac{C_A^2}{N_c^2 - 1} = \frac{9}{8} \end{aligned} \quad (\text{A.37})$$

onde $C_A = N_c$ é o fator de Casimir para os glúons.

Comparando as equações (A.29) e (A.36), vemos que no limite da altas energias, a seção de choque do espalhamento qq é igual a do espalhamento gg , exceto por um fator de cor:

$$\overline{|A_{gg}|^2} = \left(\frac{9}{4} \right)^2 \overline{|A_{qq}|^2} \quad (\text{A.38})$$

onde $9/4 = C_A/C_F$, e $C_F = (N_c^2 - 1)/2N_c$ é o fator de Casimir para quarks. Então podemos determinar a relação entre a amplitude do espalhamento qq e gg :

$$\overline{|A_{gg}|^2} = \frac{9}{4} \overline{|A_{qq}|^2} \quad (\text{A.39})$$

Então todas as contribuições, em primeira ordem, para o espalhamento párton-pártion estão listados na tabela (A.1):

Tabela A.1: Elemento da matriz de espalhamento ao quadrado para subprocessos $2 \rightarrow 2$ na QCD
 $(g_s^2 = 4\pi\alpha_s)$

Subprocesso	$ A(s, t) ^2$
$qq' \rightarrow qq'$	$\alpha_s^2 \left[\frac{4}{9} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} \right]$
$qq \rightarrow qq$	$\alpha_s^2 \left[\frac{4}{9} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} - \frac{8}{27} \frac{\hat{s}^2}{\hat{u}\hat{t}} \right]$
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}'$	$\alpha_s^2 \left[\frac{4}{9} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \right]$
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$	$\alpha_s^2 \left[\frac{4}{9} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} - \frac{8}{27} \frac{\hat{u}^2}{\hat{s}\hat{t}} \right]$
$q\bar{q} \rightarrow gg$	$\alpha_s^2 \left[\frac{32}{27} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}\hat{u}} - \frac{8}{3} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \right]$
$gg \rightarrow q\bar{q}$	$\alpha_s^2 \left[\frac{1}{6} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}\hat{u}} - \frac{3}{8} \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \right]$
$gg \rightarrow gg$	$\alpha_s^2 \left[-\frac{4}{9} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}\hat{u}} + \frac{\hat{u}^2 + \hat{s}^2}{\hat{t}^2} \right]$

Apêndice B

Equações DGLAP

As medidas da função de estrutura $F_2(x, Q^2)$ pelo DIS nas regiões de pequeno x , onde x é a variável de Bjorken que representa a fração de momento carregado por cada párton, isto é, quarks e glúons, e Q^2 é o quadrimomento da troca de bóson, abriram uma nova era nas medidas das densidades de párton dentro dos hádrons. As funções de estrutura refletem as distribuições dos pártons nos núcleos. Como temos diferentes quantidades de quarks *up* e *down* nos prótons e nos nêutrons, através das medidas das funções de estrutura F_2^p e F_2^d , e com as simetrias de isospin, podemos ter as distribuições de cada quark.

A dependência de Q^2 e de x nas funções de estrutura pode ser usada para testar a QCD perturbativa (QCDP). Na QCDP, o comportamento para altos valores de Q^2 do DIS é descrito pelas equações de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP). No limite assintótico (altas energias, isto é, x pequeno e alta virtualidade do fóton Q^2), as equações DGLAP podem ser resolvidas e as funções de estrutura cresce aproximadamente como uma série de x para pequenos x .

As equações DGLAP são equações fundamentais da QCD perturbativa, elas quantificam o tamanho do *scaling* violado no DIS e, as fatorizam em altas energias, elas são usadas extensivamente para a determinação da densidade dos pártons nos hádrons.

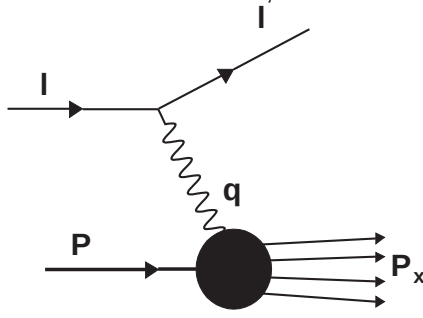


Figura B.1: Deep Inelastic Scattering - DIS

1 Função de Estrutura na QCD

O modelo a párton é somente uma aproximação em primeira ordem. Antes de tudo, os constituintes partônicos dos hádrons não são objetos livres. Eles são descritos pela QCD, a teoria de interação dos quarks e glúons. Do ponto de vista empírico, o *scaling* previsto pelo modelo a párton é violado. As funções de estrutura aparecem dependendo de Q^2 , de uma forma logarítmica.

