



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

Daniel Ernani Martins Neto

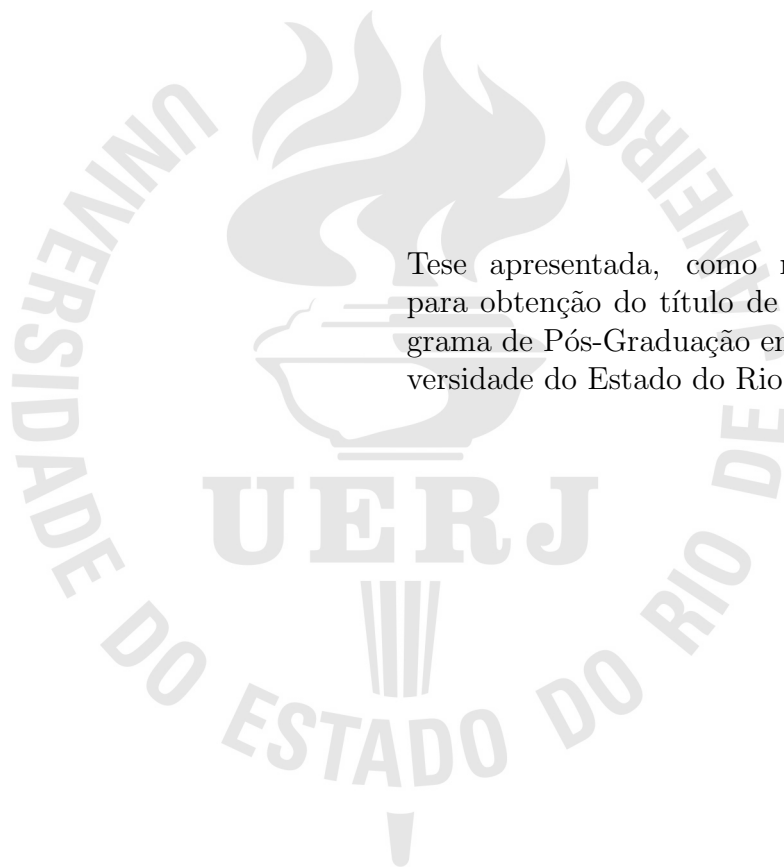
Produção de dijatos em dissociação difrativa e produção de bósons de gauge via acoplamentos anômalos quárticos com os detectores de prótons frontais no LHC

Rio de Janeiro

2017

Daniel Ernani Martins Neto

**Produção de dijetos em dissociação difrativa e produção de bósons de gauge
via acoplamentos anômalos quárticos com os detectores de prótons frontais
no LHC**



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

Orientador: Prof. Dr. José de Sá Borges (*in memoriam*)

Orientador: Prof. Dr. Antonio Vilela Pereira

Coorientador: Prof. Dr. Cyrille Marquet

Rio de Janeiro

2017

CATALOGAÇÃO NA FONTE
UERJ/ REDE SIRIUS /CTC/D

M386

Martins Neto, Daniel Ernani.

Produção de díjetos em dissociação difrativa e produção de bósons de Gauge via acoplamentos anômalos quárticos com os detectores de prótons frontais no LHC/ Daniel Ernani Martins Neto. - 2017.

150 f.: il.

Orientador: Antonio Vilela Pereira.

Coorientador : Cyrille Marquet.

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

1. Bósons - Teses. 2. Teoria de calibre (Física) - Teses. 3. Difração - Teses. 4. Colisões (Física nuclear) - Teses. I. Pereira, Antonio Vilela. II. Marquet, Cyrille. III. Universidade do Estado do Rio de Janeiro. Instituto de Física Armando Dias Tavares. IV. Título.

CDU 539.122

Autorizo, apenas para fins acadêmicos e científicos, a reprodução total ou parcial desta tese desde que citada a fonte.

Assinatura

Data

Daniel Ernani Martins Neto

**Produção de dijetos em dissociação difrativa e produção de bósons de gauge
via acoplamentos anômalos quárticos com os detectores de prótons frontais
no LHC**

Tese apresentada, como requisito parcial
para obtenção do título de Doutor, ao Pro-
grama de Pós-Graduação em Física, da Uni-
versidade do Estado do Rio de Janeiro.

Aprovada em 09 de fevereiro de 2017.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Antonio Vilela Pereira (Orientador)
Instituto de Física Armando Dias Tavares - UERJ

Prof. Dr. Andre Snajder
Instituto de Física Armando Dias Tavares - UERJ

Prof^a. Dr^a. Helena Malbouisson
Instituto de Física Armando Dias Tavares - UERJ

Prof. Dr. Victor Gonçalves
Universidade Federal de Pelotas

Prof. Dr. Arthur Marques Moraes
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

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

Rio de Janeiro

2017

DEDICATÓRIA

Dedico esta tese a minha amada imortal Beatriz, ao meu saudoso amigo professor José de Sá Borges, minhas mães/pai Clarice e Edna, a minha vó que já partiu e a você que ainda não veio.

AGRADECIMENTOS

Two roads diverged in a yellow wood, and sorry I could not travel both, and be one traveler, long I stood and looked down one as far as I could, to where it bent in the undergrowth; [...] I shall be telling this with a sigh, somewhere ages and ages hence: two roads diverged in a wood, and I, I took the one less traveled by, and that has made all the difference. - Robert Frost

É estranho pensar que ao longo de minha vida, todas as coisas que aconteceram me levaram para um lugar específico. E ainda mais estranho se torna, quando penso que, apesar de todas as agruras e reveses faria tudo de novo. As horas de estudo com minha tia, que me ensinou a ler com três anos e dedicou sua vida para que eu pudesse ter alguma chance. Ainda me lembro quando fui com minha avó comprar um livro de matemática para que eu pudesse estudar para o vestibular. Ela morreria alguns meses depois, dois dias antes da prova. Uma tristeza inevitável. Depois veio a alegria de ser aprovado, consequentemente a incerteza de como me sustentaria na Universidade. Limpezas de delegacias, ajudas de policia para comprar certos livros, ajudante de pedreiro, toda força que eu tinha empreguei para me sustentar. Cabeça erguida, acima de mim apenas Deus. A graduação me trouxe alegrias e tristezas: da felicidade de conseguir gabaritar uma prova de mecânica analítica, à tristeza humilhante por deixar de fazer uma prova porque não teria dinheiro da passagem, me entregando ao desespero em um meio fio de uma rua até que um vizinho viu, se importou e me ajudou. Minha tristeza foi convertida em honra. Veio o mestrado e passou. No doutorado descobri que deveria vencer, além das dificuldades inerentes a um ser humano mediano e de baixa renda, pessoas cujo caráter é tão volátil quanto um gás metano na presença das chamas. Entretanto, prefiro seguir o que disse Virgílio a Dante, quando este se depara com o segundo círculo do inferno: *Não lhes é dado nunca esperar morte, É tão vil seu viver nessa desgraça, Que invejam de outros toda e qualquer sorte. No mundo o nome seu não deixou traça; A Clemência, a Justiça os desdenharam. Mais deles não falemos: olha e passa.*

Agradeço a Secretaria do Estado de Educação (SEEDUC-RJ) por disponibilizar concursos (16 e 30 horas), porque de outra forma não haveria como eu me sustentar e concluir o doutorado.

Agradeço ao Prof. Dr. Murilo por ter me incluído em seu projeto, me permitindo viajar para a França e passar um ano me aperfeiçoando, e a CAPES/CNPQ por prover o meu sustento durante este mesmo período. Agradeço a Dr. Patrícia por me acolher e me passar, desde o início, toda sua experiência. Fico imaginando a sorte que seus orientandos terão ao escolhê-la como orientadora, pessoas como você, com sua dedicação e abnegação fazem a diferença no mundo acadêmico.

Agradeço ao Dr. Cyrille Marquet e ao Dr. Christophe Royon pela hospitalidade e

orientação durante minha estadia na França.

Agradeço ao Prof. Dr. Antonio por toda paciência e dedicação ao longo de minha tese, sanando dúvidas diversas e por assumir no final quando meu mentor partiu para outro plano.

Agradeço o Prof. Dr. José de Sá Borges, meu padrinho de casamento, amigo, mestre, conselheiro, por ensinar acima de tudo o que disse o compositor: *Não é preciso descer para subir.*

Agradeço a minha esposa Beatriz, minha alma gêmea, por estar sempre do meu lado, me confortando, me esforçando, me desafiando a sempre ser melhor a cada dia, sua paciência infindável comigo e por fim, por ser uma companheira tal qual o livro de provérbios (cap. 31) declara: *Mulher virtuosa quem a achará? O seu valor muito excede ao de rubis. O coração do seu marido está nela confiado; assim ele não necessitará de despojo. Ela só lhe faz bem, e não mal, todos os dias da sua vida.*

Agradeço por fim a Deus (entenda-se: um Ser que foi capaz de colapsar a primeira função de onda e quebrar a simetria primordial) por me dar a vida, me esforçar, me mostrar o grande valor das pequenas vitórias e como nosso breve tempo aqui nesta terra pode ser cheio de significado. Agradeço acima de tudo por Ele ter me ensinado a buscar um significado mesmo quando nada parecia possuir um, sabedoria quando tudo deu errado e humildade quando tudo dava certo. Para que por fim eu pudesse ver, compreender que a Mão dele fez isso e poder dizer: *Tanto sei estar humilhado como também ser honrado; de tudo e em todas as circunstâncias, já tenho experiência, tanto de fartura como de fome; assim de abundância como de escassez; tudo posso Naquele que me fortalece. Filipenses Cap 4. v12-13*

Ó profundidade da riqueza, da sabedoria e do conhecimento de Deus! Quão insondáveis são os seus juízos, e quão inescrutáveis os seus caminhos! Pois, quem conheceu a mente do Senhor? Quem se tornou seu conselheiro? Quem primeiro lhe deu alguma coisa, para que Ele lhe recompense? Portanto dele, por Ele e para Ele são todas as coisas. A Ele seja a glória perpetuamente! Amém.

RESUMO

MARTINS NETO, D. E. *Produção de dijetos em dissociação difrativa e produção de bósons de gauge via acoplamentos anômalos quárticos com os detectores de prótons frontais no LHC*. 2017. 148 f. Tese (Doutorado em Física) – Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2017.

O *Large Hadron Collider*, em seu programa, continuará explorando a existência de uma possível Física além do Modelo Padrão (BSM), buscando constatar ou excluir a existência de novas partículas e/ou novos acoplamentos. Nesta tese será estudada a fenomenologia dos acoplamentos anômalos quárticos dos fótons e dos bósons de calibre de dimensão seis no processo $\gamma\gamma \rightarrow WW$ nos canais puramente leptônicos, onde $W \rightarrow l^\pm\nu$. O processo $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$, proibido no Modelo Padrão em nível de árvore, também será estudado em um canal com quatro léptons no estado final, $ZZ \rightarrow l^\pm l^\mp l^\pm l^\mp$. Ambas as contribuições são simuladas dentro da Aproximação de Fóton Equivalente (EPA) assumindo o fluxo de Budnev para os dois fótons. É apresentado o estudo do *background* que consiste do processo inclusivo $pp \rightarrow WW, ZZ$, combinado com eventos de *pile-up* com prótons na aceitação dos detectores frontais instalados nos experimentos no LHC. *Backgrounds* difrativos para a contribuição dos processo difrativos para o canal $\gamma\gamma \rightarrow WW$ são incluídas. Os eventos de *pile-up* são simulados para uma média de 50 colisões por cruzamento de pacotes. A contribuição do Reggeon é analisada em dois momentos: em um canal de dijetos, assumindo uma contribuição não desprezível no modelo *Resolved Pomeron*; e como um possível *background* para o processo $\gamma\gamma \rightarrow WW$, através da troca dupla de Reggeon ou uma troca mista entre Pomeron e Reggeon. Para os processos $\gamma\gamma \rightarrow WW, ZZ$ o número de eventos esperados são determinados para uma energia de centro de massa $\sqrt{s} = 13$ TeV, é utilizada uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} . Para o estudo do Reggeon no canal de dijetos é utilizado uma luminosidade instantânea de 1 pb^{-1} . Nesta intensidade pode-se seguramente excluir a contribuição de eventos espúrios de *pile-up*.

Palavras-chave: Bósons de calibre. Modelo Padrão. Teoria de Campos Efetiva.

Acoplamentos anômalos.

ABSTRACT

MARTINS NETO, D. E. *Dijet production in diffractive dissociation and gauge boson pair production with anomalous quartic gauge boson couplings with forward proton detectors at LHC.* 2017. 148 f. Tese (Doutorado em Física) – Instituto de Física Armando Dias Tavares, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2017.

The Large Hadron Collider (LHC) will continue to explore possible evidences of Physics Beyond the Standard Model (BSM), searching to confirm or exclude the existence of new particles and couplings. In this thesis, the phenomenology of the anomalous quartic couplings of gauge bosons in the process $\gamma\gamma \rightarrow WW$ is studied, by using a pure leptonic channel $W \rightarrow l^\pm\nu$. The process $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$, forbidden at tree level in the Standard Model, will be also studied for a final state $ZZ \rightarrow l^\pm l^\mp l^\pm l^\mp$. Both contributions are simulated inside of the equivalent photon approximation assuming a Budnev flux for the two photons. It is presented a study of the background consisting of the inclusive process $pp \rightarrow WW, ZZ$, combined with pile-up events with protons in the acceptance of forward detectors installed at LHC, is presented. Background contributions from diffractive processes in the $\gamma\gamma \rightarrow WW$ channel are included. The contribution from pile-up events is simulated for an average of 50 collisions per bunch crossing. The Reggeon contribution is analysed in two instances: in the dijet channel, assuming a non-negligible contribution in the Resolved-Pomeron model, and as a diffractive background for the $\gamma\gamma \rightarrow WW$ process, through the double-Reggeon or mixed Pomeron and Reggeon exchanges. For the $\gamma\gamma \rightarrow WW, ZZ$ channels, the number of expected events is determined for a centre-of-mass energy of $\sqrt{s} = 13$ TeV and an integrated luminosity of 100 fb^{-1} . For the study of dijet production with a Reggeon contribution, an integrated luminosity of 1 pb^{-1} is assumed, for which the expected scenario has a small contribution from pile-up events.

Keywords: Gauge bosons. Standard Model. Effective field theory. Anomalous Couplings.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 - Constituição do Modelo Padrão.	20
Figura 2 - Troca de uma partícula de <i>spin</i> 1 no canal <i>t</i>	35
Figura 3 - Diagrama de uma interação $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$	36
Figura 4 - Trajetórias mesônicas.	38
Figura 5 - Ilustração de processos difrativos.	41
Figura 6 - Interação entre um elétron-próton.	44
Figura 7 - Ajustes da colaboração H1 para a distribuição dos singletos de <i>quark</i> e distribuição de glúons.	47
Figura 8 - Incerteza da densidade de glúons para alto β	48
Figura 9 - Derivada logarítmica de Q^2 da seção de choque difrativa reduzida.	50
Figura 10 - Limites para a_0/Λ^2 e a_C/Λ^2 na teoria efetiva de calibre de dimensão seis.	56
Figura 11 - Unitaridade em função da energia disponível.	57
Figura 12 - Esquema de um detector.	59
Figura 13 - Esquema da divisão dos detectores no interior do túnel no LHC.	61
Figura 14 - Esquema da disposição espacial do detector CMS.	63
Figura 15 - Luminosidade total integrada entregue pelo LHC ao experimento CMS.	64
Figura 16 - Regiões de pseudorapidez.	66
Figura 17 - Ilustração da produção de um sistema central via fusão de dois fótons.	70
Figura 18 - Luminosidade efetiva relativa da produção de dois fótons em colisões <i>pp</i> para $\sqrt{s} = 14$ TeV.	72
Figura 19 - Ilustração do <i>underlying event</i>	82
Figura 20 - Diagramas em ordem principal para a produção de dijetos em colisões próton-próton.	85
Figura 21 - Número de eventos de dijetos difrativos simples como função de ξ	89
Figura 22 - Número de eventos de dijetos difrativos simples em função da fração de massa dos dijetos assumindo uma troca de Pomeron ou de Reggeon.	90
Figura 23 - Número de eventos de dijetos difrativos centrais em função de $\sqrt{\xi_1 \xi_2}$ e ξ_1	92
Figura 24 - Número de eventos em função da fração de massa de dijetos na difração central.	93
Figura 25 - Número de eventos em função da fração de massa dos dijetos na difração central e fração de <i>momentum</i> perdido do próton.	93
Figura 26 - Tipos de acoplamento para a produção de pares de bósons W.	97
Figura 27 - Número de eventos em função da pseudorapidez e <i>momentum</i> trans- verso do múon para o processo $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ e $\sqrt{s} = 14$ TeV.	98

Figura 28 - Número de eventos em função do <i>momentum</i> transverso do sistema elétron-múon para o processo $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu_{l^+}l^-\bar{\nu}_{l^-}$ onde $l = e^\pm, \mu^\pm$	100
Figura 29 - Número de eventos em função do <i>momentum</i> transverso do sistema elétron-múon para o processo $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu_{l^+}l^-\bar{\nu}_{l^-}$ onde $l = e^\pm, \mu^\pm$ para $\sqrt{s} = 7$ TeV.	100
Figura 30 - Número de eventos em função da massa central, massa invariante e <i>momentum</i> transverso do sistema elétron-múon para o processo $pp \rightarrow W^+W^- + X$ e para o sinal anômalo $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$	105
Figura 31 - Número de eventos em função da fração de perda de <i>momentum</i> do próton e da massa central para o processo $pp \rightarrow pW^+W^-p$ governado pelos fluxos PP, RP, PR, RR.	106
Figura 32 - Número de eventos em função da massa invariante, <i>momentum</i> transverso, correlação azimutal do sistema elétron-múon e massa central do processo $pp \rightarrow pW^+W^-p$ governados pelos fluxos PP, RP, PR, RR.	107
Figura 33 - <i>CMS-TOTEM Precision Proton Spectrometer</i>	109
Figura 34 - Seleção de vértice de interação (rejeição de <i>pile-up</i>) e número de eventos em função da posição dos vértices de eventos de <i>pile-up</i> e sinal.	110
Figura 35 - Número de eventos esperados no LHC para o sinal nos três cenários considerados (ver seção 6.7) com diferentes valores de acoplamentos quárticos anômalos a_0^W/Λ^2 e a_C^W/Λ^2 após os cortes cinemáticos e resolução de 30 ps e uma janela de 2σ para a seleção de tempo de vóo, para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13$ TeV.	116
Figura 36 - Limites para os acoplamentos anômalos obtidos no canal WW em função dos acoplamentos quárticos anômalos ($a_0^W/\Lambda^2, a_C^W/\Lambda^2$).	117
Figura 37 - Número de eventos em função da massa invariante dos quatro léptons ($4e, 4\mu, 2e2\mu$) e massa central com a inclusão do <i>background</i> $pp \rightarrow ZZ + X$	125
Figura 38 - Observação dos efeitos de <i>smearing</i> na massa invariante dos quatro léptons do sinal anômalo $a_0^Z/\Lambda^2 = 15 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$	126
Figura 39 - Observação dos efeitos de <i>smearing</i> na razão m_{4l}/m_X do sinal anômalo $a_0^Z/\Lambda^2 = 15 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$	127
Figura 40 - Número de eventos em função de m_{4l}/m_X e $y_{4l} - y_{pp}$ e <i>smearing</i> aplicado na massa central e na variável ξ	128
Figura 41 - Número de eventos em função do <i>momentum</i> transverso dos léptons.	129
Figura 42 - Número de eventos em função de m_{4l}/m_X para diferentes valores de δ	130
Figura 43 - Número de eventos esperados para o sinal $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ no LHC em função dos acoplamentos quárticos anômalos a_0^Z/Λ^2 e a_C^Z/Λ^2	136
Figura 44 - Limites para os acoplamentos anômalos obtidos no canal ZZ em função dos acoplamentos quárticos anômalos $a_0^Z/\Lambda^2, a_C^Z/\Lambda^2$	136

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 -	Razão de ramificação para os decaimentos permitidos do bóson Z.	31
Tabela 2 -	Acoplamento do bósons W^+	32
Tabela 3 -	Razão de ramificação para os decaimentos permitidos dos bósons W.	32
Tabela 4 -	Parâmetros de ajuste dos fluxos do Pomeron e Reggeon.	52
Tabela 5 -	Parâmetros de ajuste da PDF difrativa.	77
Tabela 6 -	Número de eventos de dijetos difrativos simples para uma luminosidade integrada de 1 pb^{-1}	91
Tabela 7 -	Número de eventos de dijetos em dissociação difrativa central para uma luminosidade integrada de 1 pb^{-1}	92
Tabela 8 -	Seção de choque para o processo $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ para uma energia de centro de massa de 14 TeV.	98
Tabela 9 -	Seção de choque para o processo $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu_{l^+}l^-\bar{\nu}_{l^-}$ com $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$	99
Tabela 10 -	Seção de choque para diferentes processos no Modelo Padrão para energia de centro de massa de 13 TeV.	102
Tabela 11 -	Seção de choque para diferentes processos anômalos para uma energia de centro de massa de 13 TeV.	103
Tabela 12 -	Cenário I: Número de eventos dos <i>backgrounds</i> para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$	113
Tabela 13 -	Cenário I: Número de eventos dos sinais anômalos para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$	113
Tabela 14 -	Cenário II: Número de eventos dos <i>backgrounds</i> para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$	114
Tabela 15 -	Cenário II: Número de eventos dos sinais anômalos para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$	114
Tabela 16 -	Cenário III: Número de eventos dos <i>backgrounds</i> para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$	115
Tabela 17 -	Cenário III: Número de eventos dos sinais anômalos para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$	115
Tabela 18 -	Limites para os acoplamentos anômalos ($a_0^W/\Lambda^2, a_C^W/\Lambda^2$) obtidos no canal WW	117
Tabela 19 -	Limites obtidos para um nível de confiança de 95% (2σ). Todos os valores são dados para uma luminosidade integrada no LHC de 100 fb^{-1} e $\mu = 50$ eventos de <i>pile-up</i> em média.	119
Tabela 20 -	Seção de choque para colisões pp para o processo inclusivo e diferentes valores do sinal anômalo $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$	123

Tabela 21 - Número de eventos em função de m_{A1}/m_X com um acréscimo δ	131
Tabela 22 - Número de eventos para o <i>background</i> no LHC após cortes consecutivos.	131
Tabela 23 - Número de eventos esperados para o sinal $ a_0^Z/\Lambda^2 = 10 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$.	133
Tabela 24 - Número de eventos esperados para o sinal $ a_0^Z/\Lambda^2 = 15 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$.	133
Tabela 25 - Número de eventos esperados para o sinal $ a_C^Z/\Lambda^2 = 10 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$.	134
Tabela 26 - Número de eventos esperados para o sinal $ a_C^Z/\Lambda^2 = 20 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$.	134
Tabela 27 - Número de eventos esperados para o sinal $(a_0^Z, a_C^Z)/\Lambda^2 = (5, 5) \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$.	135
Tabela 28 - Número de eventos esperados para o sinal $(a_0^Z, a_C^Z)/\Lambda^2 = (10, 20) \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$	135
Tabela 29 - Limites obtidos para um nível de confiança de 95% (2σ). Todos os valores são dados para uma luminosidade integrada no LHC de 100 fb^{-1} e $\mu = 50$ eventos de <i>pile-up</i> em média.	137
Tabela 30 - Limites obtidos para um nível de confiança de 95% (2σ). Todos os valores são dados para uma luminosidade integrada no LHC de 100 fb^{-1} e $\mu = 50$ eventos de <i>pile-up</i> em média.	140
Tabela 31 - Limites obtidos para um nível de confiança de 95% (2σ). Todos os valores são dados para uma luminosidade integrada no LHC de 100 fb^{-1} e $\mu = 50$ eventos de <i>pile-up</i> em média.	141

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CERN	Centre Européen de Recherche Nucleaire
LHC	Large hadron Collider
CMS	Compact Muon Solenoid
TOTEM	TOTAL cross section, Elastic scattering and diffraction dissociation Measurement at the LHC
EPA	Equivalent photon approximation
IVB	Intermediary Vector Boson
PDF	Parton Density Function
HERA	Hadron Elektron Ring Anlage
ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS
QES	Quebra Espontânea de Simetria
QCD	Quantum Cromodinamycs
QED	Quantum Electrodinamycs
UE	Underlying Event
DMF	Dijets Mass Fraction
HepPDT	<i>High energy physics Particle Data Table</i>
HepMC	<i>High energy physics Monte Carlo</i>

SUMÁRIO

	INTRODUÇÃO	16
1	MODELO PADRÃO	19
1.1	Teorias de Calibre	20
1.2	Invariância de calibre em interações eletrofracas	21
1.2.1	<u>Generalização da invariância de calibre para transformações SU(2) e U(1)</u>	25
1.3	Mecanismo Englert-Brout-Higgs e quebra espontânea de simetria	28
1.3.1	<u>Matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa</u>	30
1.3.2	<u>Determinação das massas dos bósons Z e W</u>	30
1.4	Cromodinâmica Quântica (QCD)	33
1.5	Teoria de Regge	35
1.5.1	<u>Pomeron - conceito e aspectos</u>	38
1.6	Estrutura dos prótons e modelo partônico	42
1.7	Função de densidade partônica difrativa (PDF)	45
1.7.1	<u>Conteúdo partônico do Pomeron e Reggeon</u>	51
2	CONSTRUÇÃO DE OPERADORES QUÁRTICOS ANÔMALOS E SEÇÃO DE CHOQUE	53
3	O <i>LARGE HADRON COLLIDER</i> E SEUS DETECTORES	59
3.1	Detector CMS (Solenóide compacto de múons)	62
3.2	Variáveis cinemáticas em uma colisão de prótons no LHC	65
4	PROCESSO DE FOTOPRODUÇÃO E SIMULAÇÃO DE MONTE CARLO	69
4.1	Geradores de eventos utilizados na análise	73
4.2	<i>Underlying Event</i>	81
5	CONTRIBUIÇÃO DO REGGEON NO CANAL DE DIJATOS EM PROCESSOS DE DISSOCIAÇÃO DIFRATIVA SIMPLES E CENTRAL PARA $\sqrt{s} = 13$ TEV	83
5.1	Processos difrativos duros com troca de Reggeon	85
5.1.1	<u><i>Resolved Pomeron</i> suplementado com Reggeons</u>	85
5.1.2	<u>Análise de dijetos difrativos duros com o FPMC</u>	87
5.2	Resultados numéricos para o LHC	89
5.2.1	<u>Dijatos em processos de dissociação difrativa simples</u>	89
5.2.2	<u>Dijatos difrativos centrais</u>	91
5.3	Conclusão	94

6	CONTRIBUIÇÃO DO ACOPLAMENTO ANÔMALO DE FÓTONS E BÓSONS DE CALIBRE NA PRODUÇÃO CENTRAL EX- CLUSIVA EM COLISÕES pp NO CANAL PURAMENTE LEPTÔNICO, $W^+W^- \rightarrow l^+\nu_{l^+}l^-\bar{\nu}_{l^-}$ PARA $\sqrt{s} = 13$ TEV	95
6.1	<i>Benchmark</i> - Comparações entre geradores de eventos	98
6.2	Cálculo da seção da choque	101
6.3	Contribuição e simulação de eventos de <i>pile-up</i>	103
6.4	Contribuição dos <i>backgrounds</i> e estratégias de medição do sinal anômalo	104
6.5	Cortes aplicados e rejeição de <i>background</i>	108
6.6	Supressão de background através da simulação do tempo de vôo do próton	109
6.7	Número de eventos após seleções cinemáticas e seleção de tempo de vôo dos prótons	112
6.8	Conclusão	118
7	CONTRIBUIÇÃO DO ACOPLAMENTO ANÔMALO DE FÓTONS E BÓSONS DE CALIBRE NA PRODUÇÃO CENTRAL EX- CLUSIVA EM COLISÕES pp NO CANAL PURAMENTE LEPTÔNICO, $ZZ \rightarrow 4l$, PARA $\sqrt{s} = 13$ TEV	120
7.1	Análise numérica para o LHC	122
7.2	Background	124
7.3	Número de eventos para o <i>background</i> $pp \rightarrow ZZ + X$	131
7.4	Número de eventos para o sinal $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$	132
7.5	Conclusão	137
	CONCLUSÕES	139
	REFERÊNCIAS	142

INTRODUÇÃO

The deepest solace lies in understanding
 this ancient unseen stream, a shudder
 before the beautiful.
Professor Richard Dawkins

A interação forte é uma das quatro forças fundamentais presentes no Universo. A cromodinâmica quântica (QCD) é a formulação matemática da interação forte, a teoria que descreve a interação dos *quarks* e dos glúons através da troca de oito mediadores de cor chamados glúons. A força da interação é governada pela constante de acoplamento forte α_s , um parâmetro livre com uma característica importante: ele evolui como uma função do *momentum* envolvido na interação. Para altos valores de *momentum*, os pártons (*quarks* e glúons) dentro de hádrons, comportam-se quase como partículas livres, uma vez que a interação forte é de curto alcance. Por outro lado, para pequenos valores de *momentum*, de forma equivalente, a grandes distâncias características, a constante de acoplamento é grande, e a interação forte une os pártons fortemente. Pártons coloridos, portanto, jamais são observados sozinhos, mas são confinados em hádrons sem cor. A estrutura partônica dos hádrons é descrita em termos das chamadas funções de densidade de pártons que são medidas.

A estrutura de hádrons é provada em experiências de colisão a altas energias. Quando uma partícula de prova atinge um párton dentro do próton, por exemplo, o párton é disperso com um alto *momentum* transversal em um evento inelástico, e torna o resto do sistema hadrônico de cor desbalanceado. Portanto, o sistema tem de reorganizar o seu campo de cor, uma vez que apenas os estados incolores podem ser observados devido ao confinamento. Consequentemente, um grande número de partículas com pequenos *momenta*, isto é, os resíduos dos prótons (o próton é partido) deixam a interação e povoam o detector central. Nos primeiros experimentos de colisões próton-próton, e posteriormente em colisões elétron-próton, uma fração não desprezível de eventos com grande *momentum* apresentou uma característica interessante. As lacunas de rapidez, regiões do detector completamente desprovidas de partículas entre o objeto central e o próton intacto que se afasta do ponto de interação foram observadas. Esses eventos são denotados como eventos difrativos duros. Inesperadamente cerca de 10%, uma grande fração dos eventos inelásticos apresentavam lacunas de rapidez no HERA. Os eventos com lacunas de rapidez resultam de uma troca de glúons complicada (pelo menos dois), aparecendo como uma troca incolor entre o próton e o sistema central. Todavia, uma vez que a escala dura está envolvida nestes processos, a estrutura do próton pode ainda ser descrita em termos das funções de densidade de pártons difrativos cuja evolução é predita pela QCD perturbativa,

da mesma maneira que no caso inelástico. A cor carregada pela parte interagente do próton é equilibrada pela emissão de pártons *soft*. Estes transformam-se em partículas remanescentes no estado final. No entanto, uma vez que são bem colimados ao longo da interação do párton, a lacuna de rapidez na região para a frente é observada.

Na chamada Produção Central Exclusiva (CEP), tópico também abordado nesta tese, somente o sistema central é criado além dos prótons intactos que se afastam do ponto de interação. Esses eventos são governados pela troca de dois glúons perturbativos em um estado incolor e apresentam grandes lacunas de rapidez, uma vez que não existem resíduos da interação. Tais topologias com eventos de assinatura limpa, implicam em uma nova técnica experimental muito interessante. Através da detecção dos dois prótons de saída, pode-se reconstruir a massa do objeto criado no detector central com muita precisão. A interação exclusiva pode ser iniciada também pela troca de dois fótons. A massa invariante dos fótons é medida em escalas de 1 TeV no LHC. Este fato torna a Física de dois fótons interessante, porque pode-se estudar, por exemplo, a interação dos bósons eletrofracos em detalhes com um uma região cinemática restrita, e testar o Modelo Padrão em altas energias onde novos mecanismos de produção podem despontar. Variáveis cinemáticas específicas para este tipo de processo são utilizadas, tais como: a fração perdida de *momentum* dos prótons ξ_1 e ξ_2 , construída através do *momentum* na direção z dos prótons que se afastam e a massa central ($m_X = \sqrt{\xi_1 \xi_2 s}$) do sistema. O LHC que em seus primeiros períodos de operação colidiu prótons com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 7,8$ TeV, opera agora com $\sqrt{s} = 13$ TeV, e se prepara para alcançar $\sqrt{s} = 14$ TeV. Estas energias tem permitido que uma gama de processos possam ser estudados, tais quais: explicar a origem da massa das partículas elementares, existência de novas dimensões, estudo da gravitação quântica e uma possível comprovação (ou fechar de vez a questão) da supersimetria, entre outros. Um programa que estuda possíveis extensões ao Modelo Padrão tem sido desenvolvido, graças à alta luminosidade coletada durante os seus anos de operação. Mediante este fato, eventos raros, cujas taxas de ocorrências são diminutas, podem ser comprovados ou excluídos de vez.

Uma possível extensão ao Modelo Padrão explorada nesta tese é a contribuição dos acoplamentos anômalos quárticos de calibre. Este modelo assume uma teoria efetiva de dimensão seis, no qual a produção de pares de W e Z, é realizada a partir de uma fusão de fótons dentro do cenário da Aproximação de Fóton Equivalente (EPA). Todos os cálculos serão realizados levando em conta a fenomenologia dos processos com detectores dedicados e uma luminosidade integrada média de 100 fb^{-1} para uma energia de centro de massa de 13 TeV (durante o Run II).

Nesta tese, estudaremos os processos difrativos duros, estimando a contribuição de uma troca dupla e mista de Reggeon e Pomeron, dentro do modelo *Resolved Pomeron* (INGELMAN; SCHLEIN, 1985) em um canal de dijetos. Neste ponto o objetivo é tentar mensurar o número de eventos esperados via contribuição de Reggeon, e comparar com

a ordem dos resultados esperados apenas com a contribuição de Pomeron. Pretende-se com isso contribuir para a discussão da importância do Reggeon. O estudo de Reggeon se mostra necessário, porque embora seja frequentemente desconsiderado, as PDFs extraídas pela colaboração H1 mostram que os dados coletados possuem uma boa concordância com a predição teórica quando se acredita que existe uma possível contribuição de Reggeon para as PDFs. Não estudaremos apenas os processos difrativos duros supracitados, mas também os processos exclusivos puramente leptônicos, ou seja, eventos identificados na região central do detector com grandes lacunas de rapidez. Posteriormente, a contribuição de Reggeon e Pomeron é estudada como um possível *background* para o sinal quártico anômalo $\gamma\gamma \rightarrow WW$, onde o decaimento do bóson W é puramente leptônico (elétrons e múons), da forma $W \rightarrow l\nu$. A contribuição de eventos de Drell-Yan para troca dupla de Pomeron, será abordada em trabalhos futuros. Para este canal, além dos *backgrounds* resultantes da troca dupla de Pomerons e Reggeons, o *background* mais geral $pp \rightarrow WW + X$ também é incluído na análise. A contribuição de eventos de *pile-up* é abordada. Por fim a produção de pares de bósons Z , isto é, $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ será considerada. Este canal apresenta uma característica peculiar: não é permitido em nível de árvore, portanto toda a dinâmica do sinal é baseada em um acoplamento anômalo quártico de dimensão seis e oito, contudo os acoplamentos de dimensão oito não serão estudados nesta tese. O *background* mais geral para este canal é o processo $pp \rightarrow ZZ + X$. Neste processo os prótons são fragmentados e a massa final m_X observada é constituída de prótons de *pile-up*. O estado final é constituído de quatro léptons ($ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^-$). Embora ambos os sinais estudados possuam *backgrounds* compostos por prótons de *pile-up*, as abordagens propostas para a eliminação de tais eventos serão diferentes. Por fim, será feita uma discussão das perspectivas e consequências do incremento da energia para o LHC (até $\sqrt{s} = 14$ TeV) e quais as possíveis análises fenomenológicas para o projeto de alta luminosidade no LHC, projetado para os próximos 10 anos.

Os resultados apresentados nesta tese foram em parte incluídos nas seguintes publicações:

1. **Diffractive di-jet production at the LHC with a Reggeon contribution.** C. Marquet, D. E. Martins, A. V. Pereira, M. Rangel, C. Royon. Phys. Lett. B **766** (2017) p. 23-28. DOI:10.1016/j.physletb.2016.12.045.
2. **Boson Pair Exclusive Production from Two Photon Exchange with Anomalous Gauge Boson Coupling in p p Collisions at 13 TeV.** J. S. Borges, D. E. Martins, A. V. Pereira. PoS LeptonPhoton2015 (2016) 098.
3. **Anomalous photon-gauge boson coupling contribution to the exclusive vector boson pair production from two photon exchange in pp collisions at 13 TeV.** D.E. Martins, P. Rebello Teles, A. V. Pereira, J. S. Borges. 10.1063/1.4915983. AIP Conf.Proc. 1654 (2015) 050010.

1 MODELO PADRÃO

Sulphurous and burning, spitting out the
sun. The beginning of creation, of the
golden one. A window to the west, a
blazing star above. In taurus we begin it
and the ladder has begun.
The alchemist - Bruce Dickinson

O Modelo Padrão descreve três das quatro interações fundamentais: a interação eletromagnética, a interação fraca e a interação forte. A interação gravitacional não é descrita por este modelo, uma vez que até o momento não se conhece o comportamento da interação gravitacional a nível quântico. A formulação do Modelo Padrão foi iniciada no anos 70 e estabelecida com base experimental nos anos 80. Existem duas classes de partículas fundamentais incluídas no Modelo Padrão:

- Os férmions que são partículas que constituem a matéria, contém *spin* semi-inteiro e que obedecem o princípio de exclusão de Pauli, que proíbe quaisquer dois férmions de estarem no mesmo estado quântico.
- Os bósons são os transmissores das interações na natureza, possuem o *spin* inteiro.

Os férmions são subdivididos em duas famílias: os léptons (elétron, múon, tau e seus neutrinos) e *quarks*, que se apresentam em seis *sabores* (*up, down, charm, strange, bottom, top*). Cada *quark* tem um número bariônico, $B = 1/3$, número leptônico nulo, $L = 0$, e uma carga elétrica fracionada, $Q = +2e/3, -1e/3$, onde e representa a carga do pósitron. Os *quarks* possuem um isospin fraco $I^W = 1/2$ (WEINBERG, 1967).

Os bósons de gauge atuam como mediadores das interações (SALAM; WARD, 1964). Os fótons mediam a interação eletromagnética, enquanto que os bósons W^+ , W^- e Z são responsáveis pela mediação da interação fraca. Oito espécies de glúons mediam a interação forte, seis destes glúons são rotulados como pares de cor e anti-cor. As outras duas espécies são uma mistura mais complexa de cor e anti-cor. O bóson de Higgs induzem a quebra espontânea de simetria dos grupos de calibre e são responsáveis pela existência da massa.

O bóson de Higgs é o único na teoria que não exibe as propriedades de um bóson de calibre. O gráviton, que se acredita ser mediador da interação gravitacional, não está incluído no Modelo Padrão.

1.2 Invariância de calibre em interações eletrofracas

As partículas e interações no Modelo Padrão são descritas em uma Teoria Quântica de Campos (GLASHOW, 1961), isto é, toda a teoria é baseada em uma ação minimizada de acordo com o princípio de Hamilton da ação mínima $\delta S = \delta(\mathcal{L})$. A densidade de Lagrangiana da interação entre férmions, \mathcal{L} , está relacionada com a função dos campos e suas primeiras derivadas.

Partindo de uma transformação global de fase¹, que assegure a conservação da corrente $S^\mu(x) = q\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x)$, isto é, que satisfaça a relação $\partial_\mu S^\mu(x) = 0$, de modo que a carga² Q seja conservada, define-se,

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = \psi(x)e^{-i\alpha}, \quad \bar{\psi}(x) \rightarrow \bar{\psi}'(x) = \bar{\psi}(x)e^{i\alpha}. \quad (1)$$

A invariância sob uma transformação global de fase, permite mudar a fase do campo pela mesma quantidade em todos os pontos do espaço-tempo. Esta transformação é muito restritiva em uma teoria de campos local. A densidade da Lagrangiana de Dirac para férmions livres (MANDL; SHAW, 2010) é dada por,

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x), \quad (2)$$

onde γ^μ é a matriz de Dirac. Para a interação com o campo do fóton A_μ , introduz-se a derivada covariante D_μ usando a substituição,

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = [\partial_\mu + iq\vec{A}_\mu(x)], \quad (3)$$

onde q é a carga da partícula aniquilada pelo campo $\psi(x)$. Para que esta Lagrangiana seja invariante é necessário que o campo do fóton se transforme segundo o campo eletromagnético,

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \partial_\mu f(x), \quad (4)$$

¹ α um número real.

² $Q = q \int d^3\vec{x}\psi^\dagger(x)\psi(x)$

sendo $f(x)$ uma função diferenciável.

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 - q\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x)A_\mu(x), \quad (5)$$

Para exigir a invariância por uma transformação de calibre local é necessário introduzir novos campos. Por exemplo, a transformação da equação (4), os campos de Dirac, $\psi(x)$ e $\bar{\psi}(x)$, sejam

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = \psi(x)e^{-iqf(x)}, \quad \bar{\psi}(x) \rightarrow \bar{\psi}'(x) = \bar{\psi}(x)e^{iqf(x)}. \quad (6)$$

Sob tais transformações, a densidade de Lagrangiana de uma partícula livre não é invariante.

$$\mathcal{L}_0 \rightarrow \mathcal{L}'_0 = \mathcal{L}_0 + q\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x)\partial_\mu f(x) \quad (7)$$

A invariância da teoria é restaurada se um termo \mathcal{L}_I é adicionado, de modo que a nova densidade de Lagrangiana, $\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_I$, seja invariante. Este objetivo é alcançado ao se associar o campo ψ à um campo eletromagnético $A_\mu(x)$, que se transforma segundo a equação (4), e, substituindo a derivada ordinária da equação (2), pela transformação,

$$D_\mu\psi(x) = [\partial_\mu + iqA_\mu]\psi(x) \rightarrow e^{-iqf(x)}D_\mu\psi(x). \quad (8)$$

A formulação teórica das interações eletrofracas como uma teoria de calibre, é baseada na busca de um conjunto de transformações locais sob as quais a Lagrangiana da partícula livre se torna invariante, levando a uma conservação das correntes fracas $J_\alpha(x)$, $J_\alpha^\dagger(x)$, definidas por,

$$J_\alpha(x) = \sum_l \bar{\psi}_l(x)\gamma_\alpha(1 - \gamma^5)\psi_{\nu_l}(x), \quad J_\alpha^\dagger(x) = \sum_l \bar{\psi}_{\nu_l}(x)\gamma_\alpha(1 - \gamma^5)\psi_l(x). \quad (9)$$

Onde l descreve os leptons e, μ, τ . A Lagrangiana de uma partícula livre é,

$$\mathcal{L} = i\left[\sum_l \bar{\psi}_l(x)\not{\partial}\psi_l(x) + \sum_l \bar{\psi}_{\nu_l}(x)\not{\partial}\psi_{\nu_l}(x)\right], \quad (10)$$

e, reescrevendo-a como um spinor de Dirac, em termos de componentes de mão esquerda, $\bar{\psi}_L$, e mão direita, $\bar{\psi}_R$, define-se,

$$\bar{\Psi}^L = P_L\psi(x), \quad \bar{\Psi}^R = P_R\psi(x), \quad (11)$$

que em termos de suas componentes se transformam como

$$\Psi_l^L = \begin{pmatrix} \psi_{\nu_l}^L(x) \\ \psi_l^L(x) \end{pmatrix}, \quad \bar{\Psi}_l^L = (\bar{\psi}_{\nu_l}^L(x), \bar{\psi}_l^L(x)).$$

Onde $\bar{\Psi}^L, \bar{\psi}_R \equiv 1/2(1 \mp \gamma_5)\psi(x)$. Combinando os campos $\bar{\Psi}_l^L$ e $\bar{\Psi}_{\nu_l}^L$, em uma componente de duas dimensões a Lagrangiana transforma-se como,

$$\mathcal{L}_0 = i[\bar{\Psi}_l^L(x)\not{\partial}\Psi_l^L(x) + \bar{\psi}_l^R(x)\not{\partial}\psi_l^R(x) + \bar{\psi}_{\nu_l}^R(x)\not{\partial}\psi_{\nu_l}^R(x)]. \quad (12)$$

As transformações das componentes de mão direita e mão esquerda tem propriedades distintas. Para se aprofundar na investigação destas propriedades, introduz-se as matrizes de Pauli ³.

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (13)$$

O operador $U(\alpha) \equiv e^{i\alpha_j\tau_j/2}$, é unitário para três números reais, $\alpha \equiv (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$, e o conjunto de transformações,

$$\begin{aligned} \Psi_l^L(x) &\rightarrow \Psi_l^{L'}(x) \equiv U(\alpha)\Psi_l^L(x) = e^{(i\alpha_j\tau_j/2)}\Psi_l^L(x), \\ \bar{\Psi}_l^L(x) &\rightarrow \bar{\Psi}_l^{L'}(x) \equiv \bar{\Psi}_l^L(x)U^\dagger(\alpha) = \bar{\Psi}_l^L(x)e^{(-i\alpha_j\tau_j/2)}. \end{aligned} \quad (14)$$

deixa o termo da Lagrangiana, $\bar{\Psi}_l^L(x)\not{\partial}\Psi_l^L(x)$, invariante.

Os operadores $U(\alpha)$ são matrizes unitárias de duas dimensões com a propriedade especial, tal qual $\det U(\alpha) = +1$. As transformações da equação (14) são correspondentes ao grupo **SU(2)**, que são consideradas como uma transformação global de fase bidimensional, sendo interpretada como uma generalização das transformações unidimensionais.

As propriedades de transformação do grupo **SU(2)** das duas componentes dos campos leptônicos, $\Psi_l^L(x)$, são idênticas às componentes dos spinores, que descrevem o nêutron e o próton com diferentes estados de carga do nucleon. Estas duas componentes são denominadas isospinor fraco.

Até este ponto apenas os campos leptônicos de mão esquerda foram considerados. Definindo, então cada componente de mão direita do campo leptônico como um isoescalar fraco, de forma que seja invariante sob qualquer transformação **SU(2)**.

$$\begin{aligned} \psi_l^R(x) &\rightarrow \psi_l^{R'}(x) = \psi_l^R(x), & \psi_{\nu_l}^R(x) &\rightarrow \psi_{\nu_l}^{R'}(x) = \psi_{\nu_l}^R(x) \\ \bar{\psi}_l^R(x) &\rightarrow \bar{\psi}_l^{R'}(x) = \bar{\psi}_l^R(x), & \bar{\psi}_{\nu_l}^R(x) &\rightarrow \bar{\psi}_{\nu_l}^{R'}(x) = \bar{\psi}_{\nu_l}^R(x) \end{aligned} \quad (15)$$

Pode-se notar que as transformações **SU(2)** das equações (14) e (15) tornam as densidade de Lagrangiana de léptons livres, \mathcal{L}_0 , invariante. A partir desta invariância, a conservação das correntes leptônicas da equação (9) se seguem. Assumindo uma trans-

³ $[\tau_i, \tau_j] = 2i\epsilon_{ijk}\tau_k$, $k = 1, 2, 3$. Onde ϵ_{ijk} é um tensor antisimétrico.

formação infinitesimal, α_j , as transformações da equação (14) se reduzem à,

$$\begin{aligned}\Psi_l^L(x) &\rightarrow \Psi_l'^L(x) = (1 + i\alpha_j\tau_j/2)\Psi_l^L(x), \\ \bar{\Psi}_l^L(x) &\rightarrow \bar{\Psi}_l'^L(x) = \bar{\Psi}_l^L(x)(1 - i\alpha_j\tau_j/2),\end{aligned}\quad (16)$$

onde o campo leptônico de mão direita permanece inalterado. Devido ao fato de usar-se uma transformação infinitesimal pode-se obter três correntes conservadas.

$$J_i^\alpha(x) = \frac{1}{2}\bar{\Psi}_l^L(x)\gamma^\alpha\tau_i\Psi_l^L(x), \quad i = 1, 2, 3, \quad (17)$$

que são chamadas de correntes fracas de isospin, e suas quantidades correspondentes conservadas, denominadas isospin de cargas fracas, são definidas por,

$$I_i^W = \int d^3x J_i^0(x) = \frac{1}{2} \int d^3x \Psi_l^{L\dagger}(x)\tau_i\Psi_l^L(x), \quad i = 1, 2, 3. \quad (18)$$

As correntes leptônicas $J^\alpha(x)$ e $J^{\alpha\dagger}(x)$ podem ser escritas em termos de combinações lineares de correntes conservadas de isospin fraco, $J_1^\alpha(x)$ e $J_2^\alpha(x)$, obtendo-se

$$\begin{aligned}J^\alpha(x) &= 2[J_1^\alpha(x) - iJ_2^\alpha(x)] = \bar{\psi}_l(x)\gamma^\alpha(1 - \gamma_5)\psi_\nu(x), \\ J^{\alpha\dagger}(x) &= 2[J_1^\alpha(x) + iJ_2^\alpha(x)] = \bar{\psi}_\nu(x)\gamma^\alpha(1 - \gamma_5)\psi_l(x).\end{aligned}\quad (19)$$

O procedimento para se obter as correntes da equação (19), leva necessariamente a conservação da terceira corrente.

$$J_3^\alpha(x) = \frac{1}{2}\bar{\Psi}_l^L(x)\gamma^\alpha\tau_3\Psi_l^L(x) = \frac{1}{2}[\bar{\psi}_\nu^L(x)\gamma^\alpha\psi_\nu^L(x) - \bar{\psi}_l^L(x)\gamma^\alpha\psi_l^L(x)] \quad (20)$$

A corrente $J_3^\alpha(x)$ é uma corrente neutra, uma vez que se acopla aos léptons neutros, ou se acopla à corrente eletromagnética $s^\alpha = -e\bar{\psi}^l(x)\gamma^\alpha\psi_l(x)$, aos léptons carregados. Este fato se contrasta com as correntes carregadas, $J^\alpha(x)$ e $J^{\alpha\dagger}(x)$, que acoplam com os léptons carregados e neutros. A corrente fraca de hipercarga $J_Y^\alpha(x)$, é definida por

$$J_Y^\alpha(x) = s^\alpha(x)/e - J_3^\alpha(x), \quad (21)$$

e a carga correspondente dada por $Y = \int d^3x J_0^i$, denomina-se hipercarga fraca. A carga Y está relacionada à carga elétrica Q e à isocarga fraca I_3^W , de acordo com

$$Y = Q/e - I_3^W. \quad (22)$$

Um fato importante a ser pontuado é que a conservação da carga elétrica Q , e da isocarga I_3^W , implica na conservação da hipercarga fraca Y . Pode-se determinar os valores de I_3^W

dos léptons através da relação,

$$\tau_3 \Psi_l^L(x) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{\nu_l}^L(x) \\ \psi_l^L(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_{\nu_l}^L(x) \\ -\psi_l^L(x) \end{pmatrix}. \quad (23)$$

Segue-se deste procedimento, que a carga de isospin I_3^W possui um valor $+1/2$ para o neutrino de mão esquerda, e $-1/2$ para o lépton de mão esquerda.

1.2.1 Generalização da invariância de calibre para transformações SU(2) e U(1)

Para escrever uma teoria eletrofraca generalizada invariante sob uma transformação de calibre, deve se considerar transformações locais de fase. Considerando uma transformação local de fase (MANDL; SHAW, 2010),

$$\begin{aligned} \Psi_l^L(x) &\rightarrow \Psi_l'^L(x) = e^{[ig\tau_j\omega_j(x)/2]} \Psi_l^L(x), \\ \bar{\Psi}_l^L(x) &\rightarrow \bar{\Psi}_l'^L(x) = \bar{\Psi}_l^L(x) e^{[-ig\tau_j\omega_j(x)/2]}, \\ \psi_l^R(x) &\rightarrow \psi_l'^R(x) = \psi_l^R(x), \quad \psi_{\nu_l}^R(x) \rightarrow \psi_{\nu_l}'^R(x) = \psi_{\nu_l}^R(x), \\ \bar{\psi}_l^R(x) &\rightarrow \bar{\psi}_l'^R(x) = \bar{\psi}_l^R(x), \quad \bar{\psi}_{\nu_l}^R(x) \rightarrow \bar{\psi}_{\nu_l}'^R(x) = \bar{\psi}_{\nu_l}^R(x), \end{aligned} \quad (24)$$

onde ω_j , $j = 1, 2, 3$ são funções reais diferenciáveis e arbitrárias de x . Para se obter uma densidade de Lagrangiana invariante deve-se substituir a derivada ordinária da equação (2) e (3), pela transformação,

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_j \rightarrow D^\mu \Psi_l^L(x) = [\partial_\mu + ig\tau_j W_j^\mu(x)/2] \Psi_l^L(x), \quad (25)$$

de modo que a Lagrangiana assuma a forma,

$$\mathcal{L} = i[\bar{\Psi}_l'^L(x) \not{D} \Psi_l^L(x) + \bar{\psi}_l'^R(x) \not{\partial} \psi_l^R(x) + \bar{\psi}_{\nu_l}'^R(x) \not{\partial} \psi_{\nu_l}^R(x)]. \quad (26)$$

Na equação (25), foram introduzidos três campos de calibre $W_j^\mu(x)$, comparados ao campo de calibre $A_\mu(x)$ da QED, de forma que existem agora três cargas conservadas I_j^W e, conforme a transformação de calibre da equação (24), existem três funções arbitrárias $\omega_j(x)$.

