

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

Fenomenologia de Extensões do Modelo Padrão na era do *Large Hadron Collider*

Roberto Rodrigues Moreira

Orientador: Prof. Dr. Oscar José Pinto Éboli

Versão corrigida da tese apresentada ao Instituto de Física da USP
como pré-requisito parcial para a obtenção do
título de Doutor em Ciências

Banca Examinadora

Prof. Dr. Oscar José Pinto Éboli - IFUSP

Prof. Dr. José Kenichi Mizukoshi - CCNH-UFABC

Prof. Dr. Sérgio Ferraz Novaes - IFT-UNESP

Prof. Dr. Gustavo Alberto Burdman - IFUSP

Prof. Dr. Enrico Bertuzzo - IFUSP

São Paulo
2019

FICHA CATALOGRÁFICA

**Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo**

Moreira, Roberto Rodrigues

Fenomenologia de extensões do modelo padrão na era do Large
Hadron Collider. – São Paulo, 2019

Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo.
Instituto de Física, Depto. de Física Matemática.

Orientador: Prof. Dr. Oscar José Pinto Éboli

Área de Concentração: Física de Partículas

Unitermos: 1. Bóson de Higgs;
2. Leptoquarks; 3. Acoplamentos anômalos;
4. Lagrangiana efetiva.

USP/IF/SBI-054/2019

Agradecimentos

Agradeço ao Prof. Dr. Oscar José Pinto Éboli por este longo caminho de orientação na jornada do conhecimento, em especial por sempre ter acreditado que seria possível, mesmo nos momentos mais obscuros.

Ao Prof. Dr. José Kenichi Mizukoshi e Pedro Mercadante pelas frutíferas discussões físicas e sobre a vida, possibilitando a realização deste trabalho.

Aos meus pais, Lúcia Helena e José Nilton, por todo apoio e incentivo, em diversas ordens, e sem os quais não teria forças para chegar onde estou. Agradeço também a toda minha família, em especial meu irmão Roger e minha tia Idália.

A Allan Kléber Fermino de Souza, que compartilhou grande parte dessa jornada a meu lado, por todo companheirismo, paciência e incentivo neste longo caminho.

Quero agradecer aos queridos amigos da UFABC, em especial Danilo Ferreira, Ícaro Gonçalves e André Manzoni, por todo apoio material e intelectual. Sem vocês isso não seria possível.

Ao programa de Pós-Graduação do IFUSP, ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (até 1974 Conselho Nacional de Pesquisas, cuja sigla, CNPq, se manteve) e à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo pela concessão da bolsa de doutorado e pelo apoio financeiro para a realização desta pesquisa, através do processo de número 2013/26511-1, Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP).

Resumo

Considerando a recente descoberta de um bóson de Higgs (com massa em torno de 125 GeV) com propriedades aparentemente análogas às previstas pelo Modelo Padrão (SM), entramos em uma nova etapa experimental: a necessidade de se medir as propriedades desta nova partícula com maior precisão (tais como CP, acoplamentos específicos com bósons e férmions, auto-acoplamentos, largura de decaimento, razões de ramificação). Na primeira parte deste trabalho, o objetivo principal é uma análise dos acoplamentos específicos deste novo escalar com os bósons eletrofracos (W^\pm e Z^0), em busca de violação de CP e acoplamentos efetivos. Com esta finalidade, analisaremos as propriedades dos *tagging jets* para um Higgs produzido através de fusão de bósons vetoriais, usando momentos de Fox-Wolfram ao invés da análise comumente realizada, que utiliza a distância azimutal entre os jatos. Numa segunda parte deste trabalho, seguindo dados das colaborações ATLAS e CMS, estudamos modelos com os leptoquarks escalares R_2 e \tilde{R}_2 , utilizando o processo de Drell-Yan, com a finalidade de se excluir regiões do espaço de parâmetros (composto pela massa deste leptoquark e seu acoplamento com férmions do SM) destes modelos. Também obtemos limites sobre os parâmetros dos leptoquarks analisando eventos com monojatos.

Palavras-chave: Bóson de Higgs, lagrangiana efetiva, leptoquark, Drell-Yan, monojato.

Abstract

Given the recent discovery of a Standard Model like Higgs boson (with mass around 125 GeV), we are faced with a new experimental demand: it is necessary to measure the properties of that new particle with more precision (such as CP, specific couplings with bosons and fermions, self-couplings, decay width, Branching Ratios). In the first part of this work, the main goal is an analysis of the specific couplings of this new scalar state with the electroweak bosons (W^\pm and Z^0), searching for CP violating and effective couplings. For this purpose, we will analyse the properties of the tagging jets with a Higgs produced through the weak boson fusion (WBF) channel, using the Fox-Wolfram moments rather a popular analysis with the azimuthal distance between the tagging jets. In the second part of this work, following recent CMS and ATLAS Collaborations data, we analyse models with the scalar leptoquarks R_2 and \tilde{R}_2 , using Drell-Yan and monojet processes, in order to exclude some regions of their parameter space (leptoquark mass and its coupling with SM fermions).

Keywords: Higgs boson, effective lagrangian, leptoquark, Drell-Yan, monojet.

Sumário

Lista de Abreviaturas	ix
Lista de Figuras	xi
Lista de Tabelas	xv
1 Introdução	1
2 Aspectos fundamentais do Modelo Padrão	5
2.1 Blocos fundamentais do SM	5
2.2 Mecanismo de quebra de simetria eletrofraca	10
2.3 Simetria Custodial	14
2.4 <i>Status</i> experimental do bóson de Higgs	16
2.5 Questões em aberto no SM	26
3 Análise de acoplamentos do Higgs com FWMs	29
3.1 Lagrangiana Efetiva do SM de dimensão 6	30
3.2 Conectando os formalismos	35
3.3 Momentos de Fox-Wolfram	37
3.4 Assinatura de WBF and <i>backgrounds</i>	41
3.5 Cortes nos momentos de Fox-Wolfram	47
3.6 Conclusões	57
4 Estudo de leptoquarks	59
4.1 Classificação de Leptoquarks	60
4.2 Vínculos de Física de baixas energias	63
4.2.1 Vínculos de Física de sabor	63
4.2.2 Vínculos de processos raros de léptons carregados	69
4.2.3 Vínculos de parâmetros oblíquos	71
4.3 Produção de leptoquarks no LHC	72
4.4 Vínculos de busca direta no LHC	75
4.5 Sinais indiretos no LHC: Drell-Yan	78
4.6 Leptoquarks em eventos com monojetato e \cancel{E}_T	84
4.7 Análise e Discussão	88
4.8 Considerações finais	99

5 Conclusões	101
Referências Bibliográficas	105

Lista de Abreviaturas

BSM	<i>Beyond Standard Model</i>
CL	<i>Confidence Level</i>
DY	<i>Drell-Yan</i>
FCNC	<i>Flavor Changing Neutral Current</i>
FWM	<i>Feynman-Wolfram moment</i>
GUT	<i>Grand Unified Theory</i>
LFU	<i>Lepton Flavor Universality</i>
LFUV	<i>Lepton Flavor Universality Violation</i>
LFV	<i>Lepton Flavor Violation</i>
LO	<i>Leading order</i>
LQ	Leptoquark
NLO	<i>Next-to-leading Order</i>
NNLO	<i>Next-to-next-to-leading Order</i>
NP	<i>New Physics</i>
SM	Modelo Padrão (<i>Standard Model</i>)
VEV	Valor esperado de vácuo (<i>Vacuum Expectation Value</i>)
WIMP	<i>Weakly Interacting Massive Particle</i>

Lista de Figuras

2.1	Potencial de Higgs $V(\phi^\dagger\phi)/10000$, para $\mu^2 = 1000$ e $\lambda = 5$, gráfico à esquerda, e $\mu^2 = -1000$ e $\lambda = 5$, gráfico à direita.	11
2.2	Resumo dos resultados para M_{h^0} de (51), referentes ao Run 1, e de (52), Run 2, para os diversos canais considerados. Resultados combinados também são apresentados. Figura retirada de (52).	17
2.3	Diagramas de Feynman para os principais modos de produção do bóson de Higgs no LHC.	19
2.4	Diagramas de Feynman em LO, para os processos $h^0 \rightarrow ZZ, W^+W^-, \tau^+\tau^-, b\bar{b}, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$	20
2.5	Diagramas de Feynman para o processo $h^0 \rightarrow \gamma\gamma$	20
2.6	Seções de choque de produção do bóson de Higgs normalizadas com relação às predições do SM. Figura retirada de (56).	22
2.7	Seções de choque de produção do bóson de Higgs normalizadas com relação às predições do SM. Figura retirada de (57).	23
2.8	μ^f 's para os canais de decaimento $WW, ZZ, b\bar{b}, \tau\tau$ e $\gamma\gamma$, supondo-se que os mecanismos de produção possuem as seções de choque como as previstas pelo SM. Figura retirada de (56).	23
2.9	Seções de choque mutiplicadas pelas razões de ramificação, considerando os canais de produção ggF, VBF, VH e $t\bar{t}H + tH$ para os canais de decaimento $WW, ZZ, b\bar{b}, \tau\tau$ e $\gamma\gamma$. Figura retirada de (57).	24
2.10	κ_j 's para diversos acoplamentos do bóson de Higgs. Figura retirada de (56).	25
2.11	κ_j 's para diversos acoplamentos do bóson de Higgs (inclusive acoplamentos efetivos, tais como h^0gg e $h^0\gamma\gamma$). Figura retirada de (57).	25
2.12	Acoplamentos de férmions e bósons massivos com h^0 , como função da massa dos mesmos. Figura retirada de (58).	26
3.1	Diagrama de Feynman para o decaimento de h^0 em W^+ e W^- , com indicação de 4-momentos e vetores de polarização.	36
3.2	Comportamento dos momentos de Fox-Wolfram para $l = 1, 4, 5, 19$, como função dos parâmetros r e Ω , definidos no texto, com normalização válida para os pesos baseados em $ \vec{p}_i $ e p_{Ti} . Figura retirada de (78).	40

3.3	Distribuições normalizadas de $m_{j_1j_2}$ para sinais (no ponto representativo de 1000 GeV para as escalas dos acoplamentos efetivos, com a linha verde associada a $\Lambda_{e,5}$ e a linha preta representando $\Lambda_{o,5}$) e <i>backgrounds</i> do SM (o histograma azul representando Zjj QCD, o histograma vermelho representando SM WBF e a linha amarela como Zjj QED) com os cortes dados pelas Eqs. 3.24a - 3.24c e 3.25.	42
3.4	Distribuições normalizadas para os parâmetros (a) $p_{T(j_1)}$ e (b) $p_{T(j_2)}$, dos <i>tagging jets</i> , para os sinais (considerando $\Lambda_{e,5}$ e $\Lambda_{o,5}$ iguais a 1000 GeV como ponto representativo) e <i>backgrounds</i> , com cortes dados pelas Eqs. 3.24a, 3.24b, 3.24c, 3.25 e 3.26.	43
3.5	Distribuições normalizadas para os parâmetros (a) $\eta_{(j_1)}$, (b) $\eta_{(j_2)}$, (c) $\Delta\eta_{j_1j_2}$ e (d) $r \equiv p_{T(j_2)}/p_{T(j_1)}$ dos <i>tagging jets</i> , para os sinais (considerando $\Lambda_{e,5}$ e $\Lambda_{o,5}$ iguais a 1000 GeV como ponto representativo) e <i>backgrounds</i> , com cortes dados pelas Eqs. 3.24a, 3.24b, 3.24c, 3.25, 3.26, 3.27a e 3.27b.	44
3.6	Distribuições de $\Delta\phi_{j_1j_2}$ para sinais (no ponto representativo 1000 GeV para as escalas dos acoplamentos anômalos) e <i>backgrounds</i> do SM, com os cortes dados pelas Eqs. 3.24a - 3.29.	46
3.7	Distribuições dos momentos de Fox-Wolfram com peso baseado em p_T para sinais (considerando $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV) e <i>backgrounds</i> do SM, com o conjunto de cortes dados pelas Eqs. 3.24a - 3.29.	48
3.8	Distribuição dos momentos de Fox-Wolfram com peso unitário (W_{ij}^1), com cortes dados pelas Eqs. 3.24a - 3.29, para sinais (nos pontos representativos $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV) e <i>backgrounds</i> do SM.	51
3.9	Distribuição de $\Delta\phi_{j_1j_2}$ para sinais (no ponto representativo 1000 GeV para os acoplamentos efetivos) e <i>backgrounds</i> do SM, com cortes dados pelas Eqs. 3.24a - 3.29, $p_{T(j_1)} > 400$ GeV e (a) Eq. 3.31a, para acoplamento efetivo par; (b) Eq. 3.31b, para acoplamento anômalo ímpar.	53
3.10	Luminosidade integrada necessária para obtenção de (a) <i>status</i> de descoberta (com CL de 5σ) para acoplamento anômalo par negativo, (b) <i>status</i> de descoberta para acoplamento anômalo par positivo, (c) limites de exclusão, com 95% CL, para acoplamento efetivo par negativo e (d) limites de exclusão para acoplamento efetivo par positivo; comparando-se diferentes métodos descritos no texto.	55
3.11	Luminosidade integrada necessária para a obtenção de (a) <i>status</i> de descoberta (significância estatística de 5σ) para acoplamento efetivo ímpar negativo, (b) <i>status</i> de descoberta para acoplamento anômalo ímpar positivo, (c) limites de exclusão (significância estatística de 2σ) para acoplamento anômalo ímpar negativo e (d) limites de exclusão para acoplamento efetivo ímpar positivo; comparando os diferentes métodos descritos no texto.	56
4.1	Diagramas de Feynman para o decaimento do próton, dado por $p \rightarrow \pi^0 e^+$. LQ representa um leptoquark vetorial à esquerda, ou escalar, à direita.	63
4.2	Diagramas de Feynman para contribuições de decaimentos raros de mésons induzidos por leptoquarks através de correntes neutras. Contribuições de leptoquarks com $F = 0$ estão à esquerda e contribuições de leptoquarks com $F = -2$ estão à direita.	65
4.3	Contribuições de 1 <i>loop</i> , com LQs escalares, para $l \rightarrow l'\gamma$	69
4.4	Contribuições de 1 <i>loop</i> eletromagnéticas, de interações fracas e hadrônicas para a_μ	70

4.5	Contribuições de um dubleto de leptoquarks para o parâmetro T em função de ΔM_{LQ} . A linha vermelha representa o valor $T_{SM} = 0.79$ e a região vermelha representa as contribuições permitidas para modelos BSM.	72
4.6	Diagramas de Feynman para a produção de um par de leptoquarks no LHC.	73
4.7	Pesos relativos dos canais gg e $q\bar{q}$ na seção de choque de produção de um par de leptoquarks no LHC com $\sqrt{s} = 14$ TeV.	74
4.8	Seção de choque de produção de um par de leptoquarks no LHC ($\sqrt{s} = 13$ TeV) em função da massa do leptoquark para acoplamento leptoquark-quark-lépton carregado $\lambda = 1.5$ (vermelho), $\lambda = 1$ (verde) e $\lambda = 0.01$ (azul).	74
4.9	Diagramas de Feynman para a produção de um único leptoquark no LHC.	75
4.10	Seção de choque de produção de um único leptoquark no LHC ($\sqrt{s} = 13$ TeV) em função da massa do leptoquark para acoplamento leptoquark-quark-lépton carregado $\lambda = 1$ (vermelho), $\lambda = 0.01$ (verde).	75
4.11	Limites de exclusão no plano (M_{LQ}, β) para leptoquark de primeira geração (à esquerda) e para leptoquark de segunda geração (à direita). Retiradas de (174).	77
4.12	Limites de exclusão para leptoquarks de primeira geração com 95% CL para o canal $eejj$ (em azul), $e\nu jj$ (em vermelho) e combinado (em preto). As faixas verde e amarela representam 68% CL e 95% CL para os limites esperados. Retirada de (175).	78
4.13	Diagramas de Feynman que contribuem para o processo de DY: (a) a nível de árvore, (b) - (d) contendo 1 <i>loop</i> , (e) - (f) com um jato adicional.	79
4.14	k -factors globais ($116 < M_{ll} < 1500$ GeV) para o SM (em verde) e para o modelo com \tilde{R}_2 , em função de M_{LQ} , para os valores de $\lambda = 1.0$ (em vermelho), $\lambda = 0.5$ (em amarelo) e $\lambda = 0.1$ (em azul). As escalas de renormalização e fatorização utilizadas são dadas pela massa invariante dos léptons, M_{ll}	81
4.15	Razão $\sigma/\sigma_{SM,ATLAS}$ para nossas simulações nos casos LO e NLO; além das simulações realizadas pela colaboração ATLAS, para cada <i>bin</i>	82
4.16	Seções de choque divididas pela largura do <i>bin</i> em função de M_{ll} : (a) para as simulações e dados da colaboração ATLAS, além de nossos resultados, mantendo $M_{LQ} = 600$ GeV, constante, variando o valor de λ . (b) para as simulações e dados da colaboração ATLAS, além de nossos resultados, mantendo $\lambda = 1.0$, constante, para valores de $M_{LQ} = 600$ GeV, $M_{LQ} = 1000$ GeV e $M_{LQ} = 1400$ GeV.	84
4.17	Seção de choque para o processo \cancel{E}_{Tj} , em função de \cancel{E}_T (no contexto do SM), para $\sqrt{s} = 8$ TeV, considerando-se a presença de 0 (em amarelo), 1 (em azul) e 2 (em vermelho) jatos adicionais.	85
4.18	Razão $\sigma/\sigma_{SM,CMS}$ para nossas simulações nos casos de 0 (em verde) e 1 (em vermelho) jato adicional; além das simulações realizadas (em azul) e dados obtidos (em preto) pela colaboração CMS em (186), para cada <i>bin</i>	87
4.19	Diagramas de Feynman em LO que contribuem para eventos com monojato e \cancel{E}_T	87
4.20	Seção de choque em função de \cancel{E}_T para o SM e SM adicionado de um dubleto do tipo \tilde{R}_2 , para vários valores de acoplamentos e massa dos leptoquarks.	88