Neste momento, vamos estudar esse comportamento da QCD perturbativa. Como nós sabemos, no modelo a párton a seção de choque do DIS é a soma das seções de choque dos espalhamentos dos componentes individuais do alvo. Então, se introduzirmos a função de distribuição dos quarks $f_q(\xi)$ como a densidade de probabilidade de encontrar um quark q com fração de momento ξ do alvo, a função de estrutura F_2 fatorizada pode ser escrita como:

$$F_2(x) = \sum_{q,\bar{q}} \int_x^1 d\xi f_q(\xi) \hat{F}_2^q\left(\frac{x}{\xi}\right) \quad (\text{B.1})$$

onde $\hat{F}_2^q$ é a função de estrutura elementar dos quarks, isto é, no modelo a párton é proporcional a seção de choque do espalhamento γ^*q . No modelo a párton este processo é simplesmente

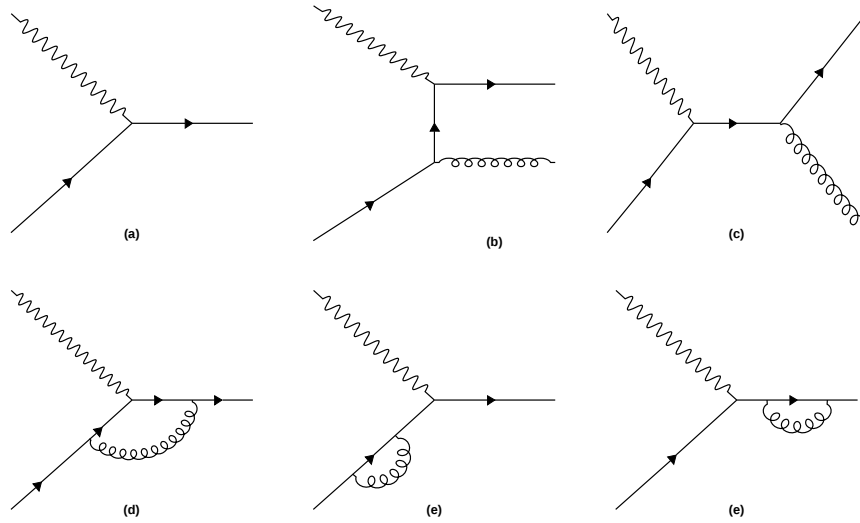
$\gamma^* q(\bar{q}) \rightarrow q(\bar{q})$ e $\widehat{F}_2^q$ é dado por:

$$\widehat{F}_2^q = e_q^2 \delta(1 - z) \quad (\text{B.2})$$

Então a equação(B.1) fica:

$$F_2(x) = x \sum_q e_q^2 [f_q(x) + f_{\bar{q}}(x)] \quad (\text{B.3})$$

Neste caso não estamos considerando que os quarks (antiquarks) interagem emitindo e absorvendo glúons. Então existem outros processos que contribuem para a seção de choque de $\gamma^* q(\bar{q})$. Para ordem de α_s^1 temos os seguintes diagramas:



Processos que contribuem para o espalhamento $\alpha^* q$

- Emissão de glúons reais: canal- $\widehat{t}$ (b) e canal- $\widehat{s}$ (c);
- Radiação de um glúon virtual: correção de vértice (d) e auto-interação (e,f)

A amplitude de espalhamento para o diagrama (c) é (ver figura B.2):

$$iA^{(0)}(s, t) = \bar{u}(2) (-ig_s(t^a)_{ij} \gamma^\nu) \epsilon_{4\nu}^* \left[\frac{i(\not{q} + mc)}{q^2 - m^2 c^2} \right] (-ig_e \gamma^\mu) \epsilon_{3\mu}^* u(1) \quad (\text{B.4})$$

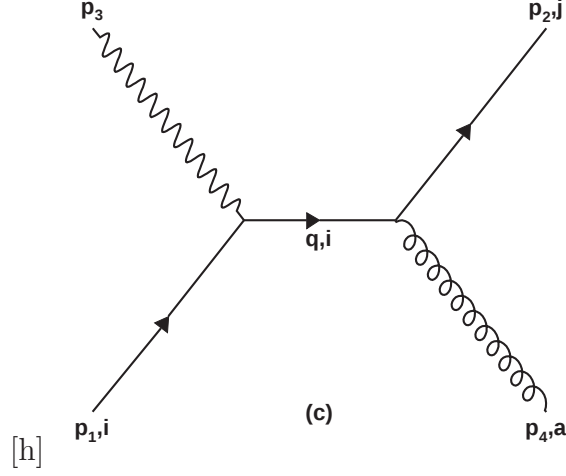


Figura B.2: Contribuição para o espalhamento α^*q - Diagrama (c)