Para que a densidade de Lagrangiana modificada da equação (10) seja invariante, as transformações do campo de léptons devem ser acompanhadas das transformações infinitesimais do campo de calibre,

$$\begin{aligned} W_i^\mu(x) \rightarrow W_i'^\mu(x) &= W_i^\mu(x) + \delta W_i^\mu(x) \\ &\equiv W_i^\mu(x) - \partial_\mu \omega_i(x) - g\epsilon_{ijk} \omega_j(x) W_k^\mu(x). \end{aligned} \quad (27)$$

Considerando uma transformação local de fase do grupo $\mathbf{U(1)}$,

$$\begin{aligned}\psi(x) &\rightarrow \psi'(x) = e^{[ig'Yf(x)]}\psi(x), \\ \bar{\psi}(x) &\rightarrow \bar{\psi}'(x) = \bar{\psi}(x)e^{[-ig'Yf(x)]},\end{aligned}\tag{28}$$

onde g' é um número real a ser determinado posteriormente, $f(x)$ é uma função real diferenciável arbitrária, e $Y = -\frac{1}{2}, -1, 0$ é definido como a hipercarga fraca associada aos campos $\Psi_l^L(x)$, $\psi_l^R(x)$ e $\psi_{\nu_l}^R(x)$ respectivamente. Substituindo na equação (2), a derivada ordinária por uma derivada covariante,

$$\partial^\mu \psi(x) \rightarrow D^\mu \psi(x) = [\partial_\mu + ig'Y B^\mu(x)]\psi(x).\tag{29}$$

O campo ψ pode ser qualquer um dos campos leptônicos Ψ_l^L , $\Psi_{\nu_l}^L$, ψ_l^R , $\psi_{\nu_l}^R$, e o campo de calibre real, B^μ , transforma-se como, $B^\mu(x) \rightarrow B'^\mu(x) = B^\mu(x) - \partial^\mu f(x)$. Substituindo as equações (29) e (25) em (12), obtém-se a densidade de Lagrangiana leptônica descrita na equação (26), onde as derivadas covariantes correspondentes são dadas por,

$$D^\mu \Psi_l^L(x) = [\partial_\mu + ig\tau_j W_j^\mu - ig'B^\mu(x)/2]\Psi_l^L(x),\tag{30}$$

$$D^\mu \psi_l^R(x) = [\partial_\mu - ig'B^\mu(x)]\psi_l^R(x),\tag{31}$$

$$D^\mu \psi_{\nu_l}^R(x) = \partial_\mu \psi_{\nu_l}^R(x).\tag{32}$$

Define-se, portanto, os campos $W_i^\mu(x)$, de forma que sejam invariantes sob transformações do grupo $\mathbf{U(1)}$ e $B^\mu(x)$ invariante sob as transformações do grupo $\mathbf{SU(2)}$, de maneira que a densidade de Lagrangiana seja invariante de calibre com respeito ao grupo $\mathbf{SU(2)} \times \mathbf{U(1)}$. A densidade de Lagrangiana pode, então, ser escrita na forma, $\mathcal{L}^L = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_I$, onde \mathcal{L}_0 é definida como a densidade de Lagrangiana dos léptons livres e,

$$\mathcal{L}_I = - \sum_{i=1}^L g J_i^\mu(x) W_{i\mu}(x) - g' J_Y^\mu(x) B_\mu(x),\tag{33}$$

representa a interação das correntes de isospin fracos e a corrente de hipercarga. Para interpretar a interação \mathcal{L}^I , escreve-se as correntes de isospin, $J_1^\mu(x)$ e $J_2^\mu(x)$, em termos de correntes carregadas leptônicas $J^\mu(x)$ e $J^{\mu\dagger}(x)$, e introduz-se o campo de calibre não Hermitiano,

$$W_\mu(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}[W_{1\mu}(x) - iW_{2\mu}(x)],\tag{34}$$

e seu adjunto $W_\mu^\dagger(x)$, no lugar de $W_{1\mu}(x)$ e $W_{2\mu}(x)$. Disto obtém-se os dois primeiros termos de \mathcal{L}_I ,

$$-g \sum_{i=1}^2 J_i^\mu(x) W_{i\mu}(x) = \frac{-g}{2\sqrt{2}}[J^{\mu\dagger}(x)W_\mu(x) + J^\mu(x)W_\mu^\dagger(x)].\tag{35}$$

Os termos restantes de \mathcal{L}_I , podem ser reescritos, assumindo-se que $W_{3\mu}(x)$ e $B_\mu(x)$ são combinações lineares de dois campos Hamiltonianos distintos, $A_\mu(x)$ e $Z_\mu(x)$, definidos por,

$$W_{3\mu}(x) = \cos \theta_W Z_\mu(x) + \sin \theta_W A_\mu(x), \quad B_\mu(x) = -\sin \theta_W Z_\mu(x) + \cos \theta_W A_\mu(x). \quad (36)$$

O ângulo θ_W , que especifica a mistura de $Z_\mu(x)$ e $A_\mu(x)$ em $W_{3\mu}(x)$ e $B_\mu(x)$, é conhecido como o ângulo de Weinberg. Da conservação da corrente, $J_Y^\mu(x) = s^\mu(x)/e - J_3^\mu(x)$, obtém-se,

$$\begin{aligned} -g J_3^\mu(x) W_{3\mu}(x) - g' J_Y^\mu(x) B_\mu(x) &= -\frac{g'}{e} s^\mu(x) [-\sin \theta_W Z_\mu(x) + \cos \theta_W A_\mu(x)] - \\ &- J_3^\mu(x) \{g [\cos \theta_W Z_\mu(x) + \sin \theta_W A_\mu(x)] \\ &- g' [-\sin \theta_W Z_\mu(x) + \cos \theta_W A_\mu(x)]\}. \end{aligned} \quad (37)$$

Assumamos agora que o campo de calibre $A_\mu(x)$, definido pelas equação (36) é o campo eletromagnético e se acopla com as cargas elétricas no sentido convencional, isto é, pelo termo usual, $-s^\mu(x)A_\mu(x)$ na densidade de Lagrangiana de interação. Isto implica que o termo $J_3^\mu(x)A_\mu(x)$ desaparece e $s^\mu(x)A_\mu(x)$ deve ser -1, se for requerido que

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e. \quad (38)$$

Substituindo as equações (35) e (37) na equação (33), obtém-se para a Lagrangiana de interação,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_I &= -s^\mu(x)A_\mu(x) - \frac{g}{2\sqrt{2}} [J^{\mu\dagger}(x)W_\mu(x) + J^\mu(x)W_\mu^\dagger(x)] - \\ &- \frac{g}{\cos \theta_W} [J_3^\mu(x) - \sin^2 \theta_W s^\mu(x)/e] Z_\mu(x). \end{aligned} \quad (39)$$

A Lagrangiana invariante de calibre $\mathbf{SU(2)} \times \mathbf{U(1)}$ descreve satisfatoriamente as interações eletromagnéticas e fracas dos léptons. O primeiro termo, obtido ao se impor as condições da equação (38) nas constantes de acoplamento, representa a interação da QED. O segundo termo na Lagrangiana de interação é conhecido como bóson vetorial intermediário (IVB) e representa a interação dos léptons com o bóson intermediário pelo acoplamento g_W tal que $g_W = \frac{g}{2\sqrt{2}}$. Deste modo, os quantas dos campos de calibre $W(x)$ figuram apenas como os bósons vetoriais. O terceiro termo na equação (39) representa uma corrente neutra,

$$J_3^\mu - \sin^2 \theta_W s^\mu(x)/e = \frac{1}{4} \bar{\psi}_{\nu_l}(x) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_l}(x) - \frac{1}{4} \bar{\psi}_l(x) \gamma^\mu [(1 - 4 \sin^2 \theta_W) - \gamma_5] \psi_l(x) \quad (40)$$

Em suma, pode-se estabelecer que os bósons físicos, W^\pm , Z , γ , são superposições

lineares de W_1 , W_2 , W_3 e B_0 ,

$$\begin{aligned} W^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1 - iW_2), \quad W^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_1 + iW_2), \\ Z &= W_3 \cos \theta_W - B_0 \sin \theta_W, \quad A_\mu = W_3^\mu \sin \theta_W + B^\mu \cos \theta_W, \end{aligned} \quad (41)$$

onde,

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (0 \leq \theta_W \leq \pi/2). \quad (42)$$

O ângulo de mistura entre g_W e g'_W não é previsto pelo modelo, e foi medido experimentalmente em espalhamentos de neutrinos, cujo valor é 0.231 ± 0.014 (MANDL; SHAW, 2010).

A introdução dos campos de calibre traz consigo os termos componentes dos campos de calibre,

$$\mathcal{L}^I = \mathcal{L}^0 - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}W^{\mu\nu} - \frac{1}{2}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}, \quad (43)$$

onde,

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^i &= \partial_\nu W_\mu^i - \partial_\mu W_\nu^i + ij\varepsilon^{ijk}W^jW^k, \quad i = 1, 2, 3 \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\nu B_\mu - \partial_\mu B_\nu \end{aligned} \quad (44)$$

1.3 Mecanismo Englert-Brout-Higgs e quebra espontânea de simetria

Nas seções anteriores, os campos fermiônicos e bosônicos foram considerados não massivos, uma vez que a introdução de um termo de massa, culminaria na quebra da invariância de calibre na teoria eletrofraca. Para isto, um novo conceito de geração de massa foi desenvolvido baseado em uma quebra espontânea de simetria do grupo de calibre $\mathbf{SU}(2)_L \times \mathbf{U}(1)_Y$ em $\mathbf{U}(1)_Q$, preservando a simetria da interação eletromagnética, ao mesmo tempo em que cede massa para os bósons fracos de calibre (GURALNIK, 2009). No Modelo Padrão de Física de partículas, o mecanismo Englert-Brout-Higgs⁴ (HIGGS, 1964), é essencial para explicar o mecanismo de geração de massa para os bósons de calibre.

⁴ O termo mecanismo de Higgs foi renomeado para mecanismo EBH em alusão a todos os participantes do estudo.

Introduz-se um dubleto escalar $\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$, descrito pela Lagrangiana,

$$\mathcal{L}_\Phi = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2. \quad (45)$$

O potencial de interação tem um mínimo em $\Phi = 0$, $\mu^2 > 0$, $\lambda > 0$. No entanto, ao se considerar $\mu^2 < 0$ o mínimo se situa em um círculo dado por,

$$\Phi(x) = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} e^{i\theta}. \quad (46)$$

Em teoria de campos diz-se que o campo tem valor esperado no vácuo diferente de zero e deve-se transladar o mínimo para que se faça a perturbação a partir deste mínimo escolhendo $\Phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ v + \sigma \end{pmatrix}$.

Ao se procurar um ponto de menor energia há que se escolher uma direção. Esta escolha implica em quebrar a simetria em torno do eixo. O mecanismo EBH (HIGGS, 1964) considera uma Lagrangiana invariante de calibre e covariante para um dubleto complexo Φ do campo **SU(2)**,

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} \vec{F}_{\mu\nu} \cdot \vec{F}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \vec{F}_{W\mu\nu} \cdot \vec{F}_W^{\mu\nu} - \frac{1}{4} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + m_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu \\ & + \frac{1}{2} (\partial^\mu \sigma)(\partial_\mu \sigma) - \frac{1}{2} m_H^2 \sigma^2 + \mathcal{L}_I^{BB} + \mathcal{L}_I^{HH} + \mathcal{L}_I^{HB}, \end{aligned} \quad (47)$$

onde os termos, \mathcal{L}_I^{BB} , \mathcal{L}_I^{HH} e \mathcal{L}_I^{HB} denotam a interação dos campos de Higgs e dos bósons de calibre puros e cruzados e são dados por,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_I^{BB} = & ig \cos \theta_W [(W_\alpha^\dagger W_\beta - W_\beta^\dagger W_\alpha) \partial^\alpha Z^\beta + (\partial_\alpha W_\beta - \partial_\beta W_\alpha) W^{\dagger\beta} Z^\alpha - (\partial_\alpha W_\beta^\dagger - \partial_\beta W_\alpha^\dagger) W^\beta Z^\alpha] \\ & + ie [(W_\alpha^\dagger W_\beta - W_\beta^\dagger W_\alpha) \partial^\alpha A^\beta + (\partial_\alpha W_\beta - \partial_\beta W_\alpha) W^{\dagger\beta} A^\alpha - (\partial_\alpha W_\beta^\dagger - \partial_\beta W_\alpha^\dagger) W^\beta A^\alpha] \\ & + g^2 \cos^2 \theta_W [W_\alpha W_\beta^\dagger Z^\alpha Z^\beta - W_\beta W^{\dagger\beta} Z_\alpha Z^\alpha] + e^2 [W_\alpha W_\beta^\dagger A^\alpha A^\beta - W_\beta W^{\dagger\beta} A_\alpha A^\alpha] \\ & + eg \cos \theta_W [W_\alpha W_\beta^\dagger (Z^\alpha A^\beta + A^\alpha Z^\beta) - 2W_\beta W^{\dagger\beta} A_\alpha Z^\alpha] + \frac{1}{2} g^2 W_\alpha^\dagger W_\beta [W^{\dagger\alpha} W^\beta - W^\alpha W^{\dagger\beta}] \\ \mathcal{L}_I^{HH} = & -\frac{1}{4} \lambda \sigma^4 - \lambda v \sigma^3 \\ \mathcal{L}_I^{HB} = & \frac{1}{2} v g^2 W_\alpha^\dagger W^\alpha \sigma + \frac{1}{4} g^2 W_\alpha^\dagger W^\alpha \sigma^2 + \frac{v g^2}{4 \cos^2 \theta_W} Z_\alpha Z^\alpha \sigma + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\alpha Z^\alpha \sigma^2, \end{aligned} \quad (48)$$

cujos parâmetros m_W , m_Z , m_H são definidos por,

$$m_W = \frac{1}{2} v g, \quad m_Z = \frac{m_W}{\cos \theta_W}, \quad m_H = \sqrt{(-2\mu^2)} \quad (49)$$

1.3.1 Matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

Um elemento importante para a compreensão do Modelo Padrão é a matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), que tem como característica, ser uma matriz unitária que mistura três gerações de *quarks*, e contém informações sobre a força de interação existente na mudança de sabor (ver seção 1.4) de decaimentos fracos conforme (KOBAYASHI; MASKAWA, 1973). Sua representação é dada por,

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (50)$$

Nesta representação, os elementos d' , s' , b' representam os *quarks* que formam o dubleto da interação fraca, juntamente com os *quarks-up*, e, os elementos à direita descrevem a matriz CKM, junto com o vetor dos autoestados de massa do tipo *quark-down*. A matriz CKM descreve a probabilidade da transição de um *quark* i para outro *quark* j , de modo que estas transições são proporcionais a $|V_{ij}|^2$. A escolha da utilização de *quarks-down* na definição não representa qualquer tipo de simetria física entre *quarks-up* e *quarks-down*. A magnitude desta matriz segundo NAKAMURA et al. (2010) oriundas de medidas experimentais de precisão de vários experimentos, é dada por

$$\begin{pmatrix} 0.97427 \pm 0.00015 & 0.22534 \pm 0.00065 & 0.00351_{-0.00014}^{+0.00015} \\ 0.22520 \pm 0.00065 & 0.97344 \pm 0.00016 & 0.0412_{-0.0005}^{+0.0011} \\ 0.00867_{-0.00031}^{+0.00029} & 0.0404_{-0.0005}^{+0.0011} & 0.999146_{-0.000046}^{+0.000021} \end{pmatrix} \quad (51)$$

1.3.2 Determinação das massas dos bósons Z e W

Um ponto importante para se discutir nas análises é a determinação e as características dos bósons W e Z. Os bósons W^\pm e Z são partículas elementares que participam da interação fraca e possuem propriedades distintas. Todas estas três partículas existem por um período muito curto, com uma meia vida de cerca de 3×10^{-25} s. O físico Steven Weinberg chamou a partícula adicional de partícula Z, se valendo do fato de que, para a explicação do Modelo Padrão essa era a última partícula necessária, possuindo uma carga elétrica nula. Os dois bósons W^\pm são mais conhecidos como mediadores da absorção e emissão de neutrinos, sua carga está associada com elétrons ou pósitrons, neutrinos e anti-neutrinos, *quarks* e anti-*quarks* emitindo-os ou absorvendo-os. O bóson Z é mais facilmente detectado como um mediador da força, sempre que neutrinos se espalham

elasticamente na matéria. Suas massas obedecem a relação,

$$m_W = \left(\frac{\alpha\pi}{G\sqrt{2}} \right)^{1/2} \frac{1}{\sin\theta_W}, \quad m_Z = \left(\frac{\alpha\pi}{G\sqrt{2}} \right)^{1/2} \frac{2}{\sin 2\theta_W} \quad (52)$$

O termo $\alpha = e^2/4\pi$ é a constante de estrutura fina, e a constante de acoplamento de Fermi, $G = 1.166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$, pode ser calculada em termos do parâmetro v no mecanismo de EBH, $v = (G\sqrt{2})^{-1/2} = 246 \text{ GeV}$. A massa obtida experimentalmente para os bósons W e Z possuem o valor respectivamente $80.385 \pm 0.0015 \text{ GeV}$ e $91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$ conforme OLIVE et al. (2014).

Os bósons W e Z podem decair em um par de léptons/neutrinos, no entanto, não podem decair em um *top quark*, pois sua massa é muito alta ($m_{Top} = 175 \text{ GeV}$). O decaimento do bóson Z, pode ser esquematizado como, $Z \rightarrow f\bar{f}$, onde,

$$f\bar{f} = \nu\bar{\nu}(\nu_e\bar{\nu}_e, \nu_\mu\bar{\nu}_\mu, \nu_\tau\bar{\nu}_\tau), \quad l\bar{l}(e\bar{e}, \mu\bar{\mu}, \tau\bar{\tau}), \quad q\bar{q}(u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}, b\bar{b}). \quad (53)$$

Em aproximadamente 10 % dos decaimentos do Z, pares de cargas opostas lépton-antilépton são produzidas, o que resulta em três possibilidades de decaimento. Em 20% dos casos, o bóson Z decai em um par neutrino-antineutrino. É uma tarefa bastante árdua detectar um neutrino, uma vez que quase não interagem com qualquer matéria (sem carga elétrica). Os neutrinos são, portanto, invisíveis, e a única maneira de medi-los, é calcular a energia ou *momentum* transverso ausente após a colisão, uma vez que, tanto o *momentum* transverso quanto a energia serão conservados na colisão. O decaimento do bóson Z em um par de *quark-antiquark* tem uma probabilidade de cerca de 70%. Estes decaimentos hadrônicos aparecem como os chuveiros de partículas chamadas de jatos⁵ no detector.

Tabela 1 - Razão de ramificação para os decaimentos permitidos do bóson Z.

Processo	Γ_i/Γ
$\Gamma_1(e^+e^-)$	$(3.363 \pm 0.004)\%$
$\Gamma_2(\mu^+\mu^-)$	$(3.366 \pm 0.007)\%$
$\Gamma_3(\tau^+\tau^-)$	$(3.370 \pm 0.008)\%$
$\Gamma_4(\textit{invisiveis})$	$(20.00 \pm 0.06)\%$
$\Gamma_5(\textit{hadrons})$	$(69.91 \pm 0.06)\%$

Legenda: Razão de ramificação para o decaimento permitido do bóson Z.

Fonte: OLIVE et al. 2014, p. 27.

Os bósons W^\pm podem decair em um lépton e um neutrino, ou em *quarks*, um do tipo *quark-up* e um do tipo *quark-down*. A largura de decaimento do bóson W para um

⁵ Esta definição será explorada posteriormente.

par *quark-antiquark* é proporcional aos elementos de matriz CKM e o número de *cores*, $N_C = 3$.

Tabela 2 - Acoplamento do bósons W^+ .

léptons	<i>up quarks</i>	<i>charm quarks</i>
$e^+\nu_e$	$u + \bar{d}$	$c + \bar{d}$
$\mu^+\nu_\mu$	$u + \bar{s}$	$c + \bar{s}$
$\tau^+\nu_\tau$	$u + \bar{b}$	$c + \bar{b}$

Legenda: Decaimento permitido do bóson W^+ .

Fonte: OLIVE et al. 2014, p. 109.

De acordo com a matriz CKM, os coeficientes V_{ij} , neste caso as razões de ramificação são calculadas conforme a relação, $|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = |V_{cd}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{cb}|^2 = 1$.

A razão de ramificação hadrônica do bóson W é dominado pelos estados finais favorecidos pela matriz CKM, $u\bar{d}$ e $c\bar{s}$, seus valores estão indicados na tabela 3.

Tabela 3 - Razão de ramificação para os decaimentos permitidos dos bósons W .

Processo	Γ_i/Γ
$\Gamma_1(l^+\nu)$	$(10.80 \pm 0.09)\%$
$\Gamma_2(\mu^+\nu)$	$(10.75 \pm 0.13)\%$
$\Gamma_3(\tau^+\nu)$	$(10.57 \pm 0.15)\%$
$\Gamma_4(hadrons)$	$(67.60 \pm 0.27)\%$

Legenda: Larguras de decaimento do bóson W .

Fonte: OLIVE et al. 2014, p. 27.

Neste ponto é importante destacar que na equação (48), as interações entre os bósons de gauge mostram que o vértice quartico $\gamma\gamma WW$ no Modelo Padrão é dado por

$$e^2[W_\alpha W_\beta^\dagger A^\alpha A^\beta - W_\beta W^\dagger{}^\beta A_\alpha A^\alpha], \quad (54)$$

e trilineares γWW ,

$$ie[(W_\alpha^\dagger W_\beta - W_\beta^\dagger W_\alpha)\partial^\alpha A^\beta]. \quad (55)$$

Nota-se também que não aparece o termo de interação $\gamma\gamma ZZ$. Um dos objetivos desta tese é simular efeitos de uma Física além do Modelo Padrão introduzindo acoplamentos anômalos de fótons aos bósons de gauge. Em particular na produção do par W^+W^- pela

interação $\gamma\gamma$ e na produção do par ZZ pela interação $\gamma\gamma$, proibida no Modelo Padrão a nível de árvore.

1.4 Cromodinâmica Quântica (QCD)

Nas seções anteriores discutimos os grupos $\mathbf{U}(1)$ e $\mathbf{SU}(2)$. Uma vez que o Modelo Padrão é constituído, além dos grupos previamente mencionados, por um grupo que descreve a interação forte, $\mathbf{SU}(3)$, é necessário introduzir uma teoria que a descreva satisfatoriamente. As fontes de força forte são os *quarks* e glúons, mais exatamente a cor que carregam. Os glúons transferem as cores entre os *quarks*. A QCD prevê a existência de glúons como transportadores de força forte que é transmitida entre partículas de matéria que carregam uma cor. A cor pode ser entendida como uma espécie de carga forte, em semelhança com a QED (GELL-MANN, 1964). Esta força, entretanto, é limitada em seu efeito, isto é, seu alcance é efetivo apenas em partículas subatômicas. A QCD, teoria de campos de calibre que descreve as interações fortes de *quarks* e glúons, é a componente do $\mathbf{SU}(3)$ do grupo $\mathbf{SU}(3) \times \mathbf{SU}(2) \times \mathbf{U}(1)$ do Modelo Padrão da Física de partículas.

A Lagrangiana que descreve a QCD é dada por,

$$\mathcal{L} = \sum_q \bar{\psi}_{q,a} (i\gamma^\mu \partial_\mu \delta_{ab} - g_s \gamma^\mu t_{ab}^C \mathcal{A}_\mu^C - m_q \delta_{ab}) \psi_{q,b} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^A F^{A\mu\nu}, \quad (56)$$

onde os índices repetidos são somados. Os campos $\psi_{q,a}$ possuem um sabor q e massa m_q , isto é, seis tipos de *quarks* do tipo a . O índice de cor a , é compreendido de $a = 1$ até $N_C = 3$, isto é, os *quarks* existem em três cores e são representados pelo grupo de cor $\mathbf{SU}(3)$. O campo \mathcal{A}_μ^C corresponde aos campos gluônicos, com o índice C variando de 1 até $N_c^2 - 1 = 8$, ou seja, existem oito tipos de glúons, que são a representação adjunta do grupo de cor $\mathbf{SU}(3)$. Eles codificam o fato de que um glúon ao interagir com um *quark*, rotaciona a cor do *quark* no espaço $SU(3)$. A quantidade g_s é definida como a constante de acoplamento da QCD. Por fim, o campo tensorial $F_{\mu\nu}^A$ é dado por,

$$F_{\mu\nu}^A = \partial_\mu \mathcal{A}_\nu^A - \partial_\nu \mathcal{A}_\mu^A - g_s f_{ABC} \mathcal{A}_\mu^B \mathcal{A}_\nu^C, \quad [t^A, t^B] = i f_{ABC} t^C, \quad (57)$$

onde o termo f_{ABC} são as constantes de estrutura do grupo $\mathbf{SU}(3)$ e t^A , com $A = 1 \dots 8$ são vetores de Gell-Mann (FRITZSCH; GELL-MANN; LEUTWYLER, 1973).

Tanto os *quarks* como os glúons não podem ser observados como partículas livres. Hádrõs são representados por singletos de cor, uma vez que resultam de combinações de *quarks*, *anti-quarks* e glúons. A álgebra de cores dos *quarks* é dada pelas relações $t_{ab}^A t_{ac}^B = C_F \delta_{ac}$, onde $C_F \equiv (N_c^2 - 1)/2N_c = 4/3$ representa o fator de cor, associado à emissão de um glúon proveniente de um *quark*. O termo $f^{ACD} f^{BCD} = C_A \delta_{AB}$, onde $C_A \equiv N_c \equiv 3$, é o fator de cor associado à emissão de um glúon por um glúon e, por fim

$t_{ab}^A t_{ab}^B = T_R \delta_{AB}$, onde o traço T_R figura como o fator de cor de um glúon para se dividir em um par *quark-antiquark*.

Os parâmetros fundamentais da QCD são os acoplamentos g_s , onde $\alpha_s = g_s^2/4\pi$, e as massas m_q , dos *quarks*. Os *quarks up, down, strange, charm e bottom* hadronizam, tornando-se parte de um méson ou bárion, em uma escala de tempo de aproximadamente $1/\Lambda_{QCD}$, onde Λ_{QCD} é o parâmetro dimensional da QCD pura.

A aplicação das regras de Feynman para calcular amplitudes de espalhamento para um dado processo é, em geral, realizado de forma direta. Contudo, avançando a ordens mais altas da teoria de perturbação no acoplamento da interação forte, $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$, deve-se levar em consideração *loops* contendo campos bosônicos ou fermiônicos. Um cálculo destes diagramas tem como consequência a integração sobre um alto *momentum*, uma vez que na teoria relativística não existe um limite. Em certos cálculos, todavia, devido a este fato, a validade da teoria seria duramente questionada. Tal divergência é denominada ultra-violeta, uma vez que se originam na integração sobre um alto *momentum*. A renormalização desta teoria é necessária para se isolar estas divergências, e as remover, de modo que a descrição esteja apenas relacionada às quantidades físicas mensuráveis em processos reais. Para tal, introduz-se uma escala de massa adicional μ , definida como o ponto onde as subtrações que removem os termos divergentes são efetuadas. A renormalização leva à redefinição das quantidades tais como: a constante de acoplamento, as massas dos férmions, os campos fermiônicos $\psi_{q,a}$ e os campos bosônicos \mathcal{A}_μ^A . O procedimento de subtração destas divergências requer que o acoplamento renormalizado dependa da escala do processo Q^2 . Esta dependência é definida, à ordem principal como,

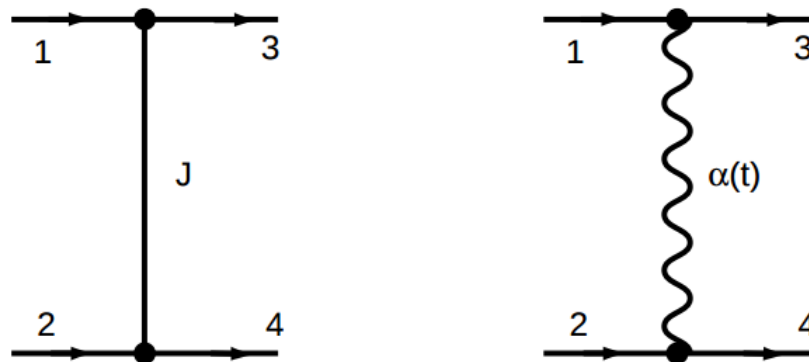
$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{b \ln(Q^2/\Lambda^2)} = \frac{4\pi}{11 - \frac{2}{3}n_f \ln(Q^2/\Lambda_{QCD})}, \quad (58)$$

onde n_f é o número de sabores ativos e $\Lambda_{QCD} \approx 200$ MeV é a escala onde o acoplamento diverge. Os cálculos perturbativos não podem ser realizados para escalas menores abaixo de $Q \approx 1$ GeV que é a massa típica dos hádrons mais leves. O parâmetro $b = (33 - 2n_f)/12\pi$ é originário do grupo **SU(3)** considerado, e afeta a constante α_s da seguinte forma: a constante de acoplamento é variável, significando que possui um valor alto para baixo *momentum* e possui um valor pequeno para alto *momentum*. Quando o valor de Q^2 é muito alto o acoplamento tende a diminuir, resultando em uma liberdade assintótica, e os cálculos perturbativos podem ser usados. Por outro lado, quando Q^2 é relativamente pequeno, o acoplamento é grande de forma que os verdadeiros graus de liberdade, *quarks* e glúons, estão confinados no interior dos hádrons, e não podem ser observados individualmente.

1.5 Teoria de Regge

Na teoria relativística, a matriz S (operador de espalhamento) descreve a transição entre um estado inicial $|i\rangle$ e um estado final $|f\rangle$, $|f\rangle = S|i\rangle$. As partículas incidentes e as partículas que escapam, são definidas respectivamente em um tempo $-\infty$ e $+\infty$ e formam um conjunto completo de estados.

Figura 2 - Troca de uma partícula de *spin* 1 no canal t .



Legenda: Representação de uma interação com uma troca de partícula no canal t .

Fonte: KAIDALOV, 2001, p. 3.

A teoria de Regge⁶, no regime relativístico, descreve a dependência da amplitude de espalhamento a altas energias, pelas singularidades no plano complexo do momento angular das amplitudes de ondas parciais no canal t ⁷. Este método é baseado nas propriedades gerais da unitariedade, analiticidade e cruzamento da matriz S . As singularidades mais simples são denominados pólos de Regge. Uma permuta de um pólo de Regge é a generalização natural da troca usual da partícula com momento angular l , que neste ponto, pode assumir valores complexos, de forma que este método estabelece uma importante conexão entre o espalhamento a altas energias e o espectro dos hádrons. Por outro lado, o comportamento assintótico das amplitudes de espalhamento no regime de altas energias é rigorosamente relacionado à produção de multipartículas. O operador de transição T , definido como $S = 1 + iT$, expressa a dinâmica da interação. Os elementos da matriz S

⁶ Teoria desenvolvida por Tullio Regge, em 1959.

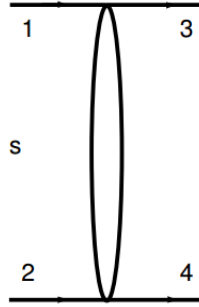
⁷ É definido como uma das variáveis de Mandelstam, que sumarizam a energia, *momentum* e ângulo das partículas em um processo de espalhamento.

podem ser decompostos como,

$$S_{fi} \equiv \langle f|S|i \rangle = \delta_{fi} + iT_{fi} = \delta_{fi} + i(2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i) \mathcal{A}(i \rightarrow f), \quad (59)$$

onde aparece a expressão da conservação do *quadrimentum* equação (59). p_i e p_f indicam os *momenta* inicial e final, escritos explicitamente por meio de uma função delta. O termo $\mathcal{A}(i \rightarrow f)$ representa a amplitude de probabilidade na qual o estado i , evolui para um estado f . No caso de um processo de dois corpos da forma $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$, a amplitude de espalhamento é uma função de duas variáveis de Mandelstam, s e t ; por exemplo, na função $\mathcal{A}(s, t)$, s , representa a energia da colisão, e t está relacionado ao *momentum* transferido entre as partículas incidentes.

Figura 3 - Diagrama de uma interação $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$.



Legenda: Representação do processo $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$.

Fonte: KAIDALOV, 2001, p. 3.

A teoria de Regge, embasada pela analiticidade e simetrias de cruzamento da amplitude, segundo a qual a amplitude de espalhamento $\mathcal{A}_{1+2 \rightarrow 3+4}(s, t)$, descrita na figura 3, pode estar relacionada ao processo cruzado $\mathcal{A}_{1+\bar{3} \rightarrow \bar{2}+4}(s', t')$, onde $s' = t$, $t' = s$. $\bar{2}$, $\bar{3}$ representam as antipartículas de 2 e 3 respectivamente. Esta amplitude relaciona o comportamento a altas energias do canal s ($\mathcal{A}(s, t)$) ao canal t ($\mathcal{A}(s', t')$), dado que as antipartículas 2 e 3 sejam substituídas e seu *quadrimentum* definido como $-p$. A expansão em ondas parciais para esta amplitude cruzada é dada por,

$$\mathcal{A}_{1+\bar{3} \rightarrow \bar{2}+4}(s', t') = \sum_{l=0}^{\infty} a_l(s') P_l(\cos \theta), \quad (60)$$

onde θ representa o ângulo de espalhamento no sistema do centro de massa conectado a s', t' e por fim, P_l são os polinômios de Legendre. Os termos $a_l(s')$ descrevem as amplitudes de ondas parciais associadas com a troca de um *momentum* orbital l . Duas funções complexas, $a_\eta(l, t)$, são construídas com $\eta = \pm 1$, pelas continuações analíticas complexas do momento angular l de sequências pares ($a_l(t), l = 0, 2, 4, \dots$) e ímpares ($a_l(t), l = 1, 3, 5, \dots$). As funções $a_\eta(l, t)$ se interpolam com os pontos $a_l(t)$ da amplitude

de ondas parciais. Nos casos mais simples se restringe a idéia de que existe apenas uma singularidade de $a_\eta(l, t)$ com um pólo simples de Regge exibindo uma dependência somente em t no estado $i = \alpha(t)$. Este pólo de Regge corresponde a ressonâncias ou estados ligados de momentos angulares crescentes (*spin*), no canal t para diferentes valores de t . As trajetórias de Regge interpolam tais ressonâncias ou estados ligados no plano $l \times |t|$. Pode-se escrever, no limite de altas energias, a amplitude do canal s como,

$$\mathcal{A}_{1+2 \rightarrow 3+4}(s, t) = \beta_{13}\beta_{24}\zeta_n(\alpha(t)) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(t)}, \quad (61)$$

onde s_0 é um fator arbitrário de escala, β_{13} e β_{24} são funções desconhecidas de t relativas aos vértices da figura 3, e a variável ζ_n é dada por,

$$\zeta_n(\alpha(t)) = \frac{1 + \eta e^{-i\pi\alpha(t)}}{\sin \pi\alpha(l)}, \quad (62)$$

representando, por sua vez, a dependência da assinatura de η na trajetória de Regge $\alpha(t)$. Uma característica deveras importante da equação (61), é que o comportamento assintótico no canal s é determinado pelas propriedades da amplitude de onda parcial no canal cruzado, onde uma família de ressonâncias é trocada. Desta forma resulta a dependência da amplitude na potência em s com a trajetória de Regge. A fatorização da amplitude para as duas funções desconhecidas, β_{13} e β_{24} , associadas com os vértices da figura 3, é importante pois a mesma trajetória de Regge aparece em diferentes processos. A equação (61) tem um efeito imediato nas seções de choque elásticas ou totais. Como a seção de choque total é diretamente relacionada pelo teorema ótico, à parte imaginária da amplitude de espalhamento para frente, usando a equação (61), é definida como,

$$\sigma_{total} \approx \frac{1}{s} \text{Im} \mathcal{A}(s, t = 0) \approx s^{\alpha(0)-1}, \quad s \rightarrow \infty. \quad (63)$$

Para as seções de choque elásticas, no limite de altas energias,

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2} |\mathcal{A}(s, t)|^2 \approx s^{2\alpha(t)-2}, \quad s \rightarrow \infty. \quad (64)$$

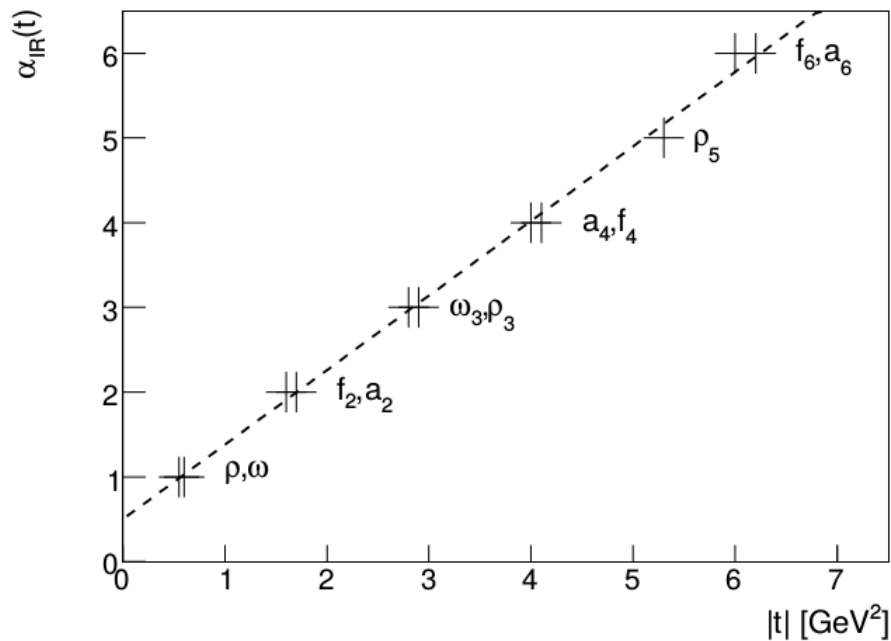
Decorre que, no limite de altas energias, as seções de choque, total e elástica, são determinadas simplesmente por uma trajetória de Regge $\alpha(t)$, que pode ser obtida pela análise das amplitudes do processo no canal cruzado, ao estudar sua dependência no canal t . No limite de altas energias, a seção de choque total é determinada pelos valores da trajetória de Regge, em $t = 0$. Por convenção, somente as trajetórias lineares de Regge são consideradas, possuindo a forma

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t, \quad (65)$$

onde α' é a inclinação da trajetória. As trajetórias principais mesônicas, que possuem os

maiores valores de $\alpha(0)$, foram ajustadas com dados para $\alpha(0) \approx 0.5$ são representadas na figura 4.

Figura 4 - Trajetórias mesônicas.



Legenda: Principais trajetórias mesônicas de ρ, f_2, a_2 , etc..

Fonte: KEPKA, 2009, p. 32.

As trajetórias da figura 4 são superpostas e intercaladas por uma trajetória de Regge $\alpha_{\mathbb{R}}(t) = 0.5 + 0.9|t|$. Por exemplo a partícula f_2 tem paridade $P = +1$ e conservação de carga $C = +1$, enquanto que a partícula ρ carrega paridades $P = -1$, e conservação de carga $C = -1$. De acordo com a equação (63), um Reggeon tem $\alpha(0) < 1$, significando que a seção de choque total hadrônica deveria ser uma função de s monotonicamente decrescente.

1.5.1 Pomeron - conceito e aspectos

Experimentalmente, a altas energias a seção de choque apresenta valor constante ou tem crescimento logarítmico com a energia. Uma característica importante do Pomeron reside neste tipo de comportamento. A identificação do Pomeron e predição de suas propriedades foi um grande sucesso da teoria fenomenológica de Regge da interação forte. Uma consequência da hipótese do Pomeron é que as seções de choque de interações próton-próton e próton-antipróton devem ser iguais, quando em um regime de energia

suficientemente grande. Este fato foi demonstrado por Isaak Pomeranchuk por continuação analítica assumindo que estas seções de choque não deveriam diminuir. O conceito de Pomeron foi introduzido e incorporado na teoria de Regge por Vladimir Gribov conforme GRIBOV; LIPATOV (1972b, 1972a). O Pomeron não possui cargas, isto implica que a troca de Pomeron não produz um chuva⁸ usual e portanto tais eventos não irradiam píons. Este fato está de acordo com a observação experimental de que quando os Pomerons são trocados, uma lacuna de rapidez é frequentemente observada (AARON, 2012).

Donnachie e Landshoff demonstraram que um grande conjunto de dados relativos ao espalhamento são bem ajustados por uma combinação de duas trajetórias distintas de Regge, que são tradicionalmente chamadas de trajetórias de Pomeron (\mathbb{P}) e Reggeon (\mathbb{R}). Em contraste com o Reggeon, o Pomeron intercepta em $\alpha_{\mathbb{P}}(0) > 1$, e explica o crescimento da seção de choque total. Deve ser notado que a trajetória de Pomeron não é associada com qualquer troca de partícula real no canal t , como no caso do Reggeon.

Os ajustes para as seções de choque totais próton-próton e próton-antipróton são dadas por,

$$\sigma_{tot} = X s^{0.0808} + Y s^{-0.4525}, \quad (66)$$

os valores de X e Y são determinados para cada processo específico. O comportamento em altas energias de σ_{tot} é governado pelo Pomeron e pelo Reggeon, com $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1.0808$ e $\alpha_{\mathbb{R}}(0) = 0.5475$ conforme DONNACHIE et al. (2002). O Pomeron se acopla aos *quarks* de um modo similar aos acoplamentos de fótons com os *quarks*, ou seja, através de uma constante de acoplamento, mas com uma assinatura de Regge, tal que o mesmo possui valores pares de carga e paridade.

Não existe na teoria de Regge um entendimento real da estrutura de Pomeron *soft* em termos da QCD. A troca de Pomeron pode ser entendida em ordem mais baixa da QCD como uma troca de glúons. O Pomeron não corresponde a nenhuma ressonância real. Estas trocas de glúons não são interações de curta distância, disto decorre que a aplicabilidade de métodos perturbativos para se entender a natureza real do Pomeron é limitada.

O cálculo da seção de choque pode ser realizado no limite triplo de Regge, no qual há um vértice triplo de Pomerons (desprezando o vértice $\mathbb{P}\mathbb{P}\mathbb{R}$, hipótese válida quando s é assintótico) (BARONE; PREDAZZI, 2002). No limite $s \gg M^2 \gg t$, quando a massa do

⁸ Em Física de partículas, o termo *chuveiro* é empregado para descrever uma cascata de partículas secundárias, produzidas como resultado de uma interação de uma partícula altamente energética com a matéria densa. As partículas incidentes interagem produzindo um estado final de multipartículas com energias menores. Pode ser categorizado como um chuva hadrônico ou eletromagnético.

objeto criado X é relativamente pequena, no que diz respeito à energia do processo, mas suficientemente maior que a transferência de *momentum* t , a seção de choque diferencial é dada por,

$$s \frac{d^2 \sigma^{SD}}{dM^2 dt} = \frac{1}{16\pi^2} |g_{\mathbb{P}}(t)|^2 \left(\frac{s}{M^2} \right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1} \sigma_{\mathbb{P}}(M^2), \quad (67)$$

onde $g_{\mathbb{P}}(t)$ representa uma função que inclui termos associados a um vértice triplo de Pomeron e $\sigma_{\mathbb{P}}(M^2)$ descreve a seção de choque caracterizada pela energia M^2 no referencial do centro de massa. A dependência com a potência $2\alpha_{\mathbb{P}}(t) - 1$ reaparecerá na descrição dos eventos difrativos no HERA e colisores de hádrons, tais abordagens serão consideradas nas seções posteriores. Comparando as equações (63) e (67), nota-se que a expectativa da teoria de Regge para a razão entre a seção de choque para eventos difrativos simples e a seção de choque total no regime de altas energias é dada por,

$$\frac{\sigma^{SD}}{\sigma_{tot}} \approx s^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1}, \quad (68)$$

e, uma vez que $\alpha_{\mathbb{P}}(0) > 1$, a razão cresce em função de s .

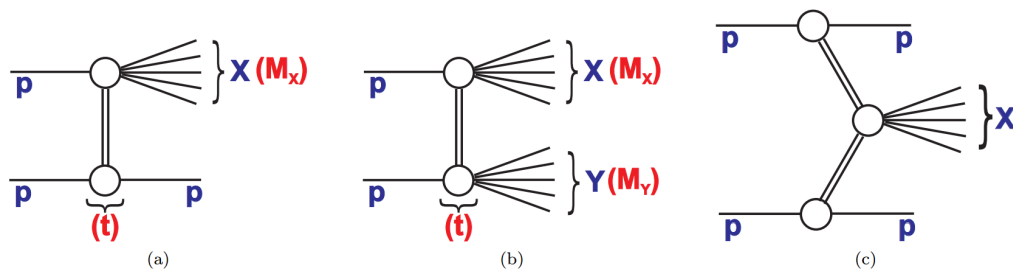
No cenário da Física de partículas em altas energias, um processo difrativo é denotado como o espalhamento elástico para pequenos ângulos. Esta definição pode ser implementada para abranger uma gama de processos que são governados por um mecanismo similar, isto é, a permuta de números quânticos do vácuo. No espalhamento elástico não existe um fluxo de cor entre os hádrons colididos, o que resulta em um evento livre de resíduos de prótons e apresenta grandes lacunas na distribuição angular dos prótons (lacunas de rapidez). Entretanto, se um dos prótons iniciais colididos é fragmentado produzindo resíduos, mas a lacuna de rapidez é observada do outro lado, este processo é chamado de dissociação difrativa simples, termo que pode ser usado para descrever duas situações: o próton situado no lado da lacuna de rapidez pode permanecer intacto ou o próton se dissocia em um sistema de uma ou mais partículas tendo a mesma soma geral dos números quânticos e uma massa equivalente à massa do próton. Convém ressaltar que em ambas as situações uma lacuna de rapidez é observada. Os processos de dissociação difrativa são genericamente governados por trocas com pequenas transferências de *momentum* transverso. Sua descrição em termos da QCD é intrincada, uma vez que a constante de acoplamento diminui para pequenas transferências de *momentum*, de modo que o cálculo perturbativo se torna ineficaz. Processos como este representam uma fração significativa das seções de choque de espalhamento hadrônicas (AARON, 2012) e AKTAS et al. (2006).

A teoria de Regge foi satisfatória no sentido de descrever uma teoria fundamental de interações fortes baseada nas propriedades analíticas de unitaridade das amplitudes de espalhamento. A aplicação desta teoria na QCD surgiu para identificar os espectros dos bárions e mésons e na descrição correta dos seus momentos angulares. A teoria de Regge

modela a interação hadrônica em termos de uma troca de Reggeons e Pomerons, que são interações efetivas descrevendo a troca de *soft* glúons⁹. Uma simples parametrização da amplitude de espalhamento permitiu que Donnachie e Landshoff realizassem uma série de ajustes de um grande conjunto de dados de espalhamento com pequena transferência de *momentum*.

A teoria de Regge pode oferecer uma predição para reações hadrônicas mais complicadas. Considerando um processo de uma interação inclusiva onde apenas um próton se mantém intacto, $1 + 2 \rightarrow 3 + X$, onde X representa um sistema hadrônico não decomposto de massa M^2 . Se a partícula 3 possui os mesmos números quânticos da partícula 1, o processo é dissociativo difrativo simples.

Figura 5 - Ilustração de processos difrativos.



Legenda: Ilustração dos processos de dissociação difrativa: (a) Simples. (b) Dissociação difrativa dupla. (c) Difração central mediante uma troca dupla de Pomeron ou Reggeon. Considerando neste caso a produção de dois jatos como parte do sistema X.

Fonte: AAD et al, 2012, p. 2.

Resumidamente, podemos a partir da figura 5, concluir que:

- (a) Dissociação difrativa simples (SD): O objeto sem cor que se acopla com o próton superior é regido pela teoria de Regge, o próton permanece intacto (ou se dissocia em um sistema massivo com propriedades similares àquelas do próton). No vértice inferior, a interação próton-Pomeron prova a estrutura partônica do próton e do Pomeron. A criação de um objeto de alta massa X é descrito pela QCD perturbativa. O próton inferior é destruído e seus resíduos estão presentes neste lado, enquanto que uma lacuna de rapidez entre o próton intacto e o objeto X é observada. Os objetos típicos, estudados na difração simples, geralmente são dijetos e a produção de bósons eletrofracos W e Z .

⁹ Glúons de valores baixos de *momentum*.

- (b) Dissociação difrativa dupla: O objeto sem cor se acopla com ambos os prótons assim como os processos não difrativos. A estrutura partônica do Pomeron no interior do próton é provada. Existem duas massas X e Y dos sistemas hadrônicos em ambos os lados da interação dura do Pomeron-próton. A região central de rapidez é vazia devido à troca de um objeto sem cor. Os sistemas X e Y podem ser tipicamente jatos. Tais eventos possuem jatos na região para frente do detector separados por uma grande lacuna ao longo de todo o detector.
- (c) Troca dupla de Pomeron (DPE): Dois objetos sem cor são emitidos de ambos os prótons. Suas componentes partônicas são determinadas e criam um objeto massivo pesado X no detector central na interação Pomeron-Pomeron. O evento é caracterizado por duas lacunas de rapidez entre o objeto central e os prótons. Um sistema de dijetos, pares de W e Z, ou pares de Drell-Yan podem ser criados pela troca de dois Pomerons.

1.6 Estrutura dos prótons e modelo partônico

No modelo de pártons, um hádron (um próton por exemplo) é composto de um número de constituintes puntiformes, denominados pártons. No regime de altas energias, os pártons se movem lentamente no referencial em que o próton tem *momentum* infinito. Em consequência a interação com um próton pode ser descrita por interações instantâneas e incoerentes com os seus pártons. Este modelo foi implementado em um experimento de espalhamento profundamente inelástico entre um elétron e um próton por Bjorken e Paschos.

Em um referencial de *momentum* infinito, o *momentum* do párton é quase colinear com o próton. Pode-se definir a fração de *momentum* z como, $z = P_{parton}/P_{proton}$. A seção de choque medida em um dado valor de $x = Q^2/2M\nu$, é proporcional à probabilidade de encontrar um párton com uma fração de *momentum* z , definida em relação ao *momentum* do próton:

$$z = \frac{p_{parton}}{p_{proton}} = x = \frac{Q^2}{2M\nu}. \quad (69)$$

A função de estrutura é construída através da relação $F_2(x, Q^2) = \sum_a e_a^2 x f_a(x)$, onde $f_a(x)dx$ é a probabilidade de encontrar um párton a , com carga e_a , fração de *momentum* entre x e $x + dx$, podendo ser escrita segundo a relação, $2xF_1(x, Q^2) = F_2(x, Q^2)$, identificada como a relação de Callan-Gross, determinada pelo spin 1/2 do párton.

Por exemplo, um elétron interage com um próton intacto cuja estrutura é repre-

sentada pela função de densidade partônica, $f_i(x, Q^2)$, que representa a probabilidade de encontrar um parton i carregando uma fração de *momentum* longitudinal x do próton, e com uma virtualidade Q^2 (ALTARELLI; PARISI, 1977). A estrutura de partons não serve para realizar cálculos em teoria perturbativa na QCD quando o acoplamento entre os constituintes é muito forte (DOKSHITZER, 1977). Todavia, é possível prever a dependência com a escala Q^2 perturbativamente, usando as equações de evolução de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) que dizem respeito às potências menores de $[\alpha_s(Q^2) \ln(Q^2)]$ segundo GRIBOV; LIPATOV (1972b, 1972a). Elas descrevem como a estrutura dos prótons muda, quando observada em diferentes resoluções de espaço, ou de modo equivalente, descreve como a estrutura muda como função da virtualidade Q^2 da partícula de prova (do fóton por exemplo). As equações diferenciais de evolução¹⁰ das funções de distribuição de partons em $t \equiv Q^2$, são dadas por,

$$t \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} q_i(x, t) \\ g(x, t) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \sum_{q_j, \bar{q}_j} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \times \begin{pmatrix} P_{q_i q_j} \left(\frac{x}{\xi}, \alpha_s(t) \right) & P_{q_i g} \left(\frac{x}{\xi}, \alpha_s(t) \right) \\ P_{g q_j} \left(\frac{x}{\xi}, \alpha_s(t) \right) & P_{g g} \left(\frac{x}{\xi}, \alpha_s(t) \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (\bar{q}_j(x, t)) \\ (g(x, t)) \end{pmatrix} \quad (70)$$

As funções $P_{q_i q_j}$, $P_{q_i g}$, $P_{g q_j}$ e $P_{g g}$, representam os núcleos de evolução, calculados perturbativamente como séries de potências de α_s . Uma vez que as equações não podem ser calculadas perturbativamente, elas são ajustadas em alguma escala Q_0^2 , não muito maior que poucos GeVs (ELLIS; WEBBER, 1996). Na teoria da QCD, uma das características mais importantes é que a seção de choque pode ser fatorizada, ou seja, expressa conforme uma convolução das funções de distribuição partônicas para o subprocesso correspondente. Por exemplo, para a produção de um par de partons k e l em uma colisão hadrônica, obtém-se,

$$\sigma_{k,l} = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 \hat{\sigma}_{i,j \rightarrow k,l}(x_1, x_2, \alpha_s) \otimes f_i(x_1) f_j(x_2), \quad (71)$$

onde $\hat{\sigma}_{i,j \rightarrow k,l}$ descreve a seção de choque do subprocesso de dois partons i e j provendo os partons k e l , $f_i(x)$ representa uma função de densidade partônica dos hádrons iniciais dependentes da fração de *momentum* x e α_s é a constante de acoplamento forte. Por vezes ocorre de uma seção de choque de um determinado processo não ser dominada por valores grandes de $\ln(Q^2)$, em vez disso, por $\ln(1/x)$, quando x é pequeno. Neste cenário, as equações de evolução são conhecidas como as equações de Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL) que resumem os termos $\alpha_s \ln(1/x)$ em todas as ordens como se mostra em KURAEV et al. (1976).

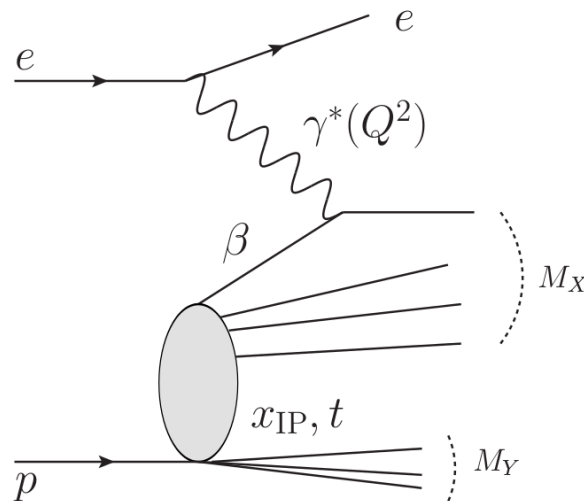
Um espalhamento de partículas pode ser decomposto em dois processos diferentes

¹⁰ Devem ser calculadas em função das condições iniciais.

de escalas de tempo típicas. A seção de choque de produção em uma colisão hadrônica é geralmente calculada pela equação (71) como uma convolução da seção de choque dos subprocessos e as densidades partônicas que dependem da escala de transferência de *momentum*. Um longo tempo depois da interação, os estados de cores dos pártons do processo duro, e dos resíduos dos prótons fragmentados são restaurados. A restauração é governada por efeitos da QCD a longas distâncias caracterizada por uma transferência de *momentum* pequena e a topologia do evento não é drasticamente alterada.

A hadronização ocorre quando os pártons coloridos interagem para produzirem hádrons sem cor no estado final. Os processos suaves não alteram a topologia dos eventos¹¹. São observados chuviros de partículas na direção dos pártons duros originados da interação dura. A este chuviro, denomina-se jato, que se configura como uma característica dominante das interações na QCD, isto é, a produção de pártons energéticos no estado final em colisões hadrônicas, que se manifestam através do processo de radiação e hadronização. Em suma, um jato pode ser entendido como o resultado da fragmentação de um *quark* de alta energia ou de um glúon. A produção de jatos é dominante em processos de alto *momentum* transversal, tanto no Tevatron, quanto no LHC, e a análise de jatos pode conter informações valiosas no que tange à busca de uma Física além do Modelo Padrão.