- 4.21 Regiões de exclusão no plano (M_{LQ}, λ) , no caso \tilde{R}_2^d , considerando-se ambos os *pulls*, com incertezas de 0.05, e considerando-se apenas o pull de SM com incerteza de 0.05 (com $\xi_{Sig} = 0$). A região cinza representa o limite de exclusão $M_{LQ} < 1050$ GeV, obtido com $\sqrt{s} = 8$ TeV e a linha preta representa o limite de exclusão $M_{LQ} < 1435$ GeV, $\sqrt{s} = 13$ TeV. 90
- 4.22 Regiões de exclusão no plano (M_{LQ}, λ) , no caso R_2^L , considerando-se ambos os *pulls*, com incertezas de 0.05, e considerando-se apenas o pull de SM com incerteza de 0.05 (com $\xi_{Sig} = 0$). A região cinza representa o limite de exclusão $M_{LQ} < 1050$ GeV, obtido com $\sqrt{s} = 8$ TeV e a linha preta representa o limite de exclusão $M_{LQ} < 1435$ GeV, $\sqrt{s} = 13$ TeV. 91
- 4.23 Regiões de exclusão no plano (M_{LQ}, λ) , no caso \tilde{R}_2^s , considerando-se ambos os *pulls* (com incertezas de 0.05) e considerando-se apenas o pull de SM com incerteza de 0.05 (com $\xi_{Sig} = 0$). A região cinza representa o limite de exclusão $M_{LQ} < 1000$ GeV, obtido com $\sqrt{s} = 8$ TeV e a linha preta representa o limite de exclusão $M_{LQ} < 1530$ GeV, $\sqrt{s} = 13$ TeV. 91
- 4.24 Relação $(\sigma_{Data} - \sigma_{SM})/\delta^{tot}$ para cada *bin*, seguindo as convenções de (180), na análise de Drell-Yan com $\sqrt{s} = 8$ TeV. 92
- 4.25 Regiões de exclusão com 95% CL no plano (M_{LQ}, λ) , para o modelo \tilde{R}_2^d . À esquerda: limites provenientes na análise baseada em Drell-Yan a 8 TeV (em roxo), baseada na busca de monojetos a 13 TeV (em azul), baseada na busca no canal de diléptons realizada pela Colaboração CMS (em laranja) e ATLAS (em vermelho); além de vínculos de busca direta a 8 TeV (linha sólida preta) e a 13 TeV (linha tracejada preta). À direita: limites provenientes da função $\chi^2_{(combinada)}$, considerando-se todos os canais de busca (linha sólida azul) e desconsiderando-se o canal de monojetos (linha tracejada azul). 96
- 4.26 Regiões de exclusão com 95% CL no plano (M_{LQ}, λ) , para o modelo R_2^L . À esquerda: limites provenientes na análise baseada em Drell-Yan a 8 TeV (em roxo), baseada na busca de monojetos a 13 TeV (em azul), baseada na busca no canal de diléptons realizada pela colaboração CMS (em laranja) e ATLAS (em vermelho); além de vínculos de busca direta a 8 TeV (linha sólida preta) e a 13 TeV (linha tracejada preta). À direita: limites provenientes da função $\chi^2_{(combinada)}$, considerando-se todos os canais de busca (linha sólida azul) e desconsiderando-se o canal de monojetos (linha tracejada azul). 97
- 4.27 Regiões de exclusão com 95% CL no plano (M_{LQ}, λ) , para o modelo \tilde{R}_2^s . À esquerda: limites provenientes na análise baseada em Drell-Yan a 8 TeV (em roxo), baseada na busca de monojetos a 13 TeV (em azul), baseada na busca no canal de diléptons realizada pela colaboração CMS (em laranja) e ATLAS (em vermelho); além de vínculos de busca direta a 8 TeV (linha sólida preta) e a 13 TeV (linha tracejada preta). À direita: limites provenientes da função $\chi^2_{(combinada)}$, considerando-se todos os canais de busca (linha sólida azul) e desconsiderando-se o canal de monojetos (linha tracejada azul). 98

Lista de Tabelas

2.1	Números bariônico, leptônico e propriedades de transformação dos multipletos de léptons e quarks frente às transformações de calibre do SM.	7
2.2	Valores dos acoplamentos da Eq. 2.46 entre partícula escalar e bósons vetoriais para cada contexto spin-paridade.	18
2.3	Regiões excluídas para os parâmetros $(\tilde{\kappa}_{AVV}/\kappa_{SM}) \cdot \tan \alpha$ e $\tilde{\kappa}_{HVV}/\kappa_{SM}$, com 95% de nível de confiança.	19
2.4	Predições do SM para os principais mecanismos de produção de bóson de Higgs no LHC para $\sqrt{s} = 7$ TeV, $\sqrt{s} = 8$ TeV e $\sqrt{s} = 13$ TeV. Valores obtidos da referência (55).	20
2.5	Predições do SM para as razões de ramificação do bóson de Higgs no LHC para $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 8$ TeV. Valores obtidos da referência (55).	21
3.1	Operadores de dimensão 6, com exceção dos operadores de 4 férmions. Retirado de (45).	34
3.2	Operadores de dimensão 6 com 4 férmions, com exceção dos operadores com mudança de quiralidade e operadores com violação de número bariônico. Retirado de (45).	35
3.3	Operadores de dimensão 6 com 4 férmions, apresentando mudança de quiralidade e violação de número bariônico. Retirado de (45).	35
3.4	Seções de choque para os sinais (considerando, como ponto representativo, os parâmetros $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV) e os principais <i>backgrounds</i> , com cortes dados pelas Eqs. 3.24a - 3.29.	45
3.5	Seções de choque para nossos sinais (no ponto representativo dado pelas escalas dos acoplamentos anômalos iguais a 1000 GeV) e principais <i>backgrounds</i> do SM. Além dos cortes dados pelas Eqs. 3.24a - 3.29, aplicamos os cortes das Eqs. 3.30a e 3.30b.	47
3.6	Diferentes cortes nos momentos de Fox-Wolfram, com peso baseado em p_T , para sinais (considerando $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV) e para <i>backgrounds</i> do SM.	50
3.7	Cortes em momentos de Fox-Wolfram com peso unitário, para sinais (considerando-se $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV) e para <i>backgrounds</i> do SM.	52
3.8	Combinação de cortes nos momentos de Fox-Wolfram e no ângulo azimutal entre os <i>tagging jets</i> , para sinais (considerando $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV) e para <i>backgrounds</i>	53
4.1	Possíveis leptarquarks e suas representações no grupo de simetria do SM.	61
4.2	Resultados obtidos para R_{D^*} e R_D , pelas colaborações LHCb (139), BaBar (135) e BELLE (136; 137; 138), em comparação às predições do SM.	68

4.3	Limites inferiores para M_{LQ1} e M_{LQ2} , considerando-se diferentes valores de β . Retirada de (174).	76
4.4	Resultados para nossas simulações nos casos LO e NLO, simulação e dados experimentais da colaboração ATLAS, no contexto do SM.	80
4.5	Fatores de correção e k -factors para nossas simulações.	83
4.6	Fatores de correção para eventos com monojato energético considerando-se a presença de 0, até 1 e até 2 jatos adicionais.	86

Capítulo 1

Introdução

O Modelo Padrão (do inglês *Standard Model*, SM) (1) das partículas elementares apresenta grande sucesso, sendo um modelo com vasta capacidade de predição, como com relação às partículas W^\pm e Z^0 , previstas muito antes de sua detecção experimental. Mais recentemente, temos a descoberta de uma partícula escalar com propriedades compatíveis com as do bóson de Higgs previsto pelo mecanismo de quebra de simetria eletrofraca do SM (2; 3). Além disso, este modelo está de acordo com medidas de precisão (4; 5), não existindo dado experimental que contrarie suas previsões.

Apesar disso, o SM é incompleto, por descrever apenas três das quatro forças fundamentais (excluindo gravitação), por não fornecer um candidato à matéria escura não-bariônica do Universo e por não prever processos de oscilação de neutrinos, consequência de diferenças de massa. Pode-se também citar a grande quantidade de parâmetros livres da teoria, como os acoplamentos de Yukawa dos férmions, que variam arbitrariamente entre 3×10^{-6} e 1, para o quark top; além da não unificação das constantes de acoplamento em nenhuma escala de energia no contexto do SM (6). Isto posto, existe a necessidade de introdução de nova Física (do inglês *New Physics*, NP), em busca de um modelo que possa descrever toda a Física de partículas até a escala de Planck, da ordem de 10^{19} GeV.

A busca por nova Física em processos de alto momento transversal, p_T , ocorre nos detectores ATLAS (7) e CMS (8) do Grande Colisor de Hádrons, LHC (do inglês *Large Hadron Collider*) (9). No LHC temos colisões de feixes de prótons, do tipo $p-p$, sendo o experimento com maior energia de centro de massa, $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 8$ TeV em seu *Run 1*, $\sqrt{s} = 13$ TeV em seu *Run 2*, com perspectivas de alcançar $\sqrt{s} = 14$ TeV.

Além dos problemas já apontados, surgem questões fragilizantes para o SM no que diz respeito

ao mecanismo de quebra de simetria eletrofraca, o chamado problema da hierarquia. Este mecanismo de quebra de simetria eletrofraca é o responsável pela geração de massa dos bósons vetoriais eletrofracos, W^\pm e Z^0 , e dos quarks e léptons através de interações de Yukawa, resultando em uma partícula escalar, o bóson de Higgs.

O problema da hierarquia está relacionado ao fato de que as correções de *loops* para a massa de uma partícula escalar apresentam dependência quadrática com relação à escala de renormalização dentro do contexto do SM. Esta dependência quadrática leva à necessidade de um grande ajuste fino (do inglês *fine-tuning*) para que a massa do bóson de Higgs se adeque aos resultados experimentais. Existe uma série de modelos nos quais proprõem-se soluções para o problema da hierarquia das mais diversas formas. Em modelos supersimétricos (10), introduz-se uma nova simetria que relaciona bósons e férmions, de tal forma que as dependências quadráticas se cancelam. Em modelos com Higgs composto (11), admite-se que o bóson de Higgs é na verdade um estado ligado de novas partículas fortemente interagentes associadas a uma escala Λ . Dessa forma o problema da hierarquia é solucionado, tendo-se em vista o fato das dependências quadráticas contribuírem para a massa do bóson de Higgs apenas até essa escala Λ e não até uma escala mais fundamental, como a escala de Planck.

Dada a grande quantidade de modelos chamados *Beyond Standard Model* (BSM), resolvemos nos focar, neste trabalho em duas frentes complementares: o estudo de propriedades da partícula escalar recém descoberta através de um método independente de modelo, e modelos nos quais introduz-se leptoquarks escalares, seguindo, como motivação, recentes dados das colaborações BaBar, BELLE e LHCb. Tais colaborações reportam desvios significativos no campo de Física de sabor, em especial no que concerne aos parâmetros R_K , R_{K^*} , R_D e R_{D^*} , que poderiam ser explicados pela introdução de leptoquarks.

Tendo-se em vista não haver sinal de novas partículas, indicando uma grande diferença de energia entre o conteúdo do SM e nova Física, estudamos os acoplamentos do bóson de Higgs com bósons de calibre eletrofracos, através da introdução, na lagrangiana, de termos efetivos de dimensão 6. O canal considerado para esta análise é a fusão de bósons vetoriais (do inglês *Weak Boson Fusion*, WBF), através de momentos de Fox-Wolfram, em comparação à usual investigação que utiliza a distância azimutal para os *tagging jets* neste processo. O objetivo é obter regiões de exclusão para os parâmetros introduzidos com melhor significância estatística.

Leptoquarks são partículas que possuem número bariônico e número leptônico, permitindo acoplamentos do tipo $LQ \rightarrow lq$, onde LQ representa um leptoquark, l denota um lépton e q , um quark arbitrário. Com relação a LQs, introduzimos os escalares R_2 e \tilde{R}_2 , dubletos de $SU(2)_L$, e analisa-

mos suas contribuições para o processo de Drell-Yan e eventos com monojetão e energia transversal perdida, \cancel{E}_T . Obtemos regiões de exclusão para os parâmetros destas novas partículas, a saber, sua massa e acoplamento de Yukawa com férmions do SM, com 95% CL.

O trabalho estrutura-se da seguinte forma: no capítulo 2, fazemos uma revisão dos conceitos básicos que estruturam o Modelo Padrão, seu conteúdo de partículas, sua estrutura de *gauge* e seu mecanismo de quebra espontânea de simetria. Apresentamos então uma revisão do atual *status* experimental das propriedades do bóson de Higgs descoberto em 2012. Descrevemos as limitações do SM e sua lagrangiana efetiva de dimensão 6, como um método independente de modelos particulares para se considerar efeitos de NP. No capítulo seguinte, cap. 3, apresentamos a análise desta lagrangiana efetiva de dimensão 6, possibilitando novos acoplamentos entre o bóson de Higgs e os bósons vetoriais eletrofracos, W^\pm e Z^0 , que violam CP, ou que apresentam estrutura tensorial dependente do 4-momento destas partículas. No capítulo final, cap. 4, apresentamos generalidades com relação a leptoquarks, sua classificação, vínculos de baixa energia, modos produção no LHC, vínculos de busca direta e uma forma de estabelecer limites experimentais para os novos acoplamentos através do processo de Drell-Yan. No contexto destes mesmos modelos, apresentamos a possibilidade de diferenciar um sinal de monojetão e energia transversal perdida, \cancel{E}_T , das previsões do SM.

Capítulo 2

Aspectos fundamentais do Modelo

Padrão

Neste capítulo revisamos os conceitos fundamentais relacionados ao Modelo Padrão das partículas elementares. Na primeira seção, focamos na descrição do seu conteúdo de partículas e classificação das mesmas, também atentando para o conceito de simetrias de calibre, além de posicionar os bósons de *gauge* e interações fundamentais como consequência da invariância da lagrangiana frente a tais simetrias. Na seção seguinte, dedicamo-nos a um estudo mais detalhado do modelo de quebra espontânea de simetria do SM, o mecanismo de Higgs em sua versão mínima, demonstrando como, dentro deste mecanismo, férmions e bósons vetoriais das interações eletrofracas adquirem massa, além de prever uma partícula escalar fundamental, o bóson de Higgs. Posteriormente, dedicamo-nos à descrição da simetria custodial e suas consequências. Na seção 2.4, atentamo-nos para o *status* experimental do escalar fundamental, recém observado pelas colaborações ATLAS e CMS, dissertando a respeito dos dados para sua massa, paridade, seções de choque de produção, razões de ramificação e acoplamentos com bósons e férmions do SM. Na seção 2.5, apresentamos as motivações teóricas e experimentais que nos levam a crer na existência de modelos além do SM (dada a incompletude deste).

2.1 Blocos fundamentais do SM

Os elementos fundamentais para a construção do SM são as partículas elementares que formam a matéria e as forças responsáveis por suas interações, provenientes de simetrias de calibre. Formando a matéria, temos férmions de spin $1/2$, divididos em quarks e léptons, tratados como pontuais, tendo-se em vista não apresentarem indícios de subestrutura até a atual resolução experimental,

$r \leq 10^{-18}$ m.

O grupo de simetria do SM é dado por $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, que é espontaneamente quebrado para $SU(3)_c \otimes U(1)_{em}$. $SU(3)_c$ é a simetria de calibre associada à interação forte e é sentida apenas pelos quarks, que possuem cor. Estas partículas se estruturam em tripletos de cor, havendo, dessa forma, três diferentes tipos de quarks para cada sabor em questão. A simetria $SU(2)_L$ está associada à interação fraca, relacionada ao isospin fraco da partícula, distinguindo os férmions por seu estado de quiralidade, sendo de mão-direita ou de mão-esquerda, tendo-se em vista este tipo de interação apenas ser sentida por partículas de mão-esquerda. A simetria $U(1)_Y$ também está associada à força fraca, entretanto age em partículas que possuam um número quântico chamado hipercarga fraca, Y , não nulo, independente da quiralidade do férmion. A simetria $U(1)_{em}$ refere-se à interação eletromagnética, agindo apenas em partículas com carga elétrica, Q , não nula.

O setor leptônico do SM é caracterizado pelos dubletos (em relação a $SU(2)_L$) de mão-esquerda

$$l_e = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad l_\mu = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \quad l_\tau = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, \quad (2.1)$$

com isospin fraco $T = 1/2$ e hipercarga fraca $Y = -1$, e singletos, portanto invariantes por $SU(2)_L$, de mão-direita dados por

$$e_i = \{e_R, \mu_R, \tau_R\}, \quad (2.2)$$

com hipercarga fraca $Y = -2$. Nas equações a seguir trataremos genericamente tais multipletos pela notação l_i para dubletos e e_i para singletos de $SU(2)_L$, onde o índice $i = 1, 2, 3$ está associado à geração do lépton em questão, tendo-se em vista que, em termos de representação nos grupos de simetria, a segunda e terceira gerações são cópias da primeira. O mesmo é válido para as 3 gerações de quarks.

No setor hadrônico, temos dubletos de quarks mão-esquerda, dados por

$$q'_1 = \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \quad q'_2 = \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \quad q'_3 = \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L, \quad (2.3)$$

com isospin fraco $T = 1/2$ e hipercarga fraca $Y = 1/3$, e singletos de mão-direita

$$u_i = \{u_R, c_R, t_R\}, \quad (2.4a)$$

$$d_i = \{d_R, s_R, b_R\}, \quad (2.4b)$$

com hipercarga fraca $Y_u = 4/3$ e $Y_d = -2/3$, respectivamente para quarks tipo *up* e tipo *down*. É importante salientar que a hipercarga fraca é um número quântico escolhido a fim de reproduzir a carga elétrica obtida experimentalmente para estas partículas. Carga elétrica, hipercarga fraca e terceira componente do isospin fraco relacionam-se pela equação de *Gell-Mann-Nishijima* $Q = T_3 + Y/2$ (12; 13; 14). Vale ressaltar que a introdução de gerações completas, associadas a um dubleto de léptons, um singlete de lépton carregado de mão-direita, um dubleto de quarks e os correspondentes singletos de quarks de mão-direita, é importante no sentido de cancelamento de anomalias (15).

As componentes inferiores dos dubletos de quarks na Eq. 2.3 apresentam um ', indicando que seus auto-estados de interação são misturas de seus auto-estados de massa

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad (2.5)$$

sendo a matriz de mistura dada pela matriz 3×3 de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (16; 17). O atual *status* experimental desta matriz pode ser sumarizado abaixo (18), sendo estes valores, resultado do estudo de diversos processos de decaimento e oscilações envolvendo K's, D's e B's (19; 20; 21; 22; 23).

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97427 \pm 0.00014 & 0.22536 \pm 0.00061 & 0.00355 \pm 0.00015 \\ 0.22522 \pm 0.00061 & 0.97343 \pm 0.00015 & 0.0414 \pm 0.0012 \\ 0.00886 \pm 0.00032 & 0.0405 \pm 0.0011 & 0.99914 \pm 0.00005 \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

Na Tab. 2.1, apresentamos um resumo das propriedades de transformação de cada multipletto de férmions do SM frente às transformações de calibre, além do número bariônico e número leptônico para cada partícula. Vale ressaltar que os número bariônico e leptônico surgem como as cargas conservadas de simetrias $U(1)$ globais respeitadas pela lagrangiana do SM.

Multipletto	L	B	$SU(3)_c$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$
l_i	1	0	1	2	-1
e_i	1	0	1	1	-2
q_i	0	1/3	3	2	1/3
u_i	0	1/3	3	1	4/3
d_i	0	1/3	3	1	-2/3

Tabela 2.1: *Números bariônico, leptônico e propriedades de transformação dos multipletos de léptons e quarks frente às transformações de calibre do SM.*

As interações do SM são consequência das simetrias de calibre. Para cada gerador das simetrias associa-se um bóson vetorial, responsável pelas interações. Tais bósons vetoriais sempre transformam-se como representação adjunta frente ao grupo de simetria em questão. O grupo $SU(3)_c$ possui 8 geradores, as matrizes de Gell-Mann, apresentadas na Eq. 2.7, resultando portanto em 8 bósons vetoriais, os gluons (g_μ^α , $\alpha = 1, \dots, 8$), que também possuem cor, interagindo entre si, sendo esta uma característica de grupos de simetria não-abelianos, e constante de acoplamento g_S .

$$\begin{aligned}
 \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ +i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\
 \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ +i & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \\
 \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & +i & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}.
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

Tais matrizes satisfazem a relação de normalização $\text{Tr}(\lambda_a \lambda_b) = 2\delta_{ab}$ e possuem constantes de estrutura definidas por $[g_a, g_b] = if_{abc}g^c$, onde $g_a \equiv \lambda_a/2$.

A simetria $SU(2)_L$ possui 3 geradores, as matrizes de Pauli, dadas pela Eq. 2.8, aos quais associam-se 3 bósons vetoriais (W_μ^i , $i = 1, 2, 3$), e constante de acoplamento g .

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \tag{2.8}$$

Tais matrizes possuem relações de normalização dadas por $\text{Tr}(\sigma_i \sigma_j) = 2\delta_{ij}$, e constantes de estrutura definidas a partir da Eq. $[\tau_i, \tau_j] = i\epsilon_{ijk}\tau^k$, onde $\tau_i \equiv \sigma_i/2$ e ϵ_{ijk} é o símbolo de Levi-Civita.