onde $q = p_1 + p_3$ então $q^2 - m^2c^2 = p_1^2 - 2p_1 \cdot p_3 + p_3^2 - m^2c^2 = -2p_1 \cdot p_3$:

$$A^{(0)}(s, t) = \frac{g_s g_e}{2p_1 \cdot p_3} \bar{u}(2) [\gamma^\nu \epsilon_{4\nu}^* (\not{p}_1 + \not{p}_3 + mc) \gamma^\mu \epsilon_{3\mu}^*] u(1) (t^a)_{ij} \quad (\text{B.5})$$

Os índices i, j são índices de cor dos quarks e a , da cor do glúon. Para partículas com spin 0 reais temos a condição $\sum_T \epsilon_\mu^{T*} \epsilon_\nu^T \rightarrow -g_{\mu\nu}$, usando as variáveis de Mandelstam $s = (p_1 + p_3)^2 \cong 2p_1 \cdot p_3$ ($s = m_1^2 + m_3^2 + 2p_1 \cdot p_2 \cong 2E_1 E_3 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_3$ mas $m_3 = 0$, massa do fóton, e m_1 , massa do próton, é desprezível em relação as energias):

$$A^{(0)}(s, t) = \frac{g_s g_e}{s} \bar{u}(2) \gamma^\nu (\not{p}_1 + \not{p}_3 + mc) \gamma^\mu u(1) (t^a)_{ij} \quad (\text{B.6})$$

Tomando a média quadrada sobre todas as cores da amplitude, o fator de cor fica da forma

$$\text{fator de cor} = \frac{1}{N_c^2} (t_{ij}^a) (t_{ij}^a)^* = \frac{1}{2N_c^2} = \frac{1}{18} \quad (\text{B.7})$$

Então a amplitude para o diagrama (c) fica:

$$\overline{|A^{(0)}|^2} = \frac{1}{9} (g_s g_e)^2 \left(\frac{t}{s} \right) \quad (\text{B.8})$$

Similarmente para o diagrama (b) (*crossing* de $t \leftrightarrow s$):

$$\overline{|A^{(0)}|}^2 = \frac{1}{9}(g_s g_e)^2 \left(\frac{s}{t}\right) \quad (\text{B.9})$$

Considere os diagramas (b) e (c). Temos duas singularidades:

- (i) uma singularidade colinear, no canal $\hat{t}$ quando $t \rightarrow 0$, isto é, quando o glúon é emitido paralelamente ao quark (note que $\hat{t} \propto (1 - \cos \theta)$, onde θ é o ângulo de espalhamento no CM);
- (ii) uma singularidade se a emissão do glúon for mole (*soft*);

Mas a divergência *soft* se cancela na soma das contribuições dos glúons reais e dos glúons virtuais. Podemos regularizar esta singularidade usando um *cutoff* κ_0^2 no momento transverso $\kappa_\perp^2$ do quark em questão. Então os diagramas de $\mathcal{O}(\alpha_s)$ contribuem para $\hat{F}_2^q$ na forma:

$$\hat{F}_2^q(z, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} e_q^2 z \left[P(z) \ln \frac{Q^2}{\kappa_0^2} + h(z) \right] \quad (\text{B.10})$$

onde $P(z)$ e $h(z)$ são funções finitas. Note que dependência da escala aparece em $\hat{F}_2^q$ na ordem de α_s^1 . A forma convoluida da equação (B.1), introduzindo a dependência em Q^2 :

$$F_2(x, Q^2) = \sum_{q, \bar{q}} \int_x^1 d\xi f_q^0(\xi) \hat{F}_2^q\left(\frac{x}{\xi}, Q^2\right) \quad (\text{B.11})$$

Somando (B.10) com a contribuição em α_s^0 (B.2), temos a função de estrutura:

$$\begin{aligned} F_2(x, Q^2) &= \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 x \left\{ f_q^0(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_q^0(\xi) \right. \\ &\quad \times \left[P\left(\frac{x}{\xi}\right) \ln \frac{Q^2}{\kappa_0^2} + h\left(\frac{x}{\xi}\right) \right] + \dots \left. \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

Vamos introduzir o termo fatorização μ^2 , então o termo divergente do logaritmo pode ser dividido em duas partes:

$$\ln \frac{Q^2}{\kappa_0^2} = \ln \frac{Q^2}{\mu^2} + \ln \frac{\mu^2}{\kappa_0^2} \quad (\text{B.13})$$