Figura 6 - Interação entre um elétron-próton.



Legenda: Esquema de uma interação entre um elétron e um próton, $ep \rightarrow e X p$.

Fonte: KEPKA, 2009, p. 34.

¹¹ Os modelos de *soft color interaction* não serão abordados nesta tese.

1.7 Função de densidade partônica difrativa (PDF)

Existem dois tipos de processos de grande interesse em eventos difrativos envolvendo hádrons: exclusivos e inclusivos. Em eventos exclusivos, regiões chamadas de lacunas de rapidez, separam os prótons intactos para frente do objeto central massivo. Processos inclusivos também exibem lacunas de rapidez. Entretanto, possuem adicionalmente partículas suaves acompanhando a produção de objeto duro, e as lacunas de rapidez são subsequentemente menores do que no caso exclusivo. Estes processos são descritos pelo modelo de Ingelman-Schlein que envolvem uma troca de um ou mais Pomerons perturbativos.

A estrutura de Pomerons é descrita em termos de uma função de distribuição partônica (PDF), medida em eventos onde uma lacuna de rapidez ou um próton intacto é observado (AARON, 2012). No espalhamento elástico, ambos os prótons permanecem intactos, e nenhuma outra partícula é produzida, ao passo que em um espalhamento difrativo, a energia transferida entre os dois prótons principais é relativamente pequena, entretanto, um ou dois prótons se dissociam em um estado final de multipartículas, preservando o número quântico associado ao próton inicial. Deste modo, as configurações restantes são categorizadas como interações inelásticas.

Uma possibilidade de escrever esse comportamento é através do modelo de Regge descrito anteriormente. Neste modelo a fração de *momentum* carregada pelo Pomeron, $x_{\mathbb{P}}$, é dada por $1 - (E_{p'}/E_p)$. Outra variável β , que é equivalente à escala de Bjorken x , é definida como o *momentum* do párton no interior do Pomeron, relativo ao objeto permutado, $x/x_{\mathbb{P}}$, esquematizados na figura 6. Deste modo, obtém-se as relações, $x_{\mathbb{P}} = x/\beta$, $\beta = Q^2/(Q^2 + M_x^2)$, e a função de estrutura difrativa descrita por um Pomeron e um Reggeon é dada por,

$$F_2^{D(4)} = f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}, t)F_{\mathbb{P}}(\beta, Q^2) + n_{\mathbb{R}} \cdot f_{\mathbb{R}}(x_{\mathbb{R}}, t)F_{\mathbb{R}}(\beta, Q^2). \quad (72)$$

Nesta parametrização, o fluxo $f_{\mathbb{P}/\mathbb{R}}(x_{\mathbb{P}/\mathbb{R}}, t)$ é definido por,

$$f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}, t) = A_{\mathbb{P}} \cdot \frac{e^{B_{\mathbb{P}}t}}{x_{\mathbb{P}}^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1}}, \quad f_{\mathbb{R}}(x_{\mathbb{R}}, t) = A_{\mathbb{R}} \cdot \frac{e^{B_{\mathbb{R}}t}}{x_{\mathbb{R}}^{2\alpha_{\mathbb{R}}(t)-1}} \quad (73)$$

Os termos $F_{\mathbb{P}}(\beta, Q^2)$ e $F_{\mathbb{R}}(\beta, Q^2)$ são as funções de estrutura do Pomeron e Reggeon, e o termo $n_{\mathbb{R}}$ é um fator de normalização adicional ($A_{\mathbb{R}} = n_{\mathbb{R}}A_{\mathbb{P}}$). Ambos os fluxos seguem a fenomenologia da teoria de Regge, e exibem uma dependência em t , *quadrimentum* transferido do próton intacto na colisão representado na equação (65). A seção de choque do processo difrativo simples de um próton é calculada a partir da convolução da função

de estrutura difrativa e a seção de choque do subprocesso partônico,

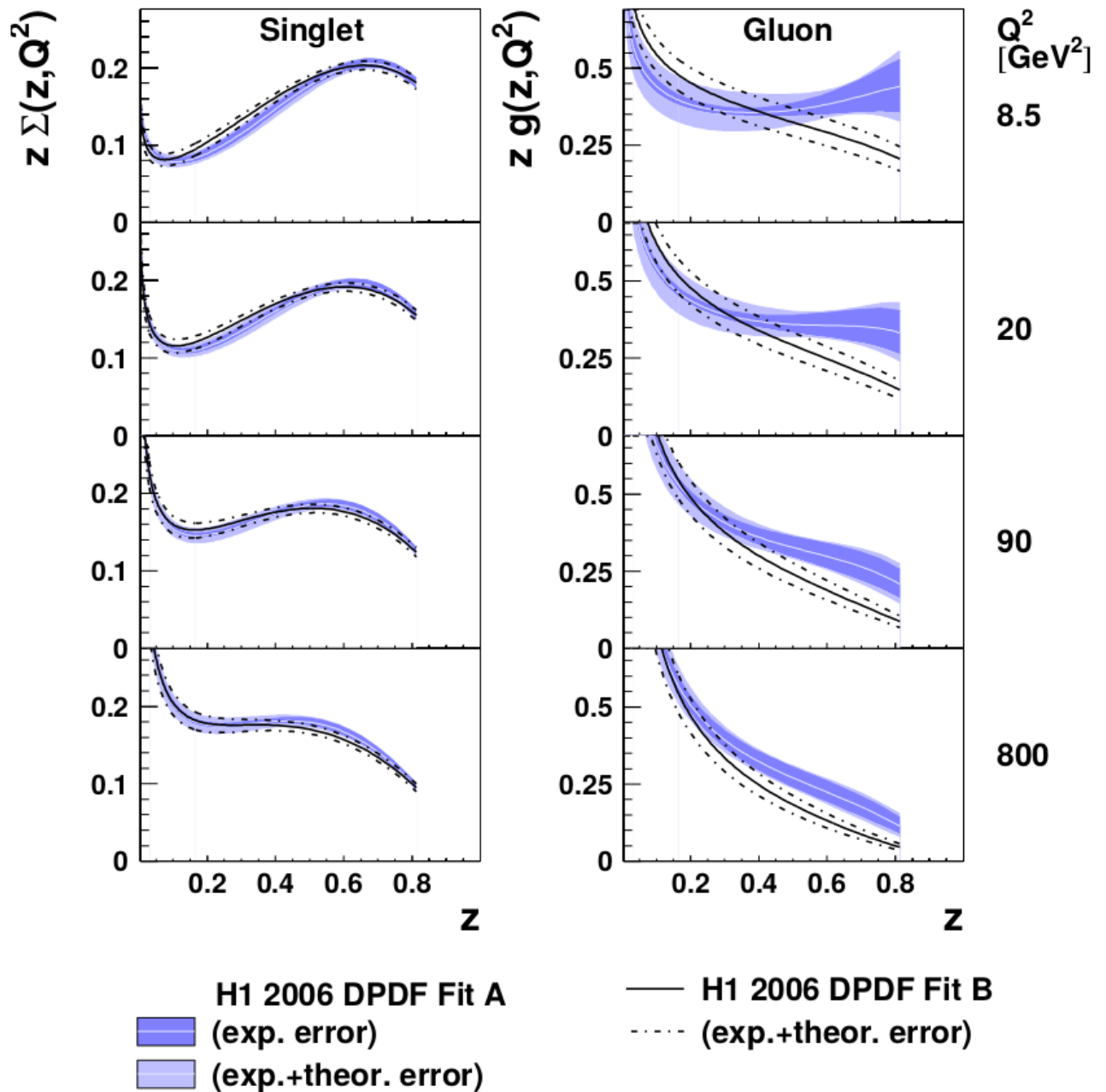
$$d\sigma^{pp \rightarrow pX} = \sum_i S \int f_i^D(x_i, \mu^2, \xi, t) f_j(x_j, \mu^2) d\sigma_{sub}^{i,j \rightarrow X}(x_i, x_j, \mu^2) dx_i dx_j d\xi dt, \quad (74)$$

onde x_i , x_j representam a escala de Bjorken (x) do párton originário do Pomeron e do próton respectivamente, e μ^2 é a escala de fatorização e renormalização.

De mesmo modo, o cálculo da troca dupla de Pomeron (DPE) é feita substituindo na equação (74), a distribuição f_j (não difrativa) pela função difrativa f_j^D . A fatorização tem se provado válida em um colisor elétron-próton. Introduce-se ainda um fator de supressão adicional S , para colisões puramente hadrônicas, denominada *gap survival probability*, cujo valor na QCD é da ordem 3%, e na QED é 90% conforme AKTAS et al. (2006). No colisor puramente hadrônico, esta supressão advém das interações *soft*, resultando em um rompimento da estrutura dos prótons e a perda da assinatura difrativa do evento. As PDFs difrativas podem determinar a estrutura partônica dos *quarks* e dos glúons do Pomeron. As densidades partônicas são ajustadas em escala inicial $Q_0^2 = 2 - 3 \text{ GeV}^2$, e evoluem para a escala Q^2 do processo usando as equações de evolução DGLAP em até segunda ordem (ver seção 1.6). Os resultados da colaboração H1 para o singlete total de *quarks* e a distribuição dos glúons são dados na figura 7.

Pode-se notar que os dados se vinculam à distribuição de *quarks* para toda a região acessível de β da medição, dada por $0.0043 < \beta < 0.8$ e para um limite em Q^2 de cerca de 1000 GeV^2 . Contudo, a densidade dos glúons para valores pequenos de Q^2 é compatível até aproximadamente $\beta \approx 0.3$. Para altos valores de β , próximos de 1, a incerteza nos glúons é grande. Este fato é ilustrado pelos dois diferentes ajustes, *Fit A* e *Fit B*, que proporcionam na soma geral uma boa concordância com os dados, mas a componente dos glúons para altos valores de z é muito diferente. Ambos ajustes exibem diferentes hipóteses na parametrização da densidade dos glúons na escala inicial que contém predições incompatíveis na densidade dos glúons para alto β levando à correta descrição dos dados. Observa-se que ao adicionar também os dados relativos aos dijetos nos ajustes da QCD, permite-se reduzir a incerteza na densidade dos glúons para altos valores de β .

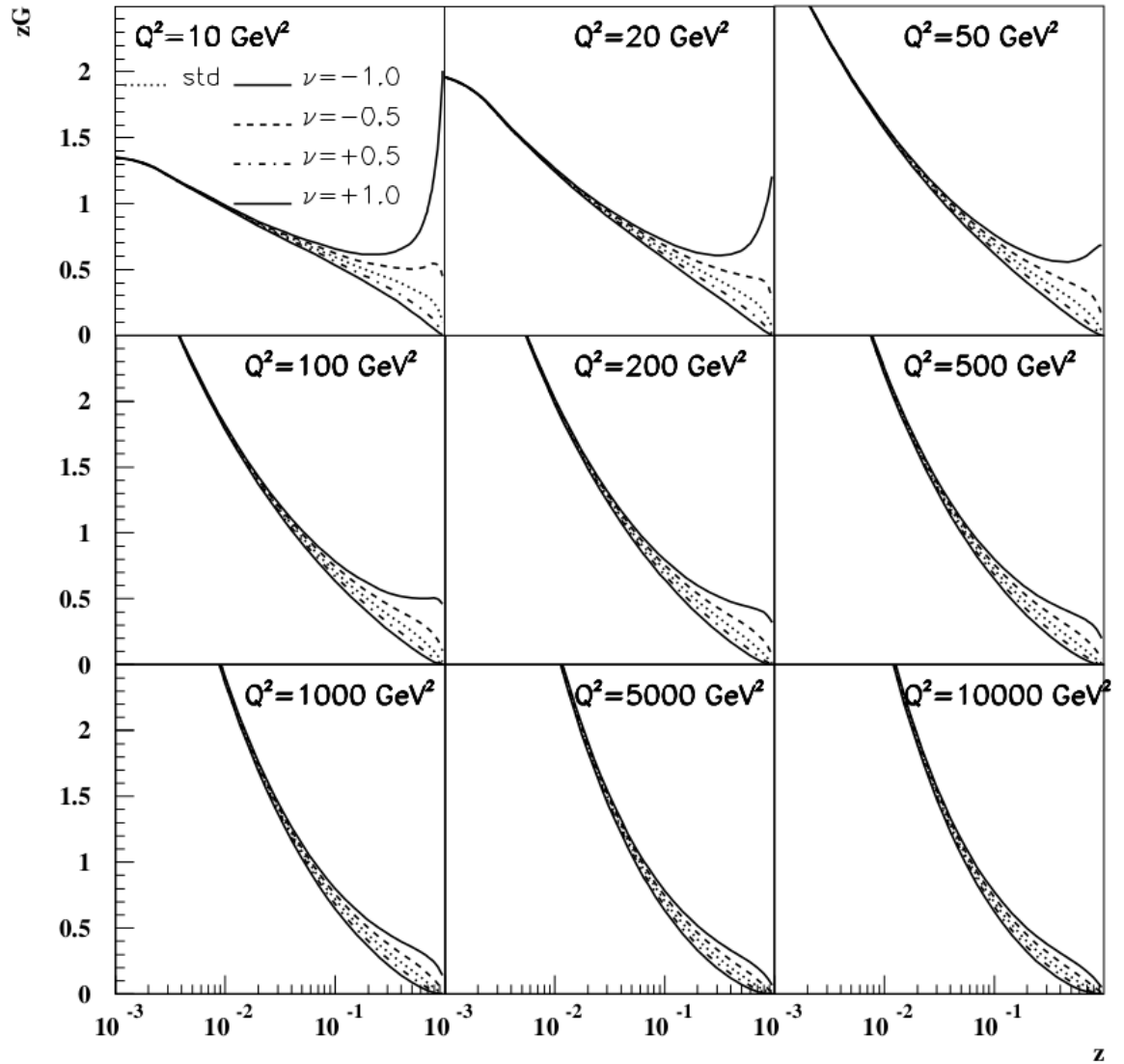
Figura 7 - Ajustes da colaboração H1 para a distribuição dos singletos de *quark* e distribuição de glúons.



Legenda: Comparação entre as distribuições totais do singlete do *quark* e função de distribuição dos glúons obtidos pelos dois ajustes “H1 2006 DPDF Fit A” e “H1 2006 DPDF Fit B” com suas incertezas totais descritas. Os ajustes proporcionam os mesmos resultados para a distribuição dos *quarks*, mas diferem no caso do glúon para alto $z = \beta$. Os ajustes atuais indicam que as PDFs difrativas são compatíveis com o “Fit B” quando a medição dos difratos é incluída no ajuste.

Fonte: AKTAS et al, 2006, p. 43.

Figura 8 - Incerteza da densidade de glúons para alto β .



Legenda: Incerteza da densidade de glúons para alto β (neste caso $\beta \equiv z$). A densidade dos glúons é multiplicada pelo fator $(1 - \beta)^\nu$, onde $\nu = -1, -0.5, 0.5, 1$. O valor padrão $\nu = 0$ representa a densidade no Pomeron determinada diretamente pelo ajuste dos dados de F_2^D com uma incerteza de cerca de 0.5.

Fonte: KEPKA, 2009, p. 80.

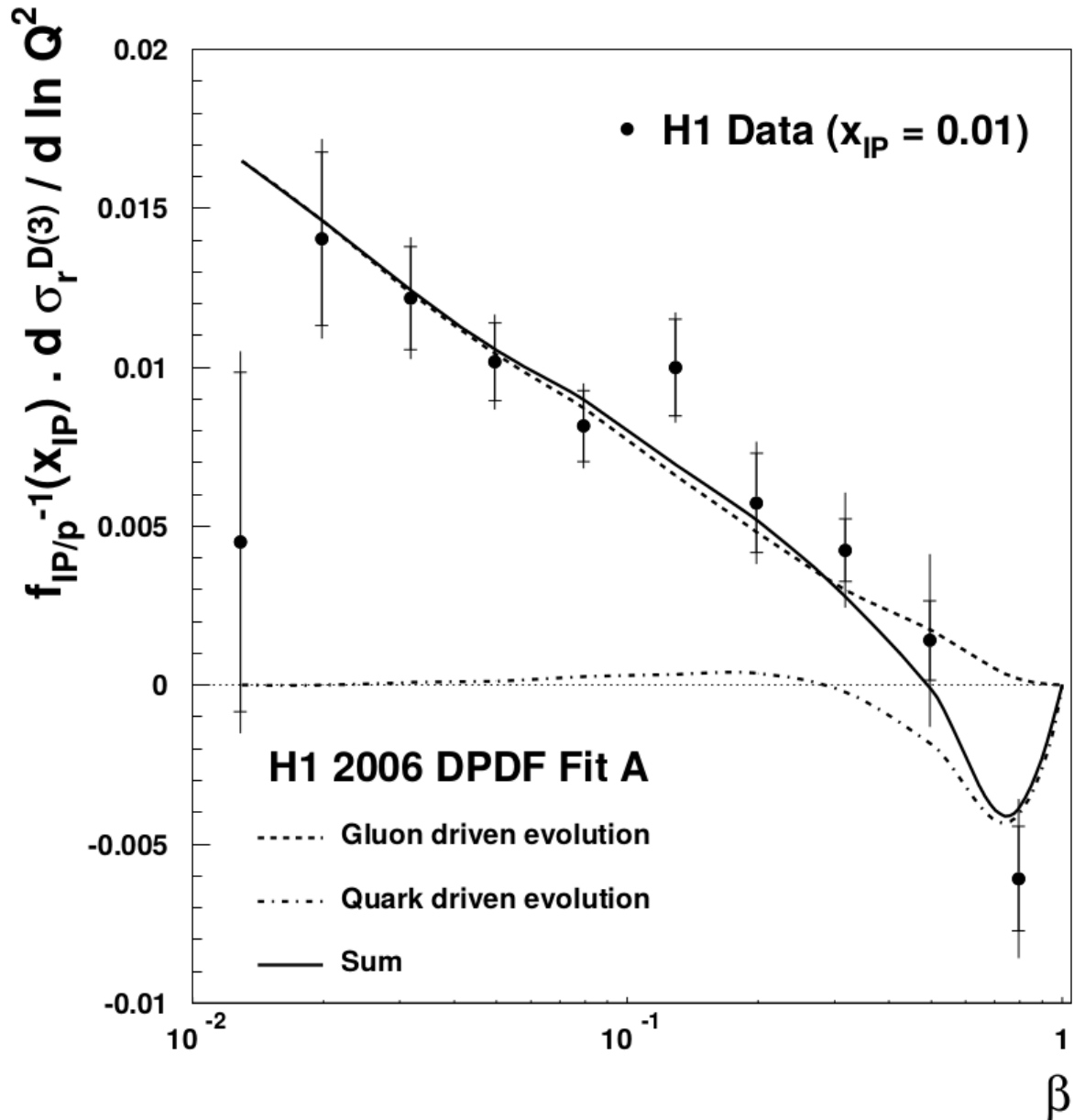
Como mostrado na figura 8, o Pomeron é composto predominantemente de glúons. A fração de glúons no Pomeron aumenta com Q^2 como resultado da evolução da equação DGLAP. Isto também é demonstrado na figura 9, onde a derivada de $\ln Q^2$ da seção de choque difrativa reduzida é mostrada. A seção de choque reduzida $\sigma_r^{D(3)}$ é livre de fatores cinemáticos advindos dos processos elétron-fóton. Ela é relacionada com a seção de choque através da relação

$$\frac{d^3\sigma^{ep \rightarrow eXY}}{dx_{\mathbb{P}}dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \cdot Y_+ \cdot \sigma_r^{D(3)}(x_{\mathbb{P}}, x, Q^2), \quad (75)$$

onde é realizada a integração sobre t , e Y_+ é calculada em função da inelasticidade y dada por $Y_+ = 1 + (1 - y)^2$. A dependência logarítmica da seção de choque é predita pela evolução da equação DGLAP, constituindo um teste direto do mecanismo de evolução das PDFs difrativas. A evolução é dominada pelos glúons sobre uma grande região de β . Em $\beta \approx 1$ tanto a evolução dos glúons quanto a evolução dos *quarks* são similares. Nesta região as incertezas das PDFs difrativas dos glúons são grandes. As seções transversais no espalhamento difrativo profundamente inelástico não são unicamente definidas. Existem diferentes métodos para selecionar eventos difrativos. Esses métodos selecionam amostras que contêm diferentes frações de eventos dissociativos de prótons. As seções transversais nem sempre são dadas com correções que levam em conta a dissociação de prótons. Três métodos são empregados para detectar estes eventos: método do espectrômetro de próton pra frente, métodos de lacunas de rapidez e a determinação da massa M_X do sistema.

As densidades dos pártons na colaboração H1 foram extraídas a partir de dados de correntes neutras. Foram também utilizados dados em que foram detectados os prótons intactos que se afastam da interação, reconstruindo a cinemática do DIS difrativo dos elétrons espalhados desconsiderando que objeto foi produzido no detector central. Observa-se que o entendimento da estrutura dos prótons nos processos difrativos ou dissociativos difrativos foi alcançado com base na hipótese de fatorização de Regge (ver seção 1.6) para Pomerons e Reggeons e a partir da estrutura partônica perturbativa do Pomeron nos processos medidos no HERA.

Figura 9 - Derivada logarítmica de Q^2 da seção de choque difrativa reduzida.



Legenda: Derivada logarítmica de Q^2 da seção de choque difrativa reduzida no DIS predita pela evolução das equações DGLAP. A contribuição de cada evento foi normalizada pelo fluxo do Pomeron para evidenciar a dinâmica das equações DGLAP sobre um amplo conjunto de dados em $\xi_P \equiv \xi$. A evolução de Q^2 é dominada principalmente pelos glúons no Pomeron.

Fonte: AKTAS et al, 2006, p. 38.

1.7.1 Conteúdo partônico do Pomeron e Reggeon

Nos cálculos deste capítulo, serão utilizadas as PDFs difrativas, $f_{a/p}^D$, extraídas dos dados do HERA conforme AKTAS et al. (2006) para o DIS difrativo, isto é, um processo para o qual a fatorização colinear se sustenta. Elas são obtidas por meio de um ajuste em ordem mais alta da QCD, o qual são decompostos em fluxos de Pomeron e Reggeon $\Phi_{\mathbb{P},\mathbb{R}/p}$, e suas distribuições partônicas correspondentes $f_{a/\mathbb{P},\mathbb{R}}$ que descrevem as suas estruturas partônicas:

$$\begin{aligned} f_{a/p}^D(\xi, t, \beta, \mu^2) &= \Phi_{\mathbb{P}/p}(\xi, t) f_{a/\mathbb{P}}(\beta, \mu^2) + \Phi_{\mathbb{R}/p}(\xi, t) f_{a/\mathbb{R}}(\beta, \mu^2), \\ \Phi_{\mathbb{P},\mathbb{R}/p}(\xi, t) &= A_{\mathbb{P},\mathbb{R}} \frac{e^{B_{\mathbb{P},\mathbb{R}}t}}{\xi^{2\alpha_{\mathbb{P},\mathbb{R}}(t)-1}}, \quad A_{\mathbb{R}} = n_{\mathbb{R}} A_{\mathbb{P}}. \end{aligned} \quad (76)$$

A normalização dos fluxos $A_{\mathbb{P},\mathbb{R}}$, os declives difrativos $B_{\mathbb{P},\mathbb{R}}$, e as trajetórias de Regge, $\alpha_{\mathbb{P},\mathbb{R}}(t) = \alpha_{\mathbb{P},\mathbb{R}}(0) + t\alpha'_{\mathbb{P},\mathbb{R}}$, são dadas na tabela 4 para dois ajustes diferentes (conhecidos como A e B), e as PDFs correspondentes do Pomeron e Reggeon $f_{a/\mathbb{P},\mathbb{R}}$ podem ser encontrados na literatura (SCHOEFFEL, 2009). O termo $n_{\mathbb{R}}$ é uma normalização adicional ao fluxo de Reggeon. A estrutura do Pomeron é bem representada por estes ajustes, e mostra claramente que o conteúdo partônico é dominado por glúons. Em contraste, os dados do HERA não restringem muito as distribuições partônicas, $f_{a/\mathbb{R}}$, mas apenas indicam que uma contribuição do Reggeon é necessária para se obter uma descrição quantitativa das medições em alto ξ . As expectativas subsistem no fato de que a contribuição de Reggeon pode ser vista como uma troca de um par *quark-antiquark*. Deste modo, estes ajustes foram assumidos como uma função de estrutura do pión para descrever seu conteúdo partônico.

A contribuição de Reggeon e sua implementação tem sido estudada em processos difrativos duros, e as medições no LHC, enfim, permitirão testar a validade desta hipótese. Frequentemente admite-se que a contribuição de Reggeon para as PDFs difrativas $f_{a/p}^D$, são importantes apenas para grandes valores de ξ , no limite do Tevatron e para a aceitação dos detectores de prótons para frente no LHC, ou além dele. Portanto, é frequentemente desconsiderado, e subsequentemente a descrição teórica¹² da equação (113) e (114) foi denominada modelo *Resolved Pomeron*. Ela pode ser suplementada com contribuições de Reggeon, conforme argumentaremos nas seções posteriores. Existem trabalhos anteriores sobre este assunto que analisam modelos com a inclusão de Reggeon como em LUSZCZAK et al. (2015a, 2016, 2015b).

Similarmente, esta é a razão do porquê, quando nos referenciamos neste capítulo aos eventos difrativos centrais, assumimos uma troca dupla de Pomeron, mencionados nas

¹² Estas equações serão descritas em detalhes na seção 5.1.

Tabela 4 - Parâmetros de ajuste dos fluxos do Pomeron e Reggeon.

Fits	$\Phi_{\mathbb{P},\mathbb{R}/p}$	$\alpha(0)$	α'	$n_{\mathbb{R}}$	B
A	\mathbb{P}	1.118 ± 0.008	$0.06_{-0.06}^{+0.19} \text{ GeV}^{-2}$	-	$5.5_{-2.0}^{+0.7} \text{ GeV}^{-2}$
	\mathbb{R}	0.5 ± 0.10	$0.3_{-0.3}^{+0.6} \text{ GeV}^{-2}$	$(1.7 \pm 0.4) \times 10^{-3}$	$1.6_{-1.6}^{+0.4} \text{ GeV}^{-2}$
B	\mathbb{P}	1.111 ± 0.007	$0.06_{-0.06}^{+0.19} \text{ GeV}^{-2}$	-	$5.5_{-2.0}^{+0.7} \text{ GeV}^{-2}$
	\mathbb{R}	0.50 ± 0.10	$0.3_{-0.3}^{+0.6} \text{ GeV}^{-2}$	$(1.4 \pm 0.4) \times 10^{-3}$	$1.6_{-1.6}^{+0.4} \text{ GeV}^{-2}$

Legenda: Parâmetros dos fluxos do Pomeron e Reggeon. O fator de normalização $A_{\mathbb{P}}$ é escolhido tal qual $\xi \times \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} dt \Phi_{\mathbb{P}/p}(\xi, t) = 1$ para $\xi = 0.003$, com $t_{\min} = -1 \text{ GeV}^2$ e $t_{\max} = -m_p^2 \xi^2 / (1 - \xi)$ (m_p é a massa do próton). O fator de normalização $A_{\mathbb{R}}$ para o termo de Reggeon é definido de forma similar. O termo $n_{\mathbb{R}}$ é uma normalização extra aplicada no fluxo do Reggeon.

Fonte: AKTAS et al, 2006.

literaturas anteriores. Desde que as trocas duplas de Reggeon ou misturas de Pomeron e Reggeon são possíveis, escolhemos nesta tese usar a terminologia “difrativo central”. Todavia, não deve ser confundido com a produção central exclusiva, que é descrita por um mecanismo diferente. Os estados finais dos dijetos difrativos centrais considerados neste trabalho não são exclusivos, porque contém os resíduos de Pomeron ou Reggeon, denominado X . Estes são constituído de partículas *soft* que acompanham a produção do sistema de dijetos duros e, como consequência, diminuem as lacunas de rapidez se comparados ao caso exclusivo, porém não os preenchem completamente.

2 CONSTRUÇÃO DE OPERADORES QUÁRTICOS ANÔMALOS E SEÇÃO DE CHOQUE

Como vimos no Modelo Padrão de Física de partículas, os acoplamentos de férmions e bósons são limitados pelas simetrias de calibre da Lagrangiana,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_I^{BB} &= ig \cos \theta_W [(W_\alpha^\dagger W_\beta - W_\beta^\dagger W_\alpha) \partial^\alpha Z^\beta + (\partial_\alpha W_\beta - \partial_\beta W_\alpha) W^{\dagger\beta} Z^\alpha - (\partial_\alpha W_\beta^\dagger - \partial_\beta W_\alpha^\dagger) W^\beta Z^\alpha] \\
&+ ie [(W_\alpha^\dagger W_\beta - W_\beta^\dagger W_\alpha) \partial^\alpha A^\beta + (\partial_\alpha W_\beta - \partial_\beta W_\alpha) W^{\dagger\beta} A^\alpha - (\partial_\alpha W_\beta^\dagger - \partial_\beta W_\alpha^\dagger) W^\beta A^\alpha] \\
&+ g^2 \cos^2 \theta_W [W_\alpha W_\beta^\dagger Z^\alpha Z^\beta - W_\beta W^{\dagger\beta} Z_\alpha Z^\alpha] + e^2 [W_\alpha W_\beta^\dagger A^\alpha A^\beta - W_\beta W^{\dagger\beta} A_\alpha A^\alpha] \\
&+ eg \cos \theta_W [W_\alpha W_\beta^\dagger (Z^\alpha A^\beta + A^\alpha Z^\beta) - 2W_\beta W^{\dagger\beta} A_\alpha Z^\alpha] + \frac{1}{2} g^2 W_\alpha^\dagger W_\beta [W^{\dagger\alpha} W^\beta - W^\alpha W^{\dagger\beta}] \\
\mathcal{L}_I^{HH} &= -\frac{1}{4} \lambda \sigma^4 - \lambda v \sigma^3 \\
\mathcal{L}_I^{HB} &= \frac{1}{2} v g^2 W_\alpha^\dagger W^\alpha \sigma + \frac{1}{4} g^2 W_\alpha^\dagger W^\alpha \sigma^2 + \frac{v g^2}{4 \cos^2 \theta_W} Z_\alpha Z^\alpha \sigma + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\alpha Z^\alpha \sigma^2, \tag{77}
\end{aligned}$$

Por exemplo, é permitida a produção de pares de W através da troca de dois fótons. E não é permitida a produção de pares de Z através da interação de dois fótons, porque tanto o fóton quanto o bóson Z não carregam carga. A determinação da seção de choque para o processo $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ pode se constituir uma prova da existência de acoplamentos que simulam uma extensão do Modelo Padrão. Por outro lado, acoplamentos anômalos de fótons aos W s devem indicar valores diferentes para a seção de choque $\gamma\gamma \rightarrow WW$ daqueles preditos pelo Modelo Padrão, como posteriormente se discutirá.

Os acoplamentos quárticos testam, de forma genérica, uma possível nova Física que acoplam os bósons eletrofracos. A troca de partículas pesadas incorporada em modelos além do Modelo Padrão, pode manifestar-se como uma modificação dos acoplamentos quárticos que aparecem nas interações. Vale notar que, no limite das massas de Higgs infinitas, ou em modelos que não incorporam as massas de Higgs, as novas estruturas não se apresentam na Lagrangiana em nível de árvore.

A auto-interação de bósons no Modelo Padrão é completamente derivada da simetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Com isso, novos campos de bósons vetoriais são adicionados à Lagrangiana para garantir a invariância sob esta simetria, e suas auto-interações emergem dos termos cinéticos dos bósons vetoriais.

As massas dos bósons vetoriais são ligadas ao campo de Higgs e ao valor esperado do vácuo do campo de Higgs (ver seção 1.3). A simetria $O(4)$ do potencial de Higgs

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \tag{78}$$

é maior do que a simetria requerida $SU(2)_L \times U(1)_Y$, pois é localmente isomorfa à aproximação $O(4) \approx SU(2) \times SU(2)$. Quando a simetria é espontaneamente quebrada e um

vácuo particular Φ é escolhido, a simetria do vácuo é reduzida.

Os geradores de isospin fracos $\vec{\tau}/2$ correspondente à simetria quebrada, constituem um tripleto com respeito aos subgrupos de simetria do vácuo que controlam o valor do parâmetro ρ dado por $M_W/M_Z \cos^2 \theta_W$. O valor das massas dos bósons W e Z no Modelo Padrão é determinado de acordo com a seção 1.3.2. A simetria do vácuo impõe que $\rho = 1$, por isso introduz-se o tripleto como representação da simetria custodial $SU(2)_C$ (ROYON; CHAPON; KEPKA, 2009).

A autointeração dos bósons no Modelo Padrão, inclusive seus termos cinéticos, pode ser convenientemente representada por $-\frac{1}{4}W_{\mu\nu}W^{\mu\nu}$, onde o vetor \vec{W}_α é o tripleto da simetria custodial,

$$\vec{W} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\alpha^+ + W_\alpha^-) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\alpha^+ - W_\alpha^-) \\ Z_\alpha/\cos\theta_W \end{pmatrix}. \quad (79)$$

O campo tensorial definido para os bósons W^\pm ,

$$\vec{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu + g \vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu, \quad (80)$$

será usado para parametrizar os acoplamentos quárticos.

Concentrando-se apenas nos operadores de menor dimensão, verifica-se que apenas dois operadores de quatro dimensões, g_0 e g_C , podem ser formados,

$$\mathcal{L}_4^0 = \frac{1}{4}g_0g_W(\vec{W}_\mu \cdot \vec{W}^\mu)^2, \quad \mathcal{L}_4^C = \frac{1}{4}g_Cg_W(\vec{W}_\mu \cdot \vec{W}_\nu)(\vec{W}^\mu \cdot \vec{W}^\nu). \quad (81)$$

Usando a forma explícita do tripleto, $SU(2)_C$, pode-se notar que esta Lagrangiana não envolve troca de fótons. Claramente, não é possível construir qualquer operador de dimensão cinco, uma vez que deve-se ter números pares de índice de Lorentz. Deste modo, a menor ordem de interação da Lagrangiana que envolve dois fótons são operadores de dimensão seis,

$$\mathcal{L}_4^0 = -\frac{\pi\alpha}{4\Lambda^2}a_0F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta}(\vec{W}_\mu \cdot \vec{W}^\mu), \quad \mathcal{L}_4^C = -\frac{\pi\alpha}{4\Lambda^2}a_CF_{\alpha\mu}F^{\alpha\nu}(\vec{W}^\mu \cdot \vec{W}_\nu), \quad (82)$$

sendo parametrizado com novas constantes de acoplamento a_0 , a_C e a constante de estrutura fina $\alpha = e^2/4\pi$. A nova escala Λ é introduzida de modo que a densidade de Lagrangiana tenha quatro dimensões, sendo interpretada como a escala de massa típica de uma nova Física. Usando a definição dos tripletos em $SU(2)_C$, e expressando o produto como,

$$\vec{W}_\mu \cdot \vec{W}_\nu = 2 \left(W_\mu^+ \cdot W_\nu^- + \frac{1}{2\cos^2\theta_W} Z_\mu Z_\nu \right), \quad (83)$$

o setor eletrofraco do Modelo Padrão prevê vértices de três e quatro pontos com os bósons

de calibre, que são representados na Lagrangiana do Modelo Padrão (equações 54 e 55), pelos seguintes termos para os acoplamentos quárticos $WW\gamma\gamma$ e triplos $WW\gamma$,

$$\begin{aligned} L^{WW\gamma} &= -ie(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)W^\mu W^\nu \\ L^{WW\gamma\gamma} &= -ie(W_\mu W^\nu A_\nu A^\mu - W_\mu W_\nu A^\mu A^\nu). \end{aligned} \quad (84)$$

Os acoplamentos quárticos anômalos são introduzidos mediante uma Lagrangiana efetiva contendo novos termos referentes à simetria local $U(1)_{EM}$ e uma simetria global custodial $SU(2)_C$. Na extensão do Modelo Padrão, o acoplamento trilinear¹³ $WW\gamma$ é associado a um único operador da forma,

$$L^{WW\gamma} = -ie \frac{\lambda_\gamma}{M_W^2} F^{\mu\nu} W_{\mu\alpha}^\dagger W_\nu^\alpha. \quad (85)$$

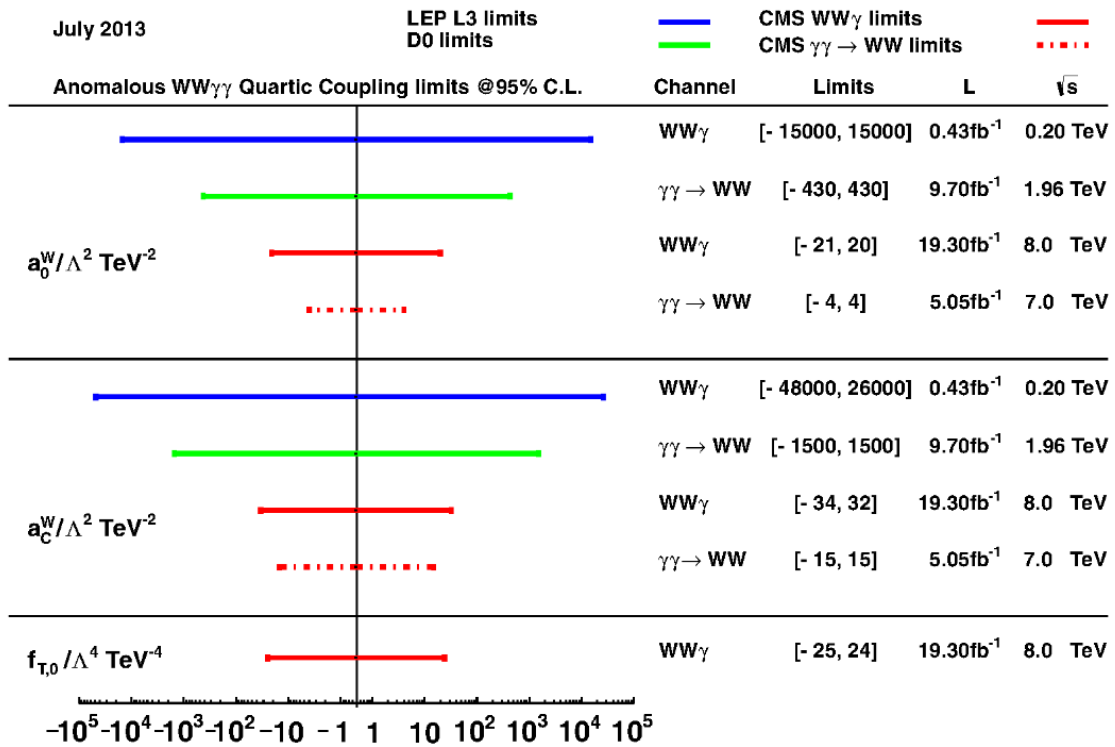
Impondo que a simetria C e P resultam em um mínimo de dois termos de dimensão seis contendo os parâmetros a_0^W e a_C^W , a Lagrangiana total possui dois termos de dimensão seis, que podem ser descritos pela equação (86),

$$\begin{aligned} L_6^0 &= \frac{-e^2 a_0^W}{8 \Lambda^2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} W^{+\alpha} W_\alpha^- - \frac{e^2}{16 \cos^2 \Theta_W} \frac{a_0^Z}{\Lambda^2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} Z^\alpha Z_\alpha, \\ L_6^C &= \frac{-e^2 a_C^W}{16 \Lambda^2} F_{\mu\alpha} F^{\mu\beta} (W^{+\alpha} W_\beta^- - W^{-\alpha} W_\beta^+) - \frac{e^2}{16 \cos^2 \Theta_W} \frac{a_C^Z}{\Lambda^2} F_{\mu\alpha} F^{\mu\beta} Z^\alpha Z_{\beta'} \end{aligned} \quad (86)$$

Na equação (86), pode-se ver que foi arranjado para que as partes de W e Z da Lagrangiana tivessem um acoplamento específico, $a_0 \rightarrow a_0^W, a_0^Z$ e $a_C \rightarrow a_C^W, a_C^Z$. Da estrutura de \mathcal{L}_6^0 na qual os índices dos fótons e W são desacoplados, nota-se que esta Lagrangiana pode ser interpretada como a troca de uma partícula escalar neutra na qual o propagador não tem nenhum índice de Lorentz. Uma densidade de Lagrangiana como esta, conserva as paridades C, P, T separadamente, representando a extensão mais natural do Modelo Padrão. Os limites de exclusão com 95% de nível de confiança do modelo de dimensão seis para o acoplamento quártico $\gamma\gamma \rightarrow WW$ obtido pela colaboração CMS são descritos na figura 10.

¹³ Não levaremos em conta este acoplamento anômalo nesta tese.

Figura 10 - Limites para a_0/Λ^2 e a_C/Λ^2 na teoria efetiva de calibre de dimensão seis.



Legenda: Limites obtidos pela colaboração CMS para um nível de confiança de 95%.

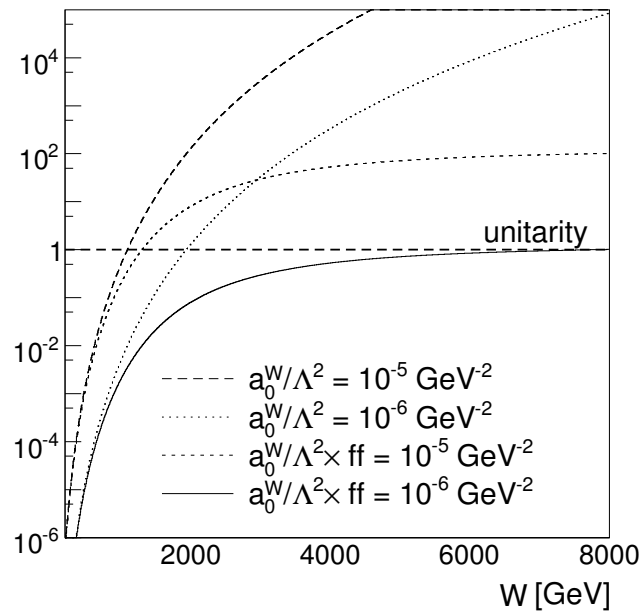
Fonte: CERN-CMS, 2015.

Uma consequência direta deste modelo, se refere ao aumento da seção de choque de dois fótons produzindo os pares WW e ZZ , com valores de a_0/Λ^2 e a_C/Λ^2 no regime de altas energias, violando a unitariedade conforme mostra a figura 11. Neste mesmo gráfico são mostrados os valores da seção de choque após a introdução de fatores de forma convenientes. É conhecido que a unitariedade a nível de árvore restringe unicamente o acoplamento $WW\gamma\gamma$, a valores do Modelo Padrão assintoticamente, no limite de altas energias. Portanto, para se respeitar a unitariedade, ao incluir o modelo da teoria de campos efetiva com acoplamentos anômalo dos bósons de calibre e dos fótons, é necessário introduzir um fator de forma f , em função da energia disponível $W_{\gamma\gamma}$ e um *cutoff* Λ_{cut} , de forma a atenuar estes valores. Existem outros modelos que não serão discutidos nesta tese. Embora não haja uma expressão convencional para o fator de forma, será adotado nesta tese a seguinte expressão,

$$a_{0,C}^{W,Z}(\Lambda_{cut}^2) \rightarrow \frac{a_{0,C}^{W,Z}}{(1 + W_{\gamma\gamma}^2/\Lambda_{cut}^2)^n}. \quad (87)$$

O valor adotado será $\Lambda_{cut} = 2$ TeV, devido ao fato de que os limites dos acoplamentos dependem fracamente de Λ_{cut} para valores maiores que 1 TeV segundo ABAZOV et al. (2008), (PIERZCHALA; PIOTRZKOWSKI, 2008) e (ROYON; CHAPON; KEPKA, 2009). O valor $n = 2$ será utilizado nesta tese.

Figura 11 - Unitariedade em função da energia disponível.



Legenda: Comportamento da seção de choque para a produção de pares de W e Z com o acoplamento anômalo, em função da massa do sistema WW ou ZZ.

Fonte: ROYON; CHAPON; KEPKA, 2009, p. 8.

Até aqui utilizamos os novos acoplamentos entre fótons e bósons de calibre de maneira a simular resultados não preditos pelo Modelo Padrão das interações eletrofracas. Neste ponto é interessante apresentar algumas características dos detectores usados no LHC para, ao final, efetuar uma análise dos resultados esperados para as seções de choque e diversas distribuições, que podem vir a ser determinadas no LHC.

O desenvolvimento de Física além¹⁴ do Modelo Padrão, surge da necessidade de uma explicação consistente para as deficiências teóricas e experimentais do Modelo

¹⁴ É geralmente empregada na literatura científica o termo oriundo do inglês *Beyond Standard Model* (BSM).

Padrão, em face dos recentes avanços alcançados na física teórica. O Modelo Padrão hoje possui questões em aberto que também merecem especial atenção. Isto se dá devido a construção atual do Modelo Padrão, que não apresenta uma resposta concreta ao tratar de certas questões primordiais, no que tange a origem da massa, a assimetria observada entre matéria e anti-matéria e a natureza primordial da matéria e energia escura.

Uma explicação satisfatória para o fenômeno gravitacional não é provida pelo Modelo Padrão. A perspectiva simplista de tentar adicionar uma partícula denominada gráviton¹⁵ ao Modelo Padrão. Todavia, tal adição não prediz o que se observa experimentalmente, a menos que outras adições e modificações sejam feitas, tais modificações ainda são motivo de pesquisa.

Observações cosmológicas atestam que o Modelo Padrão explica apenas 5% da energia presente no universo. Cerca de 26% devem ser matéria escura, que, em tese, deveriam se comportar como qualquer outra matéria, mas que interagem fracamente como os campos físicos do Modelo Padrão. No entanto, o Modelo Padrão não provê um candidato a matéria escura dentre todas as partículas fundamentais.

De acordo com o Modelo Padrão, os neutrinos são modelados de forma que sejam não massivos. Entretanto, experimentos de oscilações de neutrinos demonstraram as propriedades de massa dos neutrinos. Tais termos massivos podem ser introduzidos no Modelo Padrão, o que resulta em novos problemas teóricos. Por exemplo, o termos massivos precisam ser extraordinariamente pequenos, e não existe um completo entendimento se a massa do neutrino surgem da mesma forma que a partículas fundamentais do Modelo Padrão.

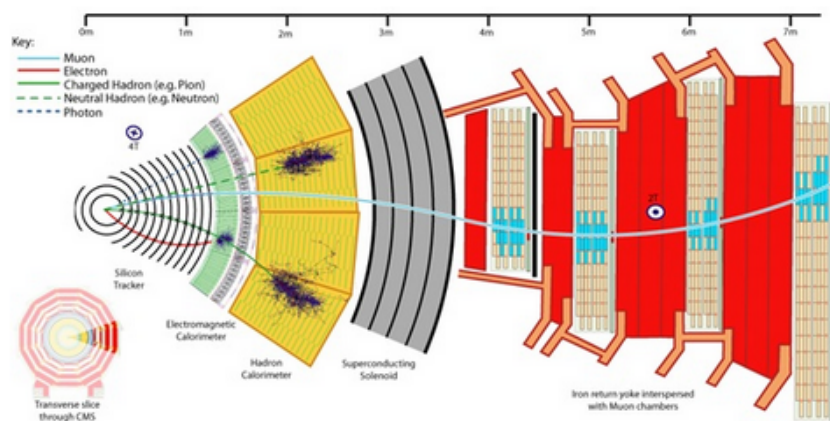
Deve-se ter em mente que o modelo para acoplamentos anômalos busca responder a questões pertinentes aos acoplamentos dos fótons aos bósons de calibre. Os modelos de supersimetria também são explorados. O Modelo Padrão supersimétrico mínimo (MSSM), que supõe uma simples quebra espontânea de supersimetria, e o Modelo Padrão supersimétrico mínimo a uma ordem mais alta (NMSSM). Teorias mais modernas, tais como teoria de cordas e teoria M surgem neste cenário.

¹⁵ Suas propriedades não são, até o presente *momentum*, bem definidas, e, em adição a este fato, a própria existência de tal partícula é questionada na literatura científica.

3 O LARGE HADRON COLLIDER E SEUS DETECTORES

A reconstrução de um evento, resultante da interação entre partículas produzidas em um acelerador, é feita através de seus detectores. O acelerador de partículas LHC consegue manter um alto índice de colisões pela luminosidade que lhe é entregue, isto é, a capacidade de produzir um número grande de interações, mesmo aquelas que possuam uma pequena seção de choque. Detectores podem ser comparados a câmeras digitais tridimensionais que podem tirar 40 milhões de fotos, com uma informação digitalizada de 10 milhões de sensores, por segundo. Detectores são construídos em camadas com diferentes finalidades. As camadas mais interiores são mais densas e compactas, enquanto que as mais exteriores são menos densas. Combinando a informação de diferentes camadas do detector, é possível determinar o tipo de partícula através dos traços deixados nos detectores.

Figura 12 - Esquema de um detector.



Legenda: Vista de um detector e suas respectivas camadas.

Fonte: CERN, 2015.

As partículas pesadas produzidas nas colisões no LHC têm uma meia vida curta, rapidamente decaindo em partículas mais leves e conhecidas. Após uma colisão hadrônica, centenas dessas partículas mais leves, não só elétrons, múons, fótons, píons e káons, mas também prótons, nêutrons entre outras viajam pelo detector com velocidades próximas da velocidade da luz. Detectores usam estas partículas mais leves para deduzir a existência de partículas mais pesadas. As trajetórias das partículas carregadas são curvadas pelos campos magnéticos, e seu raio de curvatura é usado para calcular seu *momentum*; em consequência, quanto maior a energia cinética da partícula menor é sua curvatura. Para partículas com alta energia cinética, contudo, uma trajetória suficientemente longa deve

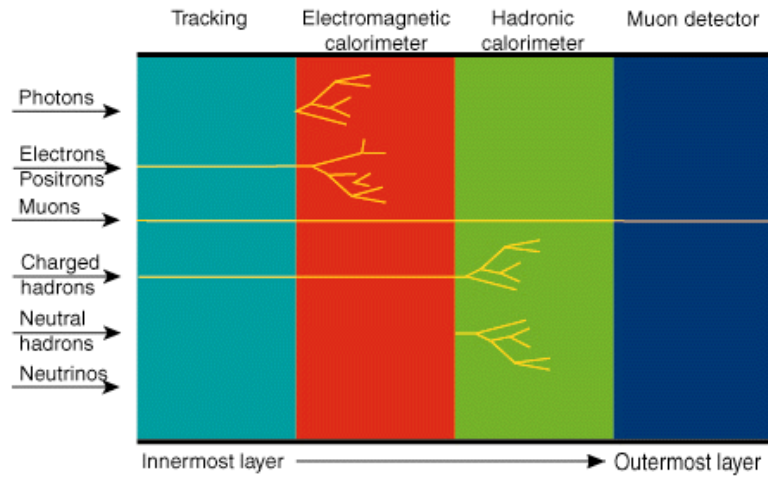
ser medida no sentido de determinar com precisão seu raio de curvatura. Outra parte importante de um detector são os calorímetros, usados para medir a energia das partículas (carregadas ou neutras). Os calorímetros devem ser grandes o suficiente para absorver a energia da partícula tanto quanto possível. Essa é uma das duas principais razões do porquê os detectores do LHC serem muito grandes. Os detectores são construídos para encerrar hermeticamente a região de interação, para calcular a energia total medida no calorímetro e o *momentum* medido pelo raio de curvatura de cada trajetória para reconstruir com o máximo de detalhes o evento. Partículas carregadas, tais como: elétrons, prótons e múons deixam traços pela ionização do meio que atravessam. Elétrons são muito leves e perdem sua energia rapidamente, enquanto que prótons penetram mais profundamente nas camadas do detector. Fótons não deixam traços, mas no calorímetro cada fóton se converte em um par elétron-pósitron, deixando um rastro cuja energia pode ser medida. A energia dos nêutrons é medida indiretamente, pois transferem sua energia para os prótons, e estes prótons são detectados. Múons são as únicas partículas que alcançam as camadas mais externas do detector.

Cada parte do detector é conectada a um sistema eletrônico de leitura de dados por milhares de cabos. Tão logo que um impulso é registrado, o sistema de gravação registra o exato lugar e instante, enviando a informação para um computador. Milhares de computadores trabalham juntos para combinar a informação. No topo da hierarquia dos computadores, existe um sistema que decide, em menos de um segundo, qual evento é interessante fisicamente ou não. Existem vários tipos de critérios para selecionar eventos potencialmente significantes, sendo estes responsáveis por reduzir um conjunto de dados de aproximadamente seiscentos milhões de eventos, a poucas centenas de eventos por segundo, que serão investigados em detalhes.

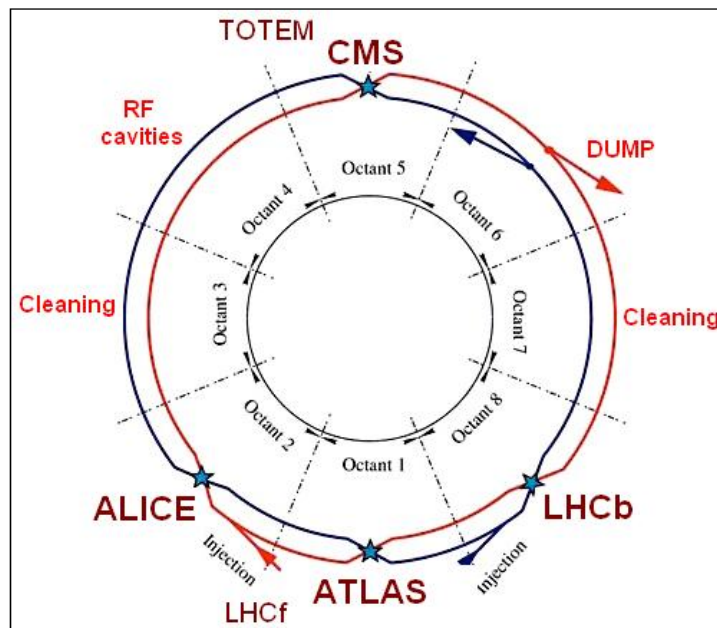
Os detectores do LHC foram desenhados, construídos e comissionados por colaborações internacionais, agrupando cientistas de vários institutos ao redor do mundo. No total, existem quatro grandes detectores: ATLAS, CMS, LHCb e ALICE. Além destes, dois pequenos experimentos operam no LHC: TOTEM e LHCf.