À simetria $U(1)_Y$ está associado o bóson vetorial b_μ , com constante de acoplamento g' .

A partir destes bósons vetoriais podemos construir tensores que se transformam segundo a

representação adjunta das simetrias, no caso de simetrias não-abelianas, dados por

$$G_{\mu\nu}^{\alpha} = \partial_{\nu}g_{\mu}^{\alpha} - \partial_{\mu}g_{\nu}^{\alpha} + g_S f_{\beta\gamma\alpha} g_{\mu}^{\beta} g_{\nu}^{\gamma}, \quad (2.9a)$$

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_{\nu}W_{\mu}^i - \partial_{\mu}W_{\nu}^i + g\epsilon_{jki}W_{\mu}^jW_{\nu}^k, \quad (2.9b)$$

$$f_{\mu\nu} = \partial_{\nu}b_{\mu} - \partial_{\mu}b_{\nu}, \quad (2.9c)$$

respectivamente para $SU(3)_c$, $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$. Os quadrados de tais tensores representarão os termos cinéticos para os bósons vetoriais na lagrangiana de SM. Das equações acima observamos que, para $SU(3)_c$ e $SU(2)_L$, além de termos cinéticos, também são presentes termos de auto-interação, relacionados às constantes de estrutura dos respectivos grupos de calibre, por se tratar de grupos não-abelianos.

A lagrangiana do SM possuirá portanto os termos

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{gauge}} + \mathcal{L}_{\text{léptons}} + \mathcal{L}_{\text{quarks}}, \quad (2.10)$$

sendo cada termo expresso por

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = -\frac{1}{4} \sum_{\alpha} G_{\mu\nu}^{\alpha} G^{\alpha\mu\nu} - \frac{1}{4} \sum_l W_{\mu\nu}^l W^{l\mu\nu} - \frac{1}{4} f_{\mu\nu} f^{\mu\nu}, \quad (2.11a)$$

$$\mathcal{L}_{\text{léptons}} = \sum_j i\bar{e}'_j \gamma^{\mu} \left(\partial_{\mu} + i\frac{g'}{2} b_{\mu} Y \right) e'_j + \sum_j i\bar{l}'_j \gamma^{\mu} \left(\partial_{\mu} + i\frac{g'}{2} b_{\mu} Y + i\frac{g}{2} \sigma \cdot \mathbf{W}_{\mu} \right) l'_j, \quad (2.11b)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{quarks}} &= \sum_j i\bar{u}'_j \gamma^{\mu} \left(\partial_{\mu} + i\frac{g_S}{2} \lambda \cdot \mathbf{G}_{\mu} + i\frac{g'}{2} b_{\mu} Y \right) u'_j \\ &+ \sum_j i\bar{d}'_j \gamma^{\mu} \left(\partial_{\mu} + i\frac{g_S}{2} \lambda \cdot \mathbf{G}_{\mu} + i\frac{g'}{2} b_{\mu} Y \right) d'_j \\ &+ \sum_j i\bar{q}'_j \gamma^{\mu} \left(\partial_{\mu} + i\frac{g_S}{2} \lambda \cdot \mathbf{G}_{\mu} + i\frac{g'}{2} b_{\mu} Y + i\frac{g}{2} \sigma \cdot \mathbf{W}_{\mu} \right) q'_j, \end{aligned} \quad (2.11c)$$

com o índice j correspondendo às gerações e $'$ indicando tratar-se de auto-estados de interação.

É interessante ressaltar que os termos entre parênteses para cada tipo de multipletto fermiônico são as chamadas derivadas covariantes, D_{μ} . Tais derivadas necessariamente devem substituir as derivadas usuais, ∂_{μ} , para que a teoria seja invariante frente às simetrias de calibre. Neste sentido, os bósons vetoriais e portanto, as interações, surgem como consequência de um princípio teórico. Também, pela imposição da invariância de calibre, notamos que nas equações acima não existem termos de massa para bósons vetoriais, os quais quebrariam explicitamente as simetrias do modelo. Termos de massa para férmions seriam dados por $m\bar{f}f = m(\bar{f}_R f_L + \bar{f}_L f_R)$, o que quebra a simetria $SU(2)_L$ explicitamente, tendo-se em vista que férmions de mão-direita e de mão-esquerda se

transformam de maneiras diferentes frente a esta simetria.

Termos de massa surgirão através de um mecanismo de quebra de simetria, que, dentro do contexto do SM, estará associado a um novo dubleto, que também será responsável por gerar massa para os bósons vetoriais físicos W^\pm e Z^0 , deixando o fóton sem massa.

2.2 Mecanismo de quebra de simetria eletrofraca

No contexto do SM, a quebra espontânea de simetria, $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$, é dada pelo mecanismo de Higgs, em sua versão mínima. Introduzimos um dubleto de escalares complexos (possuindo 4 graus de liberdade), dado por

$$\Phi \equiv \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad (2.12)$$

com isospin fraco $T = 1/2$ e hipercarga fraca $Y = 1$. Este dubleto possui uma lagrangiana invariante pelas transformações de calibre, $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, com os termos cinéticos e interações com os bósons vetoriais, através da derivada covariante, e um potencial escalar,

$$\mathcal{L}_{\text{scalar}} = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger \Phi), \quad (2.13)$$

onde D_μ pode ser escrito como

$$D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g'}{2}b_\mu Y + i\frac{g}{2}\sigma \cdot \mathbf{W}_\mu, \quad (2.14)$$

e o potencial escalar é dado por

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \mu^2(\Phi^\dagger \Phi) + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2. \quad (2.15)$$

Vale ressaltar que λ necessariamente deve ser um parâmetro positivo, para que o potencial $V(\Phi^\dagger \Phi)$ seja inferiormente limitado, possuindo um valor de energia mínima.

Inserimos uma lagrangiana de Yukawa, também invariante pelo grupo de simetria do SM, com interações entre os férmions e o dubleto de Higgs, dada por

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = \sum_{i,j} (y_{l_{ij}} \bar{l}_i \Phi e'_j + y_{u_{ij}} \bar{q}'_i \tilde{\Phi} u'_j + y_{d_{ij}} \bar{q}'_i \Phi d'_j + h.c.), \quad (2.16)$$

na qual $y_{l_{ij}}$, $y_{u_{ij}}$ e $y_{d_{ij}}$ são os acoplamentos de Yukawa para léptons, quarks tipo *up* e quarks tipo *down*, respectivamente, i e j representam o índices de geração, ' indica tratar-se de auto-estados de interação e $\tilde{\Phi} \equiv -i\tau_2\Phi^*$, com $Y_{\tilde{\Phi}} = -Y_{\Phi} = -1$, sendo explicitamente escrito como

$$\tilde{\Phi} \equiv -i\tau_2\Phi^* = \begin{pmatrix} -\phi^{0*} \\ \phi^- \end{pmatrix}. \quad (2.17)$$

A simetria eletrofraca será espontaneamente quebrada se o parâmetro μ^2 na Eq. 2.15 for negativo. De fato, se μ^2 for positivo, observamos na Fig. 2.1(a), que o potencial possui um único estado de energia mínima, estado esse invariante pelas transformações de simetria. Caso $\mu^2 < 0$, o potencial de Higgs é dado pela Fig. 2.1(b), possuindo um conjunto de mínimos de energia degenerados, todos equivalentes. Neste caso, escolhemos um estado particular deste conjunto como o mínimo do potencial. O valor esperado do estado de vácuo escolhido é dado por

$$\langle \Phi_0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (2.18)$$

onde $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$.

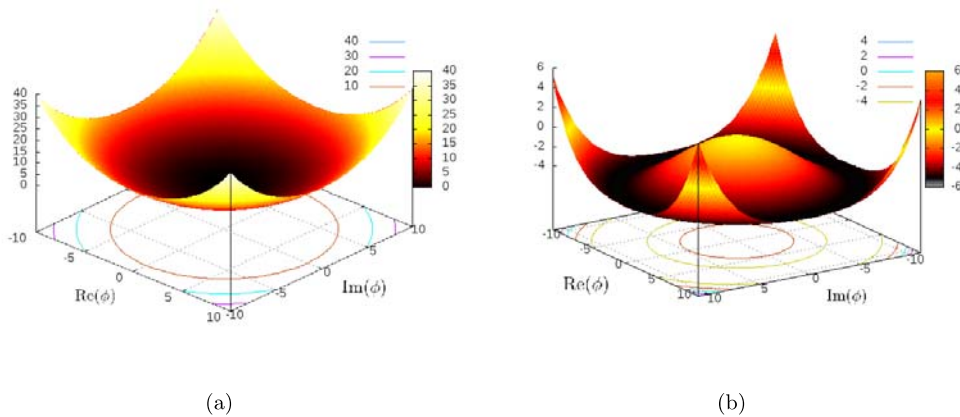


Figura 2.1: Potencial de Higgs $V(\phi^\dagger\phi)/10000$, para $\mu^2 = 1000$ e $\lambda = 5$, gráfico à esquerda, e $\mu^2 = -1000$ e $\lambda = 5$, gráfico à direita.

Um estado de vácuo $\langle \phi_0 \rangle$ será invariante em relação a uma dada simetria com gerador \mathcal{G} , se $e^{ia\mathcal{G}}\langle \phi_0 \rangle = \langle \phi_0 \rangle$, ou seja $\mathcal{G}\langle \phi_0 \rangle = 0$. Os 3 geradores correspondentes a $SU(2)_L$ e o gerador de $U(1)_Y$ não satisfazem tal condição, como exemplificado nas Eqs. 2.19a e 2.19b. Apenas o gerador carga elétrica, já previamente definido como $Q = T_3 + Y$, deixa $\langle \phi_0 \rangle$ invariante, como denotado pela Eq.

2.19c.

$$T_3\langle\Phi_0\rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ -v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \neq 0, \quad (2.19a)$$

$$Y\langle\Phi_0\rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \neq 0, \quad (2.19b)$$

$$Q\langle\Phi_0\rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = 0. \quad (2.19c)$$

Desta forma, observamos que o estado de vácuo dado pela Eq. 2.18 quebra a simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$. De fato, qualquer um dos estados degenerados de mínimo não é invariante pelas transformações de calibre, quebrando a simetria espontaneamente.

Partindo do estado esperado de vácuo, Eq. 2.18, pode-se construir estados dados por

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} w_1 + iw_2 \\ v + h^0 + iw_3 \end{pmatrix}, \quad (2.20)$$

onde h^0 corresponde a uma nova partícula escalar, o bóson de Higgs, e os w_i 's correspondem aos 3 bósons de Goldstone, partículas escalares sem massa, resultando nos 4 graus de liberdade do dubleto da Eq. 2.12. No *gauge* unitário, a Eq. 2.20 pode ser escrita como

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h^0 \end{pmatrix}, \quad (2.21)$$

não contendo os graus de liberdade associados aos bósons de Goldstone. Nesse *gauge*, o termo cinético para Φ contém os termos

$$|D_\mu\Phi|^2 \supset \left| \left(i\frac{g}{2}\sigma^a W_\mu^a + i\frac{g'}{2}b_\mu \right) \Phi \right|^2 = \frac{1}{8} \left| \begin{pmatrix} gW_\mu^3 + g'b_\mu & \sqrt{2}gW_\mu^- \\ \sqrt{2}gW_\mu^+ & -gW_\mu^3 + g'b_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h^0 \end{pmatrix} \right|^2, \quad (2.22)$$

onde definimos

$$W_\mu^\pm \equiv \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}. \quad (2.23)$$

Explicitamente, a Eq. 2.22 torna-se

$$|D_\mu \Phi|^2 \supset \frac{1}{2} (v + h^0)^2 \left[\frac{g^2}{2} W_\mu^- W^{+\mu} + \left(\frac{-gW_\mu^3 + g'b_\mu}{2} \right) \left(\frac{-gW^{3\mu} + g'b^\mu}{2} \right) \right]. \quad (2.24)$$

Define-se o ângulo de mistura fraco, dado por

$$\cos \theta_W \equiv \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (2.25a)$$

$$\sin \theta_W \equiv \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (2.25b)$$

e deste, os auto-estados de massa dos bósons fracos neutros

$$A_\mu = \cos \theta_W b_\mu + \sin \theta_W W_\mu^3, \quad (2.26a)$$

$$Z_\mu = -\sin \theta_W b_\mu + \cos \theta_W W_\mu^3, \quad (2.26b)$$

sendo A_μ o bóson associado à simetria $U(1)_{em}$.

Utilizando-se estas definições na Eq. 2.24, obteremos termos proporcionais a v^2 , vh^0 , além de termos que denotam acoplamentos quárticos entre o bóson de Higgs, h^0 , e os bósons de calibre eletrofracos. Dentre estes termos, temos

$$\begin{aligned} |D_\mu \Phi|^2 \supset & \left(\frac{vg}{2} \right)^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \left(\frac{v\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} \right)^2 \frac{Z_\mu Z^\mu}{2} \\ & + g_{hWW} W_\mu^- W^{+\mu} h^0 + \frac{g_{hZZ}}{2} Z_\mu Z^\mu h^0 + \mathcal{O}(h^0 h^0 VV). \end{aligned} \quad (2.27)$$

A Eq. 2.27 apresenta termos quadráticos para os bósons W^\pm e Z^0 , indicando que estes adquiriram massas, dadas por

$$M_W = \frac{vg}{2}, \quad (2.28a)$$

$$M_Z = \frac{v\sqrt{g^2 + g'^2}}{2}. \quad (2.28b)$$

Os bósons de calibre W^\pm e Z^0 absorvem, cada um, um dos bósons de Goldstone da Eq. 2.20, que se tornam suas componentes longitudinais. Como consequência, estes bósons adquirem massa espontaneamente, tendo-se em vista termos explícitos de massa para bósons de calibre na lagrangiana não serem permitidos.

Os acoplamentos entre o bóson de Higgs e os bósons eletrofracos W^\pm e Z^0 podem ser expressados

em função da massa destes como

$$g_{hWW} = \frac{2M_W^2}{v}, \quad (2.29a)$$

$$g_{hZZ} = \frac{2M_Z^2}{v}. \quad (2.29b)$$

Expandindo-se o potencial dado pela Eq. 2.15, usando o estado determinado pela Eq. 2.21, obteremos

$$\mathcal{L}_{\text{scalar}} \supset -\lambda v^2 (h^0)^2 - \lambda v (h^0)^3 - \frac{\lambda}{4} (h^0)^4, \quad (2.30)$$

do qual notamos que

$$M_{h^0}^2 = 2\lambda v^2 = -2\mu^2, \quad (2.31)$$

e ou outros termos se referem a auto-acoplamentos tríplexes e quárticos desta nova partícula.

Infelizmente, apesar de v poder ser determinado, a partir da Eq. 2.28b, por exemplo, os parâmetros λ e μ^2 são livres, impossibilitando predições na massa dessa nova partícula escalar, que é uma consequência do mecanismo de quebra de simetria eletrofraca. Entretanto, em 2012, as colaborações ATLAS e CMS (2; 3) relataram a descoberta de uma partícula escalar, com propriedades muito semelhantes às do bóson h^0 , com massa em torno de 125 GeV.

Da Eq. 2.16, após diagonalização para auto-estados de massa através da introdução da matriz CKM dada pela Eq. 2.6, trocando-se Φ pelo estado da Eq. 2.21, obteremos termos como $y_{f_i} v f_i^\dagger f_i / \sqrt{2}$, responsáveis pela geração de massa ($m_{f_i} = y_{f_i} v / \sqrt{2}$) para os férmions e termos como $y_{f_i} f_i^\dagger f_i h^0 / \sqrt{2}$, demonstrando que os acoplamentos entre o bóson de Higgs e férmions do SM é proporcional às massas destes.

2.3 Simetria Custodial

A densidade de lagrangiana do setor de Higgs, dada pela Eq. 2.13, com potencial $V(\Phi^\dagger \Phi)$ dado pela Eq. 2.15, apresenta, além das simetrias locais de calibre do SM, dadas por $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, uma simetria válida no limite $g' = 0$. Tal simetria acidental torna-se evidente ao escrevermos a Eq.

2.13 em termos da matriz bi-dubleto, dada por

$$\mathbf{\Phi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \tilde{\Phi} & \Phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi^{0*} & \phi^+ \\ -\phi^- & \phi^0 \end{pmatrix}, \quad (2.32a)$$

$$\mathbf{\Phi}^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi^0 & -\phi^+ \\ \phi^- & \phi^{0*} \end{pmatrix}. \quad (2.32b)$$

A lagrangiana do setor de Higgs, dada pela Eq. 2.13, pode ser agora escrita como

$$\mathcal{L}_{scalar} = \text{Tr} \left((D_\mu \mathbf{\Phi})^\dagger D^\mu \mathbf{\Phi} \right) - V(\mathbf{\Phi}^\dagger \mathbf{\Phi}), \quad (2.33)$$

onde

$$V(\mathbf{\Phi}) = -\mu^2 \text{Tr} \left(\mathbf{\Phi}^\dagger \mathbf{\Phi} \right) + \lambda \left(\text{Tr} \left(\mathbf{\Phi}^\dagger \mathbf{\Phi} \right) \right)^2, \quad (2.34)$$

e a derivada covariante aplicada na matriz bi-dubleto é dada por

$$D_\mu \mathbf{\Phi} = \partial_\mu \mathbf{\Phi} - i \frac{g'}{2} b_\mu \mathbf{\Phi} \sigma_3 + i \frac{g}{2} \mathbf{W}_\mu \cdot \sigma \mathbf{\Phi}, \quad (2.35a)$$

$$(D_\mu \mathbf{\Phi})^\dagger = \partial_\mu \mathbf{\Phi}^\dagger + i \frac{g'}{2} b_\mu \sigma_3 \mathbf{\Phi}^\dagger - i \frac{g}{2} \mathbf{W}_\mu \cdot \mathbf{\Phi} \sigma. \quad (2.35b)$$

Pode-se verificar que

$$\text{Tr} \left(\mathbf{\Phi}^\dagger \mathbf{\Phi} \right) = \phi^+ \phi^- + \phi^{0*} \phi^0 \equiv \mathbf{\Phi}^\dagger \mathbf{\Phi}, \quad (2.36)$$

o que demonstra que o potencial escalar, como escrito na Eq. 2.34, corresponde ao potencial da Eq. 2.15.

A introdução de σ_3 na derivada covariante está associada ao fato de que $Y_{\tilde{\Phi}} = -Y_\Phi = -1$. Como consequência, as transformações de $\mathbf{\Phi}$, frente ao grupo de simetria eletrofraco, serão dadas por

$$SU(2)_L : \mathbf{\Phi} \rightarrow L \mathbf{\Phi}, \quad (2.37a)$$

$$U(1)_Y : \mathbf{\Phi} \rightarrow \mathbf{\Phi} e^{\frac{i}{2} \sigma_3 \vartheta}, \quad (2.37b)$$

onde L representa uma transformação padrão de $SU(2)_L$.

Além dessas simetrias existe uma simetria adicional não trivial, para $g' = 0$, dada por

$$SU(2)_R : \mathbf{\Phi} \rightarrow \mathbf{\Phi} R, \quad (2.38)$$

na qual a matriz bi-dublete é multiplicada pela direita pela matriz de $SU(2)_R$, representada por R . Dada a presença do traço nos termos cinético e do potencial escalar, torna-se trivial demonstrar esta invariância para o caso no qual $g' = 0$. Para $g' \neq 0$, deve-se observar que alguns termos da porção cinética de Φ violarão a simetria $SU(2)_R$.