E também separamos arbitrariamente a função finita $h(z)$ em duas partes:

$$h(z) = \tilde{h}(z) + h'(z) \quad (\text{B.14})$$

e então absorvemos a singularidade $\ln(\mu^2/\kappa_0^2)$ no termo $h'(z)$ numa redefinição da distribuição dos quarks. Então definimos a função de distribuição renormalizada como:

$$q(x, \mu^2) = f_q^0(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_q^0(\xi) \left[P\left(\frac{x}{\xi}\right) \ln \frac{\mu^2}{\kappa_0^2} + h'\left(\frac{x}{\xi}\right) \right] + \dots \quad (\text{B.15})$$

A separação (B.14) define um esquema de fatorização. A função de estrutura F_2 em termos de $q(x, \mu^2)$ fica:

$$F_2(x, Q^2) = \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 x \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q(\xi, \mu^2) C\left(\frac{x}{\xi}, Q^2, \mu^2\right) \quad (\text{B.16})$$

onde $C(x/\xi, Q^2, \mu^2)$, chamada de *função coeficiente*, é dada por

$$C\left(\frac{x}{\xi}, Q^2, \mu^2\right) = \delta(1-z) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \left[P(z) \ln \frac{Q^2}{\mu^2} + \tilde{h}(z) \right] + \dots \quad (\text{B.17})$$

Uma outra forma de retirar essas divergências é usando a *regularização dimensional*. Trabalhando em um espaço com dimensão $(4 + \epsilon)$, as singularidades aparecem como pólos do tipo $1/\epsilon$. E estes pólos são absorvidos na definição da distribuição dos pártons. Temos também que re-escalar a constante de acoplamento forte (para termos uma constante adimensional em $4 + \epsilon$ dimensões):

$$g_s \rightarrow g_s \mu_r^{-\epsilon/2} \quad (\text{B.18})$$

Isto introduz a escala de renormalização μ_r , que idenificamos como escala de fatorização. Então, $F_2(x, Q^2)$ fica:

$$\begin{aligned} F_2(x, Q^2) &= \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 x \left\{ f_q^0(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_q^0(\xi) \right. \\ &\quad \times \left[P\left(\frac{x}{\xi}\right) \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2} + \frac{2}{\epsilon}\right) + h\left(\frac{x}{\xi}\right) \right] + \dots \left. \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.19})$$

E a função finita h tem a estrutura ($\gamma_E = 0.5772\dots$ é a constante de Euler):

$$h(z) = \tilde{h}(z) + (\gamma_E - \ln 4\pi)P(z) \quad (\text{B.20})$$

Absorvendo o termo $(2/\epsilon + \gamma_E - \ln 4\pi)$ na função de distribuição renormalizada $q(x, \mu^2)$, definindo o esquema $\overline{MS}$:

$$F_2(x, Q^2) = \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 x \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q(\xi, \mu^2) C_{\overline{MS}}\left(\frac{x}{\xi}, Q^2, \mu^2\right) \quad (\text{B.21})$$

com

$$\begin{aligned} C_{\overline{MS}}\left(\frac{x}{\xi}, Q^2, \mu^2\right) &= \delta(1-z) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \left\{ P(z) \ln \frac{Q^2}{\mu^2} \right. \\ &\quad \left. + [\tilde{h}(z) - (\gamma_E - \ln 4\pi)P(z)] \right\} + \dots \end{aligned} \quad (\text{B.22})$$

Como $F_2(x, Q^2)$ é uma observável física, não pode depender de uma quantidade não física μ^2 . Diferenciando (B.16) com respeito a $\ln \mu^2$ temos uma equação que governa a dependência da escala da distribuição de quarks

$$\frac{\partial q(x, \mu^2)}{\partial \ln \mu^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} P\left(\frac{x}{y}\right) q(y, \mu^2) \quad (\text{B.23})$$

Esta equação diferencial é conhecida como equação de *Dokshitzer(1977)-Gribov-Lipatov(1972)-Altarelli-Parisi(1977)* ou *DGLAP*.

2 Equações DGLAP

A equação DGLAP é a análoga a equação da função β que descreve a variação de $\alpha_s(t)$ com t e esta é uma das mais importantes equações da QCD perturbativa.

A derivação acima não é completamente rigorosa, por exemplo, foi introduzido t como argumento da constante de acoplamento, mas um tratamento mais exato baseado na expansão de produtos de operadores e nas equações do grupo de renormalização estendem o resultado para ordens superiores na teoria de perturbação.