O LHC colide prótons que circulam em direções opostas com energias jamais alcançadas. O colisor jaz dentro de um túnel circular com quase 27 quilômetros em circunferência, com um raio de aproximadamente 4243 metros, e situado cerca de 100 metros abaixo do solo. O túnel começa perto do CERN (Meyrin), e chega perto das montanhas Jura, e continua por baixo da França, chega perto do aeroporto de Genebra na Suíça e volta para o CERN. A figura 13 descreve o esquema destas divisões no interior dos detectores. O LHC não é um círculo perfeito, consistindo de longos arcos de 2.45 quilômetros, e oito seções retas de 545 metros. Os arcos contém momentos de dipolo que curvam a trajetória, com 154 metros em cada arco. Uma inserção consiste de uma longa seção reta mais duas regiões de transição, chamados supressores de dispersão.

Figura 13 - Esquema da divisão dos detectores no interior do túnel no LHC.



(a)



(b)

Legenda: Divisão dos detectores no interior do túnel no LHC. (a) Camadas de detecção. (b) Disposição radial dos experimentos no LHC.

Fonte: CERN-LHC, 2015.

3.1 Detector CMS (Solenóide compacto de múons)

A força de Lorentz¹⁶ é responsável por curvar a trajetória de novas partículas criadas após uma colisão de prótons. De acordo com a carga elétrica, massa e energia, a trajetória das partículas é curvada para ser analisada separadamente. Cada detector tem seu próprio *design* e seu próprio campo magnético.

O detector CMS é um equipamento de 12500 toneladas e contém mais aço que a torre Eiffel. Seu magneto consiste principalmente de três partes: uma bobina supercondutora, um tanque a vácuo e um *yoke* magnético. O solenóide produz um campo axial enquanto que o *yoke* é responsável pelo retorno do fluxo magnético. Devido ao *design* geral do CMS, o *yoke* é dividido em uma parte cilíndrica, o barril na extremidade, e duas tampas compostas de discos finos de 600 mm. O solenóide consiste de 5 módulos distintos de comprimento de 2.5 m. Cada módulo consiste de um cilindro de alumínio com quatro camadas de bobinas, cada uma com 109 voltas. O solenóide funciona com uma campo magnético de 4 T, uma indutância de 12 H e uma energia total armazenada de 2.3 GJ, o que equivale a meia tonelada de trinitro tolueno (TNT).

Em um experimento com um colisor o número de eventos para o sinal é calculado da forma,

$$N_{observado} = \sigma_{processo} \times \epsilon_{detector} \times \int \mathcal{L} dt + N_{background}, \quad (88)$$

onde $\sigma_{processo}$ representa a seção de choque para o sinal, e o termo $\epsilon_{detector}$ é definido como a probabilidade de o sinal ser observado no detector, incluindo a cobertura do detector, eficiência dos cortes e eficiência do detector. O termo $N_{background}$ representa o número de eventos que aparecem no detector sob a mesma seleção de corte e por fim, a quantidade $\int \mathcal{L} dt$ simboliza a luminosidade integrada.

A luminosidade é um dos mais importantes parâmetros de um acelerador de partículas, é uma média do número de colisões que podem ser produzidas em um detector por cm^2/s . Quanto maior o valor de \mathcal{L} , maior será o número de colisões que podem ser observadas.

A luminosidade pode ser obtida semiquantitativamente, relacionando o número de prótons N^2 , porque cada partícula em um pacote pode colidir com outra de qualquer pacote que se aproxima em sua direção. A luminosidade depende do tempo de interação entre os pacotes e a área efetiva da colisão (S_{eff}), que é proporcional à seção de choque do pacote, definida como $4\pi\sigma^2$, ou $16 \times 10^{-4} \text{ cm}$, em que σ é o comprimento transversal do feixe no ponto de interação.

¹⁶ A força de Lorentz resulta da superposição da força elétrica produzida por um campo elétrico \vec{E} , com uma força magnética \vec{B} , isto é: $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$.

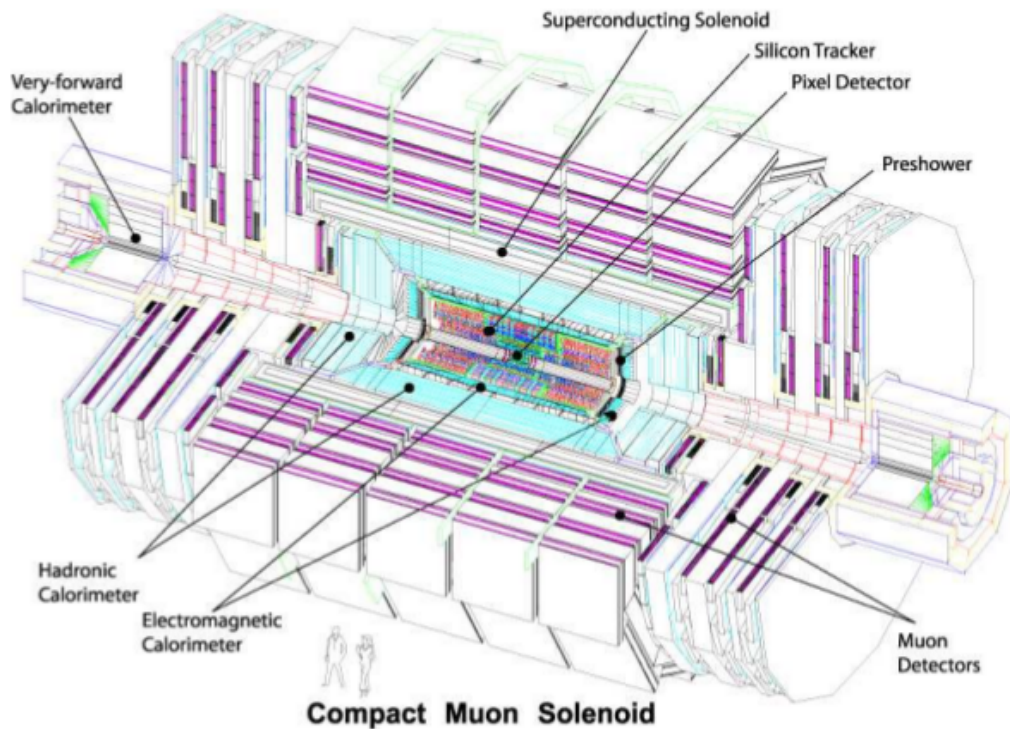
Outro parâmetro a ser considerado é o fator geométrico de redução de luminosidade F , que pode ser menor ou igual a um, devido ao ângulo de espalhamento no ponto de interação. Finalmente, $\mathcal{L} = N^2/t \cdot S_{eff}$, com $N^2 = (1.15 \times 10^{11})^2$, $t = 25 \times 10^{-9}$ s e $S_{eff} = 4\pi(16 \times 10^{-4})^2$ cm², resultando em $\mathcal{L} = 10^{34}$ cm⁻² · s⁻¹.

Se a frequência do feixe é conhecida, pode-se expressar a luminosidade como,

$$\mathcal{L} = f \frac{N_p^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}, \quad (89)$$

onde f representa a frequência dos pacotes que atravessam o detector, N_p , é o número de prótons e $\sigma_{x,y}$ simbolizam os tamanhos dos feixes nas direções x e y . O valor da luminosidade é geralmente expressado como pb⁻¹ (1 pb⁻¹ = 10³⁶ cm⁻²), ou fb⁻¹.

Figura 14 - Esquema da disposição espacial do detector CMS.

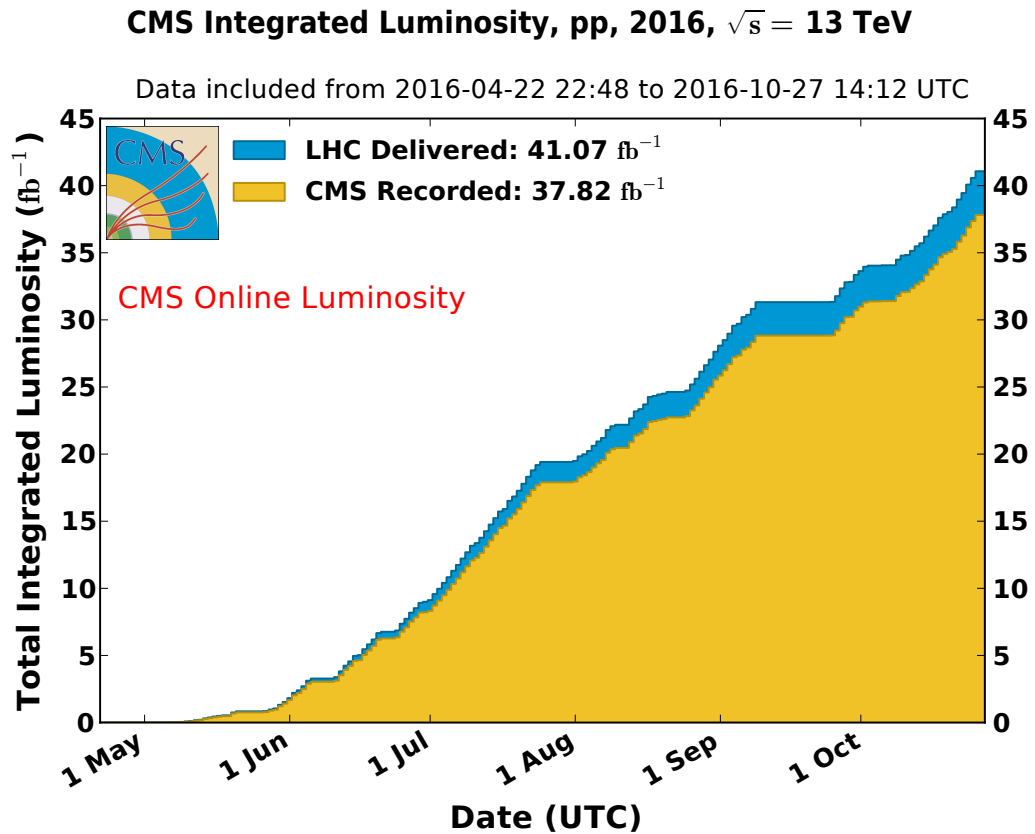


Legenda: Disposição espacial do detector CMS.

Fonte: CERN-CMS, 2014.

A figura 15 exibe a luminosidade integrada em fb^{-1} , entregue aos experimentos do LHC com uma energia do próton de 6.5 TeV. A luminosidade integrada simboliza a luminosidade total entregue em um dado intervalo de tempo. É a medida relacionada ao tamanho dos dados coletados, $L = \int \mathcal{L} dt$, este valor é importante para caracterizar a performance de um acelerador.

Figura 15 - Luminosidade total integrada entregue pelo LHC ao experimento CMS.



Legenda: Luminosidade entregue ao experimento CMS em 2016.

Fonte: CERN-CMS, 2016.

3.2 Variáveis cinemáticas em uma colisão de prótons no LHC

Em um regime de Física de altas energias, se utilizam variáveis cinemáticas para identificar as características das partículas em uma colisão próton-próton. Esta colisão próton-próton pode ser modelada, assumindo a existência dos *momenta* p_A e p_B , no LHC, com uma energia de centro de massa a partir da colisão de *pártons* com *momenta* $p_1 = \xi_1 p_A$ e $p_2 = \xi_2 p_B$, onde ξ_1 e ξ_2 , representam respectivamente a fração de *momentum* carregada pelo *párton* do próton A e pelo *párton* do próton B. Uma colisão entre dois prótons é escrita da forma:

$$\begin{aligned} p_A &= \left(\frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, \frac{\sqrt{s}}{2} \right) \quad ; \quad p_B = \left(\frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, -\frac{\sqrt{s}}{2} \right) \\ p_1 &= \left(\xi_1 \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, \xi_1 \frac{\sqrt{s}}{2} \right) \quad ; \quad p_2 = \left(\xi_2 \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, -\xi_2 \frac{\sqrt{s}}{2} \right) \end{aligned} \quad (90)$$

O *quadrimentum* no sistema do centro de massa partônico é:

$$P_{cm} = \left((\xi_1 + \xi_2) \frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, (\xi_1 - \xi_2) \frac{\sqrt{s}}{2} \right) \quad (91)$$

A rapidez y_{cm} no referencial do centro de massa dos *pártons* é dada por,

$$y_{cm} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\xi_1}{\xi_2} \right), \quad (92)$$

que, se escrita em termos de ξ_1 e ξ_2 , e da massa central M_X , assume a forma,

$$\xi_{1,2} = \sqrt{\frac{m_X^2}{s}} e^{\pm y_{cm}} \quad ; \quad m_X^2 = \xi_1 \xi_2 s. \quad (93)$$

A componente do *momentum* transverso na direção ao feixe, p_T , é calculada em função do ângulo de espalhamento, isto é, $p_T = p \sin \theta$, é compreendido como o *momentum* na direção perpendicular ao feixe. Este *momentum* transverso é invariante sob a ação de um *boost* longitudinal.

O *momentum* ao longo do feixe pode ser resultado apenas das partículas que sobraram do feixe, enquanto o *momentum* transverso está sempre associado com a Física presente no vértice. Quando dois prótons colidem, eles contam com três *quarks* de valência e um número indeterminado de *quarks* e glúons. Desta forma, todos os *quarks* que não interagem mantém intacta a sua alta velocidade, contudo os *quarks* interagentes experimentam uma alteração em sua velocidade, sendo sensíveis à detecção. Ao dirigir-se para a região do *momentum* transverso não nulo, obtém-se um sinal de boa qualidade, que equivale a um processo resultante da interação partônica.

No experimento CMS, os feixes de prótons circulam em sentido horário e anti-horário, definido como sentido positivo a direção do eixo z no sentido anti-horário. A

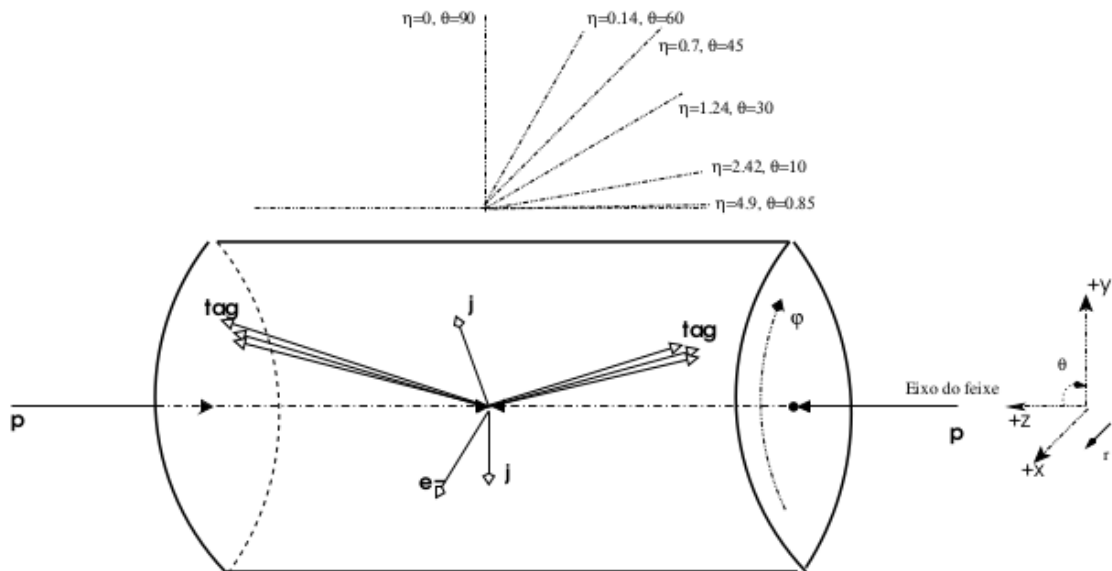
origem do sistema de coordenadas xyz é o ponto de colisão, com os eixos x e y apontando radialmente para o centro do anel de colisão e para cima respectivamente. O ângulo azimutal ϕ é medido a partir do eixo x no plano xy e o ângulo polar θ , é medido a partir do eixo z em direção ao plano xy .

Em colisões usa-se com frequência a variável cinemática pseudorapidez η , definida como,

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) = \ln \cot \frac{\theta}{2}, \quad (94)$$

em substituição ao ângulo polar θ , para se medir a inclinação de espalhamento das partículas em relação ao eixo do feixe. As diferenças na pseudorapidez, $\Delta\eta$, são invariantes sob *boosts* de Lorentz ao longo deste eixo.

Figura 16 - Regiões de pseudorapidez.



Legenda: Esboço de um detector, onde destacam-se as regiões de pseudorapidez.

Fonte: CERN-CMS, 2015.

A massa invariante ou massa de repouso, é representada por,

$$M_{Inv} = \sqrt{(p_1 + p_2 + \dots)^2}, \quad (95)$$

onde p_i são os *quadrimentos* individuais. Esta variável é útil para testar se o conjunto de partículas é o produto do decaimento de partículas singulares. Por exemplo, para um bóson Z , a massa invariante M_{ll} apresenta um pico em M_Z .

O *momentum* transverso ausente, \vec{p}_T , é definido por $\vec{p}_T = -\sum_i \vec{p}_{Ti}$ onde o índice i representa cada *momentum* das partículas visíveis. Essa variável é importante para

determinar se o estado final de decaimento consiste de neutrinos, grávitrons, etc. Em casos em que existe o decaimento de um bóson W em um lépton e seu respectivo neutrino, por exemplo, a massa transversa pode ser medida como,

$$M_T^2 = (E_{T,1} + E_{T,2})^2 - (p_{T,1} + p_{T,2})^2, \quad (96)$$

onde E_T representa a energia transversa de cada partícula i , sendo definida como $E_T = E \times \sin \theta$. Para partículas filhas¹⁷, com massa nula, $m_1 = m_2 = 0$, tais quais fótons, a energia transversa é simplificada para $E_T = |\vec{p}_T|$, de forma que a massa transversa assume a forma,

$$M_T^2 \rightarrow 2E_{T,1}E_{T,2}(1 - \cos \phi), \quad (97)$$

onde ϕ representa o ângulo entre as partículas filhas no plano transverso. A massa transversa exibe um limite determinado pela relação, $M_T \leq M$, tal propriedade foi utilizada, por exemplo, para determinar a massa do bóson W no Tevatron.

As variáveis polares também podem ser analisadas no processo, tal como a diferença azimutal ($\Delta\phi$), e a separação no plano (θ, ϕ) que é denotada por ΔR , usada para definir a abertura do cone de um jato,

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}. \quad (98)$$

Em aceleradores de partículas, é conhecido normalmente o ponto de interações das partículas. Os produtos desses eventos podem se espalhar em todas as direções, entretanto, devido a limitações técnicas, ou até mesmo econômicas, pode-se adotar uma hierarquia na análise, onde uma determinada colisão pode ser estudada com uma finalidade determinada. Uma região na qual as partículas podem ser detectadas é denominada aceitação. É possível ocorrer que em uma análise, um dado processo detectável, esteja ligado à energia das partículas no estado final. Nesta situação, a sua aceitação não é dada apenas em função da direção no eixo xyz , como também da energia da partículas. Por exemplo, a aceitação ξ estabelece um limite físico que um detector possui e onde, consequentemente, pode prover resultados confiáveis.

Por exemplo, a análise da Física acessível no LHC é dada como função da luminosidade integrada e da resolução ótica padrão dos feixes no LHC, $\beta^* = 0.5$ m. Neste

¹⁷ Em Física de partículas, geralmente se atribui um conceito de descendência às partículas, assinalando para as partículas existentes na colisão um certo grau de parentesco. O grau de mãe é associado as provenientes imediatamente desta interação.

cenário os Roman Pots¹⁸ do experimento da colaboração TOTEM¹⁹ são situados a uma distância de 210/220 m do ponto de interação do CMS e possuem uma cobertura para eventos dentro do limite da aceitação, $0.02 < \xi < 0.2$, onde ξ é a fração de *momentum* perdida do próton.

A baixas luminosidades ($\approx 10^{28} - 10^{30} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), estudos podem ser realizados com uma resolução ótica maior que 0.5 m, onde a cobertura da aceitação dos *Roman Pots*, situados a 210/220 m, seria mais ampla e a resolução no canal t seria incrementada devido à pequena dispersão do *momentum* transversal do feixe.

Para luminosidades instantâneas (maiores de $10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), eventos inclusivos difrativos simples (SD) da forma, $pp \rightarrow pX$, bem como eventos inclusivos de troca dupla de Pomeron (DPE), $pp \rightarrow pXp$, pode-se requerer, se existir, a presença de uma ou duas lacunas de rapidez no evento para serem analisadas. O próton espalhado pode ser detectado no limite $0.02 < \xi < 0.2$, e a cinemática do evento pode ser completamente mensurada.

A variável M_X definida anteriormente é entendida como a massa invariante do estado final hadrônico, utilizando-se a fração de *momentum* dos prótons principais intactos que se distanciam do ponto de interação. Ela é determinada como função da fração perdida de *momentum* dos prótons principais (admitindo que ambos não se dissociam), e da energia do centro de massa envolvida na colisão, sendo definida por $M_X = \sqrt{s\xi_1\xi_2}$. Tal variável pode ser definida também para os casos em que apenas um próton se mantém intacto, $M_X = \sqrt{s\xi_1}$. A vantagem da análise de M_X reside no fato de que pode-se beneficiar das boas resoluções de ξ dos detectores de prótons espalhados para frente, para se obter uma boa resolução de massa, e medir precisamente as propriedades cinemáticas do objeto produzido, sendo um meio ideal para procurar novas ressonâncias ou evidências de uma nova Física.

As seções de choque dos processos SD e DPE, bem como sua dependência, mesmo na ausência de uma escala dura, são quantidades importantes a serem mensuradas no LHC. Estas seções de choque equivalem respectivamente a 15% e 1% da seção de choque total para colisões próton-próton. A dependência com a energia é um parâmetro fundamental da QCD não perturbativa.

¹⁸ Roman Pots são dispositivos móveis especiais inseridos diretamente no tubo de vácuo do feixe.

¹⁹ A colaboração TOTEM é dedicada à medição precisa da seção de choque de interação próton-próton.

4 PROCESSO DE FOTOPRODUÇÃO E SIMULAÇÃO DE MONTE CARLO

O estudo da interação entre fótons foram amplamente estudados nos colisores HERA e LEP, em processos que envolvem trocas de fótons colineares quasi-reais, advindo do elétron. Na maior parte destes estudos, o setor hadrônico da Física de fótons foi investigado a energias limitadas. De similar maneira, uma fração significativa de colisões próton-próton no LHC envolvem interações fotônicas (quasi-reais), ocorrendo, no entanto, a energias além da escala de energia do setor eletrofraco. O LHC pode ser considerado como um colisor fóton-fóton ($\gamma\gamma$), fóton-próton (γp) ou próton-próton (pp) a altas energias. As pesquisas destas interações entre fótons são possíveis no LHC, graças as sólidas assinaturas experimentais de eventos envolvendo troca de fótons, tal qual a presença de prótons e grandes lacunas de rapidez, ambos na direção para frente. Todavia, para se identificar processos induzidos por fótons induzidos eficientemente, e, ao mesmo tempo, manter os *backgrounds*²⁰ sob controle, algumas destas reações estudadas requerem detectores dedicados de prótons na direção para frente capazes de medir a troca de *momentum* dos fótons.

A aproximação de fóton equivalente (EPA²¹) pode ser usada com sucesso para descrever a maioria dos processos envolvendo troca de fótons, de forma que a amplitude de um dado processo pode ser fatorizada em uma troca de fótons e o processo em análise, que é a parte da interação do fóton (PIERZCHALA; PIOTRZKOWSKI, 2008). O fator de sobrevivência de eventos fóton-fótons, ligado a QED, está implementado no FPMC, cujo valor será discutido posteriormente. As seções de choque para os processos inelásticos $\gamma\gamma$, podem ser convoluídas com o espectro do fóton, $dN(x, Q^2)$, para obter as seções de choque pp , onde x é a fração entre a energia do fóton E_γ e a energia do feixe, sendo dado por $x = E_\gamma/E$ e a Q^2 é sua virtualidade conforme CHATRCHYAN et al. (2014),

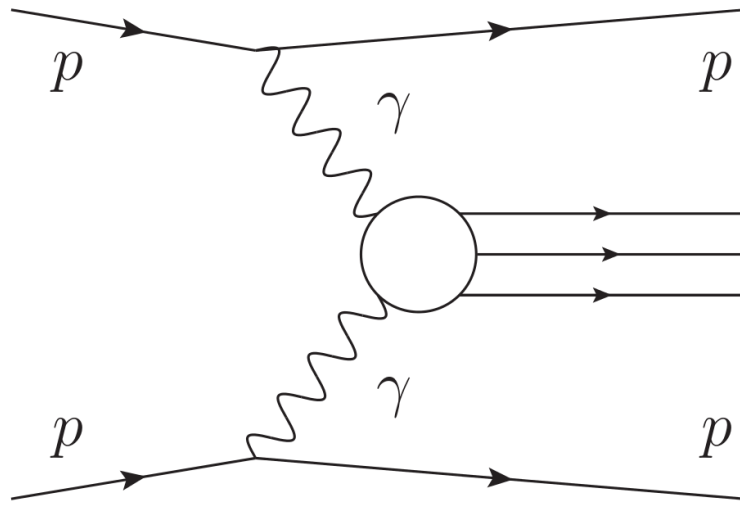
$$d\sigma_{pp} = \sigma_{\gamma\gamma} dN_1 dN_2. \quad (99)$$

Os fótons quasi-reais, isto é, que apresentam uma baixa virtualidade, ($Q^2 = -q^2$), são emitidos pelo prótons incidentes na reação $p p \rightarrow p X p$, produzindo um objeto de alta massa X , resultante de uma troca de fótons $\gamma\gamma \rightarrow X$ conforme a figura 17. Os prótons intactos se afastam da interação em pequenos ângulos, aproximadamente menores que $100 \mu\text{rad}$ e o sistema central é o único objeto a ser produzido, sem a presença de resíduos

²⁰ Entende-se *background* qualquer processo no Modelo Padrão que seja capaz de suplantar ou mimetizar um sinal particular.

²¹ *Equivalent Photon Approximation*. Esta terminologia será adotada ao longo desta tese.

Figura 17 - Ilustração da produção de um sistema central via fusão de dois fótons.



Legenda: Produção de dois fótons de uma sistema central no LHC.

Fonte: ROYON; CHAPON; KEPKA, 2009, p. 2.

dos prótons. A principal desvantagem do uso de um fluxo de fótons é devido ao fato da luminosidade relativa diminuir o aumento da massa invariante dos dois fótons. A dependência do processo com o fluxo adotado será estudada em trabalhos futuros.

No caso de eventos próton-próton, a fórmula de Weizsacker-Williams formulada em FRIXIONE et al. (1993) que descreve a emissão de fótons deve ser substituída pelo fluxo de Budnev BUDNEV et al. (1975). Esta fórmula transforma o caso de uma colisão elástica de prótons em uma troca de fótons, cuja aproximação é dada pela equação (100),

$$dN = \frac{\alpha}{\pi} \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \frac{dQ^2}{Q^2} \left[\left(1 - \frac{E_\gamma}{E}\right) \left(1 - \frac{Q_{min}^2}{Q_0^2}\right) F_E + \frac{E_\gamma^2}{2E^2} F_M \right], \quad (100)$$

onde $F_M = G_M^2$, $F_E = (4m_p^2 G_E^2 + Q^2 G_M^2)/(4m_p^2 + Q^2)$, $G_E^2 = G_M^2/\mu_p^2 = (1 + Q^2/Q_0^2)^{-4}$ com o momento magnético do prótons $\mu_p^2 = 7.78$ e a escala ajustada $Q_0^2 = 0.71 \text{ GeV}^2$. Os fatores eletromagnéticos exibem uma queda acentuada como função de Q^2 , esta é a razão pela qual a seção de choque de dois fótons pode ser fatorizada em um elemento de matriz e dois fluxos de fótons. Para se obter a produção da seção de choque, os fluxos de fótons são integrados sobre Q^2 ,

$$f(E_\gamma) = \int_{Q_{min}^2}^{Q_{max}^2} \frac{dN}{dE_\gamma dQ^2} dQ^2, \quad (101)$$

até um valor suficientemente grande na ordem de $Q_{max}^2 \approx 2 - 4 \text{ GeV}^2$.

Então,

$$dN(E_\gamma) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \left(1 - \frac{E_\gamma}{E}\right) \left[\varphi\left(\frac{Q_{max}^2}{Q_0^2}\right) - \varphi\left(\frac{Q_{min}^2}{Q_0^2}\right) \right], \quad (102)$$

onde a função φ é definida como,

$$\begin{aligned} \varphi(x) = & (1 + ay) \left[-\ln(1 + x^{-1}) + \sum_{k=1}^3 \frac{1}{k(1+k)^k} \right] + \frac{(1-b)y}{4x(1+x)^3} \\ & + c \left(1 + \frac{y}{4}\right) + \left[-\ln \frac{(1+x-b)}{1+x} + \sum_{k=1}^3 \frac{b^k}{k(1+k)^k} \right], \end{aligned} \quad (103)$$

$$\begin{aligned} y &= \frac{E_\gamma^2}{E(E - E_\gamma)}, \quad a = \frac{1}{4}(1 + \mu_p^2) + \frac{4m_p^2}{Q_0^2} \approx 7.16, \\ b &= 1 - \frac{4m_p^2}{Q_0^2} \approx -3.96, \quad c = \frac{\mu_p^2 - 1}{b^4} \approx 0.028. \end{aligned} \quad (104)$$

A contribuição da integral acima de $Q_{max}^2 \approx 2 \text{ GeV}^2$ é muito pequena. A integração em Q^2 do fluxo de fótons também descrece rapidamente como função da energia do fóton E_γ , implicando no fato de que a produção de dois fótons é dominante para baixos valores de massa $W \approx 2\sqrt{E_{\gamma 1} E_{\gamma 2}}$. Integrando o produto dos fluxos de fótons $f(E_{\gamma 1}) \cdot f(E_{\gamma 2}) \cdot dE_{\gamma 1} \cdot dE_{\gamma 2}$ de ambos os prótons sobre a energia dos fótons, enquanto se mantém fixa a massa invariante dos fótons $W_{\gamma\gamma}$, obtém-se espectro de luminosidade efetiva $dL_{\gamma\gamma}/dW_{\gamma\gamma}$.

Quando as seções de choque dos fótons não são sensíveis à virtualidade do fóton, introduz-se o espectro de luminosidade efetiva, $L_{\gamma\gamma}$, na equação (99). A seção de choque para a produção de dois fótons se torna,

$$\sigma_{pp} = \int_{W_0}^{\sqrt{s}} \sigma_{\gamma\gamma} \frac{dL_{\gamma\gamma}}{dW_{\gamma\gamma}} dW_{\gamma\gamma}, \quad (105)$$

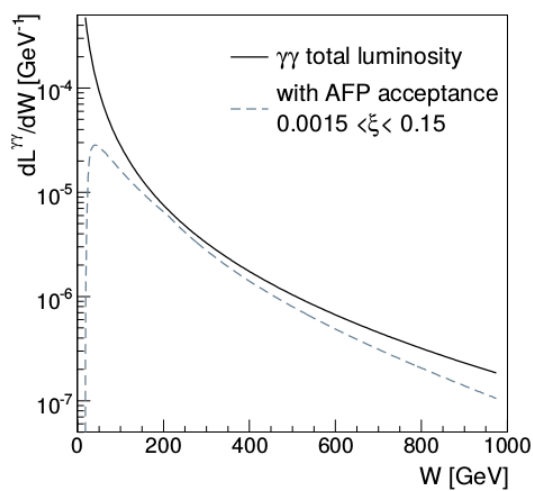
onde $\frac{dL_{\gamma\gamma}}{dW_{\gamma\gamma}}$ é definida pela equação (106) e o valor da energia do centro de massa, s , é definido como $4E^2$.

$$\frac{dL_{\gamma\gamma}}{dW_{\gamma\gamma}} = \int_{W_{\gamma\gamma}^2/s}^1 2W_{\gamma\gamma} f_\gamma(x) f_\gamma\left(\frac{W_{\gamma\gamma}^2}{xs}\right) \frac{dx}{xs}. \quad (106)$$

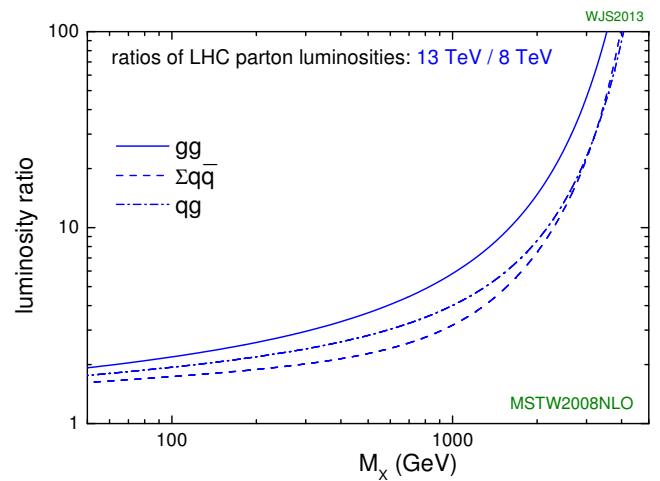
A luminosidade efetiva da produção de dois fótons, dois glúons e dois *quarks* é exibida na figura 18, onde se compara o espectro dos fótons dentro da aceitação dos detectores para a frente do ATLAS ou CMS. A primeira análise foi feita por (PIERZCHALA; PIOTRZKOWSKI, 2008). A produção de objetos pesados é particularmente interessante no LHC onde novas partículas poderiam ser produzidas em um local de detecção limpo. A

taxa de produção de objetos massivos é, contudo, limitada pela luminosidade dos fótons para altos valores da massa invariante. A luminosidade integrada para os dois fótons acima de W_0 , onde $W_0 > 23 \text{ GeV}$, $2 \times m_W \approx 160 \text{ GeV}$, e 1 TeV é respectivamente 1%, 0.15% e 0.007% da luminosidade total integrada em todo o espectro de massa. O espectro da luminosidade foi calculado utilizando o limite superior $Q_{max}^2 = 2 \text{ GeV}^2$ por integração numérica (ROYON; CHAPON; KEPKA, 2009). O espectro da luminosidade dentro da aceitação dos detectores para a frente para a detecção dos prótons intactos $0.0015 < \xi < 0.15$ é apresentada também na figura 18 (calculada no limite $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$, usando $E_\gamma = \xi E$).

Figura 18 - Luminosidade efetiva relativa da produção de dois fótons em colisões pp para $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$.



(a)



(b)

Legenda: Luminosidade efetiva relativa como função da massa invariante no LHC. (a) Dois fótons.

(b) Distribuição de glúons e *quarks*.

Fonte: (a) ROYON; CHAPON; KEPKA, 2009, p. 3.

Fonte: (b) STYRILIN, 2013.

4.1 Geradores de eventos utilizados na análise

Esta análise vai empregar o gerador de Monte Carlo, denominado *Forward Physics Monte Carlo* (FPMC), com o objetivo de simular processos inelásticos que ocorrem em colisões hádron-hádron, no qual um hádron, ou ambos, permanecem intactos conforme BOONEKAMP et al. (2011) (discutido no capítulo 5). O foco do FPMC é simular processos nos quais uma grande massa é produzida na região central de pseudorapidez. Tal fato permite a aplicação de métodos perturbativos para obter previsões para produções de bósons eletrofracos, díjetos, bósons de Higgs e pares de léptons. O FPMC é construído a partir de outro gerador de Monte Carlo, o HERWIG cujo manual se encontra em CORCELLA et al. (2002). A diferença, todavia, reside no fato de que no FPMC, o processo difrativo inclusivo e exclusivo em uma colisão hádron-hádron baseia-se em uma alteração no registro de eventos, no qual os feixes de elétrons e^+e^- são substituídos por prótons difrativos. Os parâmetros padrão da massa dos bósons W e Z são 80.42 GeV e 91.188 GeV respectivamente. O seno quadrado do ângulo de Cabibbo calculado pelo FPMC, relacionado aos elementos de matriz Cabibbo-Kobayashi-Maskawa é dado por $\theta_{cabibbo} = 0.2209$ e $\sin^2 \theta_{cabibbo} = 0.0488$.

O cálculo do fluxo de fótons no FPMC é selecionado através de um cartão de processo, cuja opção escolhida, para este evento em específico deve ser NFLUX=15. Esta implementação do fluxo de Budnev²² é encontrada no arquivo *fpmc.f*,

```
C---Budnev photon flux
Q2MIN = Z*Z*0.88d0/(1d0-Z)/QSCALE
Q2MAX = TMAX/QSCALE
F = ALPHA E/PI*(1d0-Z)/Z*(PHI(Q2MAX,Z)-PHI(Q2MIN,Z))
PARAMETER (QSCALE=0.71d0,BUD=1d0)!5.4d-6)
data a/7.16/,b/-3.96/,c/0.028/
  y = z*z/(1-z)
  sum1 = 0.
  sum2 = 0.
  do k=1,3
    sum1=sum1+1./(k*(1.+q2)**k)
    sum2=sum2+b**k/(k*(1.+q2)**k)
  enddo
  phi = (1.+a*y)*(-dlog(1+1/q2)+sum1)+(1-b)*y/(4*q2*(1+q2)**3)
  phi = phi +c*(1+0.25*y)*(dlog((1+q2-b)/(1+q2))+sum2)
```

²² O valor utilizado como *input* para a massa do próton é 0.938 GeV, de forma que, $0.938 \times 0.938 = 0.88 \text{ GeV}^2$ e o valor usado para a constante de estrutura fina é de $1/137 = 0.00729927$.

Os parâmetros da análise do FPMC são ajustados através de *flags* que determinam os valores a serem considerados para o cálculo da seção de choque de um determinado processo. Alguns *flags* são descritos abaixo:

- NFLUX → Selecciona o fluxo utilizado em uma colisão próton-próton, por exemplo, um fluxo fóton-fóton, um fluxo Pomeron-Pomeron, um fluxo Reggeon-Reggeon, fluxo de Pomeron-Reggeon (Reggeon-Pomeron), etc.
- YWWMIN e YWWMAX → Mínima e máxima fração de *momentum* perdida (ξ) do hádron colidido. Assume valores compreendidos no intervalo $[0,1]$. Como ilustração a aceitação de um detector genérico na direção para a frente está compreendida no intervalo $[0.015 < \xi < 0.15]$. Por exemplo, para um processo em que ambos os prótons permanecem intactos, ocorrido com uma energia de centro de massa $\sqrt{s} = 14$ TeV, a aceitação máxima do detector é de aproximadamente 2.1 TeV.
- IPROC → Define o processo estudado. Por exemplo, o processo que contém todos os tipos de decaimento do bóson W , $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$, é escolhido pela opção 16010, enquanto que o processo exclusivo dileptônico, $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$, é selecionado pela opção 16008.
- Q2WWMIN e Q2WWMAX → Representam respectivamente o mínimo e o máximo valor quadrático absoluto de transferência de *quadrimentum*, t , compreendido entre os valores $[0,4]$.
- TYPEPR → Define se o dado processo é exclusivo (“EXC”) ou inclusivo (“INC”).
- EEMIN e EEMAX → Massa dileptônica (mínima e máxima) no processo *Drell-Yan*.

Para o modelo com acoplamentos anômalos dos fótons aos bósons de calibre e o Modelo Padrão, o FPMC utiliza uma interface externa com o programa CompHEP, onde a função triangular e as amplitudes geradas, são escritas em um arquivo padrão *wrapper*²³ construído na linguagem C++ (o FPMC é construído na linguagem FORTRAN). Para implementar o código do CompHEP no FPMC, deve-se entender como o elemento de matriz é calculado e atribuir o peso de cada subprocesso dentro do arquivo *herwig6500.f*. A subrotina que implementa o processo $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ é identificada como *HWHQPM* no arquivo padrão do HERWIG.

O peso do subprocesso do evento no HERWIG implementado no FPMC, é dado pela taxa da seção de choque diferencial no que diz respeito a transferência de *momentum*,

²³ Este tipo de formato é geralmente utilizado para adaptar a interface de uma classe, fazendo com que o objeto cliente, neste caso o FPMC, utilize a rotina de tarefas de outros objetos (CompHEP).

p_T em nb, integrado sobre o ângulo azimutal, φ , e dividido pela sua normalização,

$$W = \frac{1}{cg(t_i)} \int \frac{d\sigma(t_i)}{dtd\varphi} d\varphi \quad (107)$$

A transferência de *momentum*, p_T , é gerada de acordo com a distribuição $1/p_T$, em duas situações: na primeira abordagem, a variável é gerada no limite de $1/p_T$ para $t_{min} < t < t_{max}$, que corresponde a ângulos situados no limite, $0 < \theta < \pi/2$, ou seja, apenas metade do alcance permitido. Então um número aleatório é dado entre zero e um. Na metade deste casos, a variável p_T é mudada para uma variável de Mandelstam, sendo calculado através da relação $p_T = 2m_W - s - u$. Os fatores correspondentes adicionados ao peso da distribuição, relacionados à geração de p_T , são dados por,

$$-2. \ln \left(\frac{p_T^{max}}{p_T^{min}} \right) . MAX(t, u). \quad (108)$$

A função $MAX(t, u)$ representa o valor efetivo de $1/g(t_i)$ após a mudança das variáveis u e t , de modo que o logaritmo está relacionado à normalização de $1/p_T$ da densidade de função de probabilidade, e o fator 2 surge do fato de que o *momentum* p_T , foi gerado apenas na metade de limite permitido $0 < \theta < \pi$. A equação que denota a seção de choque diferencial para o caso $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ é dada por,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2} \frac{\lambda^{1/2}(s, m_3, m_4)}{\lambda^{1/2}(s, m_1, m_2)} |\mathcal{M}|^2, \quad (109)$$

onde \mathcal{M} é definido como o elemento de matriz do processo, ao passo que a função triangular assume a forma,

$$\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2xz, \quad (110)$$

e m_1, m_2 e m_3, m_4 representam as massas das partículas nos estados iniciais e finais respectivamente. No caso em questão, isto é, a análise de uma troca de fótons, as variáveis são definidas como $m_1 = m_2 = 0$. Por outro lado, os bósons vetoriais são definidos como $m_3 = m_4 = m_W$. As funções triangulares são definidas para s^2 e $s^2\beta^2$ respectivamente. A função $\beta = \sqrt{1 - 4m_W^2/s}$, representa a velocidade do bóson vetorial no referencial do centro de massa. Usando a relação para o Jacobiano, $|dp_T/d\cos(\theta)| = s\beta/2$, a seção de choque diferencial, φ , pode ser definida como,

$$\int \frac{d\sigma}{dp_T d\varphi} d\varphi = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \left| \frac{d(\cos\theta)}{dp_T} \right| d\varphi = \frac{4\pi}{64\pi^2 s^2} |\mathcal{M}|^2, \quad (111)$$

cuja fatorização no FPMC assume a forma,

$$FACTR = -GEV2NB * 2 * LOG(TMAX/TMIN) * MAX(T, U) * 2 * PIFAC / (64. * PIFAC ** 2) / S ** 2 * 2d0 * AMP2,$$

esta implementação está contida no arquivo *fpmc.f*. O fator de conversão presente na

implementação obedece a relação entre GeV e nb, $GEV2NB = 389379$ nb/GeV. A amplitude, identificada como $AMP2$, é gerada no CompHEP, o que pode ser encontrado no diretório²⁴ no interior do FPMC, em um arquivo no formato C++, `comphep_wrapper.cpp`, que calcula a função triangular que será multiplicada pelo elemento de matriz no processo $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$. Este cálculo no interior do arquivo é identificado como,

```
double amp2 = anom_aaww::sqme(*_s, *_t, *_mw).
```

O FPMC será empregado também nesta análise para simular processos hadrônicos, no qual dois jatos finais são criados através de fluxos resultantes da troca de Pomerons e Reggeons, esta implementação é codificada como,

```
c...Cox-Forshaw pomeron flux:
```

```
    IF(NFLUX.EQ.9) THEN
      V = DEXP(-(Bpom+2.D0*alphaPp*DLOG(1.D0/Z))*TMIN)-
+      DEXP(-(Bpom+2.D0*alphaPp*DLOG(1.D0/Z))*TMAX)
      W = 1.D0/(Bpom+2.D0*alphaPp*DLOG(1.D0/Z))
      X = 1.D0/(Z**(2.D0*alphaP-1.D0))
      F = X*W*V
```

```
c...Cox-Forshaw reggeon flux:
```

```
    ELSEIF (NFLUX.EQ.10) THEN
      V = DEXP(-(Breg+2.D0*alphaRp*DLOG(1.D0/Z))*TMIN)-
+      DEXP(-(Breg+2.D0*alphaRp*DLOG(1.D0/Z))*TMAX)
      W = 1.D0/(Breg+2.D0*alphaRp*DLOG(1.D0/Z))
      X = 1.D0/(Z**(2.D0*alphaR-1.D0))
      F = Cr*X*W*V
```

$\alpha_{Pp}=0.06$, $B_{pom}=5.5$, $\alpha_R=0.50$, $\alpha_{Rp}=0.30$, $B_{reg}=1.6$

O processo utilizado nesta análise é escolhido pelo número de processo **IPROC=11500**, e o *flag* que representa um processo realizado mediante uma troca dupla de Pomeron em um canal de dijetos, $PP \rightarrow jj$, é $NFLUX=9$. Para uma troca dupla de Reggeon, $RR \rightarrow jj$, o número é 10, e, no caso em que assume-se um estado em que os fluxos estão misturados, $(PR, RP) \rightarrow jj$, eles são 19 e 21 respectivamente. O parâmetro IFIT representa o ajuste realizado pela colaboração HERA para a extração da PDF difrativa. O valor adotado nesta análise corresponde ao *FIT B* na tabela 5, indicada pelo *flag* $IFIT=101$.

O declive difrativo $B_{P,R}$ e a trajetória de Regge, $\alpha_{P,R} = \alpha_{P,R}(0) + t\alpha'_{P,R}$, são ajustados de acordo com os dados obtidos pela colaboração H1, e, em altas energias, assume-se que a contribuição do Pomeron se sobrepõe àquela do Reggeon.

²⁴ Contido no diretório geral, `pathtoyourFPMC/External/comphep_interface`

Tabela 5 - Parâmetros de ajuste da PDF difrativa.

Fits	$\Phi_{\mathbb{P},\mathbb{R}/p}$	$\alpha(0)$	α'	$n_{\mathbb{R}}$	B
A	\mathbb{P}	1.118 ± 0.008	$0.06_{-0.06}^{+0.19} \text{ GeV}^{-2}$	-	$5.5_{-2.0}^{+0.7} \text{ GeV}^{-2}$
	\mathbb{R}	0.5 ± 0.10	$0.3_{-0.3}^{+0.6} \text{ GeV}^{-2}$	$(1.7 \pm 0.4) \times 10^{-3}$	$1.6_{-1.6}^{+0.4} \text{ GeV}^{-2}$
B	\mathbb{P}	1.111 ± 0.007	$0.06_{-0.06}^{+0.19} \text{ GeV}^{-2}$	-	$5.5_{-2.0}^{+0.7} \text{ GeV}^{-2}$
	\mathbb{R}	0.5 ± 0.10	$0.3_{-0.3}^{+0.6} \text{ GeV}^{-2}$	$(1.4 \pm 0.4) \times 10^{-3}$	$1.6_{-1.6}^{+0.4} \text{ GeV}^{-2}$

Legenda: Valores usados para os parâmetros que caracterizam os ajustes de PDFs difrativas (IFIT), localizados na rotina HWSFUN.

Fonte: AKTAS et al, 2006.

O pacote CompHEP encontrado em BOOS et al. (2004) é utilizado para cálculos automáticos de decaimentos de partículas elementares e as propriedades da colisão na ordem mais baixa da teoria de perturbação, isto é, a nível de árvore. Pode-se criar um modelo e alterar parâmetros de acordo com a necessidade do usuário. O pacote CompHEP consiste de duas partes: a parte simbólica e a parte numérica. A característica simbólica permite que sejam selecionados processos, especificando o tipo de decaimento ($1 \rightarrow 2, \dots, 5$) e tipos de colisões $2 \rightarrow 2, \dots, 4$. Pode-se, adicionalmente, visualizar os diagramas de Feynman, e se for da vontade do usuário, excluí-los. A parte numérica permite modificar no processo, os parâmetros físicos, tais como: energia total, carga, massa etc. Podem-se introduzir cortes cinemáticos, armazenar valores calculados para os elementos de matriz em um arquivo que serão utilizados em uma geração de eventos posterior.

O pacote HepMC (DOBBS; HANSEN, 2001) tem como objetivo descrever e armazenar eventos. Sua estrutura de código baseia-se na linguagem C++. Para um tamanho fixo de blocos de estruturas em comum, utiliza ferramentas do FORTRAN, sendo aplicado em geradores de Monte Carlo para Física de altas energias. Extensões como HEPEVT e arquivos padrão HEP do FORTRAN são aceitos. As matrizes de densidade de *spin* podem ser armazenadas para cada vértice, padrões de fluxo, tais quais fluxos de cor. Partículas e vértices são armazenados separadamente em uma estrutura gráfica, refletindo, deste modo, a evolução do evento físico. Esta informação é utilizada como *input* para uma simulação de detectores (DELPHES, GEANT), e permite que físicos experimentais associem as previsões teóricas aos *hits* nos detectores. Apesar de fornecer um conjunto de informações para a análise de Monte Carlo, o HepMC não conserva diretamente a carga

partícula, tornando impossível reconstruir de forma efetiva o processo físico em determinadas análises. Em virtude disso, se faz necessário incluir no código de análise, um pacote denominado HepPDT contido em GARREN et al. (2009), que armazena no arquivo de saída informações sobre a carga, identificação pelo número atribuído à partícula (PDG), adotado convencionalmente pela literatura científica, massa nominal, partículas constituintes e informação de *spin*. Este pacote é projetado para ser utilizado por qualquer ferramenta de simulação de Monte Carlo. Em particular nesta tese, o código escrito para o HepMC utiliza a tabela de informação das partículas a partir do HepPDT.

O pacote ROOT oferece uma biblioteca fornece um conjunto com as funcionalidades necessárias para manipular e analisar grandes quantidades de dados (BRUN; RADEMAKERS, 1997). Uma vez que os dados tenham sido definidos como um conjunto de objetos, após a geração de eventos, como por exemplo, uma simulação de Monte Carlo, os métodos de armazenamento especializados utilizados pelo ROOT proporcionam um acesso direto aos atributos separados dos objetos selecionados, sem ter que lidar com a maior parte do volume dos dados, resultando assim em uma utilização menor da memória do computador, diminuindo o tempo de processamento. Incluem-se dentre os métodos projetados no interior do ROOT, histogramação em um número arbitrário de dimensões, ajustes de curva, avaliação de função, minimização, gráficos e classes de visualização que permitem uma fácil configuração de um sistema de análise, consultando e/ou processando os dados de forma interativa ou em blocos.

O pacote FastJet (CACCIARI; SALAM; SOYEZ, 2012) é construído na linguagem C++ e inclui implementações nativas de todos os processos $2 \rightarrow 1$ de recombinação de algoritmos de jatos para colisões próton-próton e elétron-pósitron. Os arquivos contidos em sua biblioteca podem ser utilizados com outros pacotes²⁵, possibilitando uma análise em diferentes níveis. O pacote também provê meios de facilitar a manipulação da subestrutura dos jatos, bem como a estimativa da contaminação de jatos por *pile-up*²⁶, estimativa de eventos subjacentes e determinação das áreas dos jatos.

É possível classificar a maioria dos algoritmos de jatos em duas classes: algoritmos de recombinação sequencial e algoritmos de cone. Algoritmos de recombinação sequencial usualmente identificam os pares de partículas que estão mais próximas na mesma medida de distância, os recombina, e então repetem à exaustão o processo, até que um critério de parada previamente estabelecido seja alcançado. A distância mensurada é relacionada, geralmente, à estrutura de divergências na QCD perturbativa. O algoritmos de recombinação sequencial diferem, principalmente, nas escolhas particulares da distância medida e critério de parada. Algoritmos de cone agregam partículas dentro de um cone específico

²⁵ Nesta tese o pacote FastJet será, por exemplo, utilizado junto com o FPMC e o ROOT.

²⁶ Este conceito e suas implicações serão tratados posteriormente.

em regiões angulares, tais quais: a soma do *quadrimentum* das partículas contidas em um dado eixo de um cone estável. Pelo fato da radiação e hadronização da QCD não alterarem a direção do fluxo de energia do párton, os cones estáveis estão fisicamente próximos aos pártons originais. As diferenças entre os vários algoritmos residem na estratégia assumida na busca por cones estáveis (iterativo ou exaustivo), e o procedimento utilizado para os casos onde a mesma partícula é encontrada em múltiplos cones estáveis.

O algoritmo k_t , utilizado pela interface do FastJet, envolve a distância medida (simétrica), d_{ij} , entre todos os pares de partículas rotulada pelos índices i e j ,

$$d_{ij} = d_{ji} = \min(p_{ti}^{2p}, p_{tj}^{2p}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (112)$$

onde p_{ti} é definido como o *momentum* transverso da partícula i , com respeito ao feixe na direção z , $\Delta R_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$, sendo a rapidez dada por $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E_i + p_{zi}}{E_i - p_{zi}}$ e, por fim, ϕ_i representa o ângulo azimutal. Vale ressaltar que ao generalizar o algoritmo k_t , podem-se distinguir as categorias:

- Se $p = 1$ (Algoritmo k_t): segue-se a estrutura de *branching* da QCD, tanto no *momentum* transverso, quanto no ângulo azimutal.
- Se $p = 0$ (Cambridge/Aachen): segue-se a estrutura de *branching* da QCD somente no ângulo azimutal.
- Se $p = -1$ (Algoritmo anti- k_t): não é relacionado à estrutura de *branching* da QCD, mas com uma recombinação favorecendo partículas de alto *momentum* transverso.

O algoritmo k_t envolve também a distância medida entre cada partícula i e o feixe $d_{iB} = p_{ti}^2$. O termo R , usualmente denominado como o raio do jato, é um parâmetro do algoritmo que determina o alcance angular. A formulação exclusiva do algoritmo k_t identifica os menores valores de d_{ij} e d_{iB} . Se o valor d_{ij} é menor que d_{iB} , substitui-se i e j com um único objeto novo no qual o *momentum* é dado por $p_i + p_j$. Frequentemente, este objeto é chamado de pseudojato, devido ao fato de não ser uma partícula, tampouco um jato completo. Na formulação inclusiva do algoritmo k_t , as distâncias d_{ij} e d_{iB} exibem o mesmo comportamento do caso exclusivo, a única diferença, no entanto, é que quando d_{iB} é o menor possível, a partícula i é removida da lista de partículas ou pseudojatos, sendo incluída na lista final de jatos inclusivos, ao invés de ser incorporado no feixe do jato. Não existe um limite máximo, d_{cut} , e o agrupamento continua até que não sejam mais encontradas partículas candidatas. Os jatos finais efetivamente usados na análise são escolhidos acima de algum valor definido de *momentum* transverso.