Considerando-se o valor esperado de vácuo da Eq. 2.18, teremos

$$\Phi_0 = \frac{v}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.39)$$

o que levará, no caso em que $g' = 0$ (implicando em $\cos \theta_W = 1$), ao seguinte termo na derivada covariante da matriz bi-dublete

$$\frac{g}{2} W_\mu^a \sigma_a \Phi_0 = -\frac{gv}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix}, \quad (2.40)$$

o que implica, após o cálculo do traço, que a massa de W_μ^1, W_μ^2 é igual à massa de W_μ^3 . Como consequência da simetria custodial teremos, portanto, que $M_W^2/M_Z^2 \cos^2 \theta_W = 1$, ou $M_W = M_Z$ (para $g' = 0$).

Para o caso $g' \neq 0$, a Eq. 2.40 torna-se

$$\frac{g}{2} W_\mu^a \sigma_a \Phi_0 + g' b_\mu \Phi_0 \sigma_3 = -\frac{gv}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} W_\mu^3 - \frac{g'}{g} b_\mu & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -(W_\mu^3 - \frac{g'}{g} b_\mu) \end{pmatrix}, \quad (2.41)$$

o que implica, após retirarmos o traço no termo cinético da matriz bi-dublete de Higgs, que

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1, \quad (2.42)$$

consequência da simetria custodial aproximada $SU(2)_R$ (quebrada por $g' \neq 0$). É importante salientar que efeitos de férmions também quebram a simetria custodial, levando a

$$\rho = 1 + \Delta\rho(m_t^2, \ln(M_H^0)). \quad (2.43)$$

2.4 Status experimental do bóson de Higgs

Em 2012, as colaborações ATLAS e CMS (2; 3) reportaram a descoberta de uma partícula escalar com propriedades semelhantes às do bóson de Higgs previsto pelo SM. Inicialmente, esta

partícula foi observada nos canais $\gamma\gamma$ e $ZZ^* \rightarrow l^+l^-l'^+l'^-$, sendo o canal de decaimento $h^0 \rightarrow \gamma\gamma$ a nível de *loop* e onde l e l' denotam e 's e μ 's¹. A massa obtida experimentalmente foi de 125 GeV.

Em (51), as colaborações apresentam uma combinação de seus resultados, levando a uma melhoria na precisão do parâmetro M_{h^0} . Os dados destas colaborações foram coletados durante 2011 e 2012 (*Run 1* do LHC) com luminosidade integrada de 5 fb^{-1} para $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ e luminosidade integrada de 20 fb^{-1} para $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Com estes dados, obtém-se para M_{h^0} o valor de

$$M_{h^0}^0 = 125.09 \pm 0.21(\text{stat.}) \pm 0.11(\text{syst.}) \text{ GeV}, \quad (2.44)$$

ond "stat."e "syst."apontam para as incertezas estatísticas e sistemáticas, respectivamente.

Em (52), a colaboração ATLAS apresenta os resultados para M_{h^0} provenientes do *Run 2*, com $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ e luminosidade integrada de 36.1 fb^{-1} . Os dados foram coletados nos canais $h^0 \rightarrow \gamma\gamma$ e $h^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l'^+l'^-$. No caso do decaimento de h^0 em ZZ^* , os subcanais 4μ , $4e$, $2\mu 2e$ e $2e 2\mu$ foram considerados. Na Fig. 2.2 apresentamos os resultados para os diversos canais considerados em (52), em comparação com os resultados apresentados em (51). Também temos resultados combinados, considerando-se os *Runs* 1 e 2. O valor atualizado para a massa de h^0 é

$$M_{h^0} = 124.97 \pm 0.24(\pm 0.16) \text{ GeV}. \quad (2.45)$$

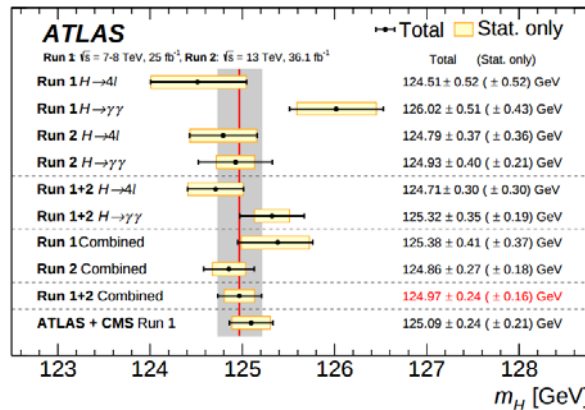


Figura 2.2: Resumo dos resultados para M_{h^0} de (51), referentes ao Run 1, e de (52), Run 2, para os diversos canais considerados. Resultados combinados também são apresentados. Figura retirada de (52).

Na referência (53) a colaboração ATLAS reporta seus últimos resultados com respeito ao spin e paridade do bóson de Higgs encontrado. Comparam a hipótese de bóson de Higgs como previsto pelo SM, $J^P = 0^+$, com outras hipóteses, entre elas: $J^P = 0^-$, hipótese de um Higgs de spin 0,

¹No canal dado por $h^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l'^+l'^-$, um ou dois dos bósons Z podem ser *off-shell*.

entretanto pseudoescalar; $J^P = 0_h^+$, associada a bóson de Higgs de spin 0, com paridade positiva, entretanto com estrutura tensorial de seu acoplamento com bósons vetoriais diferente da prevista pelo SM; e $J^P = 2^+$, hipótese de um bóson de Higgs com spin 2 e paridade positiva.

O estudo de acoplamentos do tipo h^0VV , onde V representa os bósons vetoriais eletrofracos W^\pm e Z^0 , considera interações efetivas de dimensão 6, que serão apresentadas na seção 3.1. Em (54), temos que as interações entre h^0 e pares de Z^0 's e W^\pm 's, após quebra espontânea de simetria, são dadas através da lagrangiana

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0^V &= h^0 \left[\cos \alpha \kappa_{SM} \left(\frac{1}{2} g_{hZZ} Z_\mu Z^\mu + g_{hWW} W_\mu^+ W^{-\mu} \right) \right. \\ &\quad - \frac{1}{4} \frac{1}{\Lambda} \left(\cos \alpha \kappa_{hZZ} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + \sin \alpha \kappa_{AZZ} Z_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu} \right) \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} \frac{1}{\Lambda} \left(\cos \alpha \kappa_{hWW} W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} + \sin \alpha \kappa_{AWW} W_{\mu\nu}^+ \tilde{W}^{-\mu\nu} \right) \right], \end{aligned} \quad (2.46)$$

onde V^μ representa o campo do bóson vetorial, $V^{\mu\nu}$ representa o tensor do campo, $\tilde{V}^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} V_{\rho\sigma}$ representa o tensor dual e Λ é a escala de energia dos acoplamentos efetivos. κ_{SM} , κ_{hVV} e κ_{AVV} são os acoplamentos entre h^0 e pares de bósons vetoriais nos contextos de $J^P = 0^+$, 0_h^+ e 0^- , respectivamente, como denotado na Tab. 2.2. g_{hWW} e g_{hZZ} representam acoplamentos no contexto do SM, sendo dados pelas Eqs. 2.29a e 2.29b, respectivamente.

J^P	κ_{SM}	κ_{hVV}	κ_{AVV}	α
0^+	1	0	0	0
0_h^+	0	1	0	0
0^-	0	0	1	$\pi/2$

Tabela 2.2: Valores dos acoplamentos da Eq. 2.46 entre partícula escalar e bósons vetoriais para cada contexto spin-paridade.

Definindo-se $\tilde{\kappa}_{AVV}$ e $\tilde{\kappa}_{hVV}$ como

$$\tilde{\kappa}_{AVV} \equiv \frac{1}{4} \frac{v}{\Lambda} \kappa_{AVV}, \quad (2.47a)$$

$$\tilde{\kappa}_{hVV} \equiv \frac{1}{4} \frac{v}{\Lambda} \kappa_{hVV}, \quad (2.47b)$$

temos que as regiões excluídas experimentalmente, com 95% de nível de confiança, para estes parâmetros são apresentadas na Tab. 2.3 (53).

Parâmetro	Regiões excluídas (95% CL)
$(\tilde{\kappa}_{AVV}/\kappa_{SM}) \cdot \tan \alpha$	$(-\infty, -0.73] \cup [0.63, \infty)$
$\tilde{\kappa}_{hVV}/\kappa_{SM}$	$(-\infty, -2.18] \cup [0.83, \infty)$

Tabela 2.3: Regiões excluídas para os parâmetros $(\tilde{\kappa}_{AVV}/\kappa_{SM}) \cdot \tan \alpha$ e $\tilde{\kappa}_{hVV}/\kappa_{SM}$, com 95% de nível de confiança.

Quanto aos modos de produção do bóson de Higgs no LHC temos, em ordem decrescente de seção de choque: fusão de gluons (Fig. 2.3(a), que será denotada a partir de agora como ggF), através de *loops* que envolvem, especialmente, o quark top, tendo-se em vista que os acoplamentos do Higgs, como previsto pelo SM, são proporcionais à massa das partículas; fusão de bósons vetoriais (Fig. 2.3(b), denotada como VBF), que utilizaremos no próximo capítulo para análise da paridade e estrutura tensorial do acoplamento entre Higgs e bósons vetoriais fracos; *Higgstrahlung* (Fig. 2.3(c), que denotaremos por WH ou ZH), no qual o Higgs é produzido em associação a um W^\pm ou Z^0 , sendo um importante modo de produção para se visualizar o Higgs em seu canal de decaimento $h^0 \rightarrow b\bar{b}$; e produção de Higgs em associação a quarks top (Fig. 2.3(d), ttH).

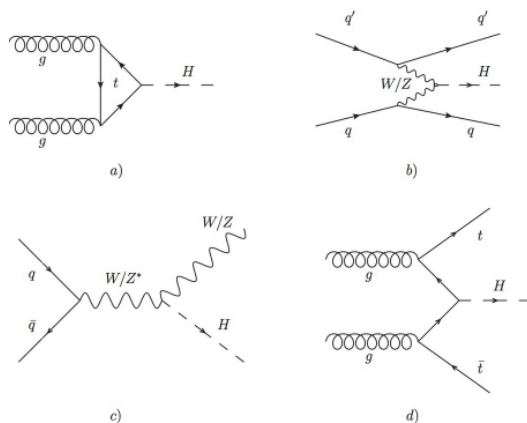


Figura 2.3: Diagramas de Feynman para os principais modos de produção do bóson de Higgs no LHC.

Na tabela abaixo apresentamos os valores das seções de choque para os mecanismos de produção acima mencionados, como previsto pelo SM, considerando-se a massa do bóson de Higgs como 125.09 GeV. Os valores foram obtidos da referência (55), considerando correções em NNLO (do inglês, *Next-to-next-to-Leading Order*) para QCD e em NLO (do inglês, *Next-to-Leading Order*) para correções eletrofracas.

Processo de produção	$\sigma[\text{pb}] \sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$	$\sigma[\text{pb}] \sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$	$\sigma[\text{pb}] \sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$
ggF	15.0 ± 1.6	19.2 ± 2.0	43.92 ± 3.47
VBF	1.22 ± 0.03	1.58 ± 0.04	3.748 ± 0.12
WH	0.577 ± 0.016	0.703 ± 0.018	1.380 ± 0.03
ZH	0.334 ± 0.013	0.414 ± 0.016	0.8696 ± 0.033
ttH	0.086 ± 0.009	0.129 ± 0.014	0.5085 ± 0.047

Tabela 2.4: Predições do SM para os principais mecanismos de produção de bóson de Higgs no LHC para $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ e $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Valores obtidos da referência (55).

Quanto aos canais de decaimento, apresentamos os diagramas de Feynman em ordem mais baixa (do inglês, *Leading Order*, LO) na Fig. 2.4, para os canais WW , ZZ , bb , $\tau\tau$ e $\mu\mu$, e na Fig. 2.5 para o canal $\gamma\gamma$.

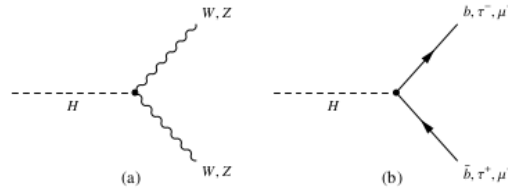


Figura 2.4: Diagramas de Feynman em LO, para os processos $h^0 \rightarrow ZZ$, W^+W^- , $\tau^+\tau^-$, $b\bar{b}$, $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$.

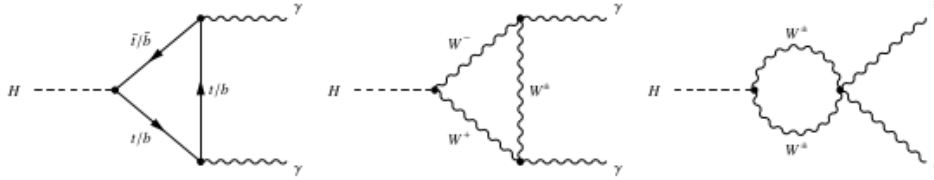


Figura 2.5: Diagramas de Feynman para o processo $h^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Na Tab. 2.5 apresentamos as predições do SM para as diversas razões de ramificação (do inglês *branching ratios*, BR). Os valores apresentados foram obtidos da referência (55), que utiliza as expressões com o maior número de correções disponíveis.

Canal de decaimento	<i>Branching ratio</i> [%]
$h^0 \rightarrow b\bar{b}$	57.5 ± 1.9
$h^0 \rightarrow W^+W^-$	21.6 ± 0.9
$h^0 \rightarrow gg$	8.56 ± 0.86
$h^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$	6.30 ± 0.36
$h^0 \rightarrow c\bar{c}$	2.90 ± 0.35
$h^0 \rightarrow ZZ$	2.67 ± 0.11
$h^0 \rightarrow \gamma\gamma$	0.228 ± 0.011
$h^0 \rightarrow Z\gamma$	0.155 ± 0.014
$h^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.022 ± 0.001

Tabela 2.5: *Predições do SM para as razões de ramificação do bóson de Higgs no LHC para $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 8$ TeV. Valores obtidos da referência (55).*

Em (56), temos uma análise combinada dos resultados das colaborações ATLAS e CMS quanto às BRs e seções de choque dos processos de produção. Os dados utilizados nesta análise foram obtidos em 2011 e 2012, com luminosidade integrada de 5 fb^{-1} para $\sqrt{s} = 7$ TeV e 20 fb^{-1} para $\sqrt{s} = 8$ TeV. Os resultados são apresentados em termos de *signal strengths* definidos pelas razões

$$\mu_i = \frac{\sigma_i}{(\sigma_i)_{SM}}, \quad (2.48a)$$

$$\mu^f = \frac{BR^f}{(BR^f)_{SM}}, \quad (2.48b)$$

onde σ_i e BR^f denotam os resultados experimentais para as seções de choque de produção pelo mecanismo i e BRs no canal f , e $(\sigma_i)_{SM}$ e $(BR^f)_{SM}$ representam as mesmas seções de choque de produção e BRs como previstas pelo SM. Dado que não se pode medir experimentalmente μ_i e μ^f separadamente, o parâmetro utilizado para comparação é dado por

$$\mu_i^f = \frac{\sigma_i \cdot BR^f}{(\sigma_i)_{SM} \cdot (BR^f)_{SM}} = \mu_i \times \mu^f. \quad (2.49)$$

Supondo-se que os parâmetros μ^f são todos iguais a 1, pode-se trabalhar apenas com os parâmetros μ_i para os diferentes mecanismos de produção do Higgs, a saber, μ_{ggF} , μ_{VBF} , μ_{WH} , μ_{ZH} e μ_{ttH} . Na Fig. 2.6, apresentamos os resultados dessa suposição reportados pelo ATLAS (em azul), pelo CMS (em vermelho) e o resultado combinado das duas colaborações (em preto). Observamos que, com exceção do canal ttH (por possuir uma seção de choque muito baixa, ainda não apre-

senta quantidade suficiente de dados), todos os mecanismos de produção possuem seções de choque compatíveis, dentro da incerteza de 2σ , com as previsões do SM.

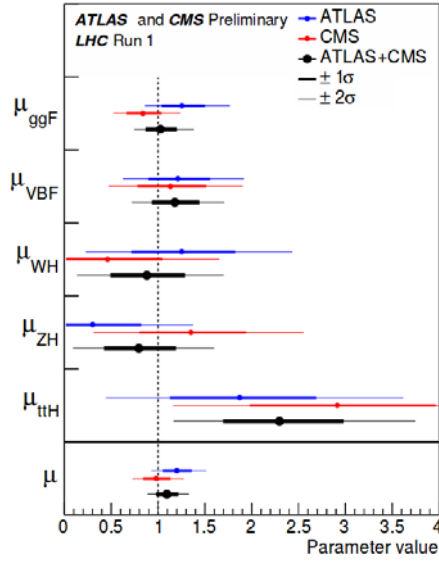


Figura 2.6: Seções de choque de produção do bóson de Higgs normalizadas com relação às previsões do SM. Figura retirada de (56).

Em (57), a colaboração ATLAS apresenta uma atualização dos dados para as seções de choque de produção, as razões de ramificação e os acoplamentos do bóson de Higgs, analisando-se os canais de decaimento em $\gamma\gamma$, ZZ^* , WW^* , $\tau\tau$, $\mu\mu$ e $b\bar{b}$, com $\sqrt{s} = 13$ TeV e uma luminosidade integrada de até 79.8 fb^{-1} . A luminosidade integrada varia de acordo com o canal de produção e decaimento do Higgs, sendo de 36.1 fb^{-1} para $t\bar{t}h^0$ seguido pelo decaimento em $b\bar{b}$, para $VH \rightarrow b\bar{b}$, decaimento em $\tau\tau$ e em WW^* ; e sendo de 79.8 fb^{-1} para os canais de decaimento $\gamma\gamma$, $\mu\mu$ e ZZ^* . Na Fig. 2.7 apresentamos os μ 's para os modos de produção. Pode-se observar que a análise combinada dos canais de produção $t\bar{t}h^0$ e th^0 está em concordância com as previsões do SM dentro de 1σ . Tendo-se em vista um aumento de 3.8 vezes na seção de choque do canal ttH para $\sqrt{s} = 13$ TeV com relação ao valor de $\sqrt{s} = 8$ TeV, temos uma melhora estatística dos dados.

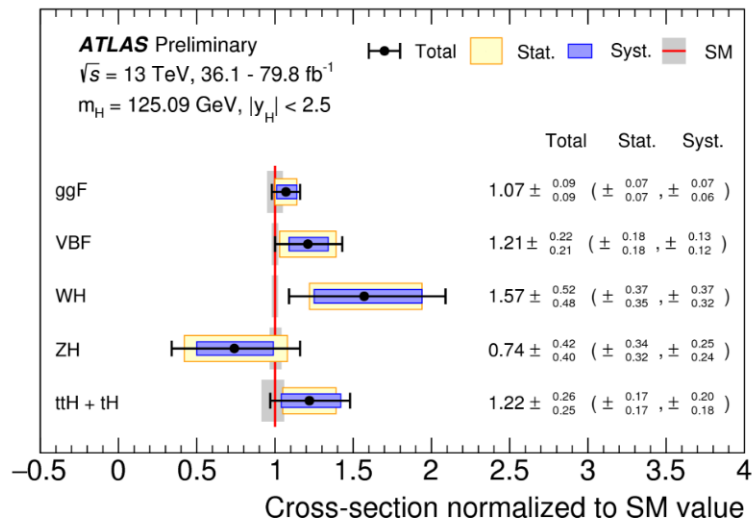


Figura 2.7: Seções de choque de produção do bóson de Higgs normalizadas com relação às previsões do SM. Figura retirada de (57).

Da mesma forma, assumindo-se que as seções de choque de produção são todas iguais às previsões do SM, pode-se trabalhar apenas com os parâmetros μ^f . Na Fig. 2.8, apresentamos os resultados obtidos partindo-se desta suposição. Pode-se observar que todos os canais analisados estão de acordo com as perspectivas do SM dentro do intervalo de 2σ .