Então, a função $P(x)$ representa a probabilidade para um quark emitir um outro quark com fração de momento x . Esta, pode ser expandida em série de potências de α_s :

$$P(x, \alpha_s) = \sum_n \alpha_s^n P^{(n)}(x) \quad (\text{B.24})$$

Em *leading order*, em $\mathcal{O}(\alpha_s^0)$ na função $P(x)$ e $\mathcal{O}(\alpha_s^1)$ na função coeficiente, na equação de DGLAP contribuem efetivamente com $(\alpha_s \ln Q^2)^n$

Se definirmos a distribuição do estado não-singlete:

$$q_{NS}(x, Q^2) = q(x, Q^2) - \bar{q}(x, Q^2) \quad (\text{B.25})$$

e a do estado singlete:

$$\Sigma(x, Q^2) = \sum_i [q_i(x, Q^2) + \bar{q}_i(x, Q^2)] \quad (\text{B.26})$$

onde a soma é sobre todos os sabores. Usando $t = \ln \frac{Q^2}{\mu^2}$ a equação DGLAP toma a forma

matricial de dimensão $(2n_f + 1)$ no espaço dos quarks, antiquarks e glúons:

$$\frac{\partial q_{NS}(x, t)}{\partial t} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{qq} \left(\frac{x}{y}, \alpha_s(t) \right) q_{NS}(y, t) \quad (\text{B.27})$$

e

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \Sigma(x, t) \\ g(x, t) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \begin{pmatrix} P_{qq} \left(\frac{x}{y}, \alpha_s(t) \right) & 2n_f P_{qg} \left(\frac{x}{y}, \alpha_s(t) \right) \\ P_{gq} \left(\frac{x}{y}, \alpha_s(t) \right) & P_{gg} \left(\frac{x}{y}, \alpha_s(t) \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Sigma(y, t) \\ g(y, t) \end{pmatrix} \quad (\text{B.28})$$

onde n_f é o número de sabores.

Cada função *splitting* tem uma expansão perturbativa na constante de acoplamento:

$$\begin{aligned} P_{q_i q_j} \left(\frac{x}{\xi}, \alpha_s \right) &= \delta_{ij} P_{qq}^{(0)} \left(\frac{x}{\xi} \right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{q_i q_j}^{(1)} \left(\frac{x}{\xi} \right) + \dots \\ P_{q g} \left(\frac{x}{\xi}, \alpha_s \right) &= P_{qg}^{(0)} \left(\frac{x}{\xi} \right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{qg}^{(1)} \left(\frac{x}{\xi} \right) + \dots \\ P_{g q} \left(\frac{x}{\xi}, \alpha_s \right) &= P_{gq}^{(0)} \left(\frac{x}{\xi} \right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{gq}^{(1)} \left(\frac{x}{\xi} \right) + \dots \\ P_{g g} \left(\frac{x}{\xi}, \alpha_s \right) &= P_{gg}^{(0)} \left(\frac{x}{\xi} \right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{gg}^{(1)} \left(\frac{x}{\xi} \right) + \dots \end{aligned} \quad (\text{B.29})$$

Mas devido a invariância da conjugação de carga e a simetria de sabor do $SU(n_f)$, as funções *splitting* $P_{q g}$ e $P_{g q}$ são independentes do sabor do quark.

$$\begin{aligned} P_{q_i q_j} &= P_{\bar{q}_i \bar{q}_j} \\ P_{q_i \bar{q}_j} &= P_{\bar{q}_i q_j} \\ P_{q g} &= P_{\bar{q} g} \\ P_{g q} &= P_{g \bar{q}} \end{aligned} \quad (\text{B.30})$$

A função *splitting* $P_{q_i q_j}$ em LO é zero se $q_i = q_j$, o que torna a equação matricial um pouco mais simples.

As funções *splitting* $P_{ab}^{(0)}$ em LO é interpretada como a probabilidade de encontrar um p arton do tipo a num p arton do tipo b com fração x do momento longitudinal do p arton-pai e um momento transversal quadrado muito menor que μ^2 [34]. A interpretação de probabilidade implica que as funções *splitting* são positivas definidas para $x < 1$, e satisfazem as regras de soma:

$$\begin{aligned} \int_0^1 dx P_{qq}^{(0)}(x) &= 0 \\ \int_0^1 dx x [P_{qq}^{(0)}(x) + P_{gq}^{(0)}(x)] &= 0 \\ \int_0^1 dx x [2n_f P_{qg}^{(0)}(x) + P_{gg}^{(0)}(x)] &= 0 \end{aligned} \tag{B.31}$$

$$\tag{B.32}$$

Que corresponde a conservação do número de quarks e a conservação do momento.