O pacote MadGraph5 tem a capacidade de calcular em nível de árvore as amplitudes de 1-*loop* para processos arbitrários, sendo utilizadas para prever observáveis físicos com variadas acurácias para processos perturbativos e descrições do estado final (ALWALL et al., 2014). Algumas das possibilidades de análise do MadGraph5 são listadas abaixo:

1. Ordem principal: Cálculo a nível partônico, onde os expoentes das constantes de acoplamento são escolhidos como os menores possíveis para os quais a amplitude de espalhamento é diferente de zero. O chuveiro neste nível não é simulado e os observáveis são reconstruídos em termos das próprias partículas que aparecem no elemento de matriz.
2. Próxima ordem principal: Abordagem semelhante à ordem principal, exceto pelo fato de que a acurácia do processo perturbativo é associado à próxima ordem, na qual o cálculo envolverá tanto os elementos de matriz, quanto os elementos de matriz de ordem 1–loop.
3. Ordem principal + chuveiro partônico: Utiliza os elementos de matriz do cálculo em ordem principal, simulando com os chuveiros partônicos. Entretanto, os observáveis terão de ser reconstruídos, utilizando as partículas emergentes da simulação de Monte Carlo.

A idéia central do MadGraph5 se baseia no fato de que a estrutura de uma seção de choque, independentemente da teoria sob consideração e da ordem perturbativa, é essencialmente independente do processo, e, como tal, pode ser escrita em um código computacional. Entretanto, os elementos de matriz são dependentes do processo e da teoria. Contudo, podem ser calculados a partir de um número limitado de instruções formais, tais como as regras de Feynman ou relações recursivas. Deste modo, o pacote MadGraph5 é construído como um metacódigo, isto é, um código (Python) que escreve um código (Python, Fortran e C++), cujas propriedades podem ser especificadas para um determinado processo. Para tal, é necessário que o modelo proposto pela teoria possua uma Lagrangiana com todos os seus parâmetros, tais quais acoplamentos e massas. O método da escolha para a construção do modelo, dada uma Lagrangiana, é derivado pelas regras de Feynman, o qual será utilizado pelo MadGraph5 para calcular o elemento de matriz. Na ordem principal, tal procedimento será realizado pelo pacote FeynRules descrito em ALLOUL et al. (2014), DEGRANDE et al. (2012) e ASK et al. (2012).

Os geradores de Monte Carlo fornecem um arquivo de saída, que será utilizado pelos pacotes de análise. Esta tese utilizará o formato de saída denominado *Les Houches*²⁷. Este formato de arquivo traz, na sua estrutura, informações sobre a *descendência* das partículas, informações de *quadrimomentum*, *spin* e dependendo da estrutura do gerador de Monte Carlo, informações sobre os prótons conservados, sendo esta última uma característica do FPMC.

²⁷ Os acordos de *Les Houches*, na França, foram firmados para padronizar a interface entre os programas de elemento de matriz e os geradores de eventos.

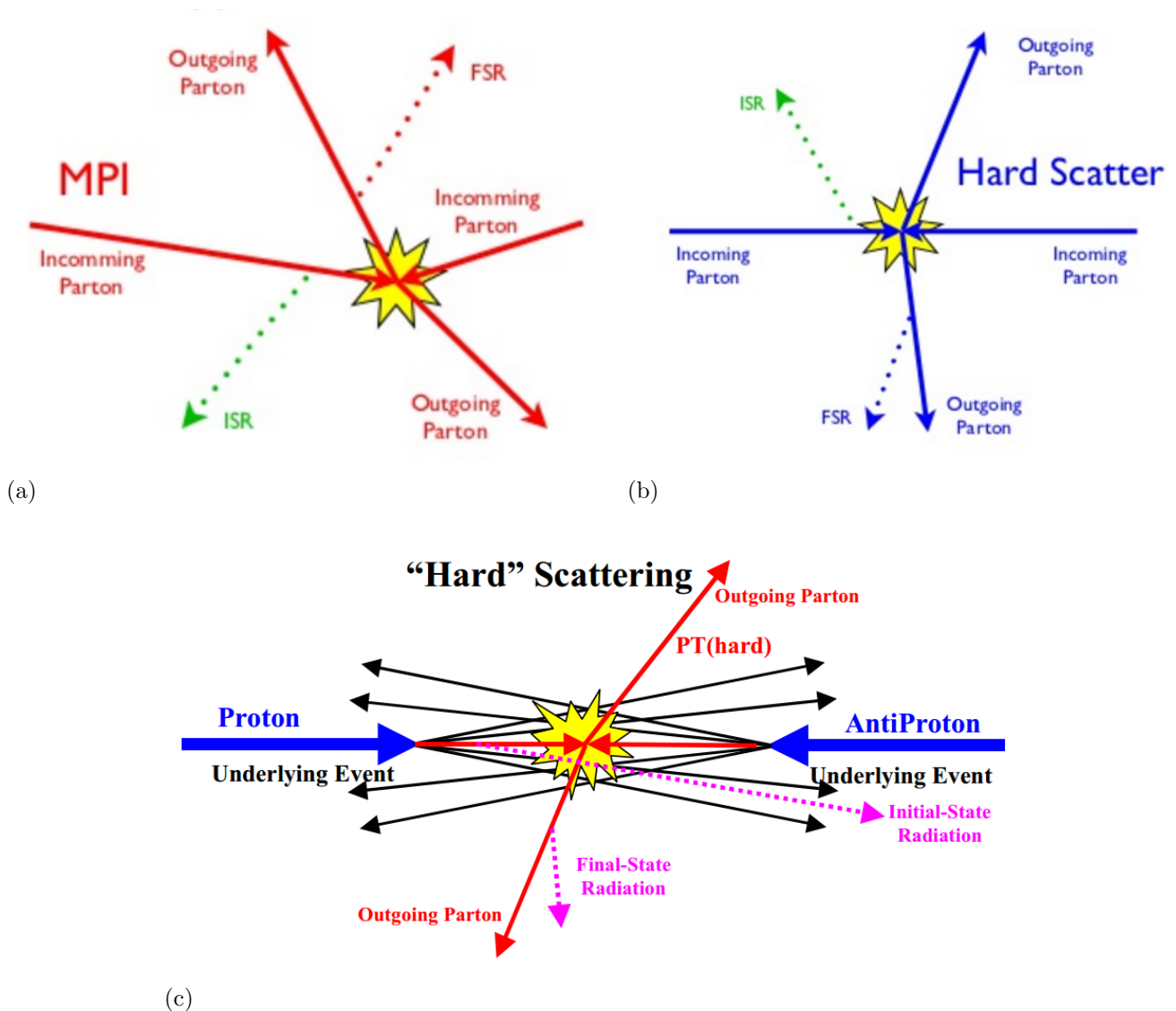
4.2 *Underlying Event*

Toda a Física no LHC é essencialmente composta das interações de *quark* e glúons. Os processos duros são caracterizados por um alto valor de p_T e são descritos pela QCD perturbativa com bastante eficácia. As interações *soft*, por outro lado, são caracterizadas por um baixo valor de p_T e requerem modelos fenomenológicos não perturbativos. Estas interações *soft* constituem os processos dominantes no LHC. Elas podem incluir eventos difrativos, interações multipartônicas, interações *soft* de radiação de estado inicial e final (ISR/FSR), bem como resíduos de interações entre os feixes principais. Embora estes fenômenos possam ser estudados em separado, estas componentes são frequentemente agrupadas em um *trigger* experimental. As interações de *minimum-bias* (MB), são processos que são selecionados por um *trigger* de ampla aceitação, projetado para selecionar colisões inelásticas com a menor *bias* possível. O *underlying event* representa a coleção de todos os processos *soft* que acompanham uma interação de alto p_T desejada. Eles são estudados tipicamente como função da partícula de maior p_T no evento. Modelar estas interações *soft* é necessário porque elas influenciam todas as outras medições de alto p_T . Em luminosidades mais altas, por exemplo, as interações de MB constituem um maior *background*, numerando-se até 25 ou mais interações em média por cruzamento de pacotes no projeto de média e alta luminosidade do LHC. Um modelo que considere propriamente o *underlying event* e as interações de MB é importante para medições de alto p_T , uma vez que estes podem afetar a resolução de \cancel{E}_T , identificação dos léptons e resolução dos jatos. O estudo destes processos constitui-se um fator crítico para o entendimento e evolução da QCD com a energia da colisão, bem como o entendimento das correções sistemáticas em vários estudos, tais como medições de massa. Em um evento desencadeado por um *trigger*, os eventos de *pile-up* crescem conforme o aumento da luminosidade. Para alta e média luminosidade no LHC, várias colisões por cruzamento de pacotes ocorrem e, em sua maioria, resultam em uma pequena atividade no detector. Devido ao formato alongado dos pacotes de prótons que constituem os feixes, eventos adicionais de *pile-up* tomam lugar em uma região alongada similar em torno do ponto de interação nominal (LEYTON, 2012).

No contexto de uma simulação de Monte Carlo, o *underlying event* é descrito por processos qualquer evento que não são diretamente relacionados ao espalhamento duro dos pártons que se afastam. As contribuições dependentes do modelo adotado assumem que, por exemplo, as interações multipartônicas estão associadas a eventos com alta multiplicidade, ou que a distribuição angular independe do espalhamento duro. Para os casos de radiação do estado inicial, a distribuição angular é quase independente do espalhamento duro. E por fim, a radiação de estado final contém jatos concentrados na região transversa no plano azimutal. No estudo dos AQGCs dos canais WW e ZZ, será implementada a contribuição de eventos de *pile-up* fenomenologicamente. Neste método é feito

o transporte dos prótons finais para um detector genérico, assumindo uma média de 50 interações a cada 25 ns e uma energia de centro de massa de 14 TeV. Este procedimento deve ser levado em conta para qualquer análise que queira produzir sensibilidades compatíveis com a Física presente no LHC. A explicação e os procedimentos matemáticos serão considerados posteriormente.

Figura 19 - Ilustração do *underlying event*.



Legenda: Processos que caracterizam o *underlying event*. (a) Interações multipartônicas.

(b) Espalhamento duro. (c) Interações multipartônicas, radiações de estado inicial e radiações de estado final.

Fonte: HARE, 2014.

5 CONTRIBUIÇÃO DO REGGEON NO CANAL DE DIJATOS EM PROCESSOS DE DISSOCIAÇÃO DIFRATIVA SIMPLES E CENTRAL PARA $\sqrt{s} = 13$ TEV

Crossing the borders of an enchanted
dream, silver dust falling on my hands,
empty spaces of a new horizon,
frontiers to another land.
Next profundis - Adagio

Neste capítulo será estudado o espalhamento difrativo duro em colisões hádron-hádron incluindo, além de processos mediados pelo Pomeron, contribuições resultantes da troca de Reggeons. Utilizando um modelo simples para descrever o conteúdo partônico do Reggeon, será calculada também a produção de dijetos em eventos de dissociação difrativa simples e dissociação difrativa central. Será mostrado que as contribuições do Reggeon podem ser consideráveis, e até mesmo dominantes. Serão identificadas as regiões cinemáticas nas quais tais contribuições podem ser experimentalmente estudadas. Um fato importante desta análise é que, para restringir propriamente o modelo, as medições adequadas devem ser efetuadas e capazes de levar em consideração as trocas de Reggeon na análise de diversos eventos difrativos duros observáveis, a serem medidos no LHC.

Eventos difrativos duros em colisões hádron-hádron foram inicialmente observados pela colaboração UA8 no $Spp\bar{S}$ conforme BRANDT et al. (1988) e posteriormente no Tevatron cerca de 20 anos atrás mostrado em ABACHI et al. (1994) e ABE et al. (1995). Contudo, a dinâmica das interações fortes da QCD ainda necessita de elucidações. Apesar da alta transferência de *momentum* envolvido em tais processos, uma descrição satisfatória da constante de acoplamento permanece imprecisa, e tem que ser ajustada para os modelos fenomenológicos. Para se estimar a seção de choque de processos duros em eventos difrativos simples e difrativos centrais, uma versão moderna do modelo *Resolved Pomeron* (INGELMAN; SCHLEIN, 1985) está sendo amplamente usada. Este modelo descreve o espalhamento difrativo duro da seguinte forma: os hádrons se espalham pela troca de um objeto sem cor denominado Pomeron, que carrega uma fração de *momentum* longitudinal denotada ξ (ver seção 1.7) e um valor quadrático do *quadrimentum* transferido t . Então, imitando o que acontece em uma fatorização colinear, assume-se uma separação de longa/curta distância nos processos induzidos pelo Pomeron em uma seção de choque partônica, e as funções de distribuições partônicas (PDFs) do Pomeron, que dependem da fração de *momentum* longitudinal do parton β , e da escala dura do problema μ . A motivação para este modelo advém do fato de que, em colisões elétron-hádron, a parte

difrativa da seção de choque do espalhamento profundamente inelástico (DIS)²⁸ obedece uma fatorização colinear (COLLINS, 1998).

A fatorização posterior da densidade de pártons difrativos $f_{a/h}^D$ em um fluxo de Pomeron $\Phi_{\mathbb{P}/h}(\xi, t)$ e distribuições partônicas do Pomeron $f_{a/\mathbb{P}}(\beta, \mu^2)$ são hipóteses contidas na fatorização de Regge. Esta hipótese é rotineiramente usada em ajustes da QCD de dados do DIS difrativo, do qual $f_{q/\mathbb{P}}$, $f_{g/\mathbb{P}}$ e $\Phi_{\mathbb{P}/h}$ são extraídos.

Quando importada para colisões hádron-hádron, esta fatorização não se aplica em processos difrativos, mesmo em altas escalas de *momentum*, conforme mostrado pelas comparações dos dados do Tevatron em AFFOLDER et al. (2000). A presença de interações *soft* adicionais entre os hádrons colididos que podem preencher a(s) lacuna(s) de rapidez, é a interpretação padrão desta quebra de fatorização. Existem indicações empíricas que podem ser descritas por um fator global, chamado de *gap survival probability*, aproximadamente independente dos detalhes do processo duro. Isto representa a última parte componente do modelo *Resolved Pomeron*.

No LHC, um novo conjunto de estudos experimentais foi iniciado, com o objetivo de responder a questões ainda em aberto. O *gap survival probability* é apenas uma função da energia de colisão, como frequentemente se assume? Necessita-se de um fator diferente para a difração simples e difração central? A composição do Pomeron por *quarks* e glúons extraída dos dados do HERA é compatível com as medições do LHC? E, também a possibilidade de que o espalhamento difrativo aconteça mediante uma troca de Reggeon, em oposição ao Pomeron. Na verdade, os ajustes satisfatórios dos dados do DIS difrativo requerem que tanto o Pomeron, quanto o Reggeon contribuam para as PDFs difrativas $f_{a/h}^D = \Phi_{\mathbb{P}/h}f_{a/\mathbb{P}} + \Phi_{\mathbb{R}/h}f_{a/\mathbb{R}}$. A diferença mais importante entre as duas contribuições reside na dependência com o ξ dos fluxos: a troca de Reggeon importa apenas para alto ξ , tipicamente para $\xi > 0.1$. Quando grandes massas difrativas são consideradas nos processos do LHC, tal como em CARTIGLIA et al. (2015), estes valores são facilmente alcançados, e pode-se indagar a respeito da contribuição do Reggeon. Não é levada em consideração por alguns códigos padrão de análise a contribuição do Reggeon (SCHOEFFEL, 2009) (KHOZE; MARTIN; RYSKIN, 2000) (GOTSMAN; LEVIN; MAOR, 2007). O objetivo deste capítulo é ilustrar, dentro de um modelo simples, onde o conteúdo partônico do Reggeon é modelado através de uma função de estrutura do pión, que a contribuição do Reggeon não pode ser seguramente ignorada e que, para processos onde ambos os prótons escapam intactos da colisão, a troca dupla de Reggeon pode até mesmo ser dominante em relação ao Pomeron. Nas próximas seções serão discutidos em mais detalhes o modelo *Resolved Pomeron* para a difração dura em colisões hádron-hádron, a implementação do FPMC conforme BOONEKAMP et al. (2011) que será utilizado, bem como os processos

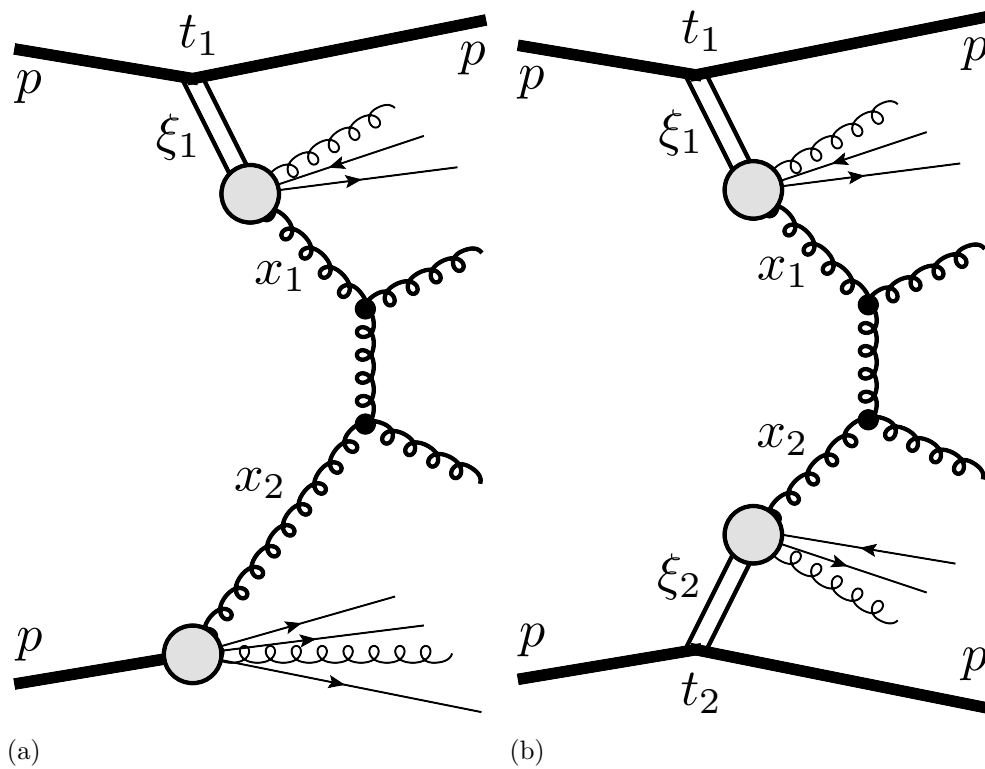
²⁸ Será utilizada a abreviação em inglês do fenômeno, isto é, *Deep Inelastic Scattering*.

considerados para a análise no canal de dijetos. Por fim, os resultados numéricos serão apresentados assumindo que existe a contribuição de Reggeon para ambos os canais de dijetos provenientes dos processos difrativos simples ou centrais, e as conclusões a respeito desta análise.

5.1 Processos difrativos duros com troca de Reggeon

5.1.1 Resolved Pomeron suplementado com Reggeons

Figura 20 - Diagramas em ordem principal para a produção de dijetos em colisões próton-próton.



Legenda: Diagramas em ordem principal para a produção de dijetos em colisões próton-próton. Os prótons intactos podem ser espalhados pela troca de um Pomeron (\mathbb{P}) ou um Reggeon (\mathbb{R}). (a) Eventos difrativos simples. (b) Eventos difrativos centrais.

Fonte: O autor, 2015

O *Resolved Pomeron* é um modelo que adota um cenário em que uma fatorização colinear, a longa ou a curta distância, é usada para calcular processos duros difrativos simples (SD) e difrativos centrais (CD). Nesta tese, o foco estará na análise da produção de dijetos no LHC.

Os diagramas são descritos na figura 20, e a seção de choque é dada por:

$$d\sigma^{pp \rightarrow pJJX} = \mathcal{S}_{SD} \sum_{a,b} \int f_{a/p}^D(\xi_1, t_1, \beta_1, \mu^2) f_{b/p}(x_2, \mu^2) \otimes d\hat{\sigma}^{ab \rightarrow JJX}, \quad (113)$$

$$d\sigma^{pp \rightarrow pJJXp} = \mathcal{S}_{CD} \sum_{a,b} \int f_{a/p}^D(\xi_1, t_1, \beta_1, \mu^2) f_{b/p}^D(\xi_2, t_2, \beta_2, \mu^2) \otimes d\hat{\sigma}^{ab \rightarrow JJX}. \quad (114)$$

Onde $d\hat{\sigma}$ é a seção de choque partônica à curta distância, que pode ser calculada ordem a ordem em uma teoria de perturbação (dado que o *momentum* transversal do jato seja suficientemente grande). O termo $f_{a/p}$ é a função de densidade partônica padrão do próton, enquanto que $f_{a/p}^D$ representa as funções difrativas. Estes objetos não são perturbativos. Contudo, sua evolução com a escala de fatorização μ é perturbativa e descrita pela equação de evolução Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) (ALTA-RELLI; PARISI, 1977) (neste sentido μ é definido como o *momentum* transversal do jato principal). Nas equações (113) e (114) e na figura 20, as variáveis ξ_i e t_i para os prótons intactos representam a perda fracional de energia, e o valor quadrático do *quadrimento* transferido na colisão respectivamente. A convolução é feita sobre as frações de *momentum* longitudinais dos pártons a e b com respeito aos prótons emergentes, x_1 e x_2 . No caso dos prótons intactos, é comum utilizar $\beta_i = x_i/\xi_i$, a fração de *momentum* longitudinal do párton com respeito ao Pomeron e ao Reggeon que os prótons emitiram. As equações (113) e (114) são uma reminiscência da fatoração colinear obedecida pelos processos inclusivos. Todavia, é sabido que seções de choque de processos difrativos duros em colisões hadrônicas não se fatorizam desta maneira, devido a possíveis interações *soft* secundárias entre os hádrons colididos que podem preencher as lacunas de rapidez. No modelo *Resolved Pomeron*, o *gap survival probability* \mathcal{S}_{SD} e \mathcal{S}_{CD} , age como uma correção da fatoração colinear, onde os efeitos das interações *soft* são levados em conta. Uma vez que estes eventos ocorrem escalas de tempo muito grandes comparadas ao processo duro, elas são modeladas por um fator global com uma dependência na energia de colisão. Existem outras dependências com o processo, que são levadas em conta em (KHOZE; RYSKIN, 2015) e (GOTSMAN; MAOR, 2015). Os critérios de determinação das PDFs difrativas estabelecidas pelas colaborações H1 e ZEUS são diferentes. A colaboração H1 usa um espectrômetro na direção para frente para medir a fração de *momentum* perdida ξ e o valor quadrático do *momentum* transferido t do próton. Desta forma, a dissociação dos prótons é removida porque o próton é detectado. A colaboração ZEUS utiliza o método de subtração da massa m_X , isto é, a amostra difrativa é definida como um excesso da

contribuição no espectro $\ln M^2$ sobre o declive exponencial do pico não difrativo, que pode ser precisamente ajustado. Em geral, as densidades de pártons obtidas de Pomeron concordam após correções²⁹, embora ainda existam diferenças. É considerada uma distribuição de um singlete de sabores leves $\Sigma(z)$ consistindo de *quarks* u, d, s e *antiquarks*, assumindo $u = d = s = \bar{u} = \bar{d} = \bar{s}$, e a distribuição dos glúons $g(z)$. A variável z é a fração de *momentum* longitudinal do próton carregada pelos pártons participantes no subprocesso, isto é, $z = \beta$ na ordem principal e $\beta < z$ para ordens mais altas das séries de perturbação. A forma geral do singlete e das distribuições dos glúons do Pomeron utilizado na referência AKTAS et al. (2006) é dada por,

$$z f_i^{\mathbb{P}}(z, Q^2) = A_i z^{B_i} (1 - z)^{C_i}, \quad (115)$$

onde A_i, B_i, C_i são parâmetros desconhecidos ajustados de acordo com os dados disponíveis. Por outro lado, a estrutura da troca de Reggeon, subdominante em relação ao Pomeron, conforme as relações previamente definidas (ver seção 1.7) é,

$$F_2^{x, Q^2} = f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}, t) F_{\mathbb{P}}(\beta, Q^2) + n_{\mathbb{R}} \cdot f_{\mathbb{R}}(x_{\mathbb{R}}, t) F_{\mathbb{R}}(\beta, Q^2) \quad (116)$$

onde os fluxos são dados por,

$$f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}, t) = A_{\mathbb{P}} \cdot \frac{e^{B_{\mathbb{P}} t}}{x_{\mathbb{P}}^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1}}, \quad f_{\mathbb{R}}(x_{\mathbb{R}}, t) = A_{\mathbb{R}} \cdot \frac{e^{B_{\mathbb{R}} t}}{x_{\mathbb{R}}^{2\alpha_{\mathbb{R}}(t)-1}} \quad (117)$$

exibem a mesma estrutura do pión, que possui um boa concordância com os dados obtidos. O parâmetro de interceptação do Reggeon e seu declive, bem como o do Pomeron são fixados e foram obtidos por uma medição independente utilizando o espectrômetro na direção para frente³⁰. As trajetórias extraídas do Pomeron e Reggeon são $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1.118$, $\alpha'_{\mathbb{P}}(0) = 0.06$, $\alpha_{\mathbb{R}}(0) = 0.5$, $\alpha'_{\mathbb{R}}(0) = 0.3$ segundo AKTAS et al. (2006).

5.1.2 Análise de dijetos difrativos duros com o FPMC

A descrição teórica de processos difrativos duros em colisões hadrônicas, na qual um ou dois prótons permanecem intactos, é implementada no FPMC, que será utilizado nesta análise. Os elementos de matriz em nível de párton são importados das rotinas do HERWIG contidas no manual CORCELLA et al. (2002), enquanto que o *fit* B é adotado

²⁹ Devido à dissociação dos prótons, sendo entendida como uma fator de normalização e devido à aceitação do detector.

³⁰ Originalmente, as estruturas do Reggeon e do Pomeron foram ajustadas usando o detector central H1, identificando apenas eventos difrativos com o método de lacunas de rapidez.

para as PDFs difrativas (veja tabela 4). Não foi estudada a dependência do processo com o *fit*. Para os prótons detectados no LHC, foi escolhida uma região de $\xi < 0.17$ para ambos os prótons com uma energia de centro de massa de 13 TeV, bem como um corte de 0.15 GeV para seu *momentum* transverso (TRZEBIŃSKI, 2014). Em geral, o valor do limite mais baixo em ξ depende do *momentum* transverso dos jatos. Para a aceitação mínima, o valor nesta análise é aproximadamente 10^{-5} . Para os dijetos, foi aplicado em nível de gerador, um corte no *momentum* transverso de $p_T > 5$ GeV, e um corte na pseudorapidez de $|\eta| < 5$. Os jatos são reconstruídos usando o pacote FastJet (CACCIARI; SALAM; SOYEZ, 2012) com o algoritmo *anti-kt*, utilizando um valor de 0.4 para os raios dos jatos e um valor mínimo para o *momentum* transverso de 10 GeV.

O critério de seleção estabelecido requer pelo menos dois jatos identificados com p_T maior que 20 GeV de forma que $p_T(j_1) > p_T(j_2)$. A fração de massa dos dijetos é definida como $R_{JJ} = m_{JJ}/M$, isto é, a razão entre a massa invariante dos dijetos no estado final do sistema difrativo m_{jj} e $M = \sqrt{\xi s}$ ou $M = \sqrt{\xi_1 \xi_2 s}$ para a difração simples e central, respectivamente.

Experimentalmente, a fração de massa dos dijetos é uma boa variável para identificar, e para o propósito desta análise, excluir possíveis eventos exclusivos de dijetos. Em tais eventos, a massa dos dijetos é essencialmente igual à massa do sistema central porque não existem resíduos do Pomeron ou Reggeon, e, se a definição dos jatos é tal que quase nada é deixado fora do cone, a presença de um evento exclusivo manifestaria um excesso em uma região $R_{JJ} \sim 1$. Esta observação de eventos exclusivos não se baseia na soma global da normalização do evento, isto é, independe da escala de normalização do sistema, que pode depender fortemente da simulação e aceitação dos detectores *roman pot* (KEPKA; ROYON, 2007).

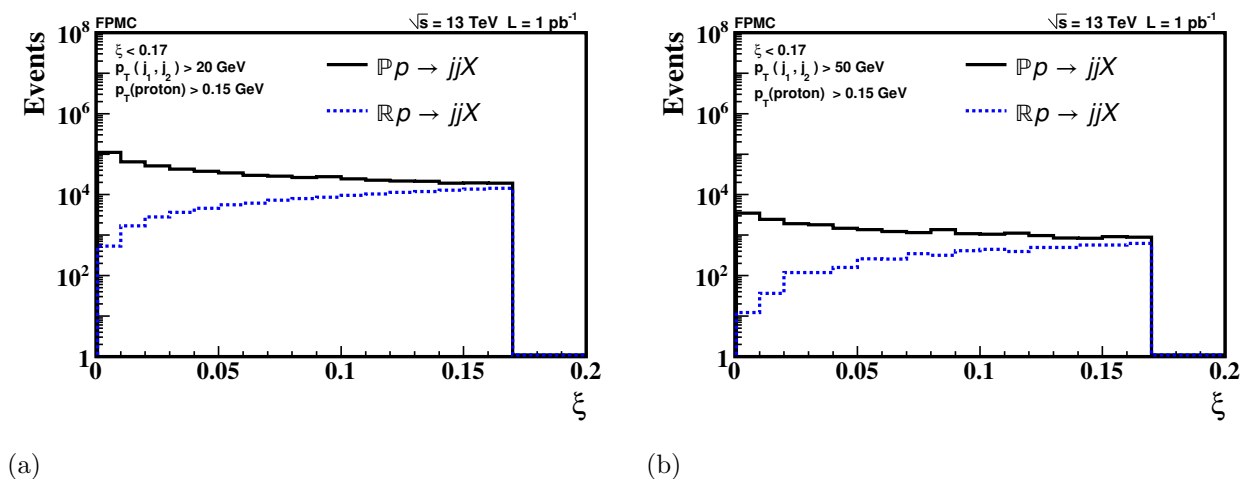
Finalmente, os histogramas são normalizados de acordo com a relação $(\sigma \times \mathcal{L})/N_{gen}$, e as predições desta análise são apresentadas para uma luminosidade de 1 pb^{-1} , representando os dados que se espera coletar com baixo número de eventos de *pile-up* no LHC. Para a *gap survival probability*, adotou-se nesta análise $S_{SD} = S_{CD} \simeq 0.03$, que assume-se afetar igualmente o Pomeron e Reggeon. Contudo, assume-se que a região cinemática do Pomeron está compreendida em regiões de baixo ξ , enquanto que para o Reggeon sua contribuição principal se dá em regiões de alto ξ . Existem várias tentativas de estimar estas probabilidades, das quais algumas são referenciadas em KAIDALOV et al. (2001), BARTELS et al. (2003), ACHILLI et al. (2008) e FRANKFURT et al. (2007). E também em (LUNA, 2006), (GOTSMAN; LEVIN; MAOR, 2007), (KHOZE; MARTIN; RYSKIN, 2008) e (KHOZE; MARTIN; RYSKIN, 2000). Todavia, os valores atuais ainda são incertos.

5.2 Resultados numéricos para o LHC

5.2.1 Dijatos em processos de dissociação difrativa simples

As seções de choque previstas pelo FPMC em colisões pp com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 13$ TeV para os dijetos dos processos difrativos simples, assumindo uma troca de Pomeron ($\mathbb{P} + p \rightarrow jjX$) ou uma troca de Reggeon ($\mathbb{R} + p \rightarrow jjX$) são 1.51×10^8 pb e 2.3×10^7 pb, respectivamente. Este valor é obtido para uma aceitação de $\xi_1 \equiv \xi \leq 0.17$ para o próton intacto no estado final. A distribuição de ξ é apresentada na figura 21 para valores mínimos do p_T dos jatos, 20 ou 50 GeV. Pode-se ver claramente a dominância da troca de Pomeron em regiões de baixo ξ , mas também o fato de que a contribuição do Reggeon se torna comparável a contribuição do Pomeron para $\xi \gtrsim 0.1$, dependendo fracamente do corte em p_T . Não foram considerados os efeitos nas previsões desta análise.

Figura 21 - Número de eventos de dijetos difrativos simples como função de ξ .

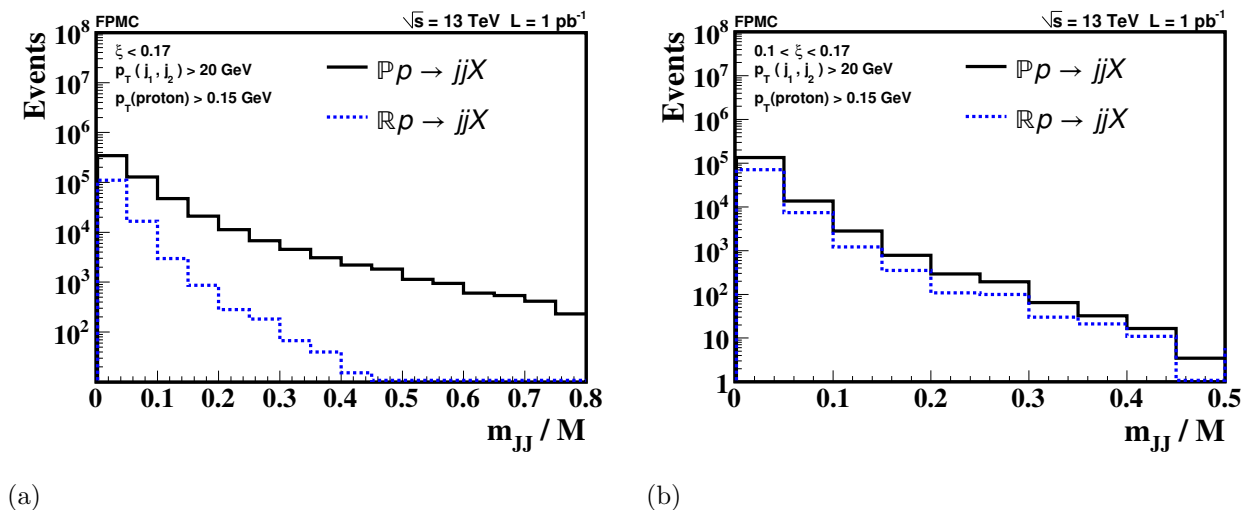


Legenda: Número de eventos dos dijetos difrativos simples em função de ξ e $p_T(\text{proton}) > 0.15$ GeV, assumindo uma troca de Pomeron (linha sólida) ou uma troca de Reggeon (linha pontilhada).
 (a) Para $p_T(j_{1,2}) > 20$ GeV. (b) Para $p_T(j_{1,2}) > 50$ GeV.

Fonte: O autor, 2015.

Isto é confirmado pela tabela 6, onde o número de eventos é mostrado para três valores diferentes de ξ : sem corte mínimo em ξ , $\xi > 0.015$ e $\xi > 0.1$. Neste último caso, o número de eventos para as contribuições do Pomeron e Reggeon possuem a mesma ordem de magnitude. Os processos de troca de Pomeron levam em consideração a incerteza dos ajustes da QCD com alto β : a densidade de glúon $f_{g/\mathbb{P}}(\beta, Q^2)$ é multiplicada por um fator de incerteza $(1 - \beta)^\nu$, com $\nu = -0.5, 0, \text{ e } 0.5$ (o valor padrão no FPMC é $\nu = 0$). Finalmente as distribuições da fração de massa dos dijetos são mostradas na figura 22, para $\xi < 0.17$ e $0.1 < \xi < 0.17$. Enquanto que no último caso, a troca de Reggeon é tão importante quanto a troca de Pomeron, não existe uma região cinemática onde o Reggeon domine claramente de forma a permitir isolá-la experimentalmente. Esta conclusão confirma as expectativas de que para o processo difrativo simples com $\xi > 0.1$, sensibilidade para a contribuição do Reggeon não é desprezível. Portanto, as capacidades do LHC deverão ser utilizadas para restringí-la melhor, e aprimorar as previsões teóricas dos vários estudos difrativos de alta massa. Como se verá abaixo, o processo central difrativo permitirá fazer isto.

Figura 22 - Número de eventos de dijetos difrativos simples em função da fração de massa dos dijetos assumindo uma troca de Pomeron ou de Reggeon.



Legenda: Número de eventos em função da fração de massa dos dijetos assumindo uma troca de Pomeron (linha sólida) ou de Reggeon (linha tracejada) para $p_T(\text{proton}) > 0.15 \text{ GeV}$.

(a) Para $\xi < 0.17$ e $p_T(j_{1,2}) > 20 \text{ GeV}$. (b) Para $0.1 < \xi < 0.17$ e $p_T(j_{1,2}) > 50 \text{ GeV}$.

Fonte: O autor, 2015.

Tabela 6 - Número de eventos de dijetos difrativos simples para uma luminosidade integrada de 1 pb^{-1} .

Process	$\mathbb{P} p \rightarrow jjX$	$\mathbb{R} p \rightarrow jjX$	$\mathbb{P} p \rightarrow jjX$	$\mathbb{R} p \rightarrow jjX$
Acceptance	$p_T(j_1, j_2) > 20 \text{ GeV}$		$p_T(j_1, j_2) > 50 \text{ GeV}$	
$\xi_{1,2} < 0.17$	6.06×10^5 [5.85×10^5 , 6.74×10^5]	1.38×10^5	2.51×10^4 [2.26×10^4 , 2.86×10^4]	5450
$0.015 < \xi_{1,2} < 0.17$	4.58×10^5 [4.53×10^5 , 5.03×10^5]	1.37×10^5	1.99×10^4 [1.81×10^4 , 2.32×10^4]	5419
$0.10 < \xi_{1,2} < 0.17$	1.49×10^5 [1.46×10^5 , 1.62×10^5]	8.77×10^4	6561 [6341, 8827]	3521

Legenda: Número de eventos de dijetos difrativos simples para uma luminosidade integrada de 1 pb^{-1} , e diferentes regiões cinemáticas. Para o processo de Pomeron, os valores dentro dos colchetes são calculados para $\nu = 0.5$ à esquerda, enquanto que os valores à direita são calculados para $\nu = -0.5$.

Fonte: O autor, 2015.

5.2.2 Dijetos difrativos centrais

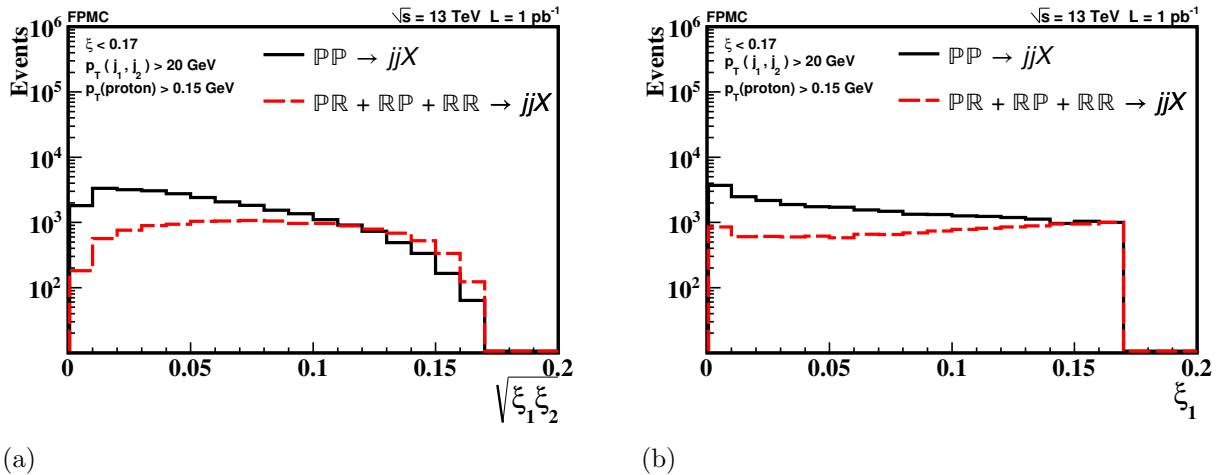
Na difração central, além da troca dupla do Pomeron ($\mathbb{P} + \mathbb{P} \rightarrow jjX$) e do Reggeon ($\mathbb{R} + \mathbb{R} \rightarrow jjX$), existem também termos cruzados ($\mathbb{P}\mathbb{R}, \mathbb{R}\mathbb{P} \rightarrow jjX$), o que torna a desconsideração do Reggeon ainda mais questionável. Os valores das seções de choque preditas pelo FPMC para $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ relativas a estes canais são $1.7 \times 10^7 \text{ pb}$ ($\mathbb{P}\mathbb{P}$), $9.1 \times 10^6 \text{ pb}$ ($\mathbb{P}\mathbb{R} + \mathbb{R}\mathbb{P}$), e $9.03 \times 10^4 \text{ pb}$ ($\mathbb{R}\mathbb{R}$), também para uma aceitação de $\xi_{1,2} \leq 0.17$ para ambos os prótons finais intactos. Estes valores estão em acordo com a predição de que no caso difrativo simples as seções de choque devem ser aproximadamente 10 vezes maiores que no caso difrativo central conforme AAD et al. (2012).

As distribuições de ξ são mostradas na figura 23 para um valor de p_T dos dijetos maior que 20 GeV. A troca de Pomeron permanece dominante para valores pequenos de $\xi_{1,2}$, embora por uma margem menor do que no caso difrativo simples, mas agora a contribuição do Reggeon claramente domina para altos valores de $\xi_{1,2}$, e se torna maior que a do Pomeron para $\xi_1 \sim 0.14$ (quando ξ_2 é integrada em toda a aceitação).

Isto é confirmado pela tabela 7 onde o número de eventos é mostrado para três valores diferentes de regiões de $\xi_{1,2}$ e os dois cortes no jatos considerados anteriormente. Como esperado, usando um valor mínimo de p_T , já se nota a importância da troca de Reggeon, contudo na difração central, o número de eventos diminui rapidamente. Para finalizar, as frações de massa dos dijetos são apresentadas nas figuras 24 e 25, para $\xi_{1,2} < 0.17$ e $0.1 < \xi_{1,2} < 0.17$ quando p_T (proton) $> 0.4 \text{ GeV}$, onde a contribuição do Reggeon é mais destacada. Os resultados mostram que os dijetos difrativos centrais (anteriormente conhecidos como eventos de troca dupla de Pomeron) no LHC poderiam ser usados para estudar a contribuição do Reggeon para os processos difrativos duros, desde que uma

região de dominância tenha sido identificada e usada para restringir e isolar tais eventos.

Figura 23 - Número de eventos de dijetos difrativos centrais em função de $\sqrt{\xi_1\xi_2}$ e ξ_1 .



Legenda: Número de eventos de dijetos difrativos centrais para $p_T(j_{1,2}) > 20$ GeV e $p_T(\text{proton}) > 0.15$ GeV. A linha sólida representa a troca dupla de Pomeron enquanto a linha tracejada representa a contribuição total de Reggeon, incluindo a troca dupla de Reggeon e os termos cruzados.

(a) Para $\sqrt{\xi_1\xi_2}$. (b) Para ξ_1 .

Fonte: O autor, 2015.

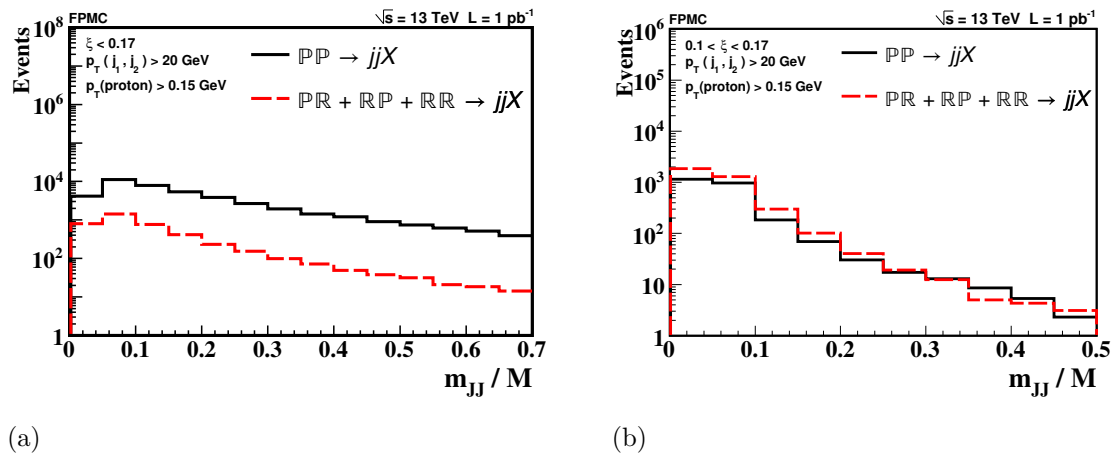
Tabela 7 - Número de eventos de dijetos em dissociação difrativa central para uma luminosidade integrada de 1 pb^{-1} .

Process	PP $\rightarrow jjX$	PR+RP $\rightarrow jjX$	RR $\rightarrow jjX$	PP $\rightarrow jjX$	PR+RP $\rightarrow jjX$	RR $\rightarrow jjX$
Acceptance	$p_T(j_1, j_2) > 20$ GeV			$p_T(j_1, j_2) > 50$ GeV		
$\xi_{1,2} < 0.17$	3.34×10^4 [$2.88 \times 10^4, 4.42 \times 10^4$]	1.56×10^4 [$1.41 \times 10^4, 1.68 \times 10^4$]	161	1489 [1198,1829]	697[594,771]	7.2
$0.015 < \xi_{1,2} < 0.17$	2.19×10^4 [$1.99 \times 10^4, 2.79 \times 10^4$]	1.26×10^4 [$1.16 \times 10^4, 1.35 \times 10^4$]	159	1030 [876,1269]	576 [536,644]	7
$0.10 < \xi_{1,2} < 0.17$	2530 [2319,3193]	2802 [2627,2850]	68	120[113,135]	148 [140,174]	3.5
$0.10 < \xi_{1,2} < 0.17$ [*]	544 [499,736]	865 [813,877]	31.2	20.5 [10,23]	42 [36,52]	3

Legenda: Número de eventos de dijetos exclusivos centrais para uma luminosidade integrada de 1 pb^{-1} , e diferentes regiões cinemáticas. Para o processo de Pomeron, os valores dentro dos colchetes são relativos a $\nu = 0.5$ à esquerda, enquanto os valores à direita são para $\nu = -0.5$. Na linha sinalizada por [*] foi aplicado um corte em $p_T(\text{proton}) > 0.4$ GeV.

Fonte: O autor, 2015.

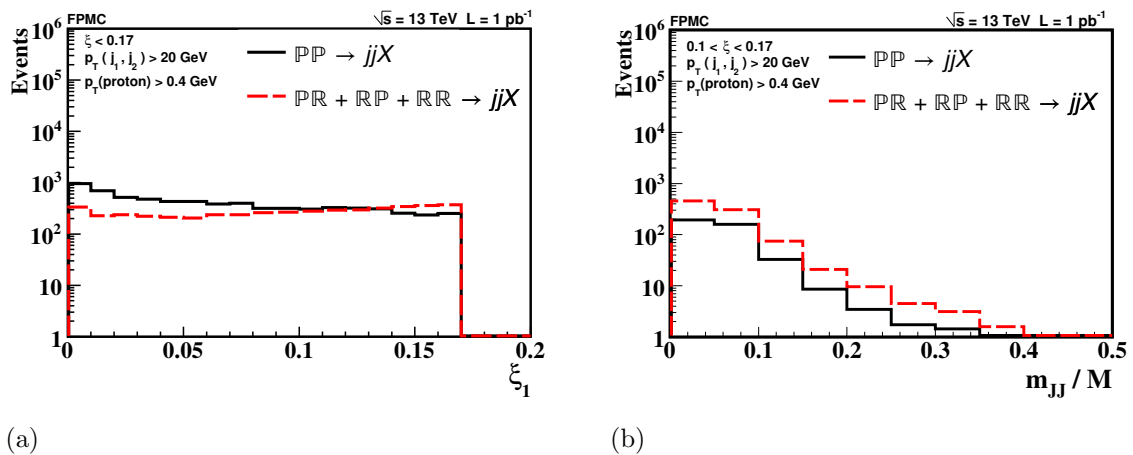
Figura 24 - Número de eventos em função da fração de massa de dijetos na difração central.



Legenda: Número de eventos em função da fração de massa de dijetos na difração central para $p_T(j_{1,2}) > 20$ GeV e $p_T(\text{proton}) > 0.15$ GeV. A linha sólida mostra a troca dupla de Pomeron, as linhas tracejadas representam a soma da troca dupla de Reggeon com os termos cruzados (PR + RP). (a) Para $\xi < 0.17$. (b) Para $0.1 < \xi < 0.17$.

Fonte: O autor, 2015.

Figura 25 - Número de eventos em função da fração de massa dos dijetos na difração central e fração de *momentum* perdido do próton.



Legenda: Número de eventos de dijetos centrais difrativos como função de ξ e M_{JJ}/M para $p_T(j_{1,2}) > 20$ GeV e $p_T(\text{proton}) > 0.4$ GeV. A linha sólida mostra a troca dupla de Pomeron, as linhas tracejadas representam a soma da troca dupla de Reggeon com os termos cruzados (PR + RP). Ao aumentar este último corte aumenta-se a sensibilidade à contribuição do Reggeon. (a) ξ_1 para $\xi_2 < 0.17$. (b) M_{JJ}/M para $0.1 < \xi < 0.17$.

Fonte: O autor, 2015.

5.3 Conclusão

Neste capítulo, foi estudado o processo difrativo duro em colisões hádron-hádron na produção de dijetos usando o modelo *Resolved Pomeron* (ver equações (113) e (114)), suplementados com um termo de Reggeon de acordo com a fórmula (76). O objetivo foi avaliar se esta contribuição pode ser seguramente rejeitada (ou não) no LHC, no limite de altas energias. Atualmente, ela é frequentemente ignorada quando se estimam as seções de choque difrativas duras em colisões hádron-hádron, apesar de ser necessária para uma descrição quantitativa dos dados do DIS difrativo do HERA. A estrutura do Pomeron usada no modelo é extraído dos mesmos dados do DIS.

Para este estudo, foram escolhidos os processos de dijetos difrativos no LHC, assumindo uma luminosidade integrada de 1 pb^{-1} . Foi utilizado um modelo simples no qual o conteúdo do parton do Reggeon $f_{a/\mathbb{R}}(\beta, \mu^2)$ é dado pela função de estrutura do pión, mas deve ser apontado que as incertezas relacionadas são grandes, uma vez que a estrutura do Reggeon para baixo β e altas escalas de *momentum* transverso é essencialmente desconhecida.

Os cálculos deste capítulo foram realizados utilizando o pacote FPMC. No caso de dijetos difrativos simples, os resultados encontrados nesta análise confirmam a expectativa de que a contribuição de Reggeon é comparável à contribuição do Pomeron apenas para $\xi \gtrsim 0.1$. Todavia, desde que a aceitação dos detectores para frente do LHC consiga alcançar uma região de $\xi \sim 0.15$, esta contribuição deve-se ser levada em consideração quando os valores de fração de *momentum*, e portanto de massa, se tornam grandes conforme CARTIGLIA et al. (2015).

No caso dos dijetos centrais difrativos, constatou-se que as trocas de Reggeon contribuem muito mais, e, portanto, não devem ser completamente ignoradas. Para grandes valores de $\xi_{1,2}$, mas dentro da aceitação do detector, processos envolvendo Reggeon claramente dominam a troca dupla do Pomeron. Isto pode dar algumas pistas sobre o estudo de assinaturas experimentais limpas no sentido de restringir o conteúdo partônico do Reggeon de forma mais apurada e corrigir o modelo. Subsequentemente, os estudos fenomenológicos de eventos com troca dupla de Pomeron no LHC existentes na literatura, tais quais: MARQUET et al. (2013a, 2013b), KAIDALOV et al. (2001), BARTELS et al. (2003), FRANKFURT et al. (2007), ACHILLI et al. (2008), bem como (KOHARA; MARQUET, 2013), (KHOZE; MARTIN; RYSKIN, 2000), (LUNA, 2006), (GOTSMAN; LEVIN; MAOR, 2007) e (KHOZE; MARTIN; RYSKIN, 2008) terão que ser corrigidos no sentido de também levar em consideração a possibilidade da troca de Reggeon.

6 CONTRIBUIÇÃO DO ACOPLAMENTO ANÔMALO DE FÓTONS E BÓSONS DE CALIBRE NA PRODUÇÃO CENTRAL EXCLUSIVA EM COLISÕES pp NO CANAL PURAMENTE LEPTÔNICO, $W^+W^- \rightarrow l^+\nu_{l^+}l^-\bar{\nu}_{l^-}$ PARA $\sqrt{s} = 13$ TEV

[...]And all the lighthouses, their beams
converge, to guide me home.
Chemical wedding - Bruce Dickinson

A Física via fusão de dois fótons tem sido estudada extensivamente no LHC. Este fato proporciona um estudo mais profundo do Modelo Padrão de maneira única. Neste capítulo será realizado um estudo de uma possível Física além do Modelo Padrão. Para isto, serão estudados os acoplamentos anômalos quárticos, via EPA³¹, em um canal no qual o decaimento em um par de bósons W é puramente leptônico. Será feito também um estudo fenomenológico de seção de choque do processo $pp \rightarrow WW$ utilizando detectores dedicados para identificar os prótons intactos provenientes da interação, isto é, através da reconstrução da fração de *momentum* perdido dos prótons ($\xi_{1,2}$) e a determinação das massas centrais m_X e suas características.

A contribuição de Reggeons para o estudo de acoplamentos anômalos será investigada através da determinação da importância dos *backgrounds* constituídos por um fluxo de Reggeons (troca dupla de Reggeon) e um fluxo misto (Pomeron-Reggeon ou Reggeon-Pomeron).

Por fim, analisaremos a sensibilidade do processo via os acoplamentos quárticos $WW\gamma\gamma$. Uma vez que a seção de choque tende a crescer rapidamente com o valor dos acoplamentos quárticos anômalos, um fator de atenuação de escala Λ será discutido, assim como os valores utilizados encontrados em diversos trabalhos: CHATRCHYAN et al. (2013, 2014) e (ROYON; CHAPON; KEPKA, 2009). A produção de W s via Durham (MACIULA; PASECHNIK; SZCZUREK, 2011) e HARLAND-LANG et al. (2014) não foi considerada nesta tese. A produção de pares de W a partir da troca de dois fótons é um processo totalmente relacionado à QED³², no qual os produtos dos decaimentos são medidos no detector central e os prótons espalhados intactos deixam a interação em pequenos ângulos, em contraste com as colisões inelásticas. A produção exclusiva do objeto

³¹ Equivalent Photon Approximation.

³² No que diz respeito à função de estrutura eletromagnética do próton.

central fornece uma informação adicional na identificação do sinal relevante em meio ao alto *background* da QCD, que surge das colisões inelásticas com o próton fragmentado no estado final.