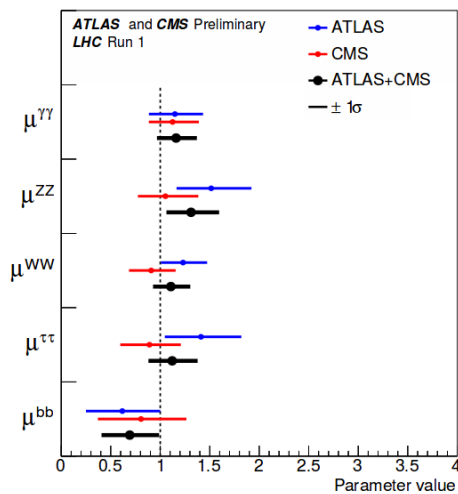


Figura 2.8: μ^f 's para os canais de decaimento WW , ZZ , bb , $\tau\tau$ e $\gamma\gamma$, supondo-se que os mecanismos de produção possuem as seções de choque como as previstas pelo SM. Figura retirada de (56).

Em (57) temos a atualização para os valores das seções de choque de produção multiplicadas pelas razões de ramificação para diversos canais. Pode-se observar que, com exceção do canal VH seguido pelo decaimento em ZZ , todos os dados estão de acordo com as previsões do SM. As regiões

amarela e azul representam os erros estatísticos e sistemáticos, respectivamente.

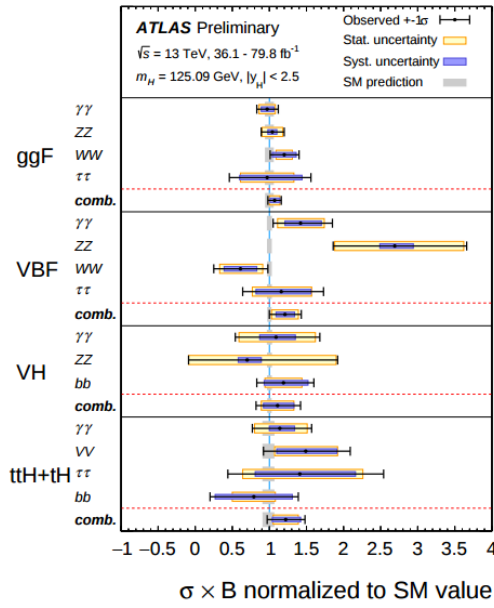


Figura 2.9: Seções de choque multiplicadas pelas razões de ramificação, considerando os canais de produção ggF , VBF , VH e $ttH + tH$ para os canais de decaimento WW , ZZ , bb , $\tau\tau$ e $\gamma\gamma$. Figura retirada de (57).

Ainda seguindo a análise combinada dos dados das colaborações ATLAS e CMS (56), apresentamos uma análise dos acoplamentos do bóson de Higgs tanto a nível de árvore como acoplamentos efetivos, nos casos de $h^0 gg$ e $h^0 \gamma\gamma$. A análise apresentada aqui assume que não há largura parcial de decaimento do bóson de Higgs em física além do SM (modelos *Beyond Standard Model*, BSM). Uma análise que assume a possibilidade de decaimento do bóson de Higgs em partículas não detectáveis nos colisores (como, por exemplo, no conceito de *Higgs portal*, que assume uma largura parcial de decaimento do Higgs em matéria escura), denominada largura invisível, pode ser encontrada nesta mesma referência.

Na Fig. 2.10, apresentamos os valores de κ_Z , κ_W , κ_t , κ_τ , κ_b e κ_μ , sendo estes os modificadores dos acoplamentos em relação às previsões do SM, devendo ser, portanto, todos iguais a 1 no SM, reportados pelo ATLAS (em azul), pelo CMS (em vermelho) e sua combinação (em preto). Observamos que, com exceção de κ_b (por ser de difícil medição, tendo-se em vista ser um canal de decaimento com muito *background*, não possuindo ainda quantidade suficiente de dados), todos os κ_j 's concordam com o SM, dentro da incerteza de 1σ .

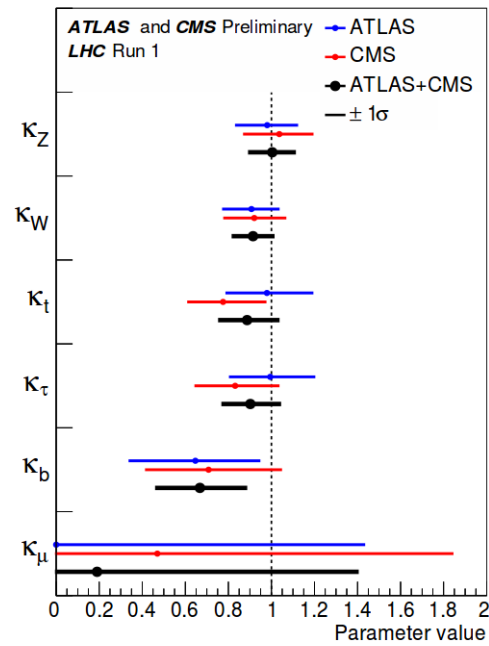


Figura 2.10: κ_j 's para diversos acoplamentos do bóson de Higgs. Figura retirada de (56).

Na referência (57), temos uma atualização dos valores de κ_j 's da colaboração ATLAS. Essa análise inclui acoplamentos efetivos como h^0gg e $h^0\gamma\gamma$. O sinal de κ_t pode ser tanto positivo quanto negativo. Inicialmente, não se consideram possíveis contribuições de modelos BSM e, posteriormente, inclui-se a possibilidade de tais contribuições.

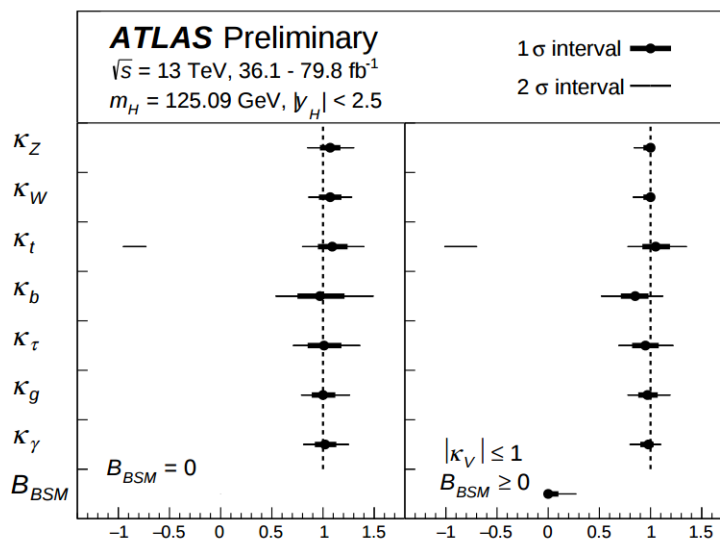


Figura 2.11: κ_j 's para diversos acoplamentos do bóson de Higgs (inclusive acoplamentos efetivos, tais como h^0gg e $h^0\gamma\gamma$). Figura retirada de (57).

Como mencionado na seção anterior, os acoplamentos de férmions e bósons massivos com o

bóson de Higgs devem ser proporcionais às massas destas partículas. Na Fig. 2.12 apresentamos os acoplamentos destas partículas com h^0 , incluindo os modificadores experimentalmente encontrados κ_j 's, como função de suas massas. Observamos que não há desvios significativos com relação às predições do SM.

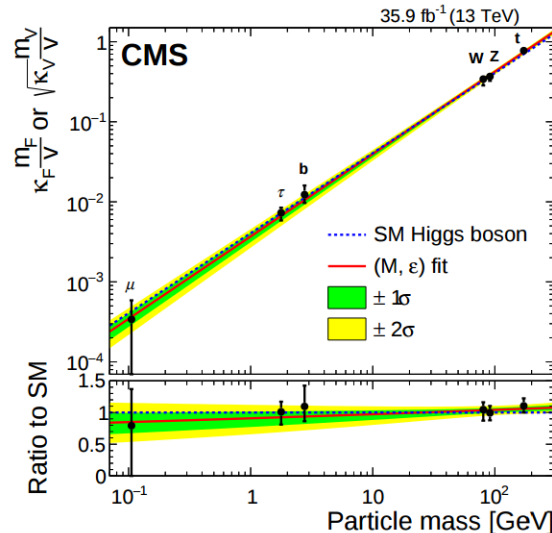


Figura 2.12: Acoplamentos de férmions e bósons massivos com h^0 , como função da massa dos mesmos. Figura retirada de (58).

2.5 Questões em aberto no SM

Apesar de ser um modelo com grande capacidade de predição e não existindo dado experimental que contrarie suas previsões, existem uma série de motivações, experimentais e teóricas, que revelam a incompletude do SM como teoria que possa descrever toda a Física de Partículas em todas as escalas de energia.

Do ponto de vista experimental, podemos mencionar as curvas rotacionais de galáxias (24; 25) e observações de lentes gravitacionais (26), que apontam para a existência de um tipo de matéria que interage apenas fracamente e gravitacionalmente, denominada matéria escura (por ser invisível para a radiação eletromagnética). A matéria escura deve representar, aproximadamente, 84% de toda a matéria do Universo (27; 28). No contexto do SM, os únicos possíveis candidatos para a matéria escura são os neutrinos de mão-esquerda (por apresentarem as corretas propriedades de transformação frente ao grupo de simetria do SM); entretanto, seu pequeno valor de massa levaria a uma matéria escura relativística, o que não concorda com as observações. Conseqüentemente, espera-se a presença de um candidato à matéria escura massivo, por exemplo, o modelo de WIMP

(do inglês *Weakly Interacting Massive Particle*) (29; 30; 31).

Também dentro do contexto do SM, os neutrinos não adquirem massa através do mecanismo de Higgs (o que fica claro pela não existência, neste modelo, de neutrinos de mão-direita), contradizendo os resultados experimentais de oscilação de sabor (32; 33; 34), indicando que a base de sabores não coincide com a base de propagação (associada aos auto-estados de massa). Este fenômeno só é possível se considerarmos neutrinos massivos. Para que os neutrinos adquiram massa, podemos, por exemplo, adicionar ao conteúdo de partículas do SM, neutrinos mão-direita que são denominados *sterile*, por serem singletos de $SU(3)_c$ e $SU(2)_L$ e apresentarem hipercarga fraca nula.

Ainda sob o ponto de vista de motivações experimentais para se considerar modelos BSM, temos a assimetria matéria-antimatéria do Universo (35; 36), associada à Bariogênese. Para que esta assimetria possa ocorrer no contexto do Big Bang, as três condições de Sakharov (37) devem ser satisfeitas, a saber: devem ter ocorrido processos com violação de número bariônico, efeitos de violação de C (relacionada à simetria entre partículas e antipartículas) e CP (relacionada à simetria entre partículas de mão-esquerda e de mão-direita), e condições fora do equilíbrio térmico. No SM, temos a previsão de uma assimetria pequena, não sendo capaz de explicar o excesso de matéria sobre antimatéria que observamos.

Do ponto de vista teórico, uma das principais motivações com relação a modelos BSM, é o problema da hierarquia (38; 39), relacionado à grande diferença existente entre a escala de energia de quebra de simetria eletrofraca e a escala de energia de Planck. As correções de ordem superior induzem contribuições para os parâmetros da teoria que dependem da escala de energia mais alta. Existe, entretanto, relação entre o grau de dependência destes parâmetros e a presença de simetrias.

As massas de férmions podem ser consideradas o grau de quebra da simetria quiral, portanto não exata. Dado que os termos de interação preservam tal simetria, as massas de partículas de *spin* 1/2 acabam por depender apenas logarithmicamente da escala de energia de renormalização: a simetria quiral suaviza o grau de dependência nas massas de férmions, protegendo estes parâmetros de grandes correções. No caso dos bósons vetoriais, as simetrias de calibre impedem a introdução de termos de massa.

No contexto do SM, entretanto, não há simetria que suavize a dependência com a escala de energia mais alta para a massa de uma partícula escalar. De fato, a massa do bóson de Higgs apresenta dependência quadrática que vem de correções associadas a seus acoplamentos com férmions (dados pela Eq. 2.16), resultando em

$$\Delta M_{h^0}^2 = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2} \Lambda_{UV}^2 + \dots, \quad (2.50)$$

onde λ_f é o acoplamento de Yukawa entre o bóson de Higgs e quarks tipo *up*, tipo *down* e léptons; Λ_{UV} é o *cutoff* no ultravioleta, UV, e as reticências representam termos proporcionais às massas dos férmions, dependendo apenas logaritmicamente de Λ_{UV} .

Concluí-se que, no contexto do SM, a massa do bóson de Higgs é muito sensível com relação às massas das partículas com as quais acopla e à escala de energia no UV (suposta, inicialmente, para ser da ordem da escala de Planck). O problema da hierarquia pode ser resumido como uma tendência de M_{h^0} ser da ordem da escala de Planck, em contradição com o valor experimentalmente observado. O valor experimental só se torna possível através de um ajuste muito fino (do inglês *fine-tuning*) dos parâmetros da teoria, apresentando baixa probabilidade de ocorrência. Em modelos supersimétricos (10), introduz-se uma nova simetria relacionando bósons e férmions, o que suaviza a dependência quadrática na massa do bóson de Higgs, tornando-a logarítmica. Vale ressaltar que para elevados valores de massa dos parceiros supersimétricos a teoria volta a depender de grande *fine-tuning*, o que caracteriza o chamado problema da pequena hierarquia (40; 41). Em modelos de Higgs composto (11), a escala Λ_{UV} é reduzida, resolvendo também o problema da hierarquia.

Dadas as motivações apresentadas, consideraremos o estudo de modelos BSM. No Cap. 3 analisaremos os acoplamentos entre o bóson de Higgs e bósons de calibre eletrofracos de uma forma independente de modelo BSM específico, através da introdução de termos da lagrangiana efetiva do SM de dimensão 6, apresentada na seção 3.1. No capítulo seguinte, Cap. 4, introduziremos explicitamente novas partículas, a saber, leptoquarks, e analisaremos diferentes métodos para exclusão no espaço de parâmetros das mesmas.

Capítulo 3

Análise de acoplamentos do Higgs com FWMs

Dada a descoberta de uma partícula com propriedades muito similares àquelas previstas para o bóson de Higgs do SM (2; 3), tornam-se agora necessárias medições de suas propriedades, o que pode vir a revelar contribuições, diretas ou indiretas, de NP. Como exemplo, podemos citar a possibilidade de *Higgs portal*, com matéria escura aumentando a largura de decaimento invisível do bóson de Higgs (59; 60; 61; 62; 63). Outro exemplo seria a presença de novos quarks, com interações do tipo *vector-like*, visando não entrar em conflito com os resultados experimentais, contribuindo no nível de *loop* para os processos de fusão de glúons (64; 65; 66; 67) e o decaimento em fótons, no caso destes novos estados serem eletromagneticamente carregados (67).

As colaborações ATLAS e CMS estão realizando medições no que concerne ao valor da massa desta nova partícula (51), sua seção de choque para os processos de produção, larguras de decaimento, razões de ramificação e acoplamentos específicos com bósons e férmions (56). Tais acoplamentos, seções de choque de produção, larguras de decaimento e medições de razões de ramificação têm apresentado resultados em concordância com as previsões do SM, no atual nível de precisão, como já explanado no Cap. 2, na seção 2.4.

Além disso, há medições experimentais no que se refere à possibilidade de acoplamentos efetivos com os bósons de calibre eletrofracos (53; 71). Dentre as hipóteses consideradas estão 0^+ , o que corresponde a um bóson de Higgs igual ao descrito pelo SM; 0^- , associado a um bóson de Higgs pseudoescalar; e 0_h^+ , correspondendo a um bóson de Higgs com paridade par, mas com estrutura tensorial dos acoplamentos com bósons eletrofracos diferente daquela prevista pelo SM, apresentando dependência com o 4-momento dos bósons vetoriais. Tais acoplamentos são apresentados na

Eq. 2.46.

Nosso objetivo neste capítulo é a análise de cada uma destas hipóteses, com o bóson de Higgs sendo produzido através do processo de fusão de bósons vetoriais (em inglês *Weak Boson Fusion*, WBF, ou *Vector Boson Fusion*, VBF), utilizando os momentos de Fox-Wolfram (72; 73) como variáveis cinemáticas para distinção entre as hipóteses consideradas, em lugar da usual análise baseada na separação com relação ao ângulo azimutal entre os *tagging jets* (68; 74; 75; 76; 77). Os momentos de Fox-Wolfram já foram utilizados para se analisar as correlações entre *tagging jets*, no contexto de um bóson de Higgs puramente SM (78).

A organização deste capítulo é a seguinte: na seção 3.1 apresentamos um método de análise de busca de modelos BSM (do inglês *Beyond Standard Model*), parametrizando as contribuições de nova física de uma forma independente de modelo: o formalismo de teorias efetivas. Em particular, apresentamos a lagrangiana de dimensão 6 do modelo efetivo do SM. Na seção 3.2, apresentamos os termos de dimensão 6 considerados, além de relacioná-los ao formalismo apresentado na seção 2.4. A seção 3.3 apresenta o conceito dos momentos de Fox-Wolfram, as diferentes possibilidades para normalização (diferentes pesos) e as particulares parametrizações para nosso caso. Também discutimos quais pesos são mais vantajosos a fim de melhorar a significância estatística dos resultados. Na seção 3.4, apresentamos os aspectos cinemáticos mais importantes de nosso sinal e *backgrounds*, o que resulta em um conjunto básico de cortes que melhoram a razão sinal/*background* (S/B). Além disso, descrevemos os cortes clássicos no ângulo azimutal entre os *tagging jets*, com a finalidade de se separar um Higgs puramente SM de um bóson de Higgs que apresenta pequenas contribuições dos acoplamentos efetivos. Na seção 3.5, apresentamos as possibilidades de cortes nos momentos de Fox-Wolfram para diferentes escolhas de pesos, para a busca de contribuições de acoplamentos efetivos pares ou ímpares em CP; e nossos resultados, razões S/B e valores absolutos de seções de choque. Finalmente, na seção 3.6, apresentamos nossas conclusões, além de comparar a significância estatística dos diversos conjuntos de cortes considerados.

3.1 Lagrangiana Efetiva do SM de dimensão 6

Apesar de todas as motivações, experimentais e teóricas, que nos levam a considerar extensões do SM, do ponto de vista experimental, nenhuma nova partícula ou efeito associado a nova Física foi encontrado. Como consequência, a quantidade de possibilidades teóricas para se descrever a provável Física além do SM é muito grande. Nesse contexto, é interessante parametrizarmos os efeitos da nova Física de uma forma independente de modelos. Com esta finalidade, utilizamos o

formalismo de teorias efetivas.

Uma teoria efetiva é uma teoria quântica de campos que apenas é válida em uma certa faixa de energias. O formalismo de teorias efetivas pode ocorrer em uma abordagem denominada *top-down*, na qual a teoria a altas energias já é conhecida, mas estamos apenas interessados em efeitos de baixas energias. Nesse sentido, a utilização de uma teoria efetiva simplifica muito a obtenção de valores observáveis. A teoria de Fermi, por exemplo, é uma aproximação de baixas energias para escalas menores que M_W e M_Z .

Por outro lado, quando não se conhece a teoria em altas energias (também chamada de *UV completion*), mas pretendemos estudar o efeito de possíveis novas partículas de uma forma independente de modelos, utilizamos o formalismo das teorias efetivas em sua abordagem *bottom-up*.