Em *leading order* as funções P [34] são:

$$P_{qq}^0(x) = C_F \left[\frac{1+x^2}{(1-x)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-x) \right] \tag{B.33}$$

$$P_{qg}^0(x) = \frac{1}{2} [x^2 + (1-x)^2] \tag{B.34}$$

$$P_{gg}^0(x) = C_F \left[\frac{1+(1-x)^2}{x} \right] \tag{B.35}$$

$$P_{gg}^0(x) = 2C_A \left[\frac{x}{(1-x)_+} + \frac{1-x}{x} + x(1-x) \right] + \frac{11C_A - 2n_f}{6} \delta(1-x) \tag{B.36}$$

onde C_F e C_A estão relacionados com os números de cores N_c por $C_F = (N_c^2 - 1)/2N_c$ e $C_A = N_c$ e a prescrição $+$ significa uma função $f(x)$ tal que:

$$\int_0^1 dx \frac{f(x)}{(1-x)_+} = \int_0^1 dx \frac{f(x) - f(1)}{1-x} \tag{B.37}$$

Uma formulação alternativa das equações de evolução é em termos dos *momentos* (*trans-*

formação de Mellin) das distribuições dos párons:

$$f(N, t) = \int_0^1 dx x^{N-1} f(x, t) \quad (\text{B.38})$$

A partir de $f(N, t)$ as distribuições no espaço- x pode ser obtida usando a transformada inversa de Mellin:

$$f(x, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} dN x^N f(N, t) \quad (\text{B.39})$$

Os momentos das funções *splitting* são chamados de *dimensões anômalas* γ_{qq} :

$$\gamma(N, \alpha_s) = \int_0^1 dx x^{N-1} P(x, \alpha_s) \quad (\text{B.40})$$

A transformada de Mellin de uma convolução de duas funções é o produto das transformadas de Mellin dessas funções, então as equações de evolução tornam-se equações algébricas quando reexpressadas em termos dos momentos de distribuição. As equações (B.27) e (B.28), no espaço- N ficam:

$$\frac{\partial q_{NS}(N, t)}{\partial t} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \gamma_{qq}(N, \alpha_s) q_{NS}(N, t) \quad (\text{B.41})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \Sigma(N, t) \\ g(N, t) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \begin{pmatrix} \gamma_{qq} & 2n_f \gamma_{qg} \\ \gamma_{gq} & \gamma_{gg} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Sigma(N, t) \\ g(N, t) \end{pmatrix} \quad (\text{B.42})$$

As dimensões anômalas em *leading order* são:

$$\gamma_{qq}^0(N) = C_F \left[-\frac{1}{2} + \frac{1}{N(N+1)} - 2 \sum_{k=2}^N \frac{1}{k} \right] \quad (\text{B.43})$$

$$\gamma_{qg}^0(N) = \frac{1}{2} \left[\frac{2 + N + N^2}{N(N+1)(N+2)} \right] \quad (\text{B.44})$$

$$\gamma_{gq}^0(N) = C_F \left[\frac{2 + N + N^2}{N(N^2 - 1)} \right] \quad (\text{B.45})$$

$$\gamma_{gg}^0(N) = 2C_A \left[-\frac{1}{12} + \frac{1}{N(N-1)} + \frac{1}{N(N+1)} - \sum_{k=2}^N \frac{1}{k} \right] - \frac{n_f}{3} \quad (\text{B.46})$$

Note que os pólos da função *splitting* em $x = 0$ aparecem em $N = 1$ para as dimensões anômalas:

$$\int_0^1 dx x^{N-1} \frac{1}{(1-x)_+} = - \int_0^1 dx x^{N-1} \frac{1}{(x-1)} = \frac{1}{N-1} \quad (\text{B.47})$$

3 Solução da equação DGLAP

A solução da equação DGLAP é simples para o estado não-singlete q_{NS} . Inserindo equação da constante de acoplamento em baixa ordem na equação(B.41):

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{b \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad b = \frac{(33 - 2n_f)}{12\pi} \quad (\text{B.48})$$

Obtemos a solução para os momentos das distribuiçõesNS:

$$q_{NS}(N, t) = q_{NS}(N, t_0) \left(\frac{\alpha_s(t_0)}{\alpha_s(t)} \right)^{d_{qq}(N)} \quad d_{qq}(N) = \frac{\gamma_{qq}^{(0)}(N)}{2\pi b} \quad (\text{B.49})$$

Finalmente, a distribuição no espaço-x pode ser obtida usando a transformação inversa de Mellin:

$$q_{NS}(x, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_C dN x^{-N} q_{NS}(N, t) \quad (\text{B.50})$$

Onde o contorno de integração no plano complexo, é paralelo ao eixo imaginário e a direita de todas as singularidades do integrando. Exceto em casos especiais, a transformação inversa pode ser calculada por integração numérica.