Como previamente introduzido na seção 1.2, a produção de bósons eletrofracos é de peculiar interesse. O setor eletrofraco da Lagrangiana do Modelo Padrão descreve as interações entre bósons como um resultado de uma simetria de calibre $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

A incorporação de interações eletromagnéticas e fracas é alcançada ao se exigir uma condição unificadora que relaciona as constantes de acoplamento fraco g e eletromagnético e , dada por

$$e = g \sin \theta_W, \quad (118)$$

onde θ_W representa um ângulo de mistura fraco que parametriza a transformação ortogonal entre o campo de calibre e o campo físico. Isto leva à relação entre a constante de acoplamento de Fermi G_F e a massa do bóson W ,

$$m_W = \left(\frac{\alpha \pi}{G \sqrt{2}} \right)^{1/2} \frac{1}{\sin \theta_W}. \quad (119)$$

A equação (119) relaciona a massa do bóson W com o ângulo $\sin \theta_W$, este último medido experimentalmente. Após a rotação dos campos de calibre, as interações trilineares $WW\gamma$ e quárticas $WW\gamma\gamma$ são representados nas relações (ver equação (77))

$$\begin{aligned} L^{WW\gamma} &= -ie(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)W^\mu W^\nu, \\ L^{WW\gamma\gamma} &= -ie(W_\mu W^\nu A_\nu A^\mu - W_\mu W_\nu A^\mu A^\nu). \end{aligned} \quad (120)$$

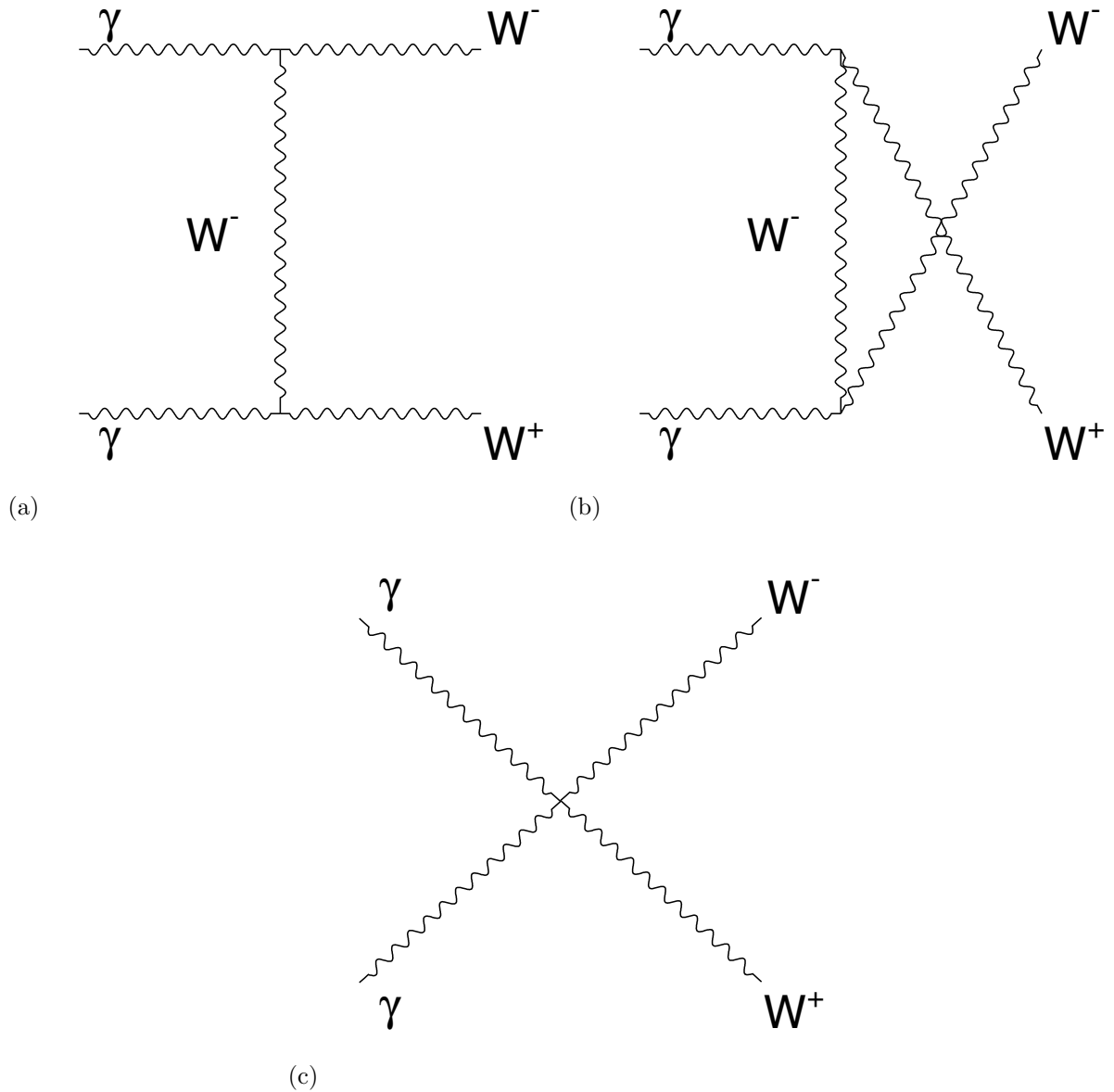
Os processos de produção de um par de bósons W a partir da troca de dois fótons são representados na figura 26.

A seção de choque do processo $pp \rightarrow pWWp$ via a troca de dois fótons é calculada efetivamente como uma convolução da luminosidade de dois fótons e a seção de choque total $\gamma\gamma \rightarrow WW$, onde os dois fótons se encontram na camada de massa. A seção de choque é constante no limite de altas energias (DENNER; DITTMAIER; SCHUSTER, 1996). A fórmula para o processo em ordem principal é uma função das variáveis de Mandelstam s, t, u e a massa do bóson vetorial W

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3\alpha^2\beta}{2s} \left[1 - \frac{2s(2s + 3M_W^2)}{3(M_W^2 - t)(M_W^2 - u)} + \frac{2s^2(s^2 + 3M_W^4)}{3(M_W^2 - t)^2(M_W^2 - u)^2} \right] \quad (121)$$

onde $\beta = \sqrt{1 - 4M_W^2/s}$ representa a velocidade dos bósons W . Para $s \rightarrow \infty$ o valor da seção de choque (σ_{tot}) é 80.8 pb.

Figura 26 - Tipos de acoplamento para a produção de pares de bósons W.



Legenda: Diagramas de Feynman da contribuição para o Modelo Padrão da amplitude de espalhamento do processo $\gamma\gamma \rightarrow WW$ na ordem mais baixa da teoria de perturbação com um acoplamento e^2 . As figuras (a) e (b) possuem um acoplamento trilinear de potência e . A figura (c) possui um acoplamento quártico de potência e^2 .

Fonte: ROYON; CHAPON; KEPKA, 2009, p. 4.

6.1 *Benchmark* - Comparações entre geradores de eventos

A validação dos valores da seção de choque desta análise é realizada através de uma comparação com os resultados obtidos com os pacotes de simulação de Monte Carlo e aqueles encontrados na literatura científica. Os pacotes utilizados para tal serão o FPMC e MadGraph5. É considerado primeiramente o processo de produção de diléptons via a troca de dois fótons. Os resultados para os processos estudados exibem uma pequena diferença entre os pacotes, conforme mostra a tabela 8, após os ajustes dos parâmetros internos (constantes, valores das massas, etc.), conforme a figura 27.

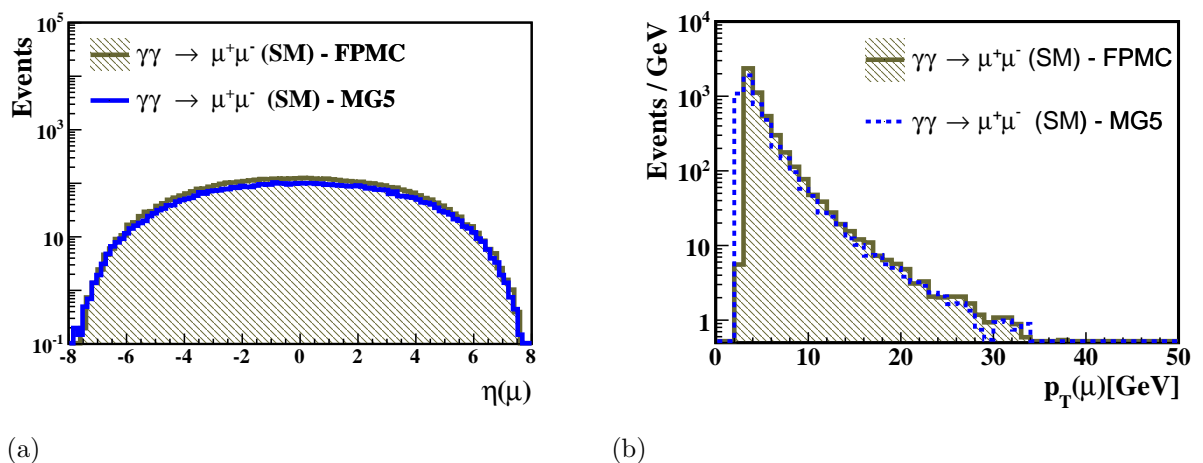
Tabela 8 - Seção de choque para o processo $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ para uma energia de centro de massa de 14 TeV.

p_T^{Min} [GeV]	Pseudo-rapidez	σ_{MG5} [pb]	σ_{FPMC} [pb]
3	$-8 < \eta < 8$	49.7	49.2
5	$-8 < \eta < 8$	13.62	13.5
10	$-8 < \eta < 8$	2.22	2.22

Legenda: Seções de choque para o processo $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ em função do valor de *momentum* transverso dos múons para $\sqrt{s} = 14$ TeV.

Fonte: O autor, 2014.

Figura 27 - Número de eventos em função da pseudorapidez e *momentum* transverso do múon para o processo $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ e $\sqrt{s} = 14$ TeV.



Legenda: Número de eventos com um corte em $p_T > 3$ GeV, $-8 \leq \eta \leq 8$ e $\sqrt{s} = 14$ TeV.

(a) Pseudorapidez do múon. (b) *Momentum* transverso do múon.

Fonte: O autor, 2014.

O valor da seção de choque do modelo com acoplamentos anômalos dos fótons e dos bósons de calibre (AQGC) produzido pelo MadGraph5 e pelo FPMC são categorizados na tabela 9, para um fator de forma com valor de $\Lambda = 500$ GeV e $\sqrt{s} = 7$ TeV. A distribuição do *momentum* transverso combinado dos léptons, onde utilizamos o estado final com um elétron e um múon, $p_T(e\mu)$, prediz que a contribuição no Modelo Padrão para $p_T(e\mu) > 100$ GeV é mínima, pontuando que possíveis manifestações de uma Física além do Modelo Padrão, podem situar-se em regiões de alto p_T segundo CHATRCHYAN et al. (2014).

Tabela 9 - Seção de choque para o processo $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu_{l^+}l^-\bar{\nu}_{l^-}$ com $\sqrt{s} = 7$ TeV.

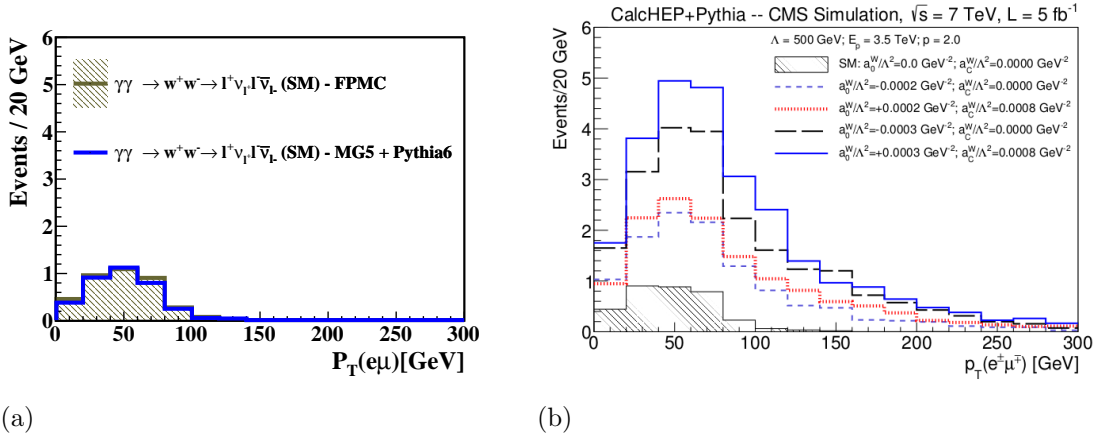
a_0^W/Λ^2 [GeV ⁻²]	a_C^W/Λ^2 [GeV ⁻²]	σ_{MG5} (fb)	$(\text{Br} \times \sigma)_{FPMC}$ (fb)
0	0	1.2	1.25
-2×10^{-4}	0	3.9	3.8
$+2 \times 10^{-4}$	0	4.3	4.2
-3×10^{-4}	0	7.3	6.9
$+3 \times 10^{-4}$	0	8.1	7.8

Legenda: Seção de choque do sinal exclusivo com AQGCs obtida com os operadores de dimensão seis no FPMC e MadGraph5 para uma energia de $\sqrt{s} = 7$ TeV e um corte mínimo no *momentum* transverso dos léptons de 10 GeV e na pseudorapidez $|\eta(\mu, e)| < 2.4, 2.5$.

Fonte: O autor, 2014.

Os pacotes MadGraph5 e FPMC adotam estratégias diferentes para o cálculo da seção de choque. O MadGraph5 permite em seu cartão de processo que o decaimento $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu_{l^+}l^-\bar{\nu}_{l^-}$ seja escolhido diretamente com os léptons selecionados $l = e^\pm, \mu^\pm$. O FPMC, por outro lado, efetua o cálculo da seção de choque total, de forma que, para considerar apenas o processo exclusivo, deve-se corrigir pela razão de ramificação do estado contendo apenas elétrons e múons. Outra diferença que merece uma atenção especial, reside no cálculo da constante de estrutura fina. O valor padrão do MadGraph5 é de 1/132, enquanto outros trabalhos existentes adotam o valor de 1/129, obtendo um valor de seção de choque de 108 fb para $\sqrt{s} = 14$ TeV, devido ao fato de que os autores fixaram o valor do acoplamento eletromagnético a escala de massa do bóson W (PIERZCHALA; PIOTRZKOWSKI, 2008). Entretanto, o FPMC adota o valor de escala $Q^2 = 0$, e a constante de estrutura fina assume o valor de 1/137. Disto decorre que a virtualidade dos fótons (muito próxima de zero) deve ser tomada como a escala, e não a massa do bóson W. Nesta tese será adotado $Q^2 = 2$ GeV². Os bósons decaem hadronicamente (aproximadamente 68%) ou leptonicamente (aproximadamente 32%). Os decaimentos hadrônicos ou semileptônicos, no qual jatos estão presentes, poderiam ser mimetizados pelos processos da QCD. Contudo, nesta tese serão estudados apenas os decaimentos

Figura 28 - Número de eventos em função do *momentum* transverso do sistema elétron-múon para o processo $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu_{l^+}l^-\bar{\nu}_{l^-}$ onde $l = e^\pm, \mu^\pm$.

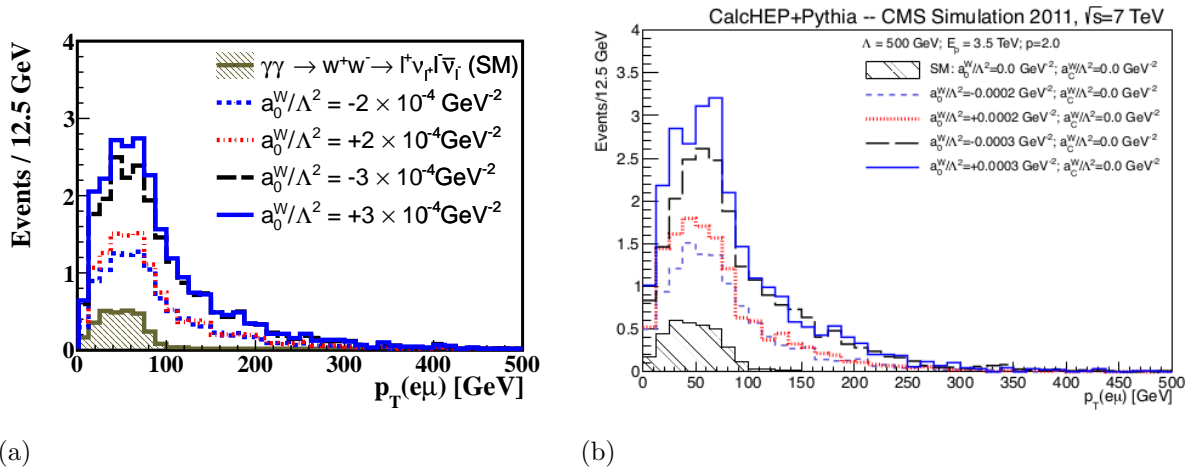


Legenda: Número de eventos em função do *momentum* transverso do sistema elétron-múon para o processo $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu_{l^+}l^-\bar{\nu}_{l^-}$ e $\sqrt{s} = 7$ TeV. (a) *Momentum* transverso do sistema elétron-múon (Modelo Padrão). (b) *Momentum* transverso do sistema elétron-múon (Colaboração CMS).

Fonte: (a) O autor, 2015.

Fonte: (b) CHATRCHYAN et al. 2013, p. 2.

Figura 29 - Número de eventos em função do *momentum* transverso do sistema elétron-múon para o processo $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu_{l^+}l^-\bar{\nu}_{l^-}$ onde $l = e^\pm, \mu^\pm$ para $\sqrt{s} = 7$ TeV.



Legenda: Número de eventos para o *momentum* transverso do sistema elétron-múon. (a) *Momentum* transverso do sistema elétron-múon, produzido utilizando o FPMC. (b) *Momentum* transverso do sistema elétron-múon (Colaboração CMS).

Fonte: (a) O autor, 2015.

Fonte: (b) CHATRCHYAN et al. 2013, p. 8.

puramente leptônicos.

O projeto de alta luminosidade do LHC busca aumentar a performance, ampliando o potencial de descobertas. Eventos raros, com taxas baixas de ocorrência, podem ser comprovados ou rejeitados de vez, conforme o aumento da luminosidade. Este fato promete lançar luz sobre os modelos de nova Física, em especial no modelo de acoplamentos anômalos de bósons de calibre, do qual alguns aspectos serão abordados nesta tese. O LHC, que em seus primeiros períodos de tomadas de dados operou com uma energia de centro de massa de 7 TeV e 8 TeV obtendo uma luminosidade de aproximadamente 25 fb^{-1} , planeja alcançar nos próximos anos uma luminosidade de até 3000 fb^{-1} para uma energia de centro de massa de até 14 TeV.

Nesta análise o estado final $\mu^\pm e^\mp$ será usado para se analisar a produção exclusiva do processo $pp \rightarrow pW^+W^-p$, onde os prótons finais permanecem intactos. Todos os processos serão gerados pelo FPMC. Esta escolha se dá devido ao fato do FPMC possuir a característica de fornecer informações sobre o *quadrimentum* dos prótons intactos no estado final. Pode-se então construir com efeito as variáveis de interesse para a análise tais quais: fração de perda de *momentum* dos prótons, massa central, etc. O MadGraph5 não possui esta informação em seu arquivo de saída.

6.2 Cálculo da seção de choque

O cálculo da seção de choque para uma energia de centro de massa de 13 TeV é realizado utilizando os valores mínimos do *momentum* transversal, $p_T > 5 \text{ GeV}$, pseudo-rapidez, $-6 \leq \eta \leq 6$ e uma fração de perda de *momentum* do próton dentro do limite $\xi_{1,2} \leq 0.2$. Uma alta luminosidade integrada é requerida para o estudo de acoplamentos anômalos. Portanto, será adotada nesta análise o valor de 100 fb^{-1} . Os valores das seções de choque, bem como os ajustes e *flags* utilizados no FPMC são categorizados nas tabelas 10 e 11. O sinal $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu_{l^+}l^-\bar{\nu}_{l^-}$ é simulado tanto no Modelo Padrão quanto no modelo de acoplamentos anômalos com bósons de calibre. Uma assinatura limpa do sinal $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu_{l^+}l^-\bar{\nu}_{l^-}$ pode ser mimetizada por vários *backgrounds* difrativos que possuem os prótons intactos no estado final. Os *backgrounds* inclusivos $pp \rightarrow pW^-W^+p$ considerados nos quais os prótons permanecem intactos são: troca dupla de Pomeron (DPE), troca dupla de Reggeon (DRE) e uma troca mista entre Pomeron e Reggeon. No FPMC será calculado o valor da seção de choque do processo inclusivo, isto é, todos os decaimentos possíveis. Em seguida estes valores serão multiplicados pela razão de ramificação de um estado que contenha apenas elétrons e múons ($\approx 3.4\%$). As abreviações adotadas serão PP, RR, PR e RP, ou seja, $\text{PP} \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu_{l^+}l^-\bar{\nu}_{l^-}$, $\text{RR} \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu_{l^+}l^-\bar{\nu}_{l^-}$, $\text{RP} \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu_{l^+}l^-\bar{\nu}_{l^-}$, $\text{PR} \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu_{l^+}l^-\bar{\nu}_{l^-}$ respectivamente. Os processos $\gamma_{inel}\gamma_{inel} \rightarrow WW$, $\gamma_{inel}\gamma_{el} \rightarrow WW$, bem como a contribuição

de eventos Drell-Yan serão considerados em trabalhos futuros. A troca de Pomerons e Reggeons produzindo pares de W é descrita dentro do modelo de Ingelman-Schlein, onde o espalhamento difrativo duro é interpretado em termos de um Pomeron sem cor com uma estrutura partônica (INGELMAN; SCHLEIN, 1985). As seções de choque são obtidas como uma convolução dos elementos de matriz duros, com a função da densidade de pártons difrativos medidas no HERA conforme AKTAS et al. (2006). Os *backgrounds* cujos fluxos são compostos por Reggeon, isto é, troca dupla de Reggeon ou troca mista entre Pomeron e Reggeon, podem prover uma perspectiva de como esse processo se comporta em altas energias e, também, se processos deste tipo são significantes em regiões de alto ξ . Esta afirmação é feita considerando a região $0.015 < \xi < 0.15$ conforme os trabalhos: ROYON; CHAPON; KEPKA (2009), CHATRCHYAN et al. (2013) e CHATRCHYAN et al. (2014). O *background* mais geral neste caso puramente leptônico é o processo $pp \rightarrow W^-W^+ + X$, onde X representa os resíduos resultantes da colisão dos prótons iniciais. Os valores relativos às seções de choque totais e puramente leptônicas são apresentados nas tabelas 10 e 11. Todos os processos foram multiplicados pela razão de ramificação de um estado final contendo apenas múons e elétrons. Não foi considerado a dependência com o valor do fator de forma. A contribuição do processo $pp \rightarrow W^+W^- + X$ por ter um valor alto de seção de choque, será ilustrada em um histograma em contraste apenas com os sinais anômalos analisados.

Tabela 10 - Seção de choque para diferentes processos no Modelo Padrão para energia de centro de massa de 13 TeV.

Process (Standard Model)	σ_{total} (fb)	σ_{total} (fb) $\times Br$
$pp \rightarrow W^+W^- + X$	61000	2074
$PP \rightarrow W^+W^-$	5.336	0.18
$PR \rightarrow W^+W^-$	2.777	0.094
$RP \rightarrow W^+W^-$	2.777	0.094
$RR \rightarrow W^+W^-$	1.598	0.054
$\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$	67.51	2.29

Legenda: Seção de choque para colisões próton-próton para energia de centro de massa de 13 TeV e $\xi_{1,2} \leq 0.2$. Foi utilizado um fator de correção de normalização estimada de 3% para processos de QCD e 90% para processos de QED.

Fonte: O autor, 2015.

Tabela 11 - Seção de choque para diferentes processos anômalos para uma energia de centro de massa de 13 TeV.

Process (Anomalous Signal)	$\sigma_{total}(\text{fb})$	$\sigma_{total}(\text{fb}) \times Br$
$\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-, a_0^W/\Lambda^2 = \pm 5 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$	83.6	2.84
$\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-, a_0^W/\Lambda^2 = \pm 15 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$	204.2	6.94
$\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-, a_C^W/\Lambda^2 = \pm 5 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$	69.2	2.35
$\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-, a_C^W/\Lambda^2 = \pm 20 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$	87.3	2.9
$\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-, (a_0^W, a_C^W)/\Lambda^2 = \pm(15, 5) \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$	227	7.72
$\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-, (a_0^W, a_C^W)/\Lambda^2 = \pm(15, 20) \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$	311	10.57

Legenda: Seção de choque para uma colisões próton-próton com uma energia de centro de massa de 13 TeV e $\xi_{1,2} \leq 0.2$. Foi utilizado um fator de correção de normalização estimada de 3% para processos de QCD e 90% para processos de QED.

Fonte: O autor, 2015.

6.3 Contribuição e simulação de eventos de *pile-up*

As colisões próton-próton que surgem adicionalmente às colisões de interesse, são coletivamente denominadas *pile-up*, e representam um grande desafio nas análises no LHC. Por exemplo no detector ATLAS, muitos destes subsistemas possuem uma janela de sensibilidade mais extensa do que 25 ns, representando o intervalo entre as colisões e os cruzamentos de pacotes de prótons conforme AAD et al. (2008). Como resultado, cada objeto físico é afetado pelo *pile-up* de alguma forma. Durante 2011, o número médio de colisões próton-próton por cruzamento de pacotes aumentou de 5 para 15, e durante 2012 o número aumentou de 10 para quase 35. Durante o ano de 2015, o número de colisões por cruzamento de pacotes apresentou picos em valores acima de 50.

Para estudar a fenomenologia deste processo, a geração de eventos *minimum bias* foi realizada com o Pythia8 (SJOSTRAND; MRENNNA; SKANDS, 2008), e um *software* denominado *MadX* (GROTE; SCHMIDT; DENIAU, 2015) foi empregado para fazer o transporte destes prótons de *pile-up* para um detetor genérico com $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$, e para uma energia de centro de massa de 13 TeV. O número de interações de *pile-up* para um cruzamento de pacote nesta análise é escolhido aleatoriamente, extraído de uma distribuição de Poisson. Os prótons no estado final sem a contribuição de eventos *pile-up* são detectados na maioria das vezes. Porém, quando um próton oriundo de um evento de *pile-up* e um próton no estado final do sinal se combinam, formando uma massa, que se comporta como um *background*. A probabilidade de um evento de *minimum bias* ter um próton detectado em cada um dos detectores *forward* é estimada em aproximadamente 3.3%. Existe a possibilidade de dois prótons de *pile-up* serem detetados ao mesmo tempo

cuja probabilidade é cerca de 0.09%.

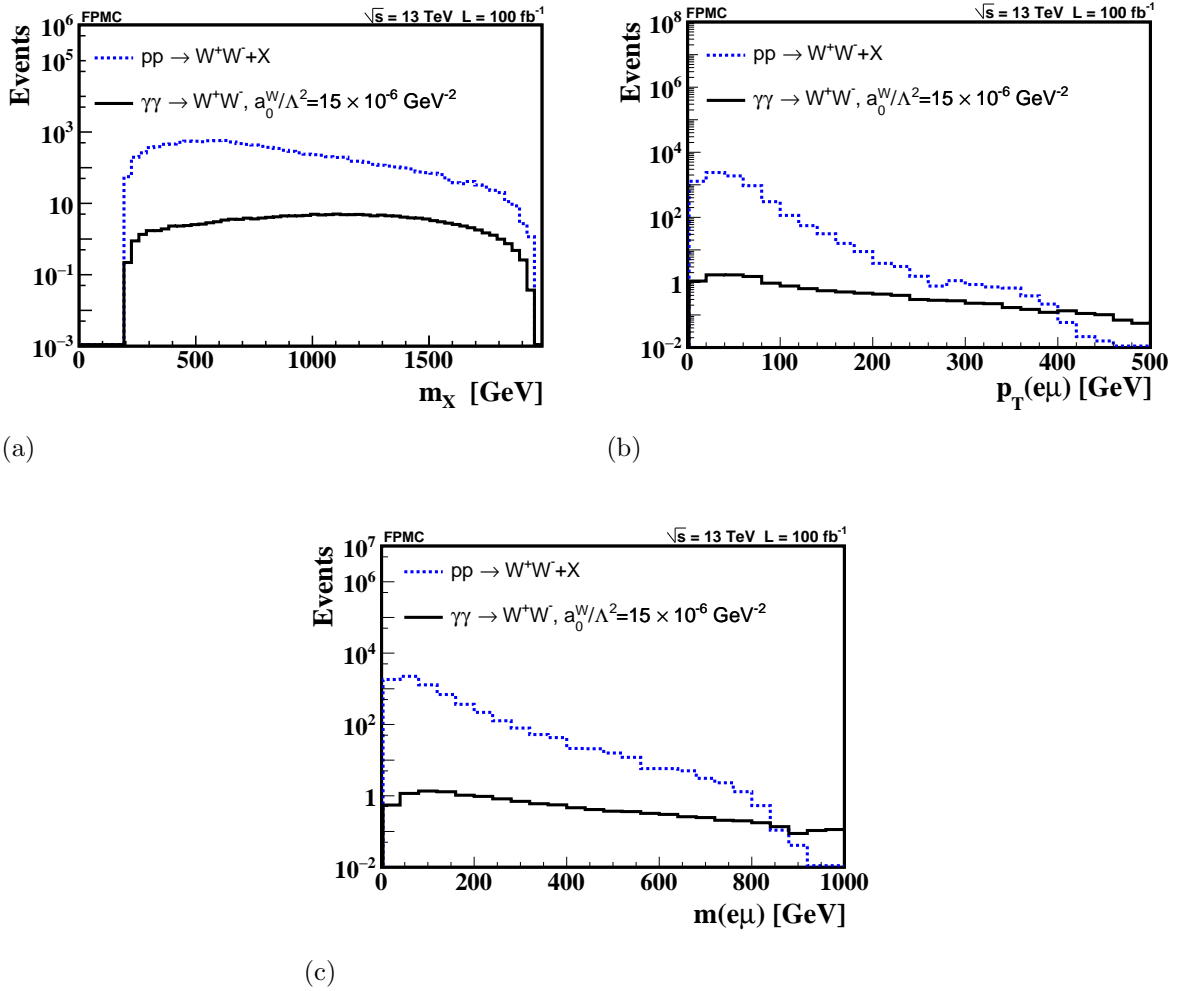
6.4 Contribuição dos *backgrounds* e estratégias de medição do sinal anômalo

Pelo alto valor de seção de choque, foram separadas as contribuições do processo mais geral $pp \rightarrow W^+W^- + X$, dos processos dominados pelos fluxos $\mathbb{P}\mathbb{P}$, $\mathbb{R}\mathbb{R}$, $\mathbb{P}\mathbb{R}$ e $\mathbb{R}\mathbb{P}$. Da figura 30 (b) e (c) observa-se uma importante característica do sinal anômalo, isto é, em regiões de alta massa invariante a contribuição do processo $pp \rightarrow W^+W^- + X$ tende a diminuir, podendo ser distinguida do sinal anômalo. Este fato mostra que um possível sinal de nova Física pode existir em regiões de alto *momentum* transverso e alta massa invariante do sistema constituído de elétrons e múons.

Entretanto, apenas a análise da massa invariante e do *momentum* transverso é suficiente para a detecção deste sinal? Este é um aspecto importante, porque apenas um corte tão restritivo quanto a figura 30 (b) e (c) sugere ($p_T > 300 - 400$ GeV), resultará certamente na perda de grande parte do sinal. Ao observar a massa central do processo inclusivo, verifica-se que esta é composta inteiramente a partir de eventos de *minimum bias* com prótons de *pile-up*, conforme mostra a figura 30 (a). Esta contribuição é bastante significativa e se sobrepõe ao sinal por um fator aproximadamente 100 vezes maior. Percebe-se claramente a dominância deste processo. Decerto que outra questão importante a ser investigada é: apenas a aplicação de cortes cinemáticos exclusivos é uma condição suficiente para eliminar eventos com prótons de *pile-up* (predominantes na massa central) ou existe a necessidade da implementação de uma técnica adicional a ser utilizada consoante aos cortes cinemáticos?

Os *backgrounds* governados pelos fluxos $\mathbb{P}\mathbb{P}$, $\mathbb{R}\mathbb{P}$, $\mathbb{P}\mathbb{R}$, $\mathbb{R}\mathbb{R} \rightarrow W^+W^-$ serão representados em um histograma que corresponde à soma destas contribuições (linha sólida preta), enquanto a linha pontilhada vermelha representa a soma do *background* e o sinal nas distribuições das figuras 31 e 32. Procura-se estabelecer qual é o papel do Reggeon neste processo, uma vez que se acredita que ele seja significativo em regiões de alta massa. Estudos mostram que os sinais com acoplamentos anômalos residem em regiões de alta massa central, por isto, é necessário responder à questão chave desta seção: qual é a influência do Reggeon nesta região de alto ξ (ver capítulo 5)? Neste análise, a aceitação genérica do detector é utilizada ($0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$), portanto altos valores de ξ . O sinal também é suposto, conforme a seção anterior apontou, existir em regiões de alto *momentum* transverso, alta massa invariante e regiões de alta massa central, de forma que se faz necessário tentar mensurar o número de eventos selecionando potenciais regiões e identificar como estas contribuições podem impactar na busca pelo sinal anômalo $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu_{l^+}l^-\bar{\nu}_{l^-}$. A variável de correlação azimutal investiga a presença de fótons gerados *back-to-back*. Ao

Figura 30 - Número de eventos em função da massa central, massa invariante e *momentum* transverso do sistema elétron-múon para o processo $pp \rightarrow W^+W^- + X$ e para o sinal anômalo $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$.

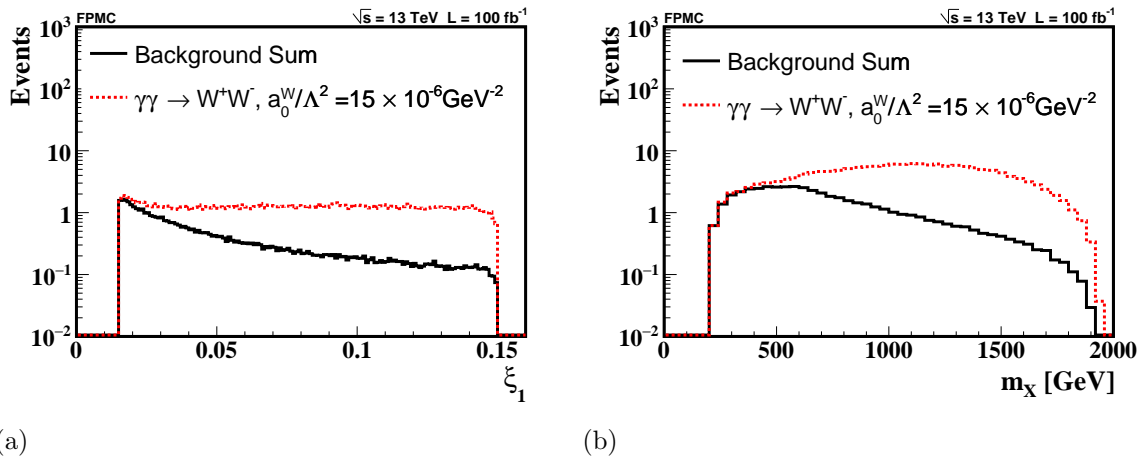


Legenda: Número de eventos para o processo $pp \rightarrow W^+W^- + X$ e o sinal anômalo $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$, para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13$ TeV. O sinal anômalo considerado é $\gamma\gamma \rightarrow WW$ com $a_0^W/\Lambda^2 = 15 \times 10^{-6}$ GeV $^{-2}$. (a) Massa central. (b) Soma do *momentum* transverso do sistema elétron-múon. (c) Massa invariante do sistema elétron-múon.

Fonte: O autor, 2015

contrário da produção exclusiva onde apenas os prótons espalhados e léptons estão presentes no detector, em uma troca dupla de Pomeron, os resíduos do Pomeron estão presentes acompanhando os pártons interagentes. Eles transmitem um *boost* significativo para o par de léptons no plano transversal resultando em uma descorrelação não desprezível $\Delta\phi$ entre os léptons. Um estudo detalhado sobre *backgrounds* leptônicos foi amplamente discutido em trabalhos anteriores: CHATRCHYAN et al. (2013) e (ROYON; CHAPON; KEPKA, 2009). Estes estudos mostram que para se excluir com segurança um *background* dileptônico tal como $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-, e^+e^-$, que exibe uma forte correlação quando $\Delta\phi \approx \pi$, deve-se evitar a presença destes eventos na detecção do sinal. A forma plana da correlação azimutal na figura 32 (c) mostra que o formato da distribuição do sinal é similar à produção de Reggeons e Pomerons, exceto pela massa central, exibida na figura 31 (b) cuja distribuição difere em regiões de alta massa central. O *momentum* transversal e a massa invariante do sistema elétron-múon do sinal anômalo da figura 32 (a) e (b) atestam que o sinal anômalo não é afetado significativamente pelo *background* composto pela produção de dois bósons mediada pelos fluxos PP, RP, PR, RR, podendo ser completamente diferenciado nestas variáveis, desde que a medição seja efetuada em uma região de alto *momentum* transversal. Neste trabalho o valor adotado é $p_T > 130$ GeV, valor adotado pelos trabalhos produzidos pela colaboração CMS. O *momentum* transversal do múon da figura 32 (d) pode ser utilizado também na discriminação deste sinal.

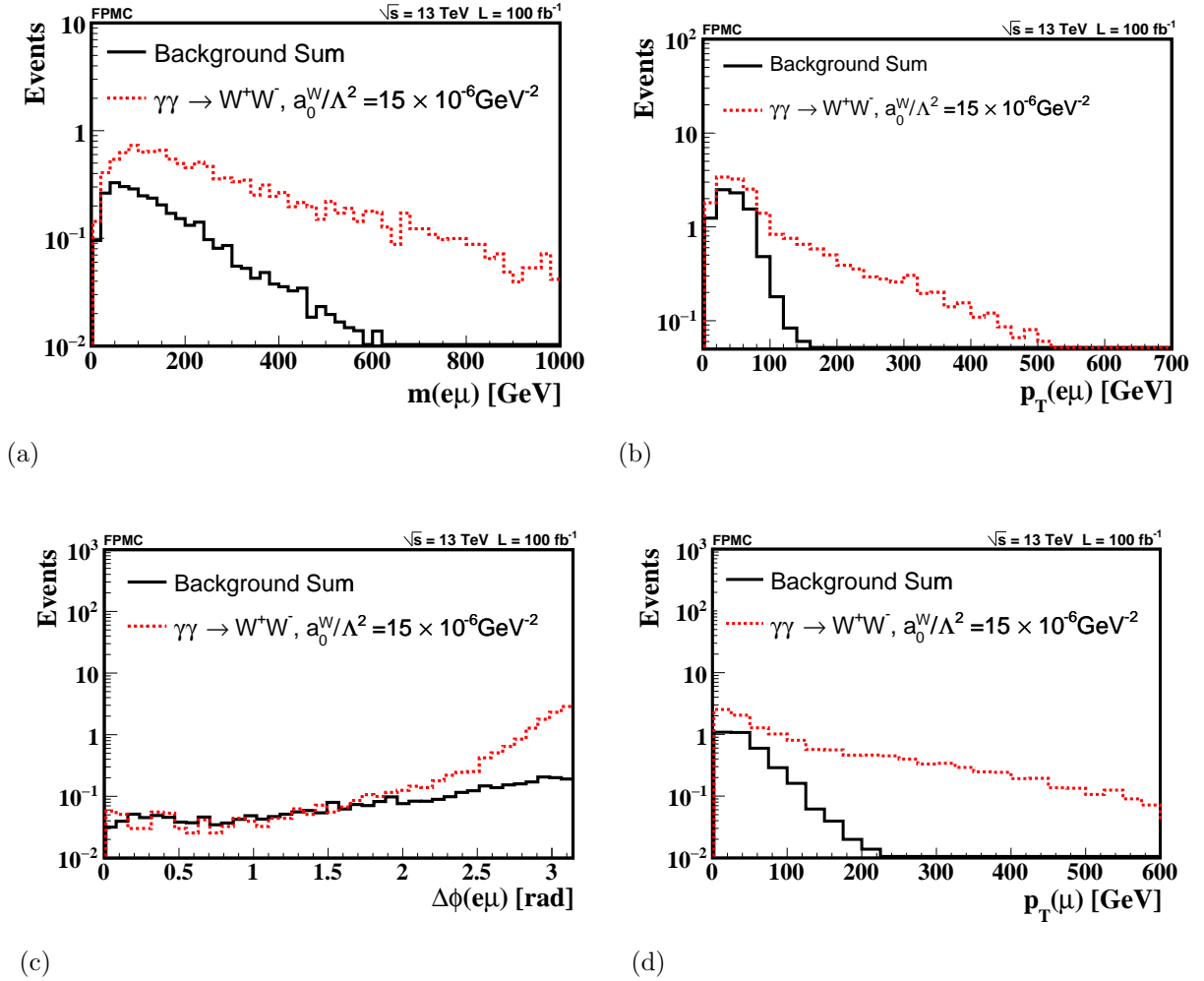
Figura 31 - Número de eventos em função da fração de perda de *momentum* do próton e da massa central para o processo $pp \rightarrow pW^+W^-p$ governado pelos fluxos PP, RP, PR, RR.



Legenda: Número de eventos em função da fração de perda de *momentum* do próton (a) e da massa central (b) para o processo $pp \rightarrow pW^+W^-p$ governado pelos fluxos PP, RP, PR, RR. O sinal anômalo considerado é $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ com um valor de parâmetro $a_0^W/\Lambda^2 = 15 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$ para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Fonte: O autor, 2015

Figura 32 - Número de eventos em função da massa invariante, *momentum* transverso, correlação azimutal do sistema elétron-múon e massa central do processo $pp \rightarrow pW^+W^-p$ governados pelos fluxos PP, RP, PR, RR.



Legenda: Distribuições cinemáticas para o processo $pp \rightarrow pW^+W^-p$ governado pelos fluxos PP, RP, PR, RR e o sinal anômalo $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ com um valor de parâmetro $a_0^W/\Lambda^2 = 15 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$ para $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ e $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$. (a) Massa invariante do sistema elétron-múon. (b) *Momentum* transverso do sistema elétron-múon. (c) Correlação azimutal do sistema elétron-múon. (d) *Momentum* transverso do múon.

Fonte: O autor, 2015

6.5 Cortes aplicados e rejeição de *background*

Pode-se notar o comportamento do sinal anômalo conforme a energia disponível aumenta, embora a contribuição anômala do sinal $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu_{l^+}l^-\bar{\nu}_{l^-}$ exceda a soma dos *backgrounds* dos processos $\text{PP, RP, PR, RR} \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu_{l^+}l^-\bar{\nu}_{l^-}$, representado na figura 32 (d). Contudo, a maior contaminação advém do processo $pp \rightarrow W^+W^- + X$ conforme mostra a figura 30 (a). O processo de produção é caracterizado por um vértice primário formado pelo par $(\mu^\pm e^\mp)$ sem nenhum outro traço, com um alto *momentum* transverso, $p_T(\mu^\pm e^\mp)$, e uma alta massa invariante $m(\mu^\pm e^\mp)$ de acordo com a figura 30 e figura 32. Pode-se notar também uma clara distinção entre o sinal e as contribuições do *background*. Este comportamento está de acordo com o entendimento de que a contribuição do Modelo Padrão é reduzida para altos valores de $p_T(e\mu)$ mostrado em CHATRCHYAN et al. (2013). A distribuição angular ($\Delta\phi$) entre os dois léptons evidencia o aparecimento de fótons *back-to-back*, a partir de um valor aproximado de 2.7 radianos, ou para se excluir o *background* $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ pode-se requerer apenas eventos na região $\Delta\phi < 3.1$. De acordo com (ROYON; CHAPON; KEPKA, 2009) acredita-se que o sinal anômalo resida em regiões de alta massa, por isso serão aceitos apenas eventos em regiões de massa $m_X > 800$ GeV, também demonstrado nesta tese na figura 32. O valor de corte em $m_X > 800$ GeV corresponde a um valor mínimo de fração de *momentum* perdido $\xi \gtrsim 0.025$, considerando o valor máximo da região de aceitação $\xi < 0.15$. Este valor mínimo está em geral de acordo com a aceitação dos detectores de prótons instalados no LHC.

Uma região de alto p_T é de grande importância para suprimir os *backgrounds* oriundos do processo $\gamma\gamma \rightarrow \tau\tau$. A escolha de $p_T(e\mu) > 30$ GeV é suficiente para se obter um valor desprezível *background* conforme atesta CHATRCHYAN et al. (2013). Os valores da pseudorapidez $|\eta(\mu, e)| < 2.4, 2.5$ e $p_T(e^\pm) > 10$ GeV, representam uma aceitação genérica de um detector central. Serão considerados alguns cenários com diferentes valores para os cortes cinemáticos. Nesta análise a notação $p_T(e^\pm, \mu^\mp)$ representa o valor para cada lépton separadamente e $p_T(e^\pm \mu^\mp)$ representa o sistema formado pelos léptons.

- Cenário I: $|\eta(\mu, e)| < 2.4, 2.5$, $p_T(e^\pm, \mu^\mp) > 10, 25$ GeV, $m_X > 800$ GeV, $\Delta\phi(e^\mp \mu^\pm) < 3.1$ Rad
- Cenário II: $|\eta(\mu, e)| < 2.4, 2.5$, $p_T(e^\pm, \mu^\mp) > 10, 130$ GeV, $m_X > 800$ GeV, $\Delta\phi(e^\mp \mu^\pm) < 3.1$ Rad
- Cenário III: $|\eta(\mu, e)| < 2.4, 2.5$, $p_T(e^\pm \mu^\mp) > 130$ GeV, $m_X > 800$ GeV, $\Delta\phi(e^\mp \mu^\pm) < 3.1$ Rad

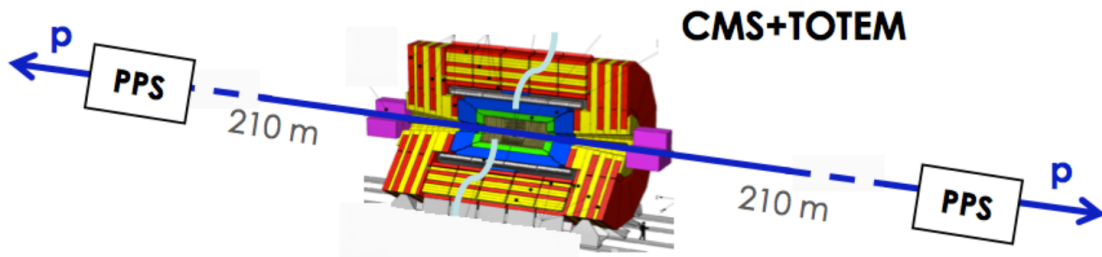
A maior diferença nos cenários está no valor do *momentum* transverso, no primeiro cenário a aceitação em p_T não é muito restrita. Isto resulta em um número maior de

eventos do sinal e do *background*. No segundo cenário, a aceitação em p_T se torna mais restrita, selecionando apenas eventos de alto p_T . O terceiro cenário seguirá o valor de referência do trabalho produzido pela colaboração CMS, isto é, um corte em p_T do sistema elétron-múon de 130 GeV.

6.6 Supressão de background através da simulação do tempo de vôo do próton

Será introduzido o tempo de vôo dos prótons, bem como seu conceito e implementação em uma análise fenomenológica. Esta técnica será utilizada consoante os cortes cinemáticos. Espera-se, com efeito, observar uma redução significativa de eventos de *pile-up*, após a aplicação desta nova seleção.

Figura 33 - *CMS-TOTEM Precision Proton Spectrometer*.



Legenda: Esquema do *CMS-TOTEM Precision Proton Spectrometer*.

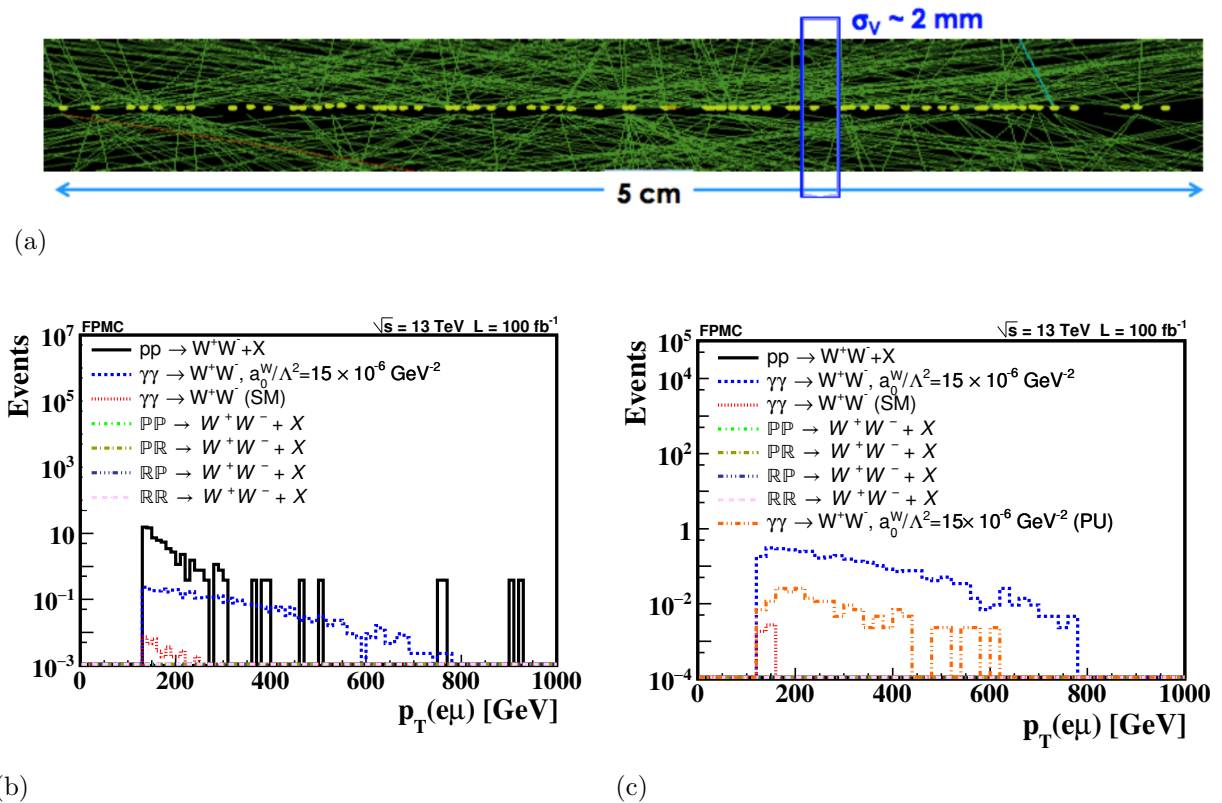
Fonte: GALLINARO, 2015.

Ao medir a diferença temporal Δt entre os prótons, que resulta do deslocamento da posição z do vértice de interação, pode-se determinar se eles se originam da mesma colisão. Se a resolução temporal é σ_t , a resolução na diferença temporal é $\sigma(\Delta t) = \sqrt{2}\sigma_t$. A medição da posição z do ponto de interação a partir dos tempos de vôo dos prótons é $z_{pp} = \frac{1}{2}c\Delta t$, então $\sigma(z_{pp}) = \frac{1}{2}c\sqrt{2}\sigma_t$. Para a supressão do *background* $pp \rightarrow W^+W^- + X$, pode-se requerer, além dos cortes cinemáticos, que a posição z_{pp} medida a partir dos tempos de vôo seja compatível com aquela medida no detector central (z_0).

Fenomenologicamente a modelagem deste procedimento baseia-se na simulação (de maneira aproximada) de um *smearing* do vértice (na origem). Ao medir o tempo de chegada dos prótons nas estações de detecção, diminui-se significativamente a influência dos prótons de *pile-up*. Isto é necessário porque a principal fonte de *background* para este processo é devido a eventos de *pile-up*. Prótons intactos podem ser oriundos de eventos difrativos e troca de fótons. Entretanto, uma parte é devida aos prótons provenientes das interações *soft* (*pile-up*). Esta abordagem foi implementada no código de análise simulando

estações de *Roman Pot* com braços que distam ~ 210 m, conforme a figura 33. O *smearing* é aplicado nos braços esquerdo e direito em função da resolução temporal do detector.

Figura 34 - Seleção de vértice de interação (rejeição de *pile-up*) e número de eventos em função da posição dos vértices de eventos de *pile-up* e sinal.



Legenda: Número de eventos em função do *momentum* transversal do sistema elétron-múon.

(a) Interação no PPS. A região destacada é compatível com a resolução temporal de 10 ps.

(b) *Momentum* transversal do sistema elétron-múon após a aplicação dos cortes de exclusividade: $-2.5, -2.4 < \eta(e, \mu) < 2.5, 2.4, p_T(e\mu) > 130$ GeV, $\Delta\phi < 3.1, m_X > 800$ GeV.

(c) *Momentum* transversal do sistema elétron-múon após a aplicação dos cortes de exclusividade: $-2.5, -2.4 < \eta(e, \mu) < 2.5, 2.4, p_T(e\mu) > 130$ GeV, $\Delta\phi < 3.1, m_X > 800$ GeV e seleção a partir dos tempos de voo dos prótons com uma resolução temporal de 30 ps.

Fonte: O autor, 2015

Com isso, pode-se determinar a dependência destes eventos com o tempo de chegada: tanto do sinal em questão, quanto dos eventos de *pile-up* e suas combinações³³. Por exemplo, um evento não difrativo de dois *W*s pode ser superimposto com dois eventos difrativos simples com prótons intactos, por isso, deve-se ser capaz de distinguir este

³³ Todas as contribuições de *pile-up* descritas anteriormente são simuladas para cada evento.

background dos eventos onde ambos os prótons se originam do vértice WW . Para tal, deve-se medir precisamente os tempos de vôo dos prótons, para determinar se estes se originam do vértice do evento duro ou não. Os parâmetros necessários deste detector de tempo devem possuir tipicamente os valores,

$$\begin{aligned}\sigma(\Delta t_{1,2}) &= 10 \text{ ps} \rightarrow \sigma(\Delta z_0) = 2.11 \text{ mm}, \\ \sigma(\Delta t_{1,2}) &= 30 \text{ ps} \rightarrow \sigma(\Delta z_0) = 6.33 \text{ mm}.\end{aligned}\tag{122}$$

A figura 34 mostra o número de eventos em função dos cortes cinemáticos e como esta técnica pode excluir os eventos restantes do *background*. A região em que o sinal reside pode ser totalmente discriminada dos eventos inclusivos. Nas tabelas 12, 13, 14, 15, 16, 17, se encontram os números de eventos após os cortes cinemáticos e a seleção, utilizando os tempos de vôo dos prótons, com resolução temporal de 30 ps. Os *backgrounds* compostos pelos processos governados pelos fluxos $\mathbb{P}\mathbb{P}$, $\mathbb{R}\mathbb{P}$, $\mathbb{P}\mathbb{R}$, $\mathbb{R}\mathbb{R}$ não contribuem significativamente na detecção de um possível sinal anômalo.