Em particular, utilizaremos o formalismo de teorias efetivas em sua abordagem *bottom-up* para descrever os efeitos de nova Física nos acoplamentos do SM, de uma forma independente de modelos. Tal abordagem é capaz de descrever modificações nas seções de choque totais, quando comparadas àquelas previstas pelo SM, além de prever mudanças nas distribuições de parâmetros cinemáticos, traduzidas como novas estruturas tensoriais nos acoplamentos. A lagrangiana efetiva do SM é dada por

$$\mathcal{L}_{EFT} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_{i,j} \frac{f_{i,j}}{\Lambda^{j-4}} \mathcal{O}_{i,j}, \quad (3.1)$$

onde i indica a natureza do operador $\mathcal{O}_{i,j}$ em questão, e j ($j \geq 5$) é a dimensão do operador em questão. $f_{i,j}$ são os coeficientes de Wilson para o operador i de dimensão j , que é suprimido por uma potência $j - 4$ da escala Λ , que indica a energia na qual a nova Física torna-se relevante. \mathcal{L}_{SM} é dada pelas Eqs. 2.10 e 2.13, representando a lagrangiana de dimensão 4 do SM.

É importante salientar que a construção do conjunto completo de operadores que descreve a teoria efetiva dada pela Eq. 3.1, deve ser baseada no conteúdo de partículas do SM na escala de energia eletrofraca, além de ser invariante frente ao grupo de simetria $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Com relação ao conteúdo de partículas, vale ressaltar que utilizaremos a lagrangiana efetiva do SM com a simetria de calibre realizada linearmente, baseada na estrutura de dubleto de $SU(2)_L$ de Higgs, dado pela Eq. 2.12, que abarca o bóson de Higgs (h^0) e os bósons de Goldstone (w_i), Eq. 2.20, responsáveis pela geração de massa, após a quebra de simetria eletrofraca, dos bósons de *gauge* W^\pm e Z^0 . Caso se escolha como blocos fundamentais h^0 e os bósons de Goldstone, separadamente (sem a formação de um dubleto de $SU(2)_L$), teremos a lagrangiana efetiva do SM não-linearmente realizada.

Impondo a conservação de número bariônico e de número leptônico, não há operadores de

dimensão 5¹. Dessa forma, incluindo apenas operadores de dimensão 6, a Eq. 3.1 torna-se

$$\mathcal{L}_{EFT} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_i \frac{f_i}{\Lambda^2} \mathcal{O}_i. \quad (3.2)$$

A primeira lista completa de 80 operadores de dimensão 6 (não contando a estrutura de sabor e os conjugados hermitianos), foi publicada por Buchmuller e Wyler, em 1986 (44). Vale ressaltar, entretanto, que nem todos estes operadores são independentes: alguns deles tornam-se redundantes, através de equações de movimento dos campos do SM, integração por partes e redefinições dos campos. Considerando-se tais efeitos, temos 59 operadores de dimensão 6 independentes (desconsiderando-se, novamente, conjugados hermitianos e estrutura de sabor), como descrito em (45). Na Tab. 3.1 temos estes operadores, com exceção dos operadores que envolvem 4 campos fermiônicos, apresentados nas Tab. 3.2 e 3.3, para os operadores que apresentam mudança de quiralidade e violação de número bariônico. Nestas tabelas, $(\Phi^\dagger_i \overleftrightarrow{D}_\mu \Phi) = \Phi^\dagger D_\mu \Phi - (D_\mu \Phi)^\dagger \Phi$ e $(\Phi^\dagger_i \overleftrightarrow{D}_\mu^I \Phi) = \Phi^\dagger \sigma^I D_\mu \Phi - (D_\mu \Phi)^\dagger \sigma^I \Phi$. Tendo-se em vista as diferentes formas de expressar o conjunto independente dos operadores de dimensão 6, existem 3 convenções de operadores mais utilizadas: a base "Warsaw" (45), a convenção SILH (46) e a HISZ (47). Os operadores apresentados nas Tabs. 3.1, 3.2 e 3.3 estão na base *Warsaw*.

Tendo-se em vista utilizarmos operadores de dimensão 6 para descrever os acoplamentos anômalos entre o bóson de Higgs e os bósons vetoriais eletrofracos, é interessante compreendermos os efeitos destes operadores. Baseado em (48) (utilizando a base HISZ), temos que o conjunto de operadores de dimensão 6, pares por C e P , que modificam os acoplamentos do bóson de Higgs com os bósons de calibre eletrofracos, são dados por

$$\mathcal{O}_{WW} = \Phi^\dagger \hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \Phi, \quad (3.3a)$$

$$\mathcal{O}_{BB} = \Phi^\dagger \hat{B}_{\mu\nu} \hat{B}^{\mu\nu} \Phi, \quad (3.3b)$$

$$\mathcal{O}_{BW} = \Phi^\dagger \hat{B}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \Phi, \quad (3.3c)$$

$$\mathcal{O}_W = (D_\mu \Phi)^\dagger \hat{W}^{\mu\nu} (D_\nu \Phi), \quad (3.3d)$$

$$\mathcal{O}_B = (D_\mu \Phi)^\dagger \hat{B}^{\mu\nu} (D_\nu \Phi), \quad (3.3e)$$

$$\mathcal{O}_{\Phi,1} = (D_\mu \Phi)^\dagger \Phi \Phi^\dagger (D^\mu \Phi), \quad (3.3f)$$

$$\mathcal{O}_{\Phi,2} = \frac{1}{2} \partial^\mu (\Phi^\dagger \Phi) \partial_\mu (\Phi^\dagger \Phi), \quad (3.3g)$$

$$\mathcal{O}_{\Phi,4} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) (\Phi^\dagger \Phi), \quad (3.3h)$$

¹O único possível operador de dimensão 5 é o operador de Weinberg (43), responsável pela geração de massa e oscilação de sabor dos neutrinos.

onde $\hat{B}_{\mu\nu} = i\frac{g'}{2}B_{\mu\nu}$ e $\hat{W}_{\mu\nu} = i\frac{g}{2}\sigma^a W_{\mu\nu}^a$. Pode-se observar similaridades entre os operadores nas bases *Warsaw* e HISZ. O operador \mathcal{O}_{WW} da base HISZ, por exemplo, está associado ao operador $\mathcal{O}_{\Phi W}$, da base *Warsaw*; o mesmo sendo válido para os operadores \mathcal{O}_{BB} (HISZ) e $\mathcal{O}_{\Phi B}$ (*Warsaw*). O operador $\mathcal{O}_{\Phi,2}$ (HISZ) se relaciona ao operador $\mathcal{O}_{\Phi\Box}$ (*Warsaw*), por uma derivada total. A referência (49) apresenta o pacote ROSETTA, que faz a tradução entre as diferentes bases de operadores para a lagrangiana efetiva de SM com dimensão 6.

O operador \mathcal{O}_{Φ} da base *Warsaw* também possui um análogo na base HISZ, dado por

$$\mathcal{O}_{\Phi,3} = \frac{1}{3}(\Phi^\dagger\Phi)^3, \quad (3.4)$$

que gera um termo adicional para o potencial de Higgs da Eq. 2.15, que torna-se

$$V'(\Phi^\dagger\Phi) = \mu^2(\Phi^\dagger\Phi) + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2 - \frac{f_{\Phi,3}}{3\Lambda^2}(\Phi^\dagger\Phi), \quad (3.5)$$

alterando o mínimo do potencial de Higgs, com respeito ao resultado do SM, para

$$v'^2 = v^2 \left(1 + \frac{v^2}{4\Lambda^2} \frac{f_{\Phi,3}}{\lambda} \right). \quad (3.6)$$

Os operadores $\mathcal{O}_{\Phi,1}$, $\mathcal{O}_{\Phi,2}$ e $\mathcal{O}_{\Phi,4}$ contribuem com termos de energia cinética para o bóson de Higgs, h^0 , levando à necessidade de uma redefinição deste campo, com a finalidade de que seu termo cinético assuma a forma canônica. O campo de Higgs redefinido, $(h^0)'$, é dado por

$$(h^0)' = h^0 \left[1 + \frac{v^2}{2\Lambda^2} (f_{\Phi,1} + 2f_{\Phi,2} + f_{\Phi,4}) \right]^{1/2}. \quad (3.7)$$

O operador \mathcal{O}_{BW} contribui a nível de árvore para a mistura de Z e γ , alterando seus auto-estados de massa. Além disso, \mathcal{O}_{BW} , $\mathcal{O}_{\Phi,1}$, $\mathcal{O}_{\Phi,3}$ e $\mathcal{O}_{\Phi,4}$ alteram as massas dos bósons de calibre eletrofracos, que serão dadas por

$$M_Z^2 = \frac{g^2 + g'^2}{4} v'^2 \left[1 + \frac{v'^2}{2\Lambda^2} \left(f_{\Phi,1} + f_{\Phi,4} - \frac{g^2 g'^2}{g^2 + g'^2} f_{BW} \right) \right], \quad (3.8a)$$

$$M_W^2 = \frac{g^2}{4} v'^2 \left[1 + \frac{v'^2}{2\Lambda^2} f_{\Phi,4} \right]. \quad (3.8b)$$

Tendo-se em vista \mathcal{O}_{BW} e $\mathcal{O}_{\Phi,1}$ contribuirão apenas para a massa do bóson Z , temos que estes operadores violam a simetria custodial, contribuindo para $\Delta\rho$ (e, conseqüentemente, para o parâmetro oblíquo T , dado que $\Delta\rho = \alpha T$, onde α é a constante de estrutura fina).

X^3		ϕ^6 e $\phi^4 D^2$		$\psi^2 \phi^3$	
\mathcal{O}_G	$f^{ABC} G_{\mu\nu}^A G_{\nu\rho}^B G_{\rho\mu}^C$	\mathcal{O}_Φ	$(\Phi^\dagger \Phi)^3$	$\mathcal{O}_{e\Phi}$	$(\Phi^\dagger \Phi)(\bar{l}_p e_r \Phi)$
$\mathcal{O}_{\tilde{G}}$	$f^{ABC} \tilde{G}_{\mu\nu}^A G_{\nu\rho}^B G_{\rho\mu}^C$	$\mathcal{O}_{\Phi\Box}$	$(\Phi^\dagger \Phi)\Box(\Phi^\dagger \Phi)$	$\mathcal{O}_{u\Phi}$	$(\Phi^\dagger \Phi)(\bar{q}_p u_r \tilde{\Phi})$
\mathcal{O}_W	$\varepsilon^{IJK} W_{\mu\nu}^I W_{\nu\rho}^J W_{\rho\mu}^K$	$\mathcal{O}_{\Phi D}$	$(\Phi^\dagger D^\mu \Phi)^*(\Phi^\dagger D_\mu \Phi)$	$\mathcal{O}_{d\Phi}$	$(\Phi^\dagger \Phi)(\bar{q}_p d_r \Phi)$
$\mathcal{O}_{\tilde{W}}$	$\varepsilon^{IJK} \tilde{W}_{\mu\nu}^I W_{\nu\rho}^J W_{\rho\mu}^K$				
$X^2 \phi^2$		$\psi^2 X \phi$		$\psi^2 \phi^2 D$	
$\mathcal{O}_{\Phi G}$	$\Phi^\dagger \Phi G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu}$	\mathcal{O}_{eW}	$(\bar{l}_p \sigma^{\mu\nu} e_r) \tau^I \Phi W_{\mu\nu}^I$	$\mathcal{O}_{\Phi l}^{(1)}$	$(\Phi^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu \Phi)(\bar{l}_p \gamma^\mu l_r)$
$\mathcal{O}_{\Phi \tilde{G}}$	$\Phi^\dagger \Phi \tilde{G}_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu}$	\mathcal{O}_{eB}	$(\bar{l}_p \sigma^{\mu\nu} e_r) \Phi B_{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{\Phi l}^{(3)}$	$(\Phi^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu^I \Phi)(\bar{l}_p \tau^I \gamma^\mu l_r)$
$\mathcal{O}_{\Phi W}$	$\Phi^\dagger \Phi W_{\mu\nu}^I W^{I\mu\nu}$	\mathcal{O}_{uG}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} T^A u_r) \tilde{\Phi} G_{\mu\nu}^A$	$\mathcal{O}_{\Phi e}$	$(\Phi^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu \Phi)(\bar{e}_p \gamma^\mu e_r)$
$\mathcal{O}_{\Phi \tilde{W}}$	$\Phi^\dagger \Phi \tilde{W}_{\mu\nu}^I W^{I\mu\nu}$	\mathcal{O}_{uW}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} u_r) \tau^I \tilde{\Phi} W_{\mu\nu}^I$	$\mathcal{O}_{\Phi q}^{(1)}$	$(\Phi^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu \Phi)(\bar{q}_p \gamma^\mu q_r)$
$\mathcal{O}_{\Phi B}$	$\Phi^\dagger \Phi B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$	\mathcal{O}_{uB}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} u_r) \tilde{\Phi} B_{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{\Phi q}^{(3)}$	$(\Phi^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu^I \Phi)(\bar{q}_p \tau^I \gamma^\mu q_r)$
$\mathcal{O}_{\Phi \tilde{B}}$	$\Phi^\dagger \Phi \tilde{B}_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$	\mathcal{O}_{dG}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} T^A d_r) \Phi G_{\mu\nu}^A$	$\mathcal{O}_{\Phi u}$	$(\Phi^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu \Phi)(\bar{u}_p \gamma^\mu u_r)$
$\mathcal{O}_{\Phi WB}$	$\Phi^\dagger \tau^I \Phi W_{\mu\nu}^I B^{\mu\nu}$	\mathcal{O}_{dW}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} d_r) \tau^I \Phi W_{\mu\nu}^I$	$\mathcal{O}_{\Phi d}$	$(\Phi^\dagger i \overleftrightarrow{D}_\mu \Phi)(\bar{d}_p \gamma^\mu d_r)$
$\mathcal{O}_{\Phi \tilde{W} B}$	$\Phi^\dagger \tau^I \Phi \tilde{W}_{\mu\nu}^I B^{\mu\nu}$	\mathcal{O}_{dB}	$(\bar{q}_p \sigma^{\mu\nu} d_r) \Phi B_{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{\Phi ud}$	$i(\tilde{\Phi}^\dagger \overleftrightarrow{D}_\mu \Phi)(\bar{u}_p \gamma^\mu d_r)$

Tabela 3.1: Operadores de dimensão 6, com exceção dos operadores de 4 férmions. Retirado de (45).

Os operadores $\mathcal{O}_{e\Phi}$, $\mathcal{O}_{u\Phi}$ e $\mathcal{O}_{d\Phi}$ modificam as interações de Yukawa, dadas pela Eq. 2.16, após a quebra de simetria eletrofraca, adicionando termos que modificarão os acoplamentos entre h^0 e férmions, não necessariamente de forma diagonal na base de auto-estados de massa, a menos que $f_{f\Phi} \propto y_f$. Os termos de acoplamento entre h^0 e férmions serão dados por

$$\mathcal{L}^{H\bar{f}f} = g_{h^0 ij}^f \bar{f}_L f_R h^0 + h.c., \quad (3.9)$$

onde

$$g_{h^0 ij}^f = -\frac{m_i^f}{v'} \delta_{ij} \left[1 - \frac{v'^2}{4\Lambda^2} (f_{\Phi,1} + 2f_{\Phi,2} + f_{\Phi,4}) \right] + \frac{v'^2}{\sqrt{2}\Lambda^2} f_{f\Phi,ij}, \quad (3.10)$$

sendo m_i^f as massas físicas dos férmions e $f_{f\Phi,ij}$ são os coeficientes de Wilson dos respectivos operadores na base de auto-estados de massa. Os primeiros termos proporcionais a $f_{\Phi,i}$ ($i = 1, 2, 4$) são devidos à renormalização do bóson de Higgs dada pela Eq. 3.7, e o termo proporcional a $f_{f\Phi,ij}$ é devido ao operador $\mathcal{O}_{f\Phi}$.

$(\bar{L}L)(\bar{L}L)$		$(\bar{R}R)(\bar{R}R)$		$(\bar{L}L)(\bar{R}R)$	
\mathcal{O}_{ll}	$(\bar{l}_p \gamma_\mu l_r)(\bar{l}_s \gamma^\mu l_t)$	\mathcal{O}_{ee}	$(\bar{e}_p \gamma_\mu e_r)(\bar{e}_s \gamma^\mu e_t)$	\mathcal{O}_{le}	$(\bar{l}_p \gamma_\mu l_r)(\bar{e}_s \gamma^\mu e_t)$
$\mathcal{O}_{qq}^{(1)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu q_r)(\bar{q}_s \gamma^\mu q_t)$	\mathcal{O}_{uu}	$(\bar{u}_p \gamma_\mu u_r)(\bar{u}_s \gamma^\mu u_t)$	\mathcal{O}_{lu}	$(\bar{l}_p \gamma_\mu l_r)(\bar{u}_s \gamma^\mu u_t)$
$\mathcal{O}_{qq}^{(3)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu \tau^I q_r)(\bar{q}_s \gamma^\mu \tau^I q_t)$	\mathcal{O}_{dd}	$(\bar{d}_p \gamma_\mu d_r)(\bar{d}_s \gamma^\mu d_t)$	\mathcal{O}_{ld}	$(\bar{l}_p \gamma_\mu l_r)(\bar{d}_s \gamma^\mu d_t)$
$\mathcal{O}_{lq}^{(1)}$	$(\bar{l}_p \gamma_\mu l_r)(\bar{q}_s \gamma^\mu q_t)$	\mathcal{O}_{eu}	$(\bar{e}_p \gamma_\mu e_r)(\bar{u}_s \gamma^\mu u_t)$	\mathcal{O}_{qe}	$(\bar{q}_p \gamma_\mu q_r)(\bar{e}_s \gamma^\mu e_t)$
$\mathcal{O}_{lq}^{(3)}$	$(\bar{l}_p \gamma_\mu l_r)(\bar{q}_s \gamma^\mu q_t)$	\mathcal{O}_{ed}	$(\bar{e}_p \gamma_\mu e_r)(\bar{d}_s \gamma^\mu d_t)$	$\mathcal{O}_{qu}^{(1)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu q_r)(\bar{u}_s \gamma^\mu u_t)$
		$\mathcal{O}_{ud}^{(1)}$	$(\bar{u}_p \gamma_\mu u_r)(\bar{d}_s \gamma^\mu d_t)$	$\mathcal{O}_{qu}^{(8)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu T^A q_r)(\bar{u}_s \gamma^\mu T^A u_t)$
		$\mathcal{O}_{ud}^{(8)}$	$(\bar{u}_p \gamma_\mu T^A u_r)(\bar{d}_s \gamma^\mu T^A d_t)$	$\mathcal{O}_{qd}^{(1)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu q_r)(\bar{d}_s \gamma^\mu d_t)$
				$\mathcal{O}_{qd}^{(8)}$	$(\bar{q}_p \gamma_\mu T^A q_r)(\bar{d}_s \gamma^\mu T^A d_t)$

Tabela 3.2: Operadores de dimensão 6 com 4 férmions, com exceção dos operadores com mudança de quiralidade e operadores com violação de número bariônico. Retirado de (45).