Em particular, tomando as soluções para x grande do tipo $q_{NS}(x, t) \sim (1 - x)^{a(t)}$. Então para N $q_{NS}(N, t) \sim N^{-a(t)}$. Pela equação(B.41):

$$\gamma_{qq}(N) \sim -2C_F \ln N, \quad j \gg 1 \quad (\text{B.51})$$

O lado direito da equação(B.49) para limite de N grande:

$$N^{-a(t_0)} \left(\frac{\alpha_s(t_0)}{\alpha_s(t)} \right)^{-C_F \ln N / \pi b} = N^{-a(t_0) - C_F \ln(\alpha_s(t_0)/\alpha_s(t)) / \pi b} \quad (\text{B.52})$$

A solução da equação de evolução no limite $x \rightarrow 1$ é ($a_0 = a(t_0)$):

$$q_{NS}(x, t) \sim (1 - x)^{a_0 + C_F \ln(\alpha_s(t_0)/\alpha_s(t)) / \pi b} \quad (\text{B.53})$$

Como t aumenta, o expoente cresce linearmente com $\ln t$, confirmando que a distribuição diminui para x grande.

Para encontrar a solução analítica para a combinação do singlete e para o glúon, temos que resolver a equação de autovalores da matriz 2×2 das dimensões anômalas. Os autovalores $\alpha_{\pm}$ são soluções da equação quadrática dada por [35]:

$$\begin{vmatrix} \gamma_{qq} - \gamma & 2n_f \gamma_{qg} \\ \gamma_{gq} & \gamma_{gg} - \gamma \end{vmatrix} \quad (\text{B.54})$$

Então:

$$\gamma_{\pm} = \frac{1}{2} \left[\gamma_{gg} + \gamma_{qq} \pm \sqrt{(\gamma_{gg} - \gamma_{qq})^2 + 8n_f \gamma_{gq} \gamma_{qg}} \right] \quad (\text{B.55})$$

O método do momento pode ser usado para ilustrar algumas propriedades das soluções.

Para $N = 2$, temos:

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \Sigma(2, t) \\ g(2, t) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \begin{pmatrix} -4/3C_F & 1/3n_f \\ 4/3C_F & -1/3n_f \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Sigma(2, t) \\ g(2, t) \end{pmatrix} \quad (\text{B.56})$$

Os autovetores e os seus respectivos autovalores desse sistema de equações são:

$$\begin{aligned} O^+(2, t) &= \Sigma(2, t) + g(2, t) && \text{autovalor } 0 \\ O^-(2, t) &= \Sigma(2, t) - g(2, t) && \text{autovalor } -\left(\frac{4}{3}C_F + \frac{n_f}{3}\right) \end{aligned} \quad (\text{B.57})$$

Note que a combinação O^+ , que corresponde ao momento total carregado pelos quarks e glúons, não depende de t . O autovetor $O^- \rightarrow 0$ quando $t \rightarrow \infty$:

$$O^-(2, t) = \left(\frac{\alpha_s(t_0)}{\alpha_s(t)} \right)^{d^-(2)} \rightarrow 0, \quad \text{com } d^-(2) = \frac{\gamma_-(2)}{2\pi b} = -\frac{4/3C_F + 1/3n_f}{2\pi b} \quad (\text{B.58})$$

Então assintoticamente temos:

$$\frac{\Sigma(2, t)}{g(2, t)} \rightarrow \frac{n_f}{4C_F} = \frac{3}{16}n_f \quad (\text{B.59})$$

As frações de momento f_q e f_g carregado pelos quarks e glúons no limite $\mu^2 = t \rightarrow \infty$:

$$f_q = \frac{3n_f}{16 + 3n_f} \quad f_g = \frac{16}{16 + 3n_f} \quad (\text{B.60})$$

Note que, a aproximação para este limite assintótico é controlado por $\ln t$.