Embora os cenários II e III tenham se mostrado eficientes para se desprezar com segurança as contribuições dos processos $pp \rightarrow pW^+W^-p$ com os fluxos $\mathbb{P}\mathbb{P}$, $\mathbb{R}\mathbb{P}$, $\mathbb{P}\mathbb{R}$, $\mathbb{R}\mathbb{R}$, é necessário aplicar ao *background* inclusivo $pp \rightarrow W^+W^- + X$ um corte utilizando a medição de tempo de vôo com resolução de 30 ps, uma vez que apenas a restrição nas variáveis cinemáticas são insuficientes para eliminar este *background*.

6.7 Número de eventos após seleções cinemáticas e seleção de tempo de vô dos prótons

Nas seções anteriores (6.5, 6.6) foram discutidas as distribuições das variáveis cinemáticas, tais como: massa central, *momentum* transverso do múon, *momentum* transverso do sistema elétron-múon e distribuição angular dos léptons de maior *momentum* transverso. Deste modo, foram selecionadas algumas regiões que poderiam destacar o sinal em relação aos *backgrounds*. Nesta seção será discutido numericamente como cada corte de exclusividade aplicado neste capítulo pode impactar o número de eventos esperados. Os três cenários anteriores descritos na seção serão analisados.

- Cenário I: $|\eta(\mu, e)| < 2.4, 2.5, p_T(e^\pm, \mu^\mp) > 10, 25 \text{ GeV}, m_X > 800 \text{ GeV}, \Delta\phi(e^\mp\mu^\pm) < 3.1 \text{ Rad}$
- Cenário II: $|\eta(\mu, e)| < 2.4, 2.5, p_T(e^\pm, \mu^\mp) > 10, 130 \text{ GeV}, m_X > 800 \text{ GeV}, \Delta\phi(e^\mp\mu^\pm) < 3.1 \text{ Rad}$
- Cenário III: $|\eta(\mu, e)| < 2.4, 2.5, p_T(e^\pm\mu^\mp) > 130 \text{ GeV}, m_X > 800 \text{ GeV}, \Delta\phi(e^\mp\mu^\pm) < 3.1 \text{ Rad}$

Convém ressaltar que estas regiões foram escolhidas através da observação das distribuições. Adicionalmente, será também introduzida a seleção de tempo de vô dos prótons de um ponto de vista fenomenológico, após os cortes cinemáticos com uma resolução temporal de 30 ps. Esta seleção é necessária devido à presença de neutrinos no estado final, o que impossibilita a reconstrução de sua massa total. Espera-se que este último corte possa eliminar os eventos restantes do *background*. O número de eventos esperados de cada cenário podem ser visualizados na figura 35. Os resultados do estudo dos intervalos de confiança (1σ e 2σ) para os acoplamentos a_0^W/Λ^2 e a_C^W/Λ^2 são descritos na figura 36 e na tabela 18. Estes limites em duas dimensões foram estabelecidos com a auxílio do pacote ROOT. Foram criados modelos parametrizados para as contribuições de sinal e *background*, e os intervalos de confiança foram obtidos considerando zero eventos observados após os cortes de seleção. O modelo implementado inclui as contribuições de *background*. Este método é aconselhável para se incluir incertezas estatísticas resultantes de um conjunto de dados de Monte Carlo dentro de uma significância esperada de uma futura medição. A figura 36 apresenta os intervalos correspondendo a um nível de confiança (C.L.) de 95%. Estes valores são dados para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} e média $\mu = 50$ de eventos de *pile-up*.

Tabela 12 - Cenário I: Número de eventos dos *backgrounds* para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Process	<i>pp</i>		PP		PR + RP + RR		$\gamma\gamma$	
	No PU	PU	No PU	PU	No PU	PU	No PU	PU
$ \eta(\mu, e) < 2.4, 2.5$	4224.94	4224.94	0.3	0.3	0.285	0.285	2.1	2.1
$p_T(e^\pm, \mu^\pm) > 10, 25$ GeV	2507.62	2507.62	0.188	0.188	0.178	0.178	1.33	1.33
$\Delta\phi(e^\mp\mu^\pm) < 3.1$ Rad	2427.66	2427.66	0.181	0.181	0.173	0.173	1.27	1.27
$m_X > 800$ GeV, Tof (2σ)	0	[12.74,115.5]	[0.08,0.048]	[0.0078,0.025]	[0.11,0.073]	[0.0079,0.023]	[0.093,0.051]	[0.039,0.116]
$m_X > 800$ GeV, Tof (1σ)	0	[6.95,56.78]	[0.058,0.034]	[0.0040,0.012]	[0.08,0.052]	[0.0039,0.012]	[0.070,0.037]	[0.02,0.058]

Legenda: Cenário I: Número de eventos dos *backgrounds* do processo $pp \rightarrow pW^+W^-p$, governado pelos fluxos PP, RP, PR, RR e $pp \rightarrow W^+W^- + X$ para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13$ TeV. A coluna denominada PU mostra os eventos selecionados com um ou dois prótons de *pile-up*. Os valores à esquerda representam o número de eventos quando o valor da configuração de *pile-up* é nominal e os valores à direita representam o número de eventos quando a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal.

Fonte: O autor, 2015.

Tabela 13 - Cenário I: Número de eventos dos sinais anômalos para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Signal ($\times 10^{-6}$ GeV $^{-2}$)	$a_0^W/\Lambda^2 = 5$		$a_0^W/\Lambda^2 = 15$		$a_C^W/\Lambda^2 = 5$		$a_C^W/\Lambda^2 = 20$		$(a_0^W, a_C^W)/\Lambda^2 = 15, 5$		$(a_0^W, a_C^W)/\Lambda^2 = 15, 20$	
	No PU	PU	No PU	PU	No PU	PU	No PU	PU	No PU	PU	No PU	PU
$ \eta(\mu, e) < 2.4, 2.5$	3.28	3.28	12.42	12.42	2.2	2.2	3.39	3.39	14.6	14.6	20.9	20.9
$p_T(e^\pm, \mu^\pm) > 10, 25$ GeV	2.29	2.29	9.7	9.7	1.43	1.43	2.34	2.34	11.34	11.34	16.3	16.3
$\Delta\phi(e^\mp\mu^\pm) < 3.1$ Rad	2.1	2.1	8.27	8.27	1.35	1.35	2.1	2.1	9.7	9.7	13.85	13.85
$m_X > 800$ GeV, Tof (2σ)	[0.61,0.36]	[0.064,0.23]	[4.87,3.19]	[0.37,0.97]	[0.13,0.079]	[0.12,0.14]	[0.66,0.42]	[0.093,0.23]	[5.71,4.29]	[0.42,1.46]	[8.4,5.18]	[0.6,1.78]
$m_X > 800$ GeV, Tof (1σ)	[0.44,0.25]	[0.026,0.1]	[3.45,2.32]	[0.2,0.46]	[0.08,0.053]	[0.05,0.075]	[0.45,0.3]	[0.042,0.12]	[4.1,3.05]	[0.23,0.73]	[6.0,3.69]	[0.3,0.86]

Legenda: Cenário I: Número de eventos dos sinais anômalos ($a_0^W/\Lambda^2, a_C^W/\Lambda^2$) para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13$ TeV. A coluna denominada PU mostra os eventos selecionados com um ou dois prótons de *pile-up*. Os valores à esquerda representam o número de eventos quando o valor da configuração de *pile-up* é nominal e os valores à direita representam o número de eventos quando a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal.

Fonte: O autor, 2015.

Tabela 14 - Cenário II: Número de eventos dos *backgrounds* para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Process	<i>pp</i>		PP		PR + RP + RR		$\gamma\gamma$	
	No PU	PU	No PU	PU	No PU	PU	No PU	PU
$ \eta(\mu, e) < 2.4, 2.5$	4224.94	4224.94	0.3	0.3	0.311	0.311	2.1	2.1
$p_T(e^\pm, \mu^\pm) > 10, 130$ GeV	83.82	83.82	0.0022	0.0022	0.00365	0.00365	0.13	0.13
$\Delta\phi(e^\mp \mu^\pm) < 3.1$ Rad	77.25	77.25	0.0021	0.0021	0.0035	0.0035	0.11	0.11
$m_X > 800$ GeV, Tof (2σ)	0	[0,1.54]	[0.0016,0.00078]	[0,0.00029]	[0.0027,0.002]	[0,0.00062]	[0.022,0.016]	[0.0045,0.014]
$m_X > 800$ GeV, Tof (1σ)	0	[0,1.16]	[0.0010,0.0036]	[0,0.00021]	[0.002,0.0013]	[0,0.0004]	[0.019,0.010]	[0.0027,0.0083]

Legenda: Cenário II: Número de eventos dos *backgrounds* do processo $pp \rightarrow pW^+W^-p$, governado pelos fluxos PP, RP, PR, RR e $pp \rightarrow W^+W^- + X$ para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13$ TeV. A coluna denominada PU mostra os eventos selecionados com um ou dois prótons de *pile-up*. Os valores à esquerda representam o número de eventos quando o valor da configuração de *pile-up* é nominal e os valores à direita representam o número de eventos quando a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal.

Fonte: O autor, 2015.

Tabela 15 - Cenário II: Número de eventos dos sinais anômalos para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Signal ($\times 10^{-6}$ GeV $^{-2}$)	$a_0^W/\Lambda^2 = 5$		$a_0^W/\Lambda^2 = 15$		$a_C^W/\Lambda^2 = 5$		$a_C^W/\Lambda^2 = 20$		$(a_0^W, a_C^W)/\Lambda^2 = 15, 5$		$(a_0^W, a_C^W)/\Lambda^2 = 15, 20$	
	No PU	PU	No PU	PU	No PU	PU	No PU	PU	No PU	PU	No PU	PU
$ \eta(\mu, e) < 2.4, 2.5$	3.28	3.28	12.42	12.42	2.2	2.2	3.39	3.39	14.6	14.6	20.9	20.9
$p_T(e^\pm, \mu^\pm) > 10, 130$ GeV	0.68	0.68	5.2	5.2	0.18	0.18	0.79	0.79	6.22	6.22	9.33	9.33
$\Delta\phi(e^\mp \mu^\pm) < 3.1$ Rad	0.56	0.56	4.2	4.2	0.15	0.15	0.65	0.65	5.15	5.15	7.55	7.55
$m_X > 800$ GeV, Tof (2σ)	[0.33,0.2]	[0.02,0.076]	[2.97,2.01]	[0.17,0.5]	[0.04,0.025]	[0.0056,0.016]	[0.4,0.28]	[0.022,0.079]	[3.56,2.84]	[0.19,0.79]	[5.29,3.53]	[0.31,1.04]
$m_X > 800$ GeV, Tof (1σ)	[0.24,0.14]	[0.009,0.035]	[2.19,1.47]	[0.09,0.25]	[0.031,0.015]	[0.0028,0.0075]	[0.26,0.21]	[0.0094,0.042]	[2.53,2.02]	[0.08,0.38]	[3.8,2.53]	[0.13,0.54]

Legenda: Cenário II: Número de eventos dos sinais anômalos ($a_0^W/\Lambda^2, a_C^W/\Lambda^2$) para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13$ TeV. A coluna denominada PU mostra os eventos selecionados com um ou dois prótons de *pile-up*. Os valores à esquerda representam o número de eventos quando o valor da configuração de *pile-up* é nominal e os valores à direita representam o número de eventos quando a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal.

Fonte: O autor, 2015.

Tabela 16 - Cenário III: Número de eventos dos *backgrounds* para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Process	<i>pp</i>		PP		PR + RP + RR		$\gamma\gamma$	
	No PU	PU	No PU	PU	No PU	PU	No PU	PU
$ \eta(\mu, e) < 2.4, 2.5$	4224.94	4224.94	0.3	0.3	0.285	0.285	2.1	2.1
$p_T(e^\pm \mu^\pm) > 130$ GeV	71.07	71.07	0.0011	0.0011	0.0069	0.0069	0.098	0.098
$\Delta\phi(e^\mp \mu^\pm) < 3.1$ Rad	68.37	68.37	0.0010	0.0010	0.0066	0.0066	0.094	0.094
$m_X > 800$ GeV, Tof (2σ)	0	[0,1.93]	[0.0007,0.00043]	[0,0.00002]	[0.0055,0.0036]	[0,0.00082]	[0.019,0.013]	[0.0045,0.0091]
$m_X > 800$ GeV, Tof (1σ)	0	[0,1.54]	[0.0006,0.00036]	[0,0.00001]	[0.0041,0.0024]	[0,0.00036]	[0.015,0.0082]	[0.0040,0.0018]

Legenda: Cenário III: Número de eventos dos *backgrounds* do processo $pp \rightarrow pW^+W^-p$, governado pelos fluxos PP, RP, PR, RR e $pp \rightarrow W^+W^- + X$ para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13$ TeV. A coluna denominada PU mostra os eventos selecionados com um ou dois prótons de *pile-up*. Os valores à esquerda representam o número de eventos quando o valor da configuração de *pile-up* é nominal e os valores à direita representam o número de eventos quando a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal.

Fonte: O autor, 2015.

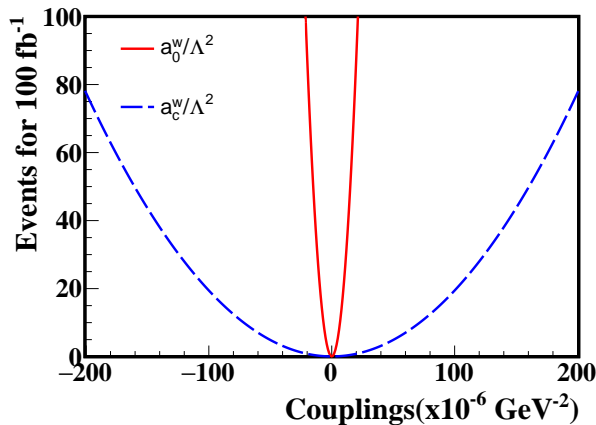
Tabela 17 - Cenário III: Número de eventos dos sinais anômalos para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Signal ($\times 10^{-6}$ GeV $^{-2}$)	$a_0^W/\Lambda^2 = 5$		$a_0^W/\Lambda^2 = 15$		$a_C^W/\Lambda^2 = 5$		$a_C^W/\Lambda^2 = 20$		$(a_0^W, a_C^W)/\Lambda^2 = 15, 5$		$(a_0^W, a_C^W)/\Lambda^2 = 15, 20$	
	No PU	PU	No PU	PU	No PU	PU	No PU	PU	No PU	PU	No PU	PU
$ \eta(\mu, e) < 2.4, 2.5$	3.28	3.28	12.42	12.42	2.2	2.2	3.39	3.39	14.6	14.6	20.9	20.9
$p_T(e^\pm, \mu^\pm) > 130$ GeV	0.65	0.65	5.2	5.2	0.12	0.12	0.76	0.76	6.12	6.12	9.1	9.1
$\Delta\phi(e^\mp \mu^\pm) < 3.1$ Rad	0.55	0.55	4.43	4.43	0.11	0.11	0.66	0.66	5.13	5.13	7.8	7.8
$m_X > 800$ GeV, Tof (2σ)	[0.36,0.22]	[0.014,0.072]	[3.26,2.16]	[0.18,0.53]	[0.036,0.019]	[0.009,0.021]	[0.44,0.28]	[0.026,0.079]	[3.75,2.84]	[0.17,0.79]	[5.61,3.53]	[0.31,1.04]
$m_X > 800$ GeV, Tof (1σ)	[0.26,0.15]	[0.006,0.031]	[2.34,1.6]	[0.1,0.26]	[0.03,0.015]	[0.0037,0.0075]	[0.3,0.21]	[0.0094,0.042]	[2.67,2.02]	[0.076,0.38]	[4.0,2.53]	[0.15,0.54]

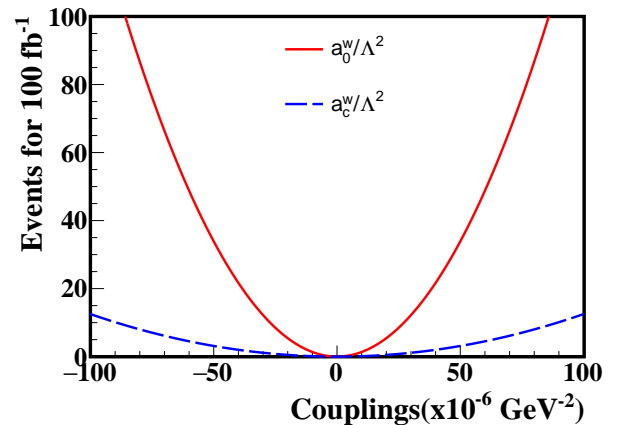
Legenda: Cenário III: Número de eventos dos sinais anômalos ($a_0^W/\Lambda^2, a_C^W/\Lambda^2$) para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13$ TeV. A coluna denominada PU mostra os eventos selecionados com um ou dois prótons de *pile-up*. Os valores à esquerda representam o número de eventos quando o valor da configuração de *pile-up* é nominal e os valores à direita representam o número de eventos quando a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal.

Fonte: O autor, 2015.

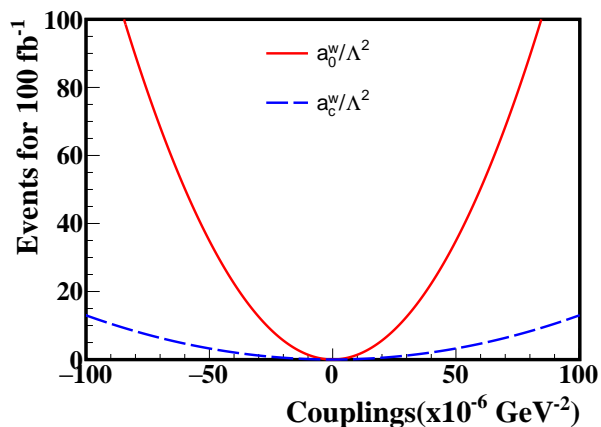
Figura 35 - Número de eventos esperados no LHC para o sinal nos três cenários considerados (ver seção 6.7) com diferentes valores de acoplamentos quárticos anômalos a_0^W/Λ^2 e a_C^W/Λ^2 após os cortes cinemáticos e resolução de 30 ps e uma janela de 2σ para a seleção de tempo de vôo, para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13$ TeV.



(a)



(b)

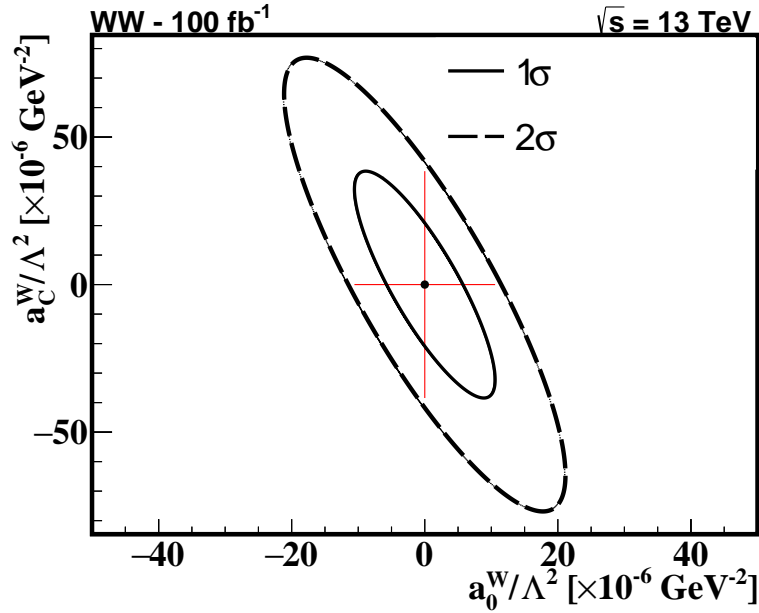


(c)

Legenda: Número de eventos para os três cenários considerados (ver seção 6.7) para o sinal com diferentes valores de acoplamentos anômalos após os cortes cinemáticos e seleção de tempo de vôo com resolução de 30 ps e uma janela de 2σ , para $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13$ TeV. (a) Cenário I. (b) Cenário II. (c) Cenário III.

Fonte: O autor, 2015.

Figura 36 - Limites para os acoplamentos anômalos obtidos no canal WW em função dos acoplamentos quárticos anômalos (a_0^W/Λ^2 , a_C^W/Λ^2).



Legenda: Curvas de contorno representando os limites de 1σ e 2σ (95% C.L.) para os acoplamentos anômalos a_0^W/Λ^2 e a_C^W/Λ^2 no processo WW para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. As linhas vertical e horizontal em vermelho representam o limite unidimensional de cada acoplamento.

Fonte: O autor, 2015.

Tabela 18 - Limites para os acoplamentos anômalos (a_0^W/Λ^2 , a_C^W/Λ^2) obtidos no canal WW .

Couplings [GeV^{-2}]	OPAL (No cutoff) [a]	CMS ($\Lambda_{\text{cutoff}} = 500 \text{ GeV}$) [b]	95% C.L. ($\Lambda_{\text{cutoff}} = 2 \text{ TeV}$) [c]
a_0^W/Λ^2	-0.007, 0.023	-4.3×10^{-4} , 4.3×10^{-4}	-10.59×10^{-6} , 10.59×10^{-6}
a_C^W/Λ^2	-0.029, 0.029	-1.5×10^{-3} , 1.5×10^{-3}	-39.46×10^{-6} , 39.46×10^{-6}

Legenda: Intervalos correspondendo a um nível de confiança (C.L.) de 95%. [a]

Intervalos obtidos pela colaboração OPAL para uma luminosidade de 220 pb^{-1} segundo ABBIENDI et al. (2004). [b] Intervalos obtidos pela colaboração CMS para uma luminosidade de 9.7 fb^{-1} . [c] Intervalos obtidos nesta tese. Estes valores são dados para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} e média $\mu = 50$ de eventos de *pile-up* (O autor, 2015).

6.8 Conclusão

Neste capítulo procurou-se estabelecer para condições normais do LHC, os limites para os acoplamentos anômalos para uma energia de centro de massa de 13 TeV e uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} . O *backgrounds* difrativos considerados neste trabalho puderam, com efeito, ser desprezados utilizando-se apenas os cortes cinemáticos exclusivos. Contudo, a contribuição principal é dada pelo *background* inclusivo, $pp \rightarrow W^+W^- + X$, dominante em regiões de baixo p_T dos léptons. Utilizou-se como guia os trabalhos previamente desenvolvidos neste assunto. A técnica de tempo de voo, isto é, a medição dos tempos de passagem dos prótons em relação à interação original, em estações simetricamente localizadas em relação ao ponto de interação, aliada à seleção de eventos de alta massa ($m_X > 800 \text{ GeV}$), se provou efetiva para a completa redução desta contribuição em regiões de alto *momentum* transversal dos léptons ($p_T > 130 \text{ GeV}$). A análise dos W s e sua reconstrução nos detectores é uma tarefa árdua por envolver neutrinos, isto é, o decaimento leptônico dos W s são da forma $W \rightarrow l^\pm \nu_{l^\pm}$. Esta limitação impede, por exemplo, de serem utilizadas técnicas de *matching*, isto é, a comparação da massa de dois W s reconstruídos no detector e a massa central reconstruída pelo produto da fração de perda de *momentum* dos dois prótons detectados no LHC e a energia do centro de massa. Devido a esta limitação a análise neste canal não pode se beneficiar de uma assinatura limpa dos léptons no LHC. Portanto, a análise do processo com bósons W é extremamente dependente da resolução de tempo de voo para eliminar eventos de *pile-up*, com os quais não se poderia lidar apenas com a aplicação de cortes cinemáticos.

O limite estabelecido nesta análise assumiu que, se houver um acoplamento anômalo, nenhum evento é observado. Foi considerado também um cenário no qual a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal. Ambos os limites são mostrados na tabela 19. Este estudo aumenta de um fator de aproximadamente 1000 a sensibilidade aos resultados da colaboração OPAL conforme ABBIENDI et al. (2004). Uma comparação com os resultados obtidos pelas colaborações CMS e ATLAS deve levar em consideração a utilização de fatores de forma diferentes, ou diferentes valores de *cutoff*.

Este canal tem sido fruto de um extenso estudo pelas colaborações CMS e ATLAS. Uma perspectiva futura de estudo dos acoplamentos de dimensão seis e oito consiste em focar no canal semileptônico ($W \rightarrow l^\pm \nu_{l^\pm}, W \rightarrow jj$), que por exibir uma seção de choque maior, pode resultar em um número maior de eventos e maior sensibilidade ao sinal.

Tabela 19 - Limites obtidos para um nível de confiança de 95% (2σ). Todos os valores são dados para uma luminosidade integrada no LHC de 100 fb^{-1} e $\mu = 50$ eventos de *pile-up* em média.

Couplings[$\times \text{ GeV}^{-2}$]	95% C.L.	95% C.L. (PU 2X)
a_0^W/Λ^2	$[-10.59 \times 10^{-6}, 10.59 \times 10^{-6}]$	$[-10.93 \times 10^{-6}, 10.93 \times 10^{-6}]$
a_C^W/Λ^2	$[-39.46 \times 10^{-6}, 39.46 \times 10^{-6}]$	$[-47.71 \times 10^{-6}, 47.71 \times 10^{-6}]$

Legenda: Limites de 95% C.L. ($\Lambda = 2 \text{ TeV}$) obtidos para os acoplamentos quárticos anômalos $a_0^W/\Lambda^2, a_C^W/\Lambda^2$ no processo WW para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Os valores da coluna PU 2X representam os limites quando a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal.

Fonte: O autor, 2016.

7 CONTRIBUIÇÃO DO ACOPLAMENTO ANÔMALO DE FÓTONS E BÓSONS DE CALIBRE NA PRODUÇÃO CENTRAL EXCLUSIVA EM COLISÕES pp NO CANAL PURAMENTE LEPTÔNICO, $ZZ \rightarrow 4l$, PARA $\sqrt{s} = 13$ TEV

The important thing is to not stop questioning. Curiosity has its own reason for existence. One cannot help but be in awe when he contemplates the mysteries of eternity, of life, of the marvelous structure of reality. It is enough if one tries merely to comprehend a little of this mystery each day.

Albert Einstein

É sabido atualmente que as colisões próton-próton (pp) produzem, no LHC, um número significativo de fótons quasi-reais altamente energéticos. Conclui-se então que o LHC pode ser considerado como um colisor fóton-fóton ($\gamma\gamma$). Nesta conjectura, a pequena luminosidade efetiva correspondente às colisões $\gamma\gamma$ é compensada pelo conhecimento das condições iniciais associadas a uma assinatura pura das partículas produzidas. Em particular, a presença dos prótons espalhados para frente, a serem estudados pelos novos detectores dedicados, tal como o CMS-TOTEM Precision Proton Spectrometer (CT-PPS) CMS, auxiliará sensivelmente na identificação do sinal relevante conforme CHATRCHYAN et al. (2008) e (ROYON; CARTIGLIA, 2014).

A troca de dois fótons e a consequente produção de dois bósons, permite estudar dois aspectos importantes do Modelo Padrão. Primeiro, neste cenário, a hipótese da fatorização do espalhamento $\gamma\gamma$ leva a medir a seção de choque pp , com o auxílio de detectores na direção para frente para identificar, em ângulos pequenos, os prótons intactos. Outro aspecto que pode ser explorado da troca de dois fótons nas colisões pp está relacionada à simulação dos efeitos de nova Física, introduzindo os acoplamentos anômalos dos fótons com bósons de calibre: BELYAEV et al. (1999), EBOLI et al. (2001) e (EBOLI; GONZALEZ-GARCIA; LIETTI, 2004).

Os acoplamentos anômalos foram introduzidos no capítulo 2 e serão discutidos resumidamente neste capítulo. O modelo de acoplamentos anômalos estendidos ao Modelo Padrão com bósons de calibre, são construídos através de uma Lagrangiana efetiva. Nesta tese os acoplamentos trilineares não serão abordados. Serão introduzidos apenas os acoplamentos quárticos anômalos ao se adicionarem novos termos de interação via operadores

de dimensão seis, que conservam as simetrias locais $U(1)_{em}$ e simetrias custodiais $SU(2)_c$.

A produção exclusiva dos pares de bósons de calibre é um processo induzido por fótons, que acontece quando cada próton emergente emite um fóton com baixa virtualidade ($Q^2 < 2 \text{ GeV}^2$), que interage produzindo um objeto X caracterizado pela energia disponível de dois fótons $W_{\gamma\gamma}$. Uma vez que a virtualidade média dos fótons é bem pequena, pode-se seguramente tratar de todos os processos com interações de fótons quasi-reais.

O conceito básico da fatorização reside no fato de que a amplitude de um dado processo é um produto de uma troca de fótons pelo processo dependente da interação do fóton. Esta característica permite utilizar a EPA para descrever o processo de produção anômala do par de bósons Z pela troca de dois fótons em colisões pp . Para isso serão estudados os parâmetros a_0^Z/Λ^2 , a_C^Z/Λ^2 nos termos de interação descritos na equação (123):

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_6^0 &= \frac{-e^2}{8} \frac{a_0^W}{\Lambda^2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} W^{+\alpha} W_\alpha^- - \frac{e^2}{16 \cos^2 \theta_W} \frac{a_0^Z}{\Lambda^2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} Z^\alpha Z_\alpha, \\ \mathcal{L}_6^C &= \frac{-e^2}{16} \frac{a_C^W}{\Lambda^2} F_{\mu\alpha} F^{\mu\beta} (W^{+\alpha} W_\beta^- + W^{-\alpha} W_\beta^+) - \frac{e^2}{16 \cos^2 \theta_W} \frac{a_C^Z}{\Lambda^2} F_{\mu\alpha} F^{\mu\beta} Z^\alpha Z_\beta,\end{aligned}\quad (123)$$

com uma escala de energia de nova Física $\Lambda \sim 1 \text{ TeV}$.

O fato de a seção de choque crescer rapidamente para altas energias e valores não nulos dos parâmetros anômalos, está diretamente relacionada à violação da unitaridade. Para restaurá-la deve-se introduzir um fator de forma dependente da energia disponível. Não existe uma forma canônica de se implementar este fator (FORTHOMME, 2013), contudo será adotada a seguinte relação,

$$a \rightarrow \frac{a}{(1 + W_{\gamma\gamma}^2/\Lambda_{cut}^2)^2}, \quad \Lambda_{cut} \rightarrow 2 \text{ TeV}.\quad (124)$$

Um processo exclusivo é caracterizado por uma região vazia de pseudorapidez que ocorre quando os prótons para frente são detectados separadamente do objeto massivo produzido (ROYON; CHAPON; KEPKA, 2009). A topologia experimental correspondente ao sinal é caracterizada por três aspectos. Primeiro, a produção dos prótons para frente que permanecem intactos e podem ser medidos pelo detector CMS/CT-PPS ou ATLAS/AFP. Segundo, a presença de poucas partículas na região central e finalmente a produção de léptons com alto *momentum* transverso.

7.1 Análise numérica para o LHC

Para a geração dos eventos foi utilizado o programa FPMC, construído a partir de rotinas do HERWIG ³⁴. Este mesmo gerador foi empregado na análise dos acoplamentos anômalos dos fótons na produção de pares de bósons W e a análise da contribuição do Reggeon no canal de dijetos. Para esta análise foi escolhida uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} para uma energia de centro de massa de 13 TeV. A fração de perda de *momentum* é restrita ao intervalo $0.015 < \xi_{1,2} < 0.15$. Para o estudo dos efeitos de *smearing* discutido posteriormente, a variável ξ será relaxada até $0.0015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.2$. Para controlar o crescimento da seção de choque para altos valores da massa central, é introduzido um parâmetro limitador com $\Lambda = 2 \text{ TeV}$, conforme discutido na equação (124). A seleção de múons e elétrons que satisfazem os critérios predefinidos é realizada utilizando a biblioteca HepMC. Na ordem principal, o processo em estudo, $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$, é proibido no Modelo Padrão e pode somente ocorrer se houver a inclusão de um termo anômalo correspondente a esta interação na equação (123). Neste caso, um possível estado final é a produção de dois pares de léptons, formados por todas as combinações leptônicas com elétrons e múons, que reproduzem os dois bósons Z . O procedimento assume que uma combinação de pares de léptons pode reproduzir a massa do bóson Z (*on shell*)³⁵ dentro de uma janela de incerteza de 10 GeV. A razão de ramificação de um estado final com quatro léptons é de 0.45%. Os valores da seção de choque de alguns dos processos são categorizados na tabela 20.

Os múons finais são medidos dentro de uma região de pseudorapidez $|\eta_\mu| < 2.4$, e *momentum* transversal $p_T > 5 \text{ GeV}$, enquanto que os elétrons finais são medidos em uma região de pseudorapidez $|\eta_e| < 2.5$ e $p_T > 7 \text{ GeV}$. Para evitar a identificação de pares errados, uma seleção adicional exigirá um valor negativo do produto das cargas componentes do par.

A rapidez do sistema próton-próton é dada por

$$y_{pp} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\xi_1}{\xi_2} \right), \quad (125)$$

enquanto que a rapidez do sistema ZZ é definida como

$$y_{4l} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E_{4l} + p_{4l}}{E_{4l} - p_{4l}} \right). \quad (126)$$

³⁴ Neste cenário, a simulação dos processos exclusivos é realizada substituindo os feixes elétron-pósitron por fluxos de fótons de acordo com a aproximação EPA.

³⁵ On shell: Partículas reais cujos *momenta* obedecem a relação $p^2 = m^2$. Off Shell: É exatamente o oposto das partículas *on shell*, isto é, não obedecem a relação $p^2 = m^2$, estando portanto, fora da camada de massa.

Tabela 20 - Seção de choque para colisões pp para o processo inclusivo e diferentes valores do sinal anômalo $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$.

Process	σ_{total} (fb)	$\sigma_{total} \times Br$ (fb)
$pp \rightarrow ZZ + X$	10200	45.9
$a_0^Z/\Lambda^2 = \pm 5 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$	6.74	0.03
$a_0^Z/\Lambda^2 = \pm 10 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$	27	0.12
$a_0^Z/\Lambda^2 = \pm 15 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$	61.5	0.273

Legenda: Seção de choque para colisões pp para o processo inclusivo e diferentes valores do sinal anômalo $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$. A segunda e a terceira colunas representam o valor a seção de choque total e da seção de choque para um estado final com quatro léptons ($4e$, 4μ , $2e2\mu$, $2\mu2e$) respectivamente.

Fonte: O autor, 2016.

A estratégia de análise da produção dos bósons Z consiste em comparar a massa invariante formada pelos quatro léptons ($e^+e^-e^+e^-$, $\mu^+\mu^-\mu^+\mu^-$, $e^+e^-\mu^+\mu^-$, $\mu^+\mu^-e^+e^-$) com a massa central em função da fração da perda de *momentum* do próton, calculada como $m_X = \sqrt{\xi_1\xi_2s}$. Este estado final foi particularmente escolhido devido a resolução do estado final puramente leptônico. Um *smearing* de 2% é aplicado na resolução da fração da perda de *momentum* do próton, enquanto que para a massa dos léptons este valor é de 4%. Nesta análise serão selecionados eventos com massa central $m_X > 600 \text{ GeV}$. Este valor corresponde a um valor mínimo de fração de *momentum* perdido $\xi \gtrsim 0.014$, considerando o valor máximo da região de aceitação $\xi < 0.15$. Este valor mínimo está em geral de acordo com a aceitação dos detectores de prótons instalados no LHC. Para a discriminação dos eventos do sinal, a região escolhida está compreendida na região $0.9 < m_{4l}/m_X < 1.1$. A rapidez do sistema próton-próton deve igualmente ser compatível com aquela do sistema ZZ ; para isto os eventos são selecionados com $|y_{4l} - y_{pp}| < 0.04$. Para se suprimir os eventos de *pile-up* devem-se identificar os prótons interagentes. Esta estratégia é aplicada porque pode-se, primeiramente, se beneficiar de uma assinatura limpa dos léptons no detector e também porque para eventos exclusivos m_{4l} é essencialmente igual a m_X , quando não há resíduos do Pomeron presente na interação segundo FICHET et al. (2014). A análise do sinal anômalo $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ em um canal de quatro léptons no estado final é experimentalmente mais simples do que aquela do sinal $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$, uma vez que pode-se utilizar a correlação entre as massas no detectores para frente (situados a $\sim 210 \text{ m}$ do ponto de interação) (ver capítulo 6). O tempo de voo dos prótons espalhados, que podem ser utilizados para identificar o vértice de interação e distinguir os eventos de *pile-up* dos eventos de interesse, utilizados na análise dos W s, não será necessário nesta análise.

Em média e alta luminosidade no LHC, várias colisões por cruzamento de pacotes

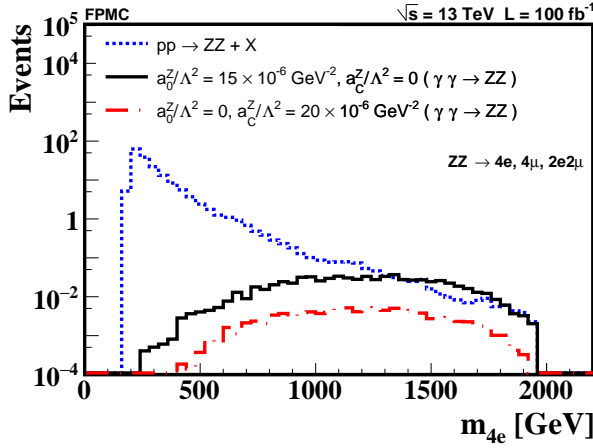
podem ocorrer, a maioria delas resultando em uma pequena atividade no detector. Devido ao formato alongado dos pacotes de prótons que constituem o feixe, eventos adicionais de *pile-up* ocorrem em uma região alongada em torno do ponto nominal de interação. O número de interações de *pile-up* por cruzamento do feixe é extraído aleatoriamente de uma distribuição de Poisson. A probabilidade de se encontrar um próton de *pile-up* no lado esquerdo ou direito do detector é de aproximadamente 3.3%. Será considerada para a análise uma incerteza associada a uma probabilidade de aceitação de um próton de *pile-up* correspondendo ao dobro desta configuração inicial.

7.2 Background

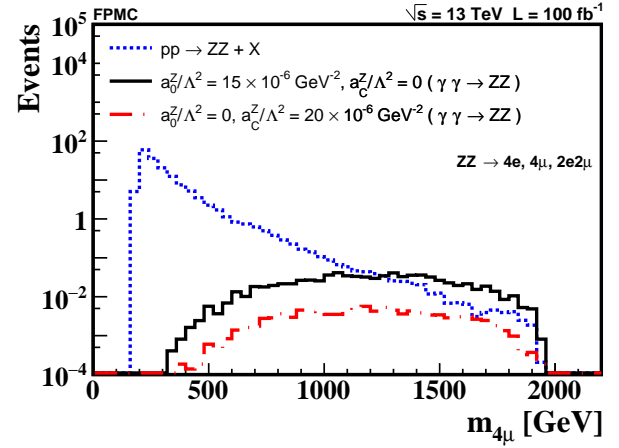
O valor da seção de choque para o processo inclusivo $pp \rightarrow ZZ + X$, que nesta análise será o *background* principal, é de aproximadamente 10.2 pb. Se tomarmos por exemplo, o valor da seção de choque do sinal anômalo $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ para um valor de $a_0^Z/\Lambda^2 = 15 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$, que é aproximadamente 61 fb para $0 < \xi < 1$, pode-se perceber claramente a dominância do processo inclusivo. Uma característica importante deste *background*, assim como o processo $pp \rightarrow W^+W^- + X$, é o fato da massa central ser composta totalmente de prótons de *pile-up*. A diferença, no entanto, reside na abordagem para a eliminação destes *backgrounds*. Na produção de dois bósons, a aplicação da técnica que determina o tempo de vôo dos prótons, e a sua associação ou não ao vértice de interação, mostrou-se uma condição indispensável para a exclusão de tais eventos (ver capítulo 6). No canal com quatro léptons apenas os cortes cinemáticos serão utilizados. O número de eventos esperados na geração inicial para o *background* é de aproximadamente 4590, enquanto que para o sinal anômalo $a_0^Z/\Lambda^2 = 15 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$ são esperados 26 eventos para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} . Para que se possa discriminar os eventos de interesse, deve-se implementar uma técnica que possa, com efeito, aumentar a relação sinal/*background* por um fator aproximadamente 1000. A figura 37 (d), exibe a dominância do processo inclusivo em regiões de baixa massa. Embora esta contribuição do *background* diminua para altas massas, apenas uma exclusão dos eventos de baixa massa, conforme feito anteriormente na produção de dois bósons W pode resultar na perda de grande parte dos eventos dos sinais anômalos. As figuras 38 e 39 mostram o efeito de *smearing* aplicado na massa dos quatro léptons e na razão m_{4l}/m_X . A figura 40 (c) e (d) mostra o efeito de *smearing* aplicado nos valores de ξ dos prótons de sinal. As distribuições de *momentum* transverso dos léptons são apresentadas na figura 41.

A figura 40 (a) e (b) exibe a razão entre a massa dos quatro léptons e a massa central e a diferença na rapidez. Estas distribuições serão utilizadas para discriminar os eventos do sinal nas regiões $m_{4l}/m_X \approx 1$ e $y_{pp} - y_{4l} \approx 0$, levando-se em consideração o *smearing* aplicado nas distribuições.

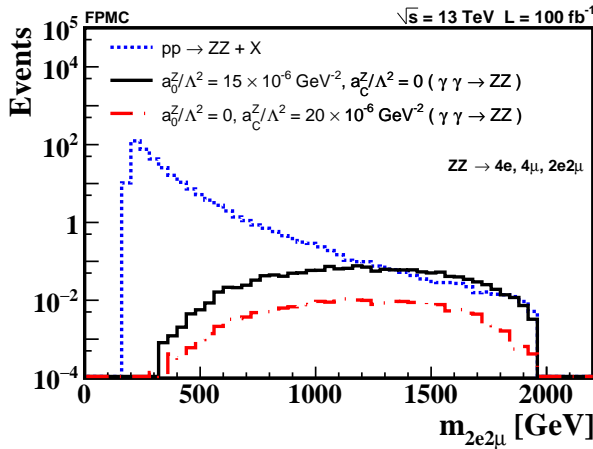
Figura 37 - Número de eventos em função da massa invariante dos quatro léptons ($4e$, 4μ , $2e2\mu$) e massa central com a inclusão do *background* $pp \rightarrow ZZ + X$.



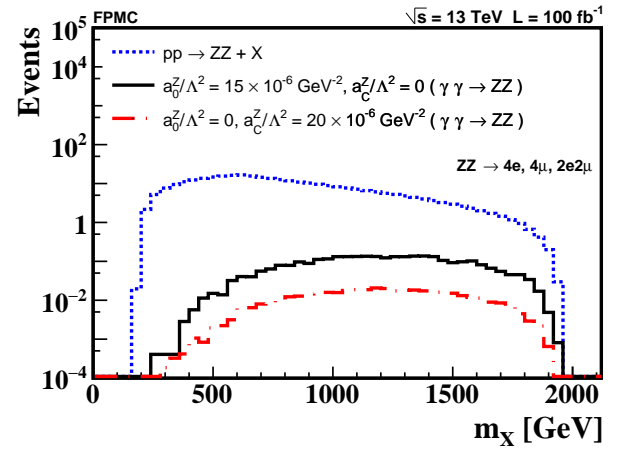
(a)



(b)



(c)

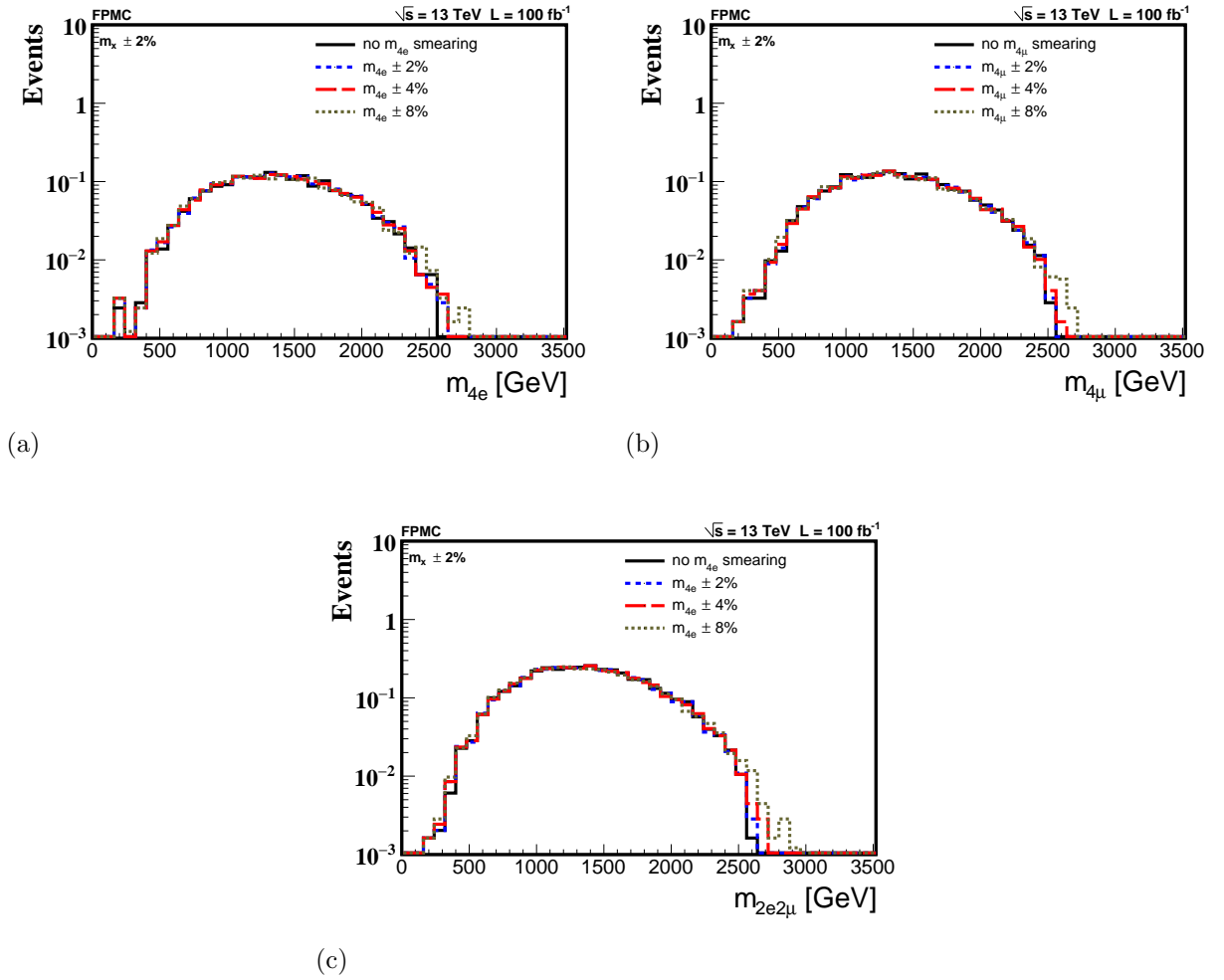


(d)

Legenda: Número de eventos em função da massa invariante dos quatro léptons e a massa central, com a inclusão do *background* $pp \rightarrow ZZ + X$ para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} , $0.015 \leq \xi \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ nos canais: (a) $4e$. (b) 4μ . (c) $2e2\mu$. (d) Massa central, cujo *background* é composto exclusivamente de prótons *pile-up*.

Fonte: O autor, 2016.

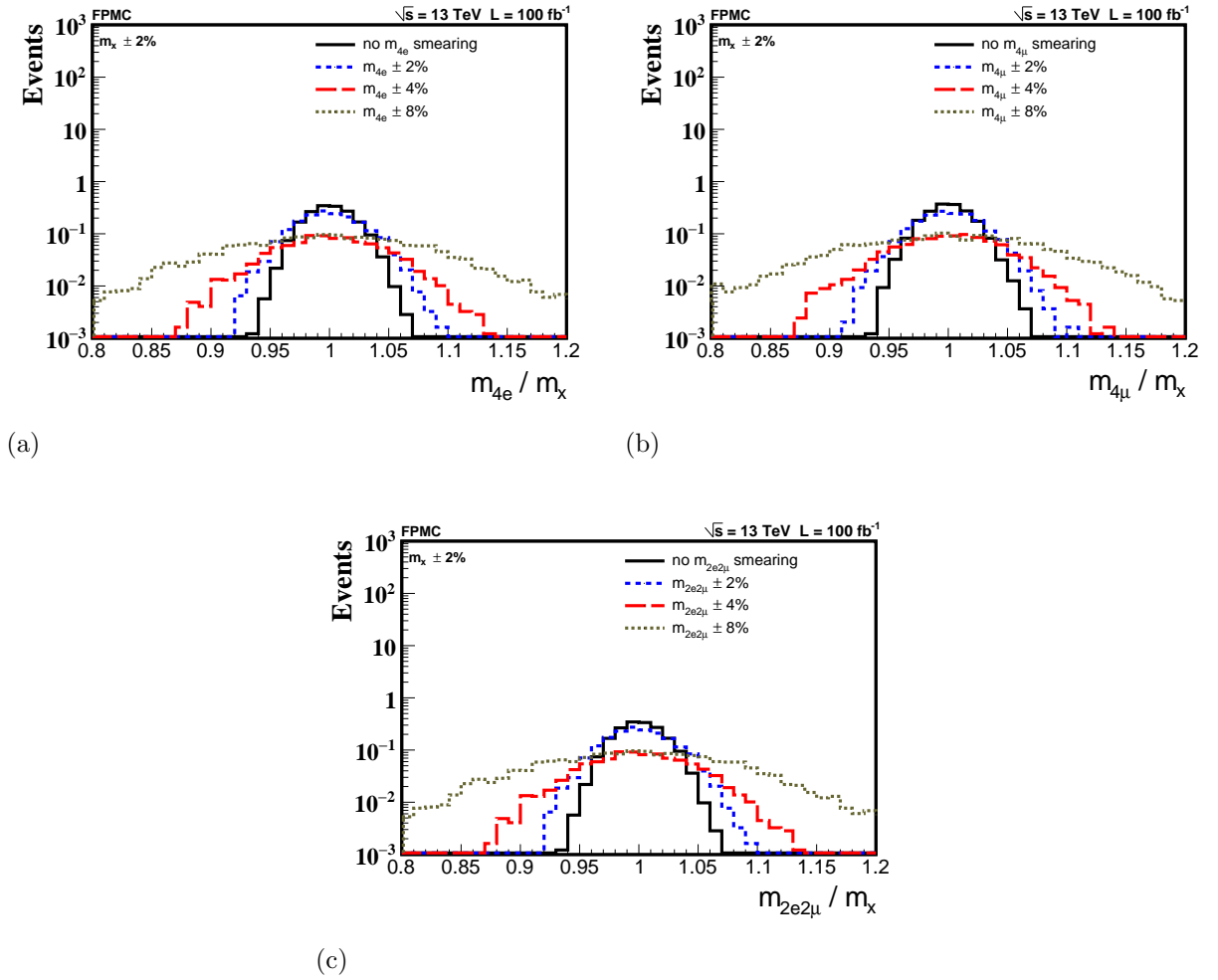
Figura 38 - Observação dos efeitos de *smearing* na massa invariante dos quatro léptons do sinal anômalo $a_0^Z/\Lambda^2 = 15 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$.



Legenda: Observação dos efeitos de *smearing* na massa invariante dos quatro léptons do sinal anômalo $a_0^Z/\Lambda^2 = 15 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$ para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} , $0.0015 \leq \xi \leq 0.2$ e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ nos canais: (a) $4e$. (b) 4μ . (c) $2e2\mu$.

Fonte: O autor, 2016.

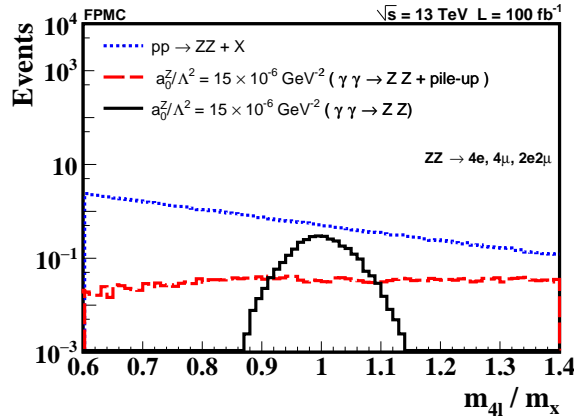
Figura 39 - Observação dos efeitos de *smearing* na razão m_{4l}/m_X do sinal anômalo
 $a_0^Z/\Lambda^2 = 15 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$.



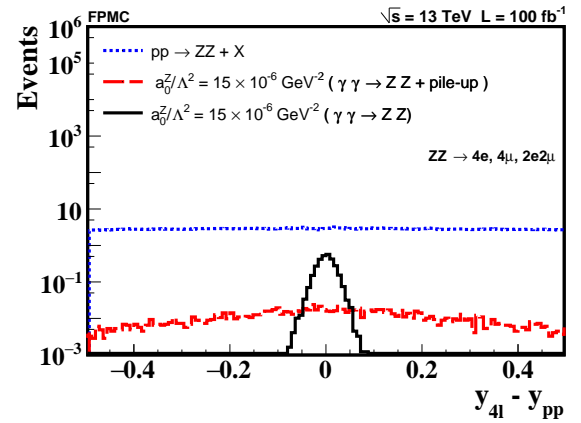
Legenda: Observação dos efeitos de *smearing* na razão m_{4l}/m_X do sinal anômalo
 $a_0^Z/\Lambda^2 = 15 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$ para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} , $0.0015 \leq \xi \leq 0.2$ e
 $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ nos canais: (a) $4e$. (b) 4μ . (c) $2e2\mu$.

Fonte: O autor, 2015.

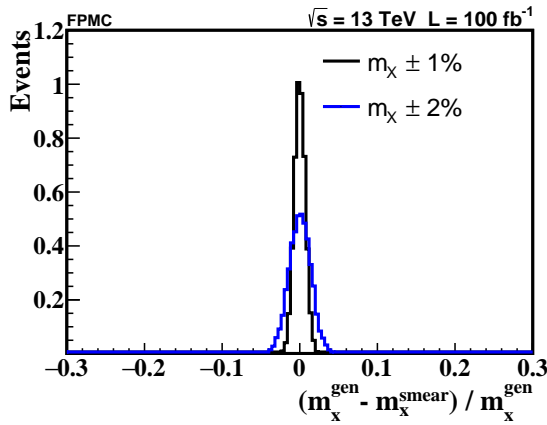
Figura 40 - Número de eventos em função de m_{4l}/m_X e $y_{4l} - y_{pp}$ e *smearing* aplicado na massa central e na variável ξ .