$(\bar{L}L)(\bar{L}L)$		$(\bar{R}R)(\bar{R}R)$	
\mathcal{O}_{ledq}	$(\bar{l}_p^j e_r)(\bar{d}_s^k q_t^j)$	\mathcal{O}_{duq}	$\varepsilon^{\alpha\beta\gamma} \varepsilon_{jk} [(d_p^\alpha)^T C u_r^\beta] [(q_s^{\gamma j})^T C l_t^k]$
$\mathcal{O}_{quqd}^{(1)}$	$(\bar{q}_p^j u_r) \varepsilon_{jk} (\bar{q}_s^k d_t)$	\mathcal{O}_{qqu}	$\varepsilon^{\alpha\beta\gamma} \varepsilon_{jk} [(q_p^\alpha)^T C q_r^{\beta k}] [(u_s^\gamma)^T C e_t]$
$\mathcal{O}_{quqd}^{(8)}$	$(\bar{q}_p^j T^A u_r) \varepsilon_{jk} (\bar{q}_s^k T^A d_t)$	\mathcal{O}_{qqq}	$\varepsilon^{\alpha\beta\gamma} \varepsilon_{jn} \varepsilon_{km} [(q_p^{\alpha j})^T C q_r^{\beta k}] [(q_s^{\gamma m})^T C l_t^n]$
$\mathcal{O}_{lequ}^{(1)}$	$(\bar{l}_p^j e_r) \varepsilon_{jk} (\bar{q}_s^k u_t)$	\mathcal{O}_{duu}	$\varepsilon^{\alpha\beta\gamma} [(d_p^\alpha)^T C u_r^\beta] [(u_s^\gamma)^T C e_t]$
$\mathcal{O}_{lequ}^{(3)}$	$(\bar{l}_p^j \sigma_{\mu\nu} e_r) \varepsilon_{jk} (\bar{q}_s^k \sigma^{\mu\nu} u_t)$		

Tabela 3.3: Operadores de dimensão 6 com 4 férmions, apresentando mudança de quiralidade e violação de número bariônico. Retirado de (45).

Vale ressaltar que os operadores \mathcal{O}_W e \mathcal{O}_B (ambos na base HISZ), além de alterarem os acoplamentos entre h^0 e os bósons de calibre eletrofracos, também levam a anomalias nos acoplamentos tríplexes de bósons de calibre. Para acoplamentos tríplexes também contribui o operador $\mathcal{O}_{WWW} = Tr[\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\nu\rho} \hat{W}_\rho^\mu]$ da base HISZ, correspondente do operador \mathcal{O}_W da base *Warsaw* (50). Desta forma, vemos que a utilização de uma lagrangiana efetiva permite conexões fenomenológicas não triviais, dado que os mesmos operadores podem contribuir para diferentes processos, o que não é possível no formalismo de modificadores κ_i apresentado na seção 2.4.

3.2 Conectando os formalismos

É importante salientar que WBF é um canal eficaz para obtenção dos acoplamentos entre o Higgs e os bósons de calibre eletrofracos, além de auxiliar na determinação das propriedades de CP do estado escalar recém descoberto (68; 75; 76; 77; 79; 80; 81). Outros canais relevantes para o

estudo das propriedades de CP são o processo de *Higgs-Strahlung* (ZH ou WH) (82; 83) e a análise do canal de decaimento $H \rightarrow Z^{(*)}Z \rightarrow l^+l^-l'^+l'^-$ (84; 85).

A amplitude de decaimento mais geral para uma partícula escalar, decaindo em um par de bósons vetoriais, é dada por

$$A^{(0)} = \frac{\tilde{\epsilon}_1^{*\mu} \tilde{\epsilon}_2^{*\nu}}{v} \left[a_1 m_h^2 g_{\mu\nu} + a_2 (q_1 \cdot q_2 g_{\mu\nu} - q_{1\mu} q_{2\nu}) + a_3 \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q_1^\alpha q_2^\beta \right] = A_1 + A_2 + A_3 \quad (3.11)$$

onde q_i e $\tilde{\epsilon}_i$ são o 4-momento e o vetor de polarização para o bóson vetorial i , e $q = q_1 + q_2$ é o 4-momento para o bóson de *spin* 0, como indicado na Fig. 3.1 para o caso $h^0 \rightarrow W^+W^-$. O bóson de Higgs, como previsto pelo SM, tem amplitude de decaimento dada por A_1 . As amplitudes A_2 e A_3 ², correspondem, respectivamente, às hipóteses 0_h^+ e 0^- .

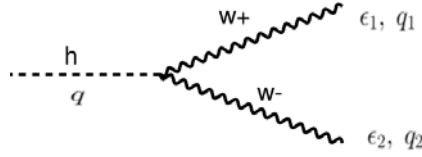


Figura 3.1: Diagrama de Feynman para o decaimento de h^0 em W^+ e W^- , com indicação de 4-momentos e vetores de polarização.

Nesta análise, consideraremos os efeitos da introdução dos operadores de dimensão 6 $\mathcal{O}_{\Phi W}$ e $\mathcal{O}_{\Phi \widetilde{W}}$, apresentados na Tab. 3.1. Após a quebra espontânea de simetria eletrofraca, dentre os termos proporcionais a v^2 , vh^0 e $(h^0)^2$, os operadores considerados levam à seguinte lagrangiana de dimensão 5

$$\mathcal{L}_5 = -\frac{1}{\Lambda_{e,5}} h^0 W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} - \frac{1}{\Lambda_{o,5}} h^0 \widetilde{W}_{\mu\nu} W^{\mu\nu}, \quad (3.12)$$

onde $\Lambda_{e,5}$ e $\Lambda_{o,5}$ são os acoplamentos que correspondem às hipóteses 0_h^+ e 0^- , associados aos termos proporcionais a a_2 e a_3 na Eq. 3.11, respectivamente; e $\widetilde{W}_{\mu\nu} = 1/2 \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} W^{\rho\sigma}$ é o tensor dual. Os coeficientes $\Lambda_{e,5}$ e $\Lambda_{o,5}$ se relacionam aos coeficientes de Wilson $f_{\Phi W}$ e $f_{\Phi \widetilde{W}}$, através das seguintes relações

$$\frac{1}{\Lambda_{e,5}} = \frac{v f_{\Phi W}}{\Lambda^2}, \quad (3.13a)$$

$$\frac{1}{\Lambda_{o,5}} = \frac{v f_{\Phi \widetilde{W}}}{\Lambda^2}. \quad (3.13b)$$

²Na referência (84), encontra-se uma análise do ATLAS para $f_{a3} \equiv |A_3|^2 / (|A_1|^2 + |A_3|^2)$, utilizando o canal de decaimento $H \rightarrow Z^{(*)}Z \rightarrow l^+l^-l'^+l'^-$.

Comparando a parametrização dos acoplamentos anômalos dados por (53), $\tilde{\kappa}_{hVV} \cos \alpha = 1/\Lambda_{e,5}$ e $\tilde{\kappa}_{AVV} \sin \alpha = 1/\Lambda_{o,5}$ (com suas atuais regiões de exclusão apresentadas na Tab. 2.3), e nossa lagrangiana da Eq. 3.12, podemos concluir que as regiões já excluídas com 95% CL são dadas por: $-168 \text{ GeV} < \Lambda_{e,5} < 195 \text{ GeV}$ e $-56 \text{ GeV} < \Lambda_{o,5} < 148 \text{ GeV}$. No presente trabalho, consideraremos apenas a possibilidade de um bóson de Higgs predominantemente semelhante ao do SM, com pequenas contribuições dos acoplamentos anômalos $1/\Lambda_{e,5}$ e $1/\Lambda_{o,5}$.

Para a realização de nossa análise, a geração de eventos é feita utilizando-se o pacote MadGraph (86) com a função de distribuição de pártons CTEQ6L1 (87) para a obtenção das seções de choque e as distribuições em nível hadrônico, com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. As regras de Feynman para as novas interações efetivas anômalas foram obtidas utilizando-se o pacote FeynRules (88; 89).

3.3 Momentos de Fox-Wolfram

Como dito anteriormente, nosso principal objetivo neste capítulo é a análise das hipóteses previamente apresentadas, mais especificamente, os casos de um bóson de Higgs predominantemente semelhante ao previsto pelo SM, com pequenas contribuições dos acoplamentos anômalos $1/\Lambda_{e,5}$ e $1/\Lambda_{o,5}$. Para isso, utilizaremos os momentos de Fox-Wolfram, visando melhorar a significância estatística dos resultados, nos baseando em um bóson de Higgs produzido através do canal de WBF.

Inicialmente, definimos os momentos de Fox-Wolfram, baseados em sua definição original, como

$$H_l = \frac{4\pi}{2l+1} \sum_{m=-l}^l \left| \sum_i Y_l^m(\phi_i, \theta_i) \frac{|\vec{p}_i|}{\sqrt{s}} \right|^2, \quad (3.14)$$

onde a soma no índice i está associada a todos os objetos, de mesma espécie, dos estados finais (em nosso caso, os 2 *tagging jets*), Y_l^m representam os harmônicos esféricos, $|\vec{p}_i|$ é o momento absoluto do i -ésimo jato, $\sqrt{s} = \sum_i |\vec{p}_i|$ é a soma do valor absoluto dos momentos dos jatos (e não a variável de Mandelstan) e ϕ_i, θ_i são os ângulos azimutal e polar, respectivamente, do jato i , no referencial de laboratório.

Através do teorema de adição de harmônicos esféricos, dado por

$$P_l(\cos \Omega_{ij}) = \frac{4\pi}{(2l+1)} \sum_{m=-l}^l Y_l^m(\phi_i, \theta_i) \cdot Y_l^{*m}(\phi_j, \theta_j), \quad (3.15)$$

podemos reescrever a Eq. 3.14, com a finalidade de expressar os momentos de Fox-Wolfram em

termos do ângulo total entre os jatos, como

$$H_l = \sum_{i,j} \frac{|\vec{p}_i||\vec{p}_j|}{s} P_l(\cos \Omega_{ij}), \quad (3.16)$$

onde Ω_{ij} é o ângulo total entre os jatos i e j , dado por

$$\cos \Omega_{ij} = \cos \theta_i \cos \theta_j + \sin \theta_i \sin \theta_j \cos(\phi_i - \phi_j). \quad (3.17)$$

Podemos concluir que os momentos de Fox-Wolfram são independentes da escolha dos eixos de referência. Através da conservação de momento linear, temos que H_0 sempre será igual a 1.

Tendo-se em vista que os momentos de Fox-Wolfram são utilizados para estabelecer correlações angulares entre jatos (ou outros objetos pertencentes a um certo estado final), espera-se que, através dos mesmos, possamos obter resultados ao menos comparáveis aos resultados obtidos utilizando-se a separação azimutal entre os *tagging jets*. Além disso, espera-se que o uso combinado de cortes nos momentos de Fox-Wolfram e na separação azimutal possa resultar em um aumento da significância estatística.

Considerando-se a cinemática dos colisores hadrônicos, existe a necessidade de se generalizar a definição dada pela Eq. 3.16, para

$$H_l^x = \sum_{i,j=1}^N W_{ij}^x P_l(\cos \Omega_{ij}), \quad (3.18)$$

onde W_{ij}^x representa diferentes escolhas para o peso considerado, por exemplo

$$W_{ij}^s = \frac{|\vec{p}_i||\vec{p}_j|}{s} = \frac{|\vec{p}_i||\vec{p}_j|}{(\sum_i |\vec{p}_i|)^2}, \quad (3.19a)$$

$$W_{ij}^T = \frac{p_{Ti}p_{Tj}}{p_{T,tot}^2} = \frac{p_{Ti}p_{Tj}}{(\sum_i p_{Ti})^2}, \quad (3.19b)$$

$$W_{ij}^\eta = \frac{|\eta_i - \bar{\eta}|^{-1} |\eta_j - \bar{\eta}|^{-1}}{(\sum_i |\eta_i - \bar{\eta}|^{-1})^2}, \quad (3.19c)$$

$$W_{ij}^z = \frac{p_{zi}p_{zj}}{p_{z,tot}^2} = \frac{p_{zi}p_{zj}}{(\sum_i p_{zi})^2}, \quad (3.19d)$$

$$W_{ij}^1 = 1, \quad (3.19e)$$

onde $\bar{\eta}$ representa a rapidez média dos *tagging jets*.

Neste trabalho, utilizaremos os momentos de Fox-Wolfram baseados no peso W_{ij}^T , tendo-se em vista que o comportamento dos *tagging jets* é diferente quando comparamos nossos sinais e os SM *backgrounds*, com relação à razão entre seus p_T 's (como pode-se observar na Fig. 3.5(d)). Também

utilizaremos momentos de Fox-Wolfram baseados no peso W_{ij}^1 , que considera apenas a separação angular entre os jatos.

Vale ressaltar que o uso do peso W_{ij}^η , ou um peso similar baseado em pseudorapidez, não apresenta vantagem tendo-se em vista que o comportamento dos *tagging jets* para nossos sinais é muito similar ao *background Zjj*, o que pode ser visto nas Figs. 3.5(a) e 3.5(b). Apesar de, em ambos os casos, os *tagging jets* serem mais centrais para nossos sinais quando em comparação a *hjj* para um bóson de Higgs puramente SM, a similaridade do comportamento das variáveis cinemáticas η_1 e η_2 em comparação ao *background Zjj* resultaria em uma menor razão S/B e piora da significância estatística, caso utilizássemos um peso baseado em pseudorapidez ou rapidez.

Tendo-se em vista que, em nosso caso, a soma está relacionada apenas aos 2 *tagging jets*, algumas simplificações são possíveis. Redefinindo-se o peso como

$$W_{ij}^x \equiv \frac{W_i^x W_j^x}{s}, \quad (3.20)$$

onde $s = (\sum_i W_i^x)^2$, pode-se escrever

$$H_l^{x,(2-jets)} = \frac{(W_1^x)^2 + (W_2^x)^2 + 2W_1^x W_2^x P_l(\cos \Omega_{12})}{(W_1^x + W_2^x)^2}. \quad (3.21)$$

Com as definições adicionais

$$W_2^x = r \cdot W_1^x, \quad (3.22a)$$

$$\Omega_{12} \equiv \Omega, \quad (3.22b)$$

considerando-se $W_1^x \geq W_2^x$ e $r \in (0, 1]$, a Eq. 3.21 pode ser reescrita como

$$H_l^{x,(2-jets)} = \frac{1 + 2rP_l(\cos \Omega) + r^2}{(1+r)^2}, \quad (3.23)$$

onde $r = p_{T(j2)}/p_{T(j1)}$ para H_l^T e $r = 1$ para H_l^1 .

Dado que a Eq. 3.23 depende apenas de 2 variáveis, a saber, a razão $r \equiv W_2^x/W_1^x$ e o ângulo total entre os 2 jatos, apresentamos na Fig. 3.2, com normalização válida para os casos W_{ij}^s e W_{ij}^T , o comportamento de alguns momentos de Fox-Wolfram. Desta figura é interessante notar que os momentos de Fox-Wolfram dependem fracamente de Ω quando r tende a 0, caso que denominamos jatos hierárquicos, no qual $j1$ é muito mais energético que $j2$. No caso de r tender a 1 (caso de jatos democráticos), pode-se observar claramente a forma do polinômio de Legendre em questão.

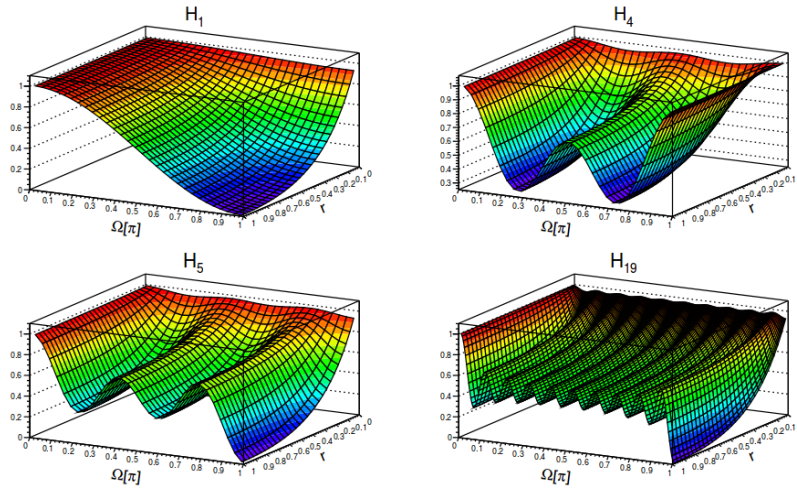


Figura 3.2: Comportamento dos momentos de Fox-Wolfram para $l = 1, 4, 5, 19$, como função dos parâmetros r e Ω , definidos no texto, com normalização válida para os pesos baseados em $|\vec{p}_i|$ e p_{Ti} . Figura retirada de (78).

Pode-se observar da Fig. 3.2 que, para o caso de l ímpar, existem 3 regiões distintas representando diferentes topologias no colisor:

1. As regiões vermelhas, nas quais os momentos de Fox-Wolfram possuem valor acima de 0.7, caracterizadas por $r < 0.3$ (caso de jatos altamente hierárquicos) ou $\Omega < 0.1 \cdot \pi$ (jatos quase colineares);
2. As regiões amarelas e verdes com valores intermediários de momentos de Fox-Wolfram;
3. As regiões em azul, com valores baixos de momentos de Fox-Wolfram (abaixo de 0.3), caracterizadas por jatos que tendem a estar *back-to-back* (com $\Omega > 0.9 \cdot \pi$) e $r > 0.3$.

No caso de l par, temos 2 regiões com diferentes comportamentos, a saber

1. As regiões vermelhas e amarelas, nas quais os momentos de Fox-Wolfram apresentam valores acima de 0.7, caracterizadas por $r < 0.2$ (jatos altamente hierárquicos) e Ω tendendo a 0 ou π (portanto, utilizando momentos de Fox-Wolfram com l par, não conseguimos distinguir se os *tagging jets* tendem a ser colineares ou *back-to-back*);
2. As regiões verdes e azuis, com valores entre 0.3 e 0.7 para os momentos de Fox-Wolfram, regiões complementares às descritas no item anterior.

Observa-se também que, para o caso de l par, valores abaixo de 0.3 para os momentos de Fox-Wolfram não ocorrem.

3.4 Assinatura de WBF and *backgrounds*

Tendo em vista considerarmos a possibilidade de um bóson de Higgs predominantemente SM com pequenas contribuições dos acoplamentos efetivos anômalos da Eq. 3.12, os principais *backgrounds* do SM são dados por hjj no caso de um bóson de Higgs puramente SM, $t\bar{t}$, $t\bar{t}j$ e Zjj . No caso de Zjj , separamos em Zjj QCD, associado especialmente a processos iniciados por glúons ou a emissão de glúons dos pártons iniciais ou finais; e Zjj QED, incluindo diagramas com Z e γ , em um processo similar a WBF para Higgs com um Z^0 no lugar de h^0 , associado, portanto, a acoplamentos tríplexes entre bósons de calibre eletrofracos. Veremos que, apesar do valor absoluto da seção de choque de Zjj QCD ser muito maior, caracterizando este como o mais importante *background*, Zjj QED apresenta propriedades cinemáticas muito similares a de nossos sinais, tendo em vista que o acoplamento triplo entre bóson eletrofracos, $W^+W^-Z^0$, apresenta dependência nos 4-momentos, da mesma forma que a hipótese 0_h^+ . Vale ressaltar ainda que, apesar de $t\bar{t}$, $t\bar{t}j$ serem *backgrounds* com grande valor absoluto de seção de choque, os mesmos podem ser facilmente removidos através do uso de um veto de b central e aumento da exigência de p_T dos *tagging jets* (90). Como consequência, não consideraremos estes *backgrounds* em nossa análise.

O conjunto inicial de cortes, considerando-se a região fiducial do detector e sua resolução de energia, é dado por

$$p_{T(ji)} \geq 20 \text{ GeV}, \quad (3.24a)$$

$$|\eta_{(ji)}| < 4.5, \quad (3.24b)$$

$$\Delta R_{j1j2} \geq 0.7, \quad (3.24c)$$

onde $\eta_{(ji)}$ é a pseudorapidez do jato com o i -ésimo maior p_T , $\Delta R_{j1j2} \equiv \sqrt{|\Delta\phi_{j1j2}|^2 + |\Delta\eta_{j1j2}|^2}$ e $\Delta\phi_{j1j2}$ é a distância azimutal entre os 2 *tagging jets*.