Para a solução das equações de evolução para os momentos das combinações de singlete e não-singlete das distribuições dos quarks, a evolução dos momentos de qualquer sabor pode ser

determinado. E as distribuições em x podem ser determinadas através da transformação inversa de Mellin:

$$f_a(x, \mu^2) = \frac{1}{2\pi i} \int_C dN x^{-N} f_a(N, \mu^2) , \quad a = q_i, g \quad (\text{B.61})$$

Bibliografia

- [1] M. Derrick *et al.* (Zeus Collaboration), Phys. Lett. **B315**, 481 (1993).
- [2] CMS Software - “CMS CCS Computing and Core Software Home”. Disponível na internet: <http://cms-project-ccs.web.cern.ch/cmp-project-ccs> em mar. 2007.
- [3] R. Brun *et al.*. The Root User’s Guide. Disponível na internet: <http://root.cern.ch> em março 2007.
- [4] G. Cohen-Tannoudji, A. Santoro e M. Souza, Nucl. Phys. **B125**, 445 (1977).
- [5] J. D. Bjorken, Phy. Rev. **D47**, 101 (1993).
- [6] A. Brandt *et al.* (UA8 Collaboration), Phys. Lett. **B315**, 417 (1992).
- [7] T. Ahmed *et al.* (H1 Collaboration), Phys. Lett. **B435**, 3 (1995).
- [8] T. Ahmed *et al.* (H1 Collaboration), DESY 95-036 (1995).
- [9] M. Derrick *et al.* (Zeus Collaboration), Phys. Lett. **B332**, 228 (1994).
- [10] M. Derrick *et al.* (Zeus Collaboration), Phys. Lett. **B346**, 339 (1995).
- [11] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), “*Observation of rapidity gaps in $p\bar{p}$ collisions at 1.8 TeV*”, Phys. Lett. **74**, 855 (1995).
- [12] S. Abachi *et al.* (DO Collaboration), “*Rapidity gaps between in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{1.8}$ TeV*”, Phys. Rev. Lett. **72**, 2332 (1994).
- [13] M. L. Good and W. D. Walker, Phys. Rev. **120**, 1857 (1960).
- [14] T. Regge, Nuovo Cimento **14**, 951 (1959).
- [15] T. Regge, Nuovo Cimento **18**, 947 (1960).

- [16] M. Froissart, Phys. Rev. **123**, 1053 (1961);
V. N. Gribov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **41**, 667 (1961) [transl. Sov. Phys. JETP **14**, 478 (1962).]
- [17] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), “*Events with Rapidity Gap between Jets in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$* ”, Phys. Rev. Lett. **81**, 5278 (1998).
- [18] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), “*Dijet Production by Color-Singlet Exchange at the Fermilab Tevatron*”, Phys. Lett. **80**, 1156 (1998).
- [19] Y. Dokshitzer, V. Khoze and S. Troyan, “Proceeding of the 6th International Conference on Physics in Collisions” (1986), ed. M. Derrick, 417 (World Scientific, Singapore, 1987);
Y. Dokshitzer, V. Khoze and T. Sjostrand, Phys. Lett. **B274**, 116 (1992).
- [20] Compact Muon Solenoid, <http://cms.cern.ch/>.
- [21] The CMS Collaboration, “*The Tracker Project Technical Design Report*”, CERN/LHC 1998-006.
- [22] The CMS Collaboration, “*The Eletromagnetic Calorimeter Technical Design Report*”, CERN/LHC 2002-027.
- [23] The CMS Collaboration, “*The Hadron Calorimeter Technical Design Report*”, CERN/LHC 1997-031.
- [24] The CMS Collaboration, “*The Muon Project Technical Design Report*”, CERN/LHC 1997-032.
- [25] The CMS Collaboration, “*The Trigger and Data Acquisition Project, Volume I: The Trigger Systems*”, CERN/LHC 2000-038.
- [26] CMS/TOTEM Collaboration *et al.*, “*Prospects for Diffractive and Forward Physics at the LHC*”, CMS NOTE 2007/002 (2007).
- [27] R. Engel, PHOJET Manual, preprint Siegen University SI 95-05, ou
<http://www.physik.uinleipzig.de/eng/phojet.hzml>. (1995).
- [28] FAMOS: FAsT Monte-Carlo Operating System, <http://cmsdoc.cern.ch/famos>.
- [29] A. Capella, U. Sukhatme, Chung I Tan and J. Tran Thanh Van: Dual Parton Model, Phys. Rep. **236**, 225 (1994).

- [30] L. Trentadue, e G. Veneziano, Geant4 Collab., Phys. Lett. **B323**, 201 (1994), publicada em Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, NIM A 506, 250-303 (2003).
- [31] The CMS Collaboration, “*CMS Physics Technical Design Report, Volume I: Detector Performance and Software*”, CERN/LHC 2006-001.
- [32] R. Demina *et al.*, “*Calorimeter Cell Energy Thresholds for Jet Reconstruction in CMS*”, CMS NOTE **2006/020** (2006).
- [33] E. Gotsman, E. M. Levin e U. Maor, Phys. Lett. **B309**, 199 (1993).
- [34] G. Altarelli e G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B126**, 298 (1977).
- [35] G. Altarelli, *Phys. Rep.* **81**, 1 (1982).