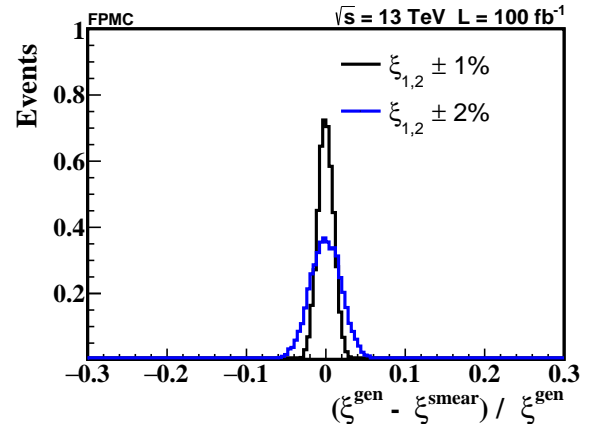
(a)



(b)



(c)

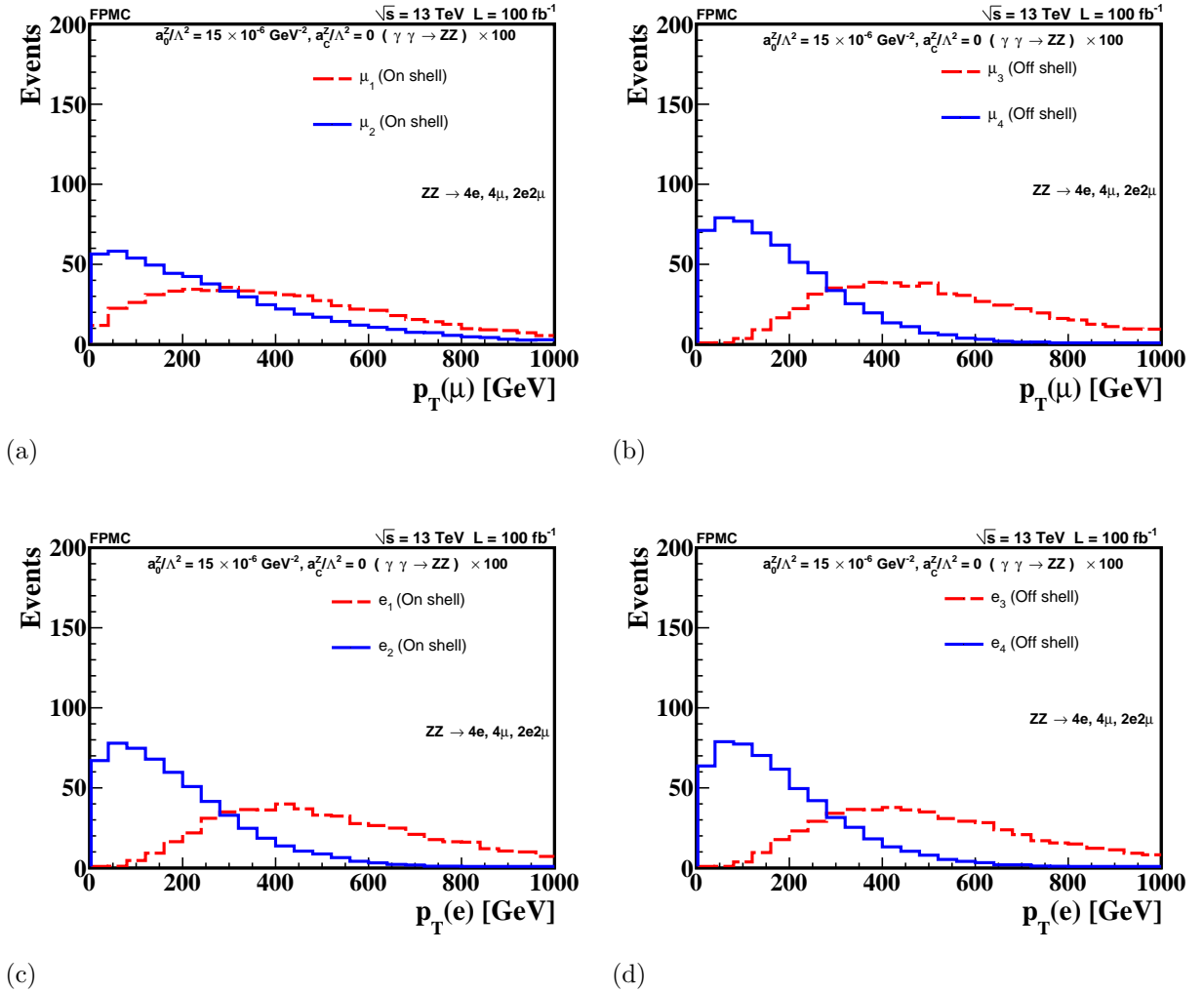


(d)

Legenda: Número de eventos para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} , $0.015 \leq \xi \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. (a) m_{4l}/m_X . (b) $y_{4l} - y_{pp}$. (c) Efeito na massa central após um *smearing* aplicado em ξ . (d) Efeito em ξ após a aplicação de um *smearing*.

Fonte: O autor, 2015.

Figura 41 - Número de eventos em função do *momentum* transverso dos léptons.



Legenda: Número de eventos em função do *momentum* transverso dos léptons para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} , $0.015 \leq \xi \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Os histogramas foram multiplicados por um fator 100. (a) Primeiro e segundo múon *on shell*. (b) Terceiro e quarto múon *off shell*. (c) Primeiro e segundo elétron *on shell*. (d) Terceiro e quarto elétron *off shell*.

Fonte: O autor, 2015.

A fração de perda de *momentum* dos prótons de *pile-up*, discutida anteriormente, é construída através de uma transformação inversa aplicada a uma função de distribuição cumulativa.

Utiliza-se uma amostra probabilística compreendida entre zero e um, gerada através de uma função de probabilidade uniforme implementada no ROOT. Sucintamente, neste método determina-se que \mathcal{X} seja uma variável aleatória e considera-se uma função $f(x)$, que é proporcional a $1/x$, com a soma de Riemann $f(x)dx$ igual a 1. Então,

$$f(x) = \frac{1}{\ln\left(\frac{\xi_{max}}{\xi_{min}}\right)} \cdot \frac{1}{x}, \quad (127)$$

onde,

$$F(\mathcal{X}) = P(x < \mathcal{X}) = \frac{1}{\ln\left(\frac{\xi_{max}}{\xi_{min}}\right)} \cdot \ln\left(\frac{\mathcal{X}}{\xi_{min}}\right) \quad (128)$$

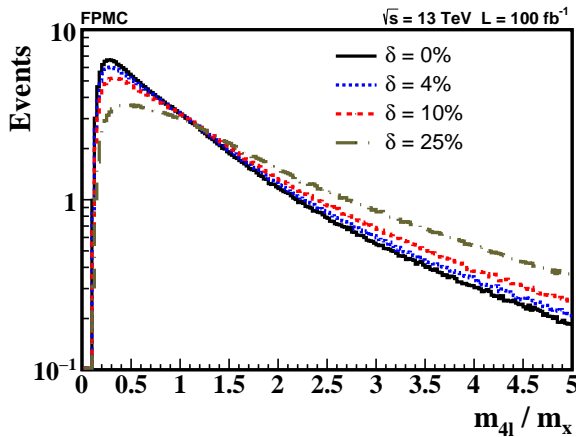
$$F^{-1}(x) = \xi_{min} \cdot e^{\left(x \cdot \ln\left(\frac{\xi_{max}}{\xi_{min}}\right)\right)} = \xi_{min} \cdot \left(\frac{\xi_{max}}{\xi_{min}}\right)^x, \quad (129)$$

resultando em

$$\xi = \xi_{min} \cdot \left(\frac{\xi_{max}}{\xi_{min}}\right)^u, \quad (130)$$

onde u é um número aleatório entre zero e um seguindo uma distribuição de probabilidade uniforme. Adicionalmente, pode-se fazer um estudo da dependência da distribuição da forma $1/\xi$ quando um acréscimo δ é introduzido, de forma que a função $1/\xi$ é descrita agora como $\frac{1}{\xi^{1+\delta}}$, variando conforme os valores da figura 42 e o número de eventos é dado na tabela 21.

Figura 42 - Número de eventos em função de m_{4l}/m_X para diferentes valores de δ .



Legenda: Número de eventos em função de m_{4l}/m_X para diferentes valores de δ (ver texto).

Fonte: O autor, 2015.

7.3 Número de eventos para o *background* $pp \rightarrow ZZ + X$

Para a contagem do número de eventos esperados foram escolhidas as variáveis cinemáticas descritas na seção 7.1. Através da observação dos histogramas da seção 7.2, nota-se que uma possível discriminação entre eventos do sinal e do *background* ocorre na região considerada para eventos exclusivos, isto é, $m_{4l}/m_X \approx 1$. Esta região já foi explorada em trabalhos anteriores em um canal de dois fótons no estado final conforme FICHET et al. (2014). A tabela 22 mostra o número de eventos esperados para o *background*, considerando as combinações de *pile-up*. Nesta tabela os valores à esquerda representam o número de eventos quando a configuração de *pile-up* é a nominal, enquanto os valores à direita representam o número de eventos quando a configuração de *pile-up* é o dobro da configuração padrão.

Tabela 21 - Número de eventos em função de m_{4l}/m_X com um acréscimo δ .

Background	$pp \rightarrow ZZ + X$		
	4e	4μ	$2e2\mu$
channel			
m_{4l}/m_X ($\delta = 0$)	80.76	76	158.9
m_{4l}/m_X ($\delta = 4\%$)	80.36	75.54	158.2
m_{4l}/m_X ($\delta = 10\%$)	79.43	74.88	157.1

Legenda: Número de eventos em função de m_{4l}/m_X com um acréscimo δ para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} , $0.015 \leq \xi \leq 0.15$ and $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$.

Fonte: O autor, 2016.

Tabela 22 - Número de eventos para o *background* no LHC após cortes consecutivos.

Background	$pp \rightarrow ZZ + X$		
	4e	4μ	$2e2\mu$
channel			
Generation cuts	395	396.5	795
m_{4l}/m_X	[80.76,167.6]	[76,156.8]	[158.9,329.7]
$m_X > 600 \text{ GeV}$	[53.13,129.3]	[50.1,120.9]	[104.3,254.3]
$0.9 < m_{4l}/m_X < 1.1$	[0.38,0.75]	[0.33,0.68]	[0.68,1.39]
$ y_{4l} - y_{pp} < 0.04$	[0.015,0.024]	[0.012,0.021]	[0.024,0.048]
Combined		[0.051,0.093]	

Legenda: Número de eventos esperados para o *background* (composto exclusivamente de eventos de *pile-up*) no LHC após cortes consecutivos para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} , $0.015 \leq \xi \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Valores à esquerda: números de eventos quando a configuração de *pile-up* é a nominal. Valores à direita: números de eventos quando a configuração de *pile-up* corresponde ao dobro da configuração padrão.

Fonte: O autor, 2016.

7.4 Número de eventos para o sinal $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$

Na seção 7.2 foram discutidas as distribuições das variáveis cinemáticas, tais como: massa central, *momentum* transverso dos quatro léptons, razão m_{4l}/m_X e diferença na rapidez $|y_{4l} - y_{pp}|$. Deste modo, foram selecionadas algumas regiões que poderiam destacar o sinal em relação ao *background* $pp \rightarrow ZZ + X$. Os cortes aplicados nesta seção são: $m_X > 600$ GeV, $0.9 < m_{4l}/m_X < 1.1$ e $|y_{4l} - y_{pp}| < 0.04$. Devido à análise da figura 40 (a) e (b), espera-se que o corte na razão da massa dos quatro léptons e a massa central na região $0.9 < m_{4l}/m_X < 1.1$ possa eliminar grande parte dos eventos de *background*. Os eventos restantes serão eliminados através da seleção na rapidez $|y_{4l} - y_{pp}| < 0.04$. O número de eventos esperado em função do valor do acoplamento anômalo pode ser visualizado na figura 43. Os resultados do estudo dos intervalos de confiança (1σ e 2σ) para os acoplamentos a_0^Z/Λ^2 e a_C^Z/Λ^2 são descritos na figura 44 e na tabela 29. Estes limites em duas dimensões foram estabelecidos com o auxílio do pacote ROOT. Foram criados modelos parametrizados para as contribuições de sinal e *background*, e os intervalos de confiança foram obtidos considerando zero eventos observados após os cortes de seleção. O modelo implementado inclui as contribuições de *background*. Este método é aconselhável para se incluir incertezas estatísticas resultantes de um conjunto de dados de Monte Carlo dentro de uma significância esperada de uma futura medição. O número de eventos para diferentes valores dos acoplamentos anômalos a_0^Z/Λ^2 , a_C^Z/Λ^2 são dados nas tabelas 23, 24, 25, 26, 27 e 28. Os valores à esquerda nas tabelas representam o número de eventos quando o valor da configuração de *pile-up* é nominal e os valores à direita representam o número de eventos quando a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal. A figura 44 mostra os intervalos com nível de confiança (C.L.) de 95%. Estes valores são dados para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} e média $\mu = 50$ de eventos de *pile-up*.

a) Sinal a_0^Z/Λ^2

Tabela 23 - Número de eventos esperados para o sinal $|a_0^Z/\Lambda^2| = 10 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$.

Couplings($\times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$)	$ a_0^Z/\Lambda^2 = 10$			$ a_0^Z/\Lambda^2 = 10 \text{ (PU)}$		
channel	4e	4μ	$2e2\mu$	4e	4μ	$2e2\mu$
Generation cuts	2.55	2.54	5.02	2.55	2.54	5.02
m_{4l}/m_X	[0.350,0.248]	[0.333,0.236]	[0.680,0.473]	[0.170,0.253]	[0.160,0.275]	[0.320,0.510]
$m_X > 600 \text{ GeV}$	[0.340,0.242]	[0.321,0.232]	[0.650,0.468]	[0.160,0.251]	[0.15,0.273]	[0.310,0.508]
$0.9 < m_{4l}/m_X < 1.1$	[0.330,0.233]	[0.314,0.229]	[0.640,0.460]	[0.048,0.058]	[0.047,0.072]	[0.090,0.123]
$ y_{4l} - y_{pp} < 0.04$	[0.320,0.23]	[0.300,0.220]	[0.610,0.446]	[0.022,0.026]	[0.018,0.028]	[0.036,0.048]
Combined	[1.23,0.896]			[0.076,0.102]		

Legenda: Número de eventos esperados para o sinal $|a_0^Z/\Lambda^2| = 10 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$ no LHC após cortes consecutivos para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} , $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. A coluna denominada PU mostra os eventos selecionados com um ou dois prótons de *pile-up*. Os valores à esquerda representam o número de eventos quando o valor da configuração de *pile-up* é nominal e os valores à direita representam o número de eventos quando a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal.

Fonte: O autor, 2016.

Tabela 24 - Número de eventos esperados para o sinal $|a_0^Z/\Lambda^2| = 15 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$.

Couplings($\times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$)	$ a_0^Z/\Lambda^2 = 15$			$ a_0^Z/\Lambda^2 = 15 \text{ (PU)}$		
channel	4e	4μ	$2e2\mu$	4e	4μ	$2e2\mu$
Generation cuts	5.66	5.8	11.51	5.66	5.8	11.51
m_{4l}/m_X	[0.73,0.51]	[0.81,0.56]	[1.52,1.06]	[0.36,0.58]	[0.38,0.63]	[0.74,1.19]
$m_X > 600 \text{ GeV}$	[0.71,0.50]	[0.79,0.55]	[1.48,1.05]	[0.35,0.57]	[0.37,0.62]	[0.73,1.18]
$0.9 < m_{4l}/m_X < 1.1$	[0.69,0.49]	[0.77,0.54]	[1.45,1.04]	[0.095,0.16]	[0.1,0.16]	[0.2,0.28]
$ y_{4l} - y_{pp} < 0.04$	[0.66,0.47]	[0.74,0.53]	[1.39,1.01]	[0.036,0.06]	[0.039,0.067]	[0.088,0.11]
Combined	[2.79,2.01]			[0.163,0.237]		

Legenda: Número de eventos esperados para o sinal $|a_0^Z/\Lambda^2| = 15 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$ no LHC após cortes consecutivos para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} , $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. A coluna denominada PU mostra os eventos selecionados com um ou dois prótons de *pile-up*. Os valores à esquerda representam o número de eventos quando o valor da configuração de *pile-up* é nominal e os valores à direita representam o número de eventos quando a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal.

Fonte: O autor, 2016.

b) Sinal a_C^Z/Λ^2

Tabela 25 - Número de eventos esperados para o sinal $|a_C^Z/\Lambda^2| = 10 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$.

Couplings($\times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$)	$ a_C^Z/\Lambda^2 = 10$			$ a_C^Z/\Lambda^2 = 10$ (PU)		
	4e	4μ	$2e2\mu$	4e	4μ	$2e2\mu$
Generation cuts	0.1986	0.1985	0.399	0.1986	0.1985	0.399
m_{A_I}/m_X	[0.026,0.018]	[0.028,0.019]	[0.053,0.037]	[0.0127,0.021]	[0.013,0.022]	[0.027,0.043]
$m_X > 600 \text{ GeV}$	[0.025,0.017]	[0.027,0.018]	[0.052,0.036]	[0.0125,0.020]	[0.012,0.021]	[0.026,0.042]
$0.9 < m_{A_I}/m_X < 1.1$	[0.024,0.016]	[0.026,0.018]	[0.051,0.036]	[0.0034,0.0051]	[0.0035,0.0054]	[0.0075,0.010]
$ y_{A_I} - y_{pp} < 0.04$	[0.023,0.016]	[0.025,0.017]	[0.049,0.035]	[0.0013,0.0018]	[0.0015,0.0023]	[0.0027,0.0039]
Combined		[0.097,0.068]			[0.0055,0.008]	

Legenda: Número de eventos esperados para o sinal $|a_C^Z/\Lambda^2| = 10 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$ no LHC após cortes consecutivos para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} , $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. A coluna denominada PU mostra os eventos selecionados com um ou dois prótons de *pile-up*. Os valores à esquerda representam o número de eventos quando o valor da configuração de *pile-up* é nominal e os valores à direita representam o número de eventos quando a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal.

Fonte: O autor, 2016.

Tabela 26 - Número de eventos esperados para o sinal $|a_C^Z/\Lambda^2| = 20 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$.

Couplings($\times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$)	$ a_C^Z/\Lambda^2 = 20$			$ a_C^Z/\Lambda^2 = 20$ (PU)		
	4e	4μ	$2e2\mu$	4e	4μ	$2e2\mu$
Generation cuts	0.773	0.772	1.553	0.773	0.772	1.553
m_{A_I}/m_X	[0.102,0.071]	[0.105,0.073]	[0.214,0.147]	[0.049,0.081]	[0.052,0.085]	[0.098,0.166]
$m_X > 600 \text{ GeV}$	[0.100,0.069]	[0.103,0.072]	[0.208,0.145]	[0.048,0.080]	[0.051,0.084]	[0.096,0.165]
$0.9 < m_{A_I}/m_X < 1.1$	[0.098,0.068]	[0.101,0.071]	[0.206,0.142]	[0.014,0.019]	[0.013,0.019]	[0.026,0.040]
$ y_{A_I} - y_{pp} < 0.04$	[0.095,0.066]	[0.097,0.070]	[0.197,0.137]	[0.0053,0.0081]	[0.0051,0.008]	[0.011,0.017]
Combined		[0.389,0.273]			[0.0214,0.0331]	

Legenda: Número de eventos esperados para o sinal $|a_C^Z/\Lambda^2| = 20 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$ no LHC após cortes consecutivos para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} , $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. A coluna denominada PU mostra os eventos selecionados com um ou dois prótons de *pile-up*. Os valores à esquerda representam o número de eventos quando o valor da configuração de *pile-up* é nominal e os valores à direita representam o número de eventos quando a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal.

Fonte: O autor, 2016.

c) Sinal $a_0^Z/\Lambda^2, a_C^Z/\Lambda^2$

Tabela 27 - Número de eventos esperados para o sinal $(a_0^Z, a_C^Z)/\Lambda^2 = (5, 5) \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$.

Couplings($\times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$)	$(a_0^Z, a_C^Z)/\Lambda^2 = 5, 5$			$ (a_0^Z, a_C^Z)/\Lambda^2 = 5, 5 \text{ (PU)}$		
channel	4e	4 μ	2e2 μ	4e	4 μ	2e2 μ
Generation cuts	1.012	1.037	2.055	1.012	1.037	2.055
m_{4l}/m_X	[0.126,0.092]	[0.141,0.101]	[0.273,0.190]	[0.067,0.102]	[0.069,0.110]	[0.133,0.216]
$m_X > 600 \text{ GeV}$	[0.123,0.091]	[0.137,0.100]	[0.267,0.188]	[0.066,0.101]	[0.067,0.109]	[0.131,0.215]
$0.9 < m_{4l}/m_X < 1.1$	[0.121,0.089]	[0.135,0.097]	[0.263,0.185]	[0.017,0.023]	[0.018,0.029]	[0.037,0.053]
$ y_{4l} - y_{pp} < 0.04$	[0.116,0.085]	[0.129,0.094]	[0.252,0.179]	[0.0069,0.0095]	[0.0079,0.012]	[0.0146,0.022]
Combined		[0.497,0.358]			[0.0294,0.0435]	

Legenda: Número de eventos esperados para o sinal $(a_0^Z, a_C^Z)/\Lambda^2 = (5, 5) \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$ no LHC após cortes consecutivos para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} , $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. A coluna denominada PU mostra os eventos selecionados com um ou dois prótons de *pile-up*. Os valores à esquerda representam o número de eventos quando o valor da configuração de *pile-up* é nominal e os valores à direita representam o número de eventos quando a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal.

Fonte: O autor, 2016.

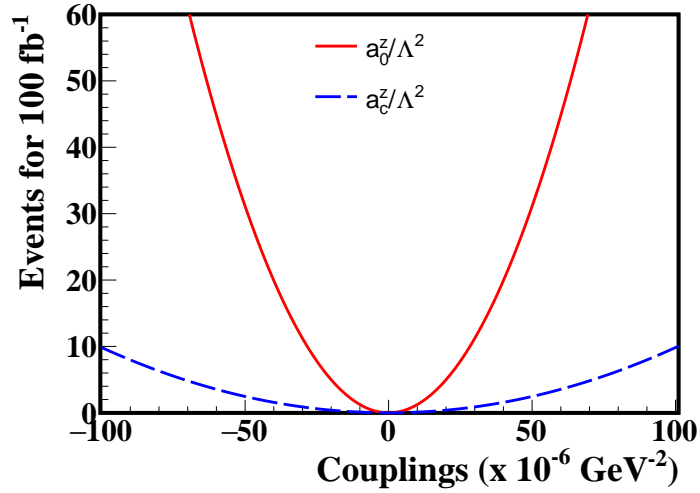
Tabela 28 - Número de eventos esperados para o sinal $(a_0^Z, a_C^Z)/\Lambda^2 = (10, 20) \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$.

Couplings($\times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$)	$(a_0^Z, a_C^Z)/\Lambda^2 = 10, 20$			$(a_0^Z, a_C^Z)/\Lambda^2 = 10, 20 \text{ (PU)}$		
channel	4e	4 μ	2e2 μ	4e	4 μ	2e2 μ
Generation cuts	6.033	6.181	12.25	6.033	6.181	12.25
m_{4l}/m_X	[0.790,0.543]	[0.855,0.595]	[1.65,1.14]	[0.370,0.617]	[0.401,0.664]	[0.780,1.29]
$m_X > 600 \text{ GeV}$	[0.773,0.537]	[0.834,0.586]	[1.61,1.13]	[0.365,0.613]	[0.395,0.660]	[0.772,1.28]
$0.9 < m_{4l}/m_X < 1.1$	[0.756,0.528]	[0.824,0.570]	[1.58,1.11]	[0.102,0.147]	[0.108,0.164]	[0.222,0.31]
$ y_{4l} - y_{pp} < 0.04$	[0.725,0.508]	[0.791,0.552]	[1.52,1.07]	[0.044,0.060]	[0.044,0.062]	[0.086,0.12]
Combined		[3.04,2.13]			[0.174,0.242]	

Legenda: Número de eventos esperados para o sinal $(a_0^Z, a_C^Z)/\Lambda^2 = (10, 20) \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-2}$ no LHC após cortes consecutivos para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} , $0.015 \leq \xi_{1,2} \leq 0.15$ e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. A coluna denominada PU mostra os eventos selecionados com um ou dois prótons de *pile-up*. Os valores à esquerda representam o número de eventos quando o valor da configuração de *pile-up* é nominal e os valores à direita representam o número de eventos quando a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal.

Fonte: O autor, 2016.

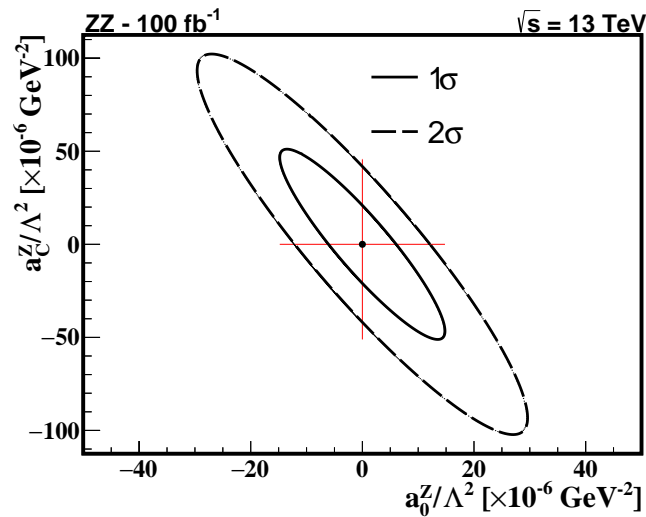
Figura 43 - Número de eventos esperados para o sinal $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ no LHC em função dos acoplamentos quárticos anômalos a_0^Z/Λ^2 e a_C^Z/Λ^2 .



Legenda: Número de eventos esperados para o sinal no LHC em função dos acoplamentos quárticos anômalos $a_0^Z/\Lambda^2, a_C^Z/\Lambda^2$ para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$.

Fonte: O autor, 2016.

Figura 44 - Limites para os acoplamentos anômalos obtidos no canal ZZ em função dos acoplamentos quárticos anômalos $a_0^Z/\Lambda^2, a_C^Z/\Lambda^2$.



Legenda: Curvas de contorno representando os limites de 1σ e 2σ (95% C.L.) para os acoplamentos quárticos anômalos $a_0^Z/\Lambda^2, a_C^Z/\Lambda^2$ no processo ZZ para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. As linhas vertical e horizontal em vermelho representam o limite unidimensional de cada acoplamento.

Fonte: O autor, 2016.

7.5 Conclusão

Neste capítulo procurou-se estabelecer para uma operação em alta luminosidade no LHC, os limites para os acoplamentos anômalos $\gamma\gamma ZZ$ para uma energia de centro de massa de 13 TeV e para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} . O *background* inclusivo considerado neste trabalho pôde ser negligenciado ao se utilizar a razão entre a massa dos quatro léptons no estado final e a massa central e a diferença na rapidez destes mesmos objetos, cuja seleção se mostrou efetiva. Os léptons no estado final foram selecionados a partir da carga, *momentum* transverso e pseudorapidez. Um corte na massa central foi utilizado, devido a estudos anteriores que determinaram que os possíveis sinais anômalos residem em regiões de alta massa (ROYON; CHAPON; KEPKA, 2009).

O processo $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ é predito apenas nos modelos de acoplamentos anômalos com bósons de calibre, não havendo portanto uma interação de referência no Modelo Padrão, tal qual existe para o processo $\gamma\gamma \rightarrow WW$. Através dos cortes de seleção puderam-se obter limites para os valores de acoplamentos anômalos a_0^Z/Λ^2 e a_C^Z/Λ^2 de dimensão seis, com um nível de confiança de 2σ (95% C.L.). Foi considerado também um cenário no qual a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal. Os valores são descritos na tabela 29. Os valores com a ordem de grandeza de 10^{-5} são um fator 100 menores do que os valores obtidos pela colaboração OPAL contidos em ABBIENDI et al. (2004). Este estudo mostra que, se houver um acoplamento anômalo observável no LHC, ele pode ser evidenciado a partir das variáveis descritas neste capítulo.

Tabela 29 - Limites obtidos para um nível de confiança de 95% (2σ). Todos os valores são dados para uma luminosidade integrada no LHC de 100 fb^{-1} e $\mu = 50$ eventos de *pile-up* em média.

Couplings[$\times \text{GeV}^{-2}$]	95% C.L.	95% C.L. (PU 2X)	OPAL (95% C.L.)
a_0^Z/Λ^2	$[-14.86 \times 10^{-6}, 14.86 \times 10^{-6}]$	$[-19.98 \times 10^{-6}, 19.98 \times 10^{-6}]$	$[-7 \times 10^{-3}, 2.3 \times 10^{-4}]$
a_C^Z/Λ^2	$[-53.65 \times 10^{-6}, 53.65 \times 10^{-6}]$	$[-72.95 \times 10^{-6}, 72.95 \times 10^{-6}]$	$[-2.9 \times 10^{-4}, 2.9 \times 10^{-4}]$

Legenda: Limites de 95% C.L. ($\Lambda = 2 \text{ TeV}$) obtidos para os acoplamentos quárticos anômalos $a_0^Z/\Lambda^2, a_C^Z/\Lambda^2$ no processo ZZ para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Os valores da coluna PU 2X representam os limites quando a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal.

Fonte: O autor, 2016.

O processo $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$ com apenas neutrinos ($ZZ \rightarrow 4\nu_l$) no estado final pode se mostrar problemático pelo fato do detector considerar apenas um quadrvetor de toda a energia perdida, sendo indistinguíveis os neutrinos que advêm dos Z s. O canal $ZZ \rightarrow 2l2\nu_l$ já foi estudado para a obtenção de limites para os acoplamentos triplos γZZ de dimensão seis e oito³⁶. O canal semileptônico $ZZ \rightarrow 2j2\nu_l$ pode ser estudado em um estudo futuro com acoplamentos anômalos de dimensão seis e oito.

³⁶ Disponível em <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSMPaTGC>

CONCLUSÕES

Os próximos anos no LHC serão bastante promissores, com a elevação do valor da energia de centro de massa, espera-se coletar uma luminosidade de mais de 300 fb^{-1} , e com isso responder a questões de diversas linhas de pesquisa. Esta tese se direcionou primeiramente ao estudo dos fenômenos difrativos, isto é, o estudo da interação e determinação das regiões cinemáticas do Pomeron e do Reggeon, cuja contribuição é frequentemente desprezada. Isto foi feito devido ao fato de os dados do HERA terem sido ajustados considerando uma contribuição do Reggeon. Contudo, a altas energias, uma grande questão surge: Qual é a descrição adequada para a quebra da fatorização colinear entre o HERA e o LHC? Inúmeros trabalhos foram desenvolvidos neste sentido, todavia uma resposta satisfatória ainda não foi estabelecida. Neste trabalho utilizou-se um valor de correção global considerado conservador que afeta igualmente o Pomeron e o Reggeon, isto é, apenas 3% e que a luminosidade coletada é da ordem de 1 pb^{-1} . Com este valor de luminosidade evitam-se eventos espúrios de *pile-up*. Contudo, esta hipótese pode conter algumas discrepâncias uma vez que nesta tese, através da análise da contribuição do Reggeon em um canal de dijetos, determinou-se que a região cinemática do Reggeon é mais evidente para alto ξ , em oposição ao Pomeron. Pôde-se determinar em um canal de dijetos que a contribuição do Reggeon se torna comparável àquela do Pomeron em eventos difrativos simples, e no caso de dijetos centrais difrativos, ela se sobrepõe à do Pomeron. Este estudo fenomenológico conseguiu determinar, mediante o controle de alguns parâmetros a significância do Reggeon. Entretanto, a palavra final virá do LHC, que determinará os valores relativos à quebra da fatorização colinear.

Outro aspecto estudado nesta tese foi a produção central exclusiva leptônica do processo $\gamma\gamma \rightarrow WW$ mediante a introdução dos acoplamentos anômalos quárticos de calibre dentro do cenário da aproximação de fóton equivalente. Buscou-se estabelecer regiões cinemáticas de detecção, assumindo a existência de acoplamentos anômalos. Este canal mostrou-se desafiador por conter neutrinos presentes no estado final; isto acarreta em um estado final que não pode ser completamente reconstruído no detector, sendo este capaz de reconstruir apenas os léptons. A massa total do processo não pode ser reconstruída a partir dos léptons. Inicialmente foram estabelecidos cortes de exclusividade, que puderam, com efeito, tornar os *backgrounds* difrativos $PP, RR, PR, RP \rightarrow WW$ e o *background* no Modelo Padrão $\gamma\gamma \rightarrow WW$ desprezíveis. Porém, devido ao alto valor da seção de choque do *background* inclusivo $pp \rightarrow WW + X$, estes cortes não produziram os resultados observados para os outros *backgrounds*. Foi necessária a implementação de uma seleção no tempo de voo dos prótons de um ponto de vista fenomenológico para o tratamento deste *background*, de sorte que os cortes cinemáticos em adição a esta nova implementação produzem um valor desprezível de *background*. Os limites dos acoplamentos a_0^W/Λ^2 e a_C^W/Λ^2

para a configuração nominal de *pile-up* e para um cenário no qual a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal são categorizados na tabela 30.

Tabela 30 - Limites obtidos para um nível de confiança de 95% (2σ). Todos os valores são dados para uma luminosidade integrada no LHC de 100 fb^{-1} e $\mu = 50$ eventos de *pile-up* em média.

Couplings[$\times \text{ GeV}^{-2}$]	95% C.L.	95% C.L. (PU 2X)
a_0^W/Λ^2	$[-10.59 \times 10^{-6}, 10.59 \times 10^{-6}]$	$[-10.93 \times 10^{-6}, 10.93 \times 10^{-6}]$
a_C^W/Λ^2	$[-39.46 \times 10^{-6}, 39.46 \times 10^{-6}]$	$[-47.71 \times 10^{-6}, 47.71 \times 10^{-6}]$

Legenda: Limites de 95% C.L. ($\Lambda = 2 \text{ TeV}$) obtidos para os acoplamentos quárticos anômalos $a_0^W/\Lambda^2, a_C^W/\Lambda^2$ no processo WW para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Os valores da coluna PU 2X representam os limites quando a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal.

Fonte: O autor, 2016.

Outro tópico estudado foi o processo puramente leptônico $\gamma\gamma \rightarrow ZZ$, este canal apresentou uma característica importante, todos os objetos do estado final, isto é, elétrons e múons, podem ser reconstruídos no LHC. Isto possibilitou a reconstrução da variável cinemática m_{4l}/m_X , que consoante à aplicação de uma seleção na diferença de rapidez, puderam tornar um *background* alto, da ordem de 10 pb, satisfatoriamente desprezível. Os limites dos acoplamentos a_0^Z/Λ^2 e a_C^Z/Λ^2 para a configuração nominal de *pile-up* e para um cenário no qual a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal são categorizados na tabela 31.

Tabela 31 - Limites obtidos para um nível de confiança de 95% (2σ). Todos os valores são dados para uma luminosidade integrada no LHC de 100 fb^{-1} e $\mu = 50$ eventos de *pile-up* em média.

Couplings[$\times \text{ GeV}^{-2}$]	95% C.L.	95% C.L. (PU 2X)
a_0^Z/Λ^2	$[-14.86 \times 10^{-6}, 14.86 \times 10^{-6}]$	$[-19.98 \times 10^{-6}, 19.98 \times 10^{-6}]$
a_C^Z/Λ^2	$[-53.65 \times 10^{-6}, 53.65 \times 10^{-6}]$	$[-72.95 \times 10^{-6}, 72.95 \times 10^{-6}]$

Legenda: Limites de 95% C.L. ($\Lambda = 2 \text{ TeV}$) obtidos para os acoplamentos quárticos anômalos $a_0^Z/\Lambda^2, a_C^Z/\Lambda^2$ no processo ZZ para uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Os valores da coluna PU 2X representam os limites quando a configuração de *pile-up* corresponde a uma probabilidade de aceitação do próton que é o dobro da nominal.

Fonte: O autor, 2016.

O valor para o acoplamento a_0^Z/Λ^2 na configuração nominal de *pile-up* é aproximadamente 100 vezes menor que aqueles obtidos pela colaboração OPAL. Embora esta tese tenha focado na produção leptônica exclusiva, uma extensão natural seria a abordagem dos decaimentos semileptônicos para seis e oito dimensões. Estes canais por terem uma seção de choque maior poderiam contar com um número maior de eventos após os cortes exclusivos. Será analisado em trabalhos futuros os processos difrativos de Drell-Yan para a produção de Ws. A escolha do fluxo de fótons será investigada mais a fundo, uma vez que nesta tese foi apenas considerado o fluxo de Budnev. Os modelos de dimensão oito também serão analisados, bem como a dependência do processo com o fator de forma. A colisão de íons pesados utilizando feixes PbPb, pPb serão investigados no cenário do LHC e do *Future Circular Collider* que está sendo discutido como o próximo passo na evolução do estudo da Física de partículas.

REFERÊNCIAS

- AAD, G. et al. The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, Switzerland, v. 3, n. 08, p. S08003, 2008. Disponível em: <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08003>. Acesso em: 28/09/2014.
- AAD, G. et al. Rapidity gap cross sections measured with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Eur. Phys. J.*, Berlin, C72, p. 1926, 2012.
- AARON, F. Combined inclusive diffractive cross sections measured with forward proton spectrometers in deep inelastic ep scattering at HERA. *Eur. Phys. J. C*, Hamburg, v. 72, n. 2175, 2012.
- ABACHI, S. et al. Rapidity gaps between jets in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, United States of America, v. 74, n. 2332, 1994.
- ABAZOV, V. M. et al. First study of the radiation-amplitude zero in $W\gamma$ production and limits on anomalous $WW\gamma$ couplings at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, United States of America, v. 100, p. 241805, 2008.
- ABBIENDI, G. et al. Constraints on anomalous quartic gauge boson couplings from $\nu\bar{\nu}\gamma\gamma$ and $\bar{q}q\gamma\gamma$ events at LEP-2. *Phys. Rev.*, United States of America, D70, p. 032005, 2004.
- ABE, F. et al. Observation of rapidity gaps in $\bar{p}p$ collisions at 1.8 TeV. *Phys. Rev. Lett.*, United States of America, v. 74, n. 855, 1995.
- ABERS, E. S. Gauge theories. *Physics Reports*, United States of America, v. 9, p. 1–2, 1973.
- ACHILLI, A. et al. Total cross-section and rapidity gap survival probability at the LHC through an eikonal with soft gluon resummation. *Phys. Lett. B*, United States of America, v. 659, p. 137, 2008.
- AFFOLDER, T. et al. Diffractive dijets with a leading antiproton in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1800$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, United States of America, v. 84, n. 5043, 2000.
- AKTAS, A. et al. Measurement and QCD analysis of the diffractive deep-inelastic scattering cross-section at HERA. *Eur. Phys. J. C*, Hamburg, v. 48, n. 715, 2006.
- ALLOUL, A. et al. Feynrules 2.0 - A complete toolbox for tree-level phenomenology. *Comput. Phys. Commun.*, United States of America, v. 185, p. 2250–2300, 2014.
- ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic freedom in parton language. *Nucl. Phys. B*, United States of America, v. 126, n. 298, 1977.
- ALWALL, J. et al. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *JHEP*, United States of America, v. 07, p. 079, 2014.
- ASK, S. et al. From Lagrangians to events: Computer tutorial at the MC4BSM-2012 workshop. Switzerland, 2012.

- BARONE, V.; PREDAZZI, E. High-energy particle diffraction. *Springer-Verlag*, Berlin, 2002.
- BARTELS, J. et al. Exclusive Higgs boson production at the LHC: Hard rescattering corrections. *Phys. Rev. D*, United States of America, v. 73, p. 093004, 2003.
- BELYAEV, A. S. et al. Strongly interacting vector bosons at the CERN LHC: Quartic anomalous couplings. *Phys. Rev. D*, United States of America, v. 74, n. 073005, 1999.
- BOONEKAMP, M. et al. FPMC: A generator for Forward Physics. 2011. Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/1102.2531.pdf>. Acesso em: 28/10/2013.
- BOOS, E. et al. CompHEP 4.4: Automatic computations from Lagrangians to events. *Nucl. Instrum. Meth.*, Japan, A534, p. 250–259, 2004.
- BRANDT, A. et al. Cross section measurement of hard diffraction at $sp\bar{p}$ -collider. *Phys. Lett. B*, United States of America, v. 421, p. 395–404, 1988.
- BRUN, R.; RADEMAKERS, F. ROOT: An object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, United States of America, v. 389, n. 1-2, p. 81–86, 1997. ISSN 0168-9002. New Computing Techniques in Physics Research V. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890029700048X>. Acesso em: 28/09/2012.
- BUDNEV, V. et al. The two-photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent Photon Approximation. *Physics Reports*, United States of America, v. 15, n. 4, p. 181–282, 1975.
- CACCIARI, M. et al. Fastjet user manual. *Eur. Phys. J.*, Berlin, C72, p. 1896, 2012.
- CARTIGLIA, N. et al. LHC Forward Physics. *CERN-PH-LPCC-2015-001, SLAC-PUB-16364, DESY-15-167*, Switzerland, 2015.
- CERN. Modelo padrão de física de partículas. Switzerland, 2013. Disponível em: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg. Acesso em: 24/08/2013.
- CERN. Detector CMS. Switzerland, 2015. Disponível em: <https://www.phys.ksu.edu/reu2014/wabehn/>. Acesso em: 25/06/2015.
- CERN-CMS. Limites obtidos nos acoplamentos anômalos pela colaboração CMS no LHC. Switzerland, 2013. Disponível em: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSMPaTGC>. Acesso em: 25/05/2014.
- CERN-CMS. Disposição espacial do detector CMS no LHC. Switzerland, 2014. Disponível em: <cmsinfo.web.cern.ch/cmsinfo/Media/Images/Detector/Detector.html>. Acesso em: 23/04/2014.
- CERN-CMS. Regiões de pseudorapidez do detector CMS no LHC. Switzerland, 2015. Disponível em: www.lhc-closer.es. Acesso em: 17/01/2015.

- CERN-CMS. Luminosidade entregue a colaboração CMS no LHC. Switzerland, 2016. Disponível em: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults>. Acesso em: 23/04/2016.
- CERN-LHC. Detectores no LHC. Switzerland, 2015. Disponível em: <http://www.lhc-closer.es>. Acesso em: 1/02/2015.
- CHATRCHYAN, S. et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, Switzerland, v. 3, p. 08004, 2008.
- CHATRCHYAN, S. et al. Study of exclusive two-photon production of W^+W^- in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and constraints on anomalous quartic gauge couplings. *JHEP*, Switzerland, v. 07, p. 116, 2013.
- CHATRCHYAN, S. et al. Search for $WW\gamma$ and $WZ\gamma$ production and constraints on anomalous quartic gauge couplings in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *Phys. Rev.*, Switzerland, D90, n. 3, p. 032008, 2014.
- COLLINS, J. C. Proof of factorization for diffractive hard scattering. *Phys. Rev. D*, United States of America, v. 57, n. 3051, 1998.
- CORCELLA, G. et al. HERWIG 6.5 release notes. United States of America, 2002.
- DEGRANDE, C. et al. UFO-The universal feynrules output. *Comput. Phys. Commun.*, United States of America, v. 183, p. 1201–1214, 2012.
- DENNER, A. et al. Electroweak radiative corrections to $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$. In: e^+e^- collisions at TeV energies: The physics potential. United States of America: [s.n.], 1996. p. 233–240. Disponível em: <http://alice.cern.ch/format/showfull?sysnb=0216666>. Acesso em: 13/07/2014.
- DOBBS, M.; HANSEN, J. HepMC: A C++ event record for Monte Carlo generators. *Comput. Phys. Commun.*, United States of America, v. 134, p. 41, 2001.
- DOKSHITZER, Y. L. Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and e^+e^- annihilation by perturbation theory in Quantum Chromodynamics. (In Russian). *Sov. Phys. JETP*, Russia, v. 641, n. 1218, 1977.
- DONNACHIE, S. et al. *Pomeron Physics and QCD*. Cambridge: [s.n.], 2002. Disponível em: <https://www.cambridge.org/core/books/pomeron-physics-and-qcd/3F01CCAA0A4EDBE26B7454E9F95C6131>. Acesso em: 25/10/2013.
- EBOLI, O. J. P. et al. Anomalous quartic gauge boson couplings at hadron colliders. *Phys. Rev. D*, United States of America, v. 69, n. 095005, 2004.
- EBOLI, O. J. P. et al. Anomalous quartic gauge boson couplings at hadron colliders. *Phys. Rev. D*, United States of America, v. 63, n. 075008, 2001.
- ELLIS, W. J. S. R. K.; WEBBER, B. R. QCD and collider physics. *Cambridge University Press*, Cambridge, 1996.

FICHET, S. et al. Probing new Physics in diphoton production with proton tagging at the Large Hadron Collider. *Phys. Rev. D*, American Physical Society, United States of America, v. 89, p. 114004, Jun 2014. Disponível em: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.89.114004>. Acesso em: 28/07/2015.

FORTHOMME, L. Exclusive processes in proton-proton collisions with the CMS experiment at the LHC. Switzerland, 2013.

FRANKFURT, L. et al. Generalized parton distributions and rapidity gap survival in exclusive diffractive pp scattering. *Phys. Rev. D*, United States of America, v. 75, p. 054009, 2007.

FRITZSCH, H. et al. Advantages of the color octet gluon picture. *Physics Letters B*, United States of America, v. 47, n. 4, p. 365 – 368, 1973.

FRIXIONE, S. et al. Improving the Weizsacker-Williams approximation in electron - proton collisions. *Phys. Lett.*, United States of America, B319, p. 339–345, 1993.

GALLINARO, M. CMS-TOTEM Precision Proton Spectrometer. Lisboa, 2015. Disponível em: https://indico.cern.ch/event/437271/contributions/1087521/attachments/1138899/1630781/Nagoya2015_ctpps.pdf. Acesso em: 23/09/2015.

GARREN, L. et al. *HepPDT 3.04.04 - Particle Table Classes*. Switzerland, 2009. Disponível em: <http://lcgapp.cern.ch/project/simu/HepPDT/>. Acesso em: 19/03/2014.

GELL-MANN, M. A schematic model of baryons and mesons. *Phys. Lett.*, California, v. 8, n. 3, p. 214–215, 1964. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0031916364920013>. Acesso em: 15/06/2013.

GLASHOW, S. L. Partial-symmetries of weak interactions. *Nuclear Physics*, United States of America, v. 22, n. 4, p. 579–588, 1961. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558261904692>. Acesso em: 28/08/2014.

GOTSMAN, E. et al. A soft interaction model at ultra high energies: Amplitudes, cross sections and survival probabilities. *arXiv:0708.1506 [hep-ph]*, United States of America, 2007.

GOTSMAN, E. L. E.; MAOR, U. A comprehensive model of soft interactions in the LHC era. *Int. J. Mod. Phys. A*, United States of America, v. 30, n. 08, p. 1542005, 2015.

GRIBOV, V.; LIPATOV, L. N. Deep inelastic ep scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys.*, Russia, v. 15, n. 438, 1972.

GRIBOV, V. N.; LIPATOV, L. N. e^+e^- pair annihilation and deep inelastic ep scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys.*, Russia, v. 15, n. 1218, 1972.

GROTE, H. et al. Switzerland, 2015. Disponível em: <http://mad.web.cern.ch/mad/>. Acesso em: 28/01/2016.

GURALNIK, G. S. The history of the Guralnik, Hagen and Kibble development of the theory of spontaneous symmetry breaking and gauge particles. *Int. J. Mod. Phys.*, United States of America, A24, p. 2601–2627, 2009.

- HARE, G. *Underlying events*. Switzerland, 2014. Disponível em: pt.slideshare.net/GabrielHare/measurements-of-the-underlying-event. Acesso em: 29/07/2015.
- HARLAND-LANG, L. A. et al. Central exclusive production within the durham model: A review. *Int. J. Mod. Phys. A*, United States of America, v. 29, n. 17, p. 1430031, 2014.
- HIGGS, P. W. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, United States of America, v. 13, p. 508–509, Oct 1964.
- INGELMAN, G.; SCHLEIN, P. E. Jet structure in high mass diffractive scattering. *Phys. Lett. B*, United States of America, v. 152, n. 256, 1985.
- KAIDALOV, A. B. Regge poles in QCD. United States of America, 2001. Disponível em: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0103011>. Acesso em: 28/08/2013.
- KAIDALOV, A. B. et al. Probabilities of rapidity gaps in high-energy interactions. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 21, p. 521, 2001.
- KEPKA, O. *QCD and Diffraction in the ATLAS Experiment at the LHC*. 204 p. Tese (Doutorado), Prague, novembro 2009.
- KEPKA, O.; ROYON, C. Search for exclusive events using the dijet mass fraction at the Fermilab Tevatron. *Phys. Rev. D*, American Physical Society, United States of America, v. 76, p. 034012, Aug 2007. Disponível em: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.76.034012>. Acesso em: 22/03/2014.
- KHOZE, A. D. M. V. A.; RYSKIN, M. G. Elastic scattering and diffractive dissociation in the light of LHC data. *Int. J. Mod. Phys. A*, United States of America, v. 30, p. 1542004, 2015.
- KHOZE, V. A. et al. Can the Higgs be seen in rapidity gap events at the Tevatron or the LHC? *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 14, p. 525, 2000.
- KHOZE, V. A. et al. Early LHC measurements to check predictions for central exclusive production. *Eur. Phys. J. C*, Berlin, v. 55, p. 363, 2008.
- KOBAYASHI, M.; MASKAWA, T. CP-violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Progress of Theoretical Physics*, Oxford, v. 49, n. 2, p. 652–657, 1973. Disponível em: <http://ptp.oxfordjournals.org/content/49/2/652.abstract>. Acesso em: 05/07/2014.
- KOHARA, A. K.; MARQUET, C. Prompt photon production in double-pomeron-exchange events at the LHC. *Phys. Lett. B*, United States of America, v. 757, p. 393, 2013.
- KURAEV, E. A. et al. Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and e^+e^- annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics. (In Russian). *Sov. Phys. JETP*, Russia, v. 44, n. 443, 1976.
- LEYTON, M. Minimum bias and underlying event measurements with ATLAS. In: *Proceedings, 3rd International Workshop on Multiple Partonic Interactions at the LHC (MPI@LHC 2011)*. [s.n.], 2012. p. 11–19. Disponível em: <http://inspirehep.net/record/1088609/files/arXiv:1202.2090.pdf>. Acesso em: 09/04/2014.

- LUNA, E. G. S. Survival probability of large rapidity gaps in a QCD model with a dynamical infrared mass scale. *Phys. Lett. B*, United States of America, v. 641, p. 171, 2006.
- LUSZCZAK, M. et al. Probing new physics in diphoton production with proton tagging at the Large Hadron Collider. *JHEP*, United States of America, v. 1502, p. 098, 2015.
- LUSZCZAK, M. et al. Single-diffractive production of charmed mesons at the LHC within the k_t -factorization approach. *arXiv:1606.06528 [hep-ph]*, United States of America, 2015.
- LUSZCZAK, M. et al. Single and central diffractive production of open charm and bottom mesons at the LHC: Theoretical predictions and experimental capabilities. *Phys. Rev. D*, United States of America, v. 91, n. 05, p. 054024, 2016.
- MACIULA, R. et al. Central exclusive quark-antiquark dijet and Standard Model Higgs boson production in proton-(anti)proton collisions. *Phys. Rev.*, United States of America, D83, p. 114034, 2011.
- MANDL, F.; SHAW, G. *Quantum Field Theory*. 2. ed. Chichester: John Wiley and Sons, 2010. 492 p.
- MARQUET, C. et al. Gaps between jets in double-pomeron-exchange processes at the LHC. *Phys. Rev. D*, United States of America, v. 87, n. 3, p. 034010, 2013.
- MARQUET, C. et al. Probing the pomeron structure using dijets and γ +Jet events at the LHC. *Phys. Lett. B*, United States of America, v. 88, n. 7, p. 074029, 2013.
- NAKAMURA, K. et al. Review of particles physics: The ckm quark-mixing matrix. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, Sweeden, G37, p. 075021, 2010.
- OLIVE, K. et al. Review of particle physics (PARTICLE DATA GROUP). *Chinese Physics C*, v. 38, n. 9, p. 090001, 2014. Disponível em: <http://stacks.iop.org/1674-1137/38/i=9/a=090001>. Acesso em: 07/08/2013.
- PIERZCHALA, T.; PIOTRZKOWSKI, K. Sensitivity to anomalous quartic gauge couplings in photon-photon interactions at the LHC. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, Geneva, v. 179-180, p. 257–264, 2008.
- ROYON, C.; CARTIGLIA, N. The AFP and CT-PPS projects. *Int. J. Mod. Phys. A29*, United States of America, A29, n. 28, p. 1446017, 2014.
- ROYON, C. et al. Anomalous trilinear and quartic $WW\gamma$, $WW\gamma\gamma$, $ZZ\gamma$ and $ZZ\gamma\gamma$ couplings in photon induced processes at the LHC. *PoS*, Cracow, EPS-HEP2009, p. 380, 2009.
- SALAM, A.; WARD, J. Electromagnetic and weak interactions. *Phys. Lett.*, United States of America, v. 13, n. 2, p. 168–171, 1964. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031916364907115>. Acesso em: 28/01/2014.
- SCHOEFFEL, L. Diffractive cross sections at hermes and diffractive pdfs. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, Hamburg, v. 191, p. 205 – 213, 2009.

SJOSTRAND, T. et al. A brief introduction to PYTHIA 8.1. *Comput. Phys. Commun.*, United States of America, v. 178, p. 852–867, 2008.

STYRILIN, F. Luminosidade relativa de *quarks* e glúons no LHC. Switzerland, 2013. Disponível em: http://www.hep.ph.ic.ac.uk/~wstirlin/plots/lhclumi7813_2013_v1.pdf. Acesso em: 09/05/2015.

TRZEBIŃSKI, M. Machine optics studies for the LHC measurements. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, Warsaw, v. 9290, p. 929026, 2014.

WEINBERG, S. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, United States of America, v. 19, p. 1264–1266, Nov 1967. Disponível em: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.19.1264>. Acesso em: 22/05/2013.