Considerando-se a possibilidade de decaimento hadrônico dos bósons eletrofracos, os processos de *Higgs-Strahlung*, Wh e Zh , e a produção de h^0 por WBF podem levar à topologia hjj . Com a finalidade de separar eventos provenientes destes diferentes canais de produção, aplicamos o corte

$$\eta_{j1} \cdot \eta_{j2} \leq 0, \quad (3.25)$$

considerando-se que os jatos provenientes de WBF tendem a se direcionar para diferentes hemisférios do detector, em oposição aos jatos provenientes do decaimento hadrônico de bósons de calibre no processo de *Higgs-Strahlung*.

Na Fig. 3.3, apresentamos as seções de choque normalizadas como função da massa invariante dos *tagging jets* para os sinais e *backgrounds*, após aplicarmos os cortes básicos dados pelas Eqs. 3.24a, 3.24b, 3.24c e 3.25. Para os sinais, escolhemos, como ponto representativo, $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV. Tal ponto representativo está, portanto, associado à existência de nova física na escala de TeV. Como podemos observar da figura, um corte dado por

$$m_{j_1 j_2} > 1200 \text{ GeV}, \quad (3.26)$$

representa uma boa escolha para corte nesta variável, considerando-se que para este valor as inclinações das curvas se igualam. Além disso, este corte também elimina *backgrounds* do tipo $t\bar{t}$ e $t\bar{t}j$ (93). Como já observado anteriormente, é interessante notar o diferente comportamento entre Zjj QCD e Zjj QED, sendo este último muito semelhante à hipótese 0_h^+ . Tal diferença de comportamento, já notada em (91; 92), deve-se ao fato de que os principais diagramas de Zjj QCD são iniciados por glúons, que apresentam grande probabilidade de possuir uma pequena porção do momento dos prótons iniciais (pequeno x). Em contrapartida, os diagramas de Feynman responsáveis pelo *background* Zjj QED são iniciados por quarks, além de diversos diagramas se assemelharem aos diagramas de WBF, em especial no caso 0_h^+ , como já comentado anteriormente.

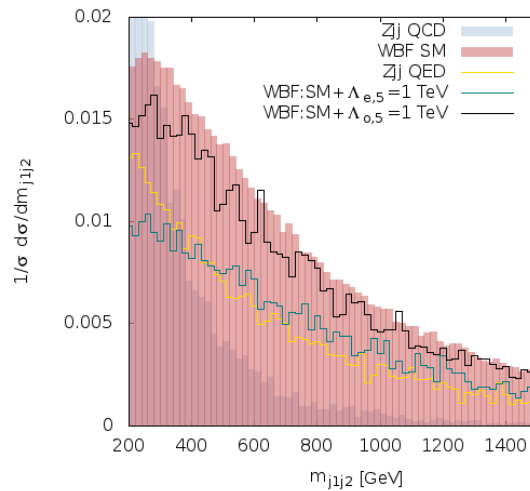


Figura 3.3: Distribuições normalizadas de $m_{j_1 j_2}$ para sinais (no ponto representativo de 1000 GeV para as escalas dos acoplamentos efetivos, com a linha verde associada a $\Lambda_{e,5}$ e a linha preta representando $\Lambda_{o,5}$) e *backgrounds* do SM (o histograma azul representando Zjj QCD, o histograma vermelho representando SM WBF e a linha amarela como Zjj QED) com os cortes dados pelas Eqs. 3.24a - 3.24c e 3.25.

Nas Figs. 3.4(a) e 3.4(b) apresentamos as distribuições normalizadas dos parâmetros $p_{T(j_1)}$, momento transversal do jato de maior p_T , e $p_{T(j_2)}$, momento transversal do jato de segundo maior

p_T , para nossos sinais, no ponto representativo $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV, e para os *backgrounds* do SM. Nestas distribuições, aplicamos os cortes das Eqs. 3.24a, 3.24b, 3.24c, 3.25 e 3.26. Pode-se concluir que uma boa escolha para os cortes nestas variáveis cinemáticas é dada por

$$p_{T(j1)} > 200 \text{ GeV}, \quad (3.27a)$$

$$p_{T(j2)} > 100 \text{ GeV}. \quad (3.27b)$$

Como dito anteriormente, estes cortes, além de reduzirem os *backgrounds* Zjj e hjj , também são importantes para se eliminar os *backgrounds* $t\bar{t}$ e $t\bar{t}j$.

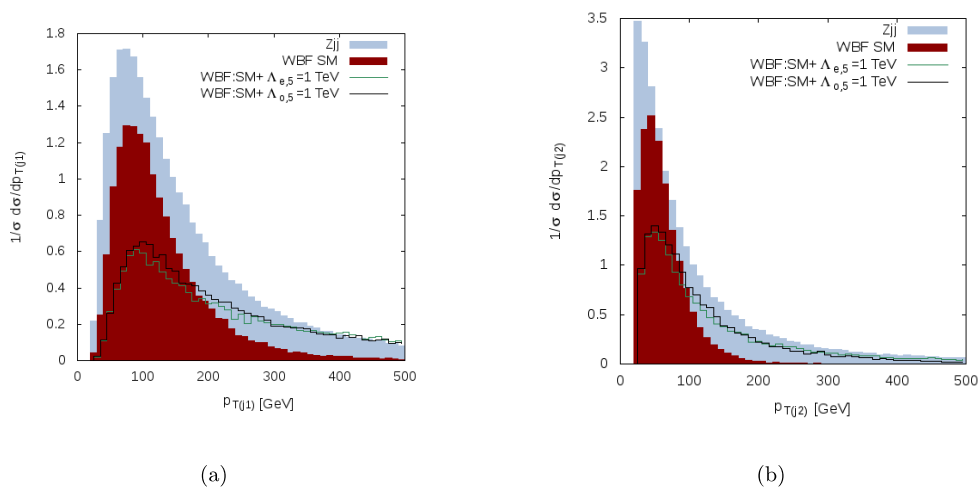


Figura 3.4: Distribuições normalizadas para os parâmetros (a) $p_{T(j1)}$ e (b) $p_{T(j2)}$, dos tagging jets, para os sinais (considerando $\Lambda_{e,5}$ e $\Lambda_{o,5}$ iguais a 1000 GeV como ponto representativo) e *backgrounds*, com cortes dados pelas Eqs. 3.24a, 3.24b, 3.24c, 3.25 e 3.26.

Nas Figs. 3.5(a), 3.5(b), 3.5(c) and 3.5(d) apresentamos as distribuições para os parâmetros $\eta_{(j1)}$, $\eta_{(j2)}$, $\Delta\eta_{j1j2}$ e $r \equiv p_{T(j2)}/p_{T(j1)}$ dos tagging jets, para nossos sinais, considerando-se, novamente, $\Lambda_{e,5}$ e $\Lambda_{o,5}$ iguais a 1000 GeV como ponto representativo, e *backgrounds*. Nestas distribuições aplicamos o conjunto de cortes dado pelas Eqs. 3.24a, 3.24b, 3.24c, 3.25 e 3.26; além dos cortes para os p_T 's dos tagging jets, dados pelas Eqs. 3.27a e 3.27b. É importante ratificar que as distribuições das Figs. 3.5(a), 3.5(b), 3.5(c) and 3.5(d) estão normalizadas para melhor comparação.

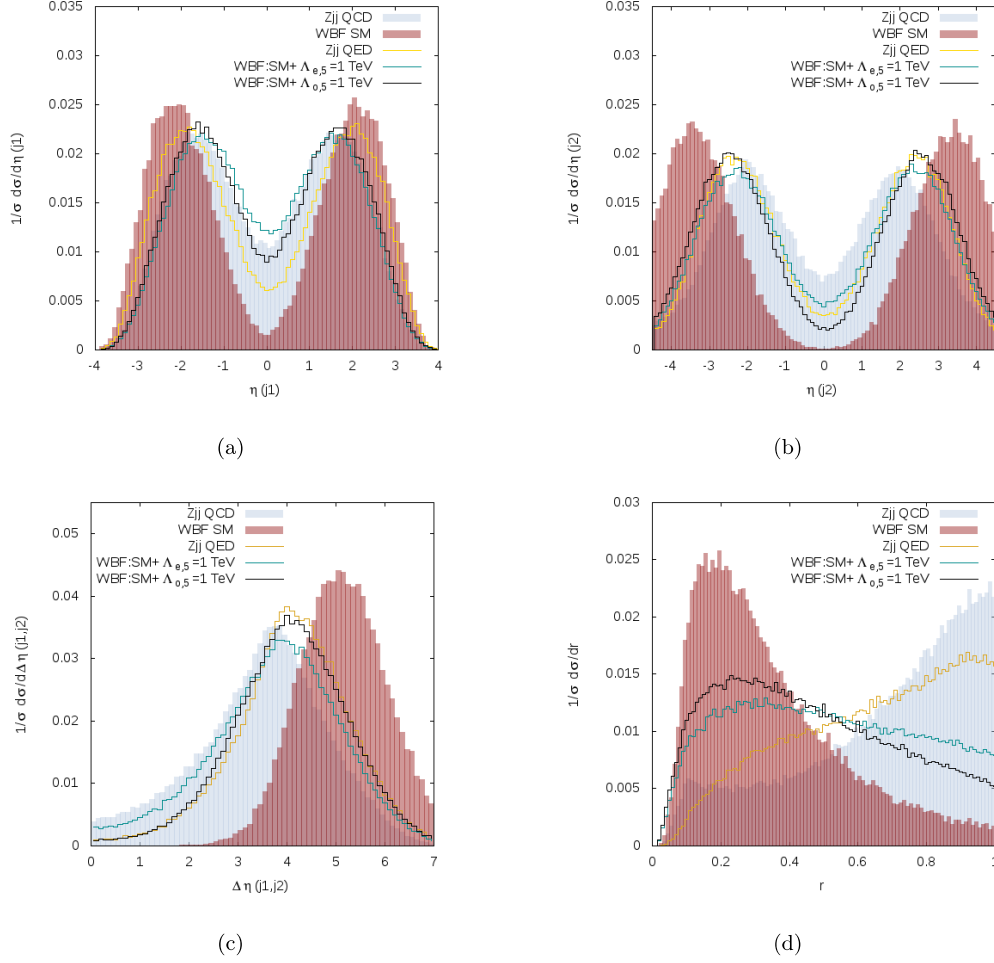


Figura 3.5: Distribuições normalizadas para os parâmetros (a) $\eta_{(j1)}$, (b) $\eta_{(j2)}$, (c) $\Delta\eta_{j1j2}$ e (d) $r \equiv p_{T(j2)}/p_{T(j1)}$ dos tagging jets, para os sinais (considerando $\Lambda_{e,5}$ e $\Lambda_{o,5}$ iguais a 1000 GeV como ponto representativo) e backgrounds, com cortes dados pelas Eqs. 3.24a, 3.24b, 3.24c, 3.25, 3.26, 3.27a e 3.27b.

Pode-se notar, das Figs. 3.5(a) e 3.5(b), que, para o caso de bóson de Higgs com pequenas contribuições de acoplamentos anômalos, os *tagging jets* tendem a ser mais centrais quando em comparação à hipótese de um bóson de Higgs puramente SM. De fato, para o caso de contribuição anômala par, observa-se que os *tagging jets* tendem a ser mais centrais até quando em comparação ao mais importante *background* do SM, dado por Zjj QCD, como já notado na referência (81). Tendo-se este comportamento em vista, relaxaremos o corte comumente utilizado para a análise de WBF no contexto de um bóson de Higgs puramente SM, dado por $\Delta\eta_{j1j2} > 4.5$, fazendo uso do seguinte corte

$$\Delta\eta_{j1j2} \geq 3.5. \quad (3.28)$$

Da Fig. 3.5(c), pode-se observar que este novo corte, relaxado, ainda é capaz de reduzir o número

de eventos de Zjj QCD, sem reduzir demasiadamente as seções de choque de nossos sinais.

Além disso, pode-se concluir da Fig. 3.5(d) que, para o *background* Zjj QCD, os jatos apresentam uma tendência de serem mais democráticos (democráticos no sentido de $p_{T(j2)}/p_{T(j1)} \rightarrow 1$) quando em comparação aos nossos sinais (que tendem a apresentar um comportamento mais hierarquizado, associado a $p_{T(j2)}/p_{T(j1)} \rightarrow 0$) ou ao WBF do SM, o que nos levou a aplicar o corte

$$r \equiv p_{T(j2)}/p_{T(j1)} \leq 0.6, \quad (3.29)$$

também como um corte cinemático básico.

Na Tab. 3.4, apresentamos as seções de choque para sinais e *backgrounds* com os cortes dados pelas Eqs. 3.24a, 3.24b, 3.24c, 3.25, 3.26, 3.27a, 3.27b, 3.28 e 3.29. É importante salientar que os processos simulados no programa MadGraph apresentam os estados finais hjj e Zjj . Apresentamos aqui suas seções de choque multiplicadas pelos fatores $BR(Z \rightarrow \tau^+\tau^-) \approx 0.0337$ e $BR(h \rightarrow \tau^+\tau^-) \approx 0.0632$. Tendo-se em vista que estamos interessados no comportamento dos *tagging jets*, os produtos dos decaimentos do Higgs ou do bóson Z não são relevantes para a análise. Este tipo de análise apresenta vantagens, podendo ser utilizada para outros canais de decaimento do Higgs, como $H \rightarrow \gamma\gamma$, ou ainda considerar buscas no contexto da largura invisível do bóson de Higgs.

Process	σ (fb)	S/B
Zjj QCD	78.58	-
Zjj QED	12.59	-
hjj (SM)	4.13	-
hjj (SM + $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV)	19.21	1/5
hjj (SM + $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV)	17.84	1/5

Tabela 3.4: Seções de choque para os sinais (considerando, como ponto representativo, os parâmetros $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV) e os principais *backgrounds*, com cortes dados pelas Eqs. 3.24a - 3.29.

Da Tab. 3.4, pode-se notar que, mesmo com um conjunto de cortes que melhora a razão S/B, o *background* associado a Zjj QCD possui seção de choque 4 vezes maior que as de nossos sinais. A razão S/B obtida é de 1/5, para o caso de pequenas contribuições de um acoplamento anômalo par ou ímpar, no nosso ponto representativo para escalas dos acoplamentos de 1000 GeV.

Como mencionado anteriormente, uma das variáveis cinemáticas mais importantes para se diferenciar um bóson de Higgs puramente SM dos acoplamentos anômalos dados pela Eq. 3.12, é a separação azimutal entre os *tagging jets*, já considerada em (68) para as hipóteses puras 0^+ , 0^- e

0_h^+ . Na Fig. 3.6, apresentamos a variável $\Delta\phi_{j_1j_2}$ para nossos sinais, considerando-se $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV, e *backgrounds* do SM, aplicando-se os cortes dados pelas Eqs. 3.24a - 3.29.

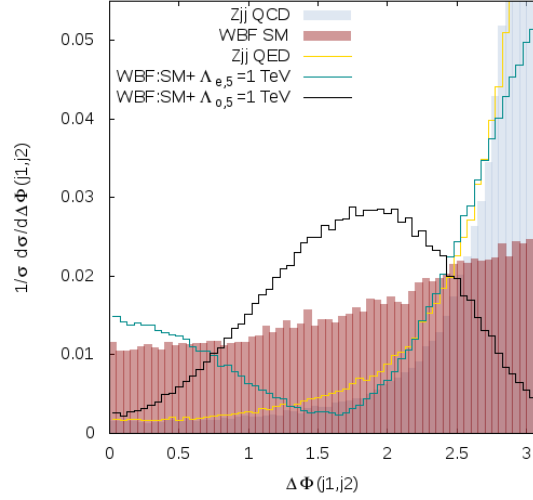


Figura 3.6: Distribuições de $\Delta\phi_{j_1j_2}$ para sinais (no ponto representativo 1000 GeV para as escalas dos acoplamentos anômalos) e *backgrounds* do SM, com os cortes dados pelas Eqs. 3.24a - 3.29.

Da Fig. 3.6, pode-se notar que um bom conjunto de cortes na distância azimutal dos *tagging jets*, respectivamente aplicados para os casos de pequenas contribuições de acoplamentos anômalos par e ímpar, é dado por

$$\Delta\phi_{j_1j_2} \leq 1, \quad (3.30a)$$

$$1 \leq \Delta\phi_{j_1j_2} \leq 2.5. \quad (3.30b)$$

As seções de choque para sinais e *backgrounds* e as razões S/B são apresentadas na Tab. 3.5, aplicando-se os cortes das Eqs. 3.30a e 3.30b, além dos cortes dados pelas Eqs. 3.24a - 3.29. Após aplicar-se os cortes na distância azimutal entre os *tagging jets* para cada caso, a razão S/B atinge os valores de 1/1.55 e 1/3, respectivamente para o caso de pequenas contribuições de acoplamento anômalo par e ímpar, em nosso ponto representativo.

Processo	Eq. 3.30a		Eq. 3.30b	
	σ (fb)	S/B	σ (fb)	S/B
Zjj QCD	7.45	-	38.89	-
Zjj QED	0.99	-	7.19	-
hjj (SM)	0.99	-	2.26	-
hjj (SM + $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV)	6.08	1/1.55	-	-
hjj (SM + $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV)	-	-	17.70	1/3

Tabela 3.5: Seções de choque para nossos sinais (no ponto representativo dado pelas escalas dos acoplamentos anômalos iguais a 1000 GeV) e principais backgrounds do SM. Além dos cortes dados pelas Eqs. 3.24a - 3.29, aplicamos os cortes das Eqs. 3.30a e 3.30b.

3.5 Cortes nos momentos de Fox-Wolfram

Como dito anteriormente, o conjunto de cortes escolhidos para melhorar a razão S/B é dado pelas Eqs. 3.24a, 3.24b, 3.24c, 3.25, 3.26, 3.27a, 3.27b, 3.28 e 3.29. Nosso objetivo é verificar se, utilizando cortes nos momentos de Fox-Wolfram em lugar dos cortes clássicos na distância azimutal entre os *tagging jets*, dados pelas Eqs. 3.30a para acoplamento anômalo par e 3.30b para acoplamento anômalo ímpar, esta razão S/B pode aumentar.

Após estudos comparando os momentos de Fox-Wolfram baseados no peso de p_T , Eq. 3.19b, e unitário, dado pela Eq. 3.19e, definidos a partir da distância angular total e considerando-se apenas o ângulo azimutal entre os *tagging jets*, a última opção mostrou-se mais vantajosa. Consequentemente, escolhemos a distância azimutal ao invés do ângulo total, dado pela Eq. 3.17, como dependência angular nos momentos de Fox-Wolfram, a fim de se distinguir o caso de um bóson de Higgs puramente SM do caso de pequenas contribuições de acoplamentos efetivos. As seções de choque para sinais e *backgrounds* antes dos cortes nos momentos de Fox-Wolfram são apresentadas na Tab. 3.4.

Nas Figs. 3.7 (a) - (f), apresentamos os momentos de Fox-Wolfram para os sinais, nos pontos representativos $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV, e *backgrounds*, utilizando o peso W_i^T . Aplicamos, nestas distribuições, o conjunto de cortes dado pelas Eqs. 3.24a - 3.29. Vale ressaltar que os picos nos momentos de Fox-Wolfram estão associados aos máximos e mínimos de seus polinômios de Legendre, sendo independentes dos processos considerados.

Da Fig. 3.6, observamos que pequenas contribuições de acoplamento efetivo par tendem a levar a eventos mais colineares com relação à distância azimutal ($\Delta\phi_{j1j2} \rightarrow 0$), em comparação aos *back-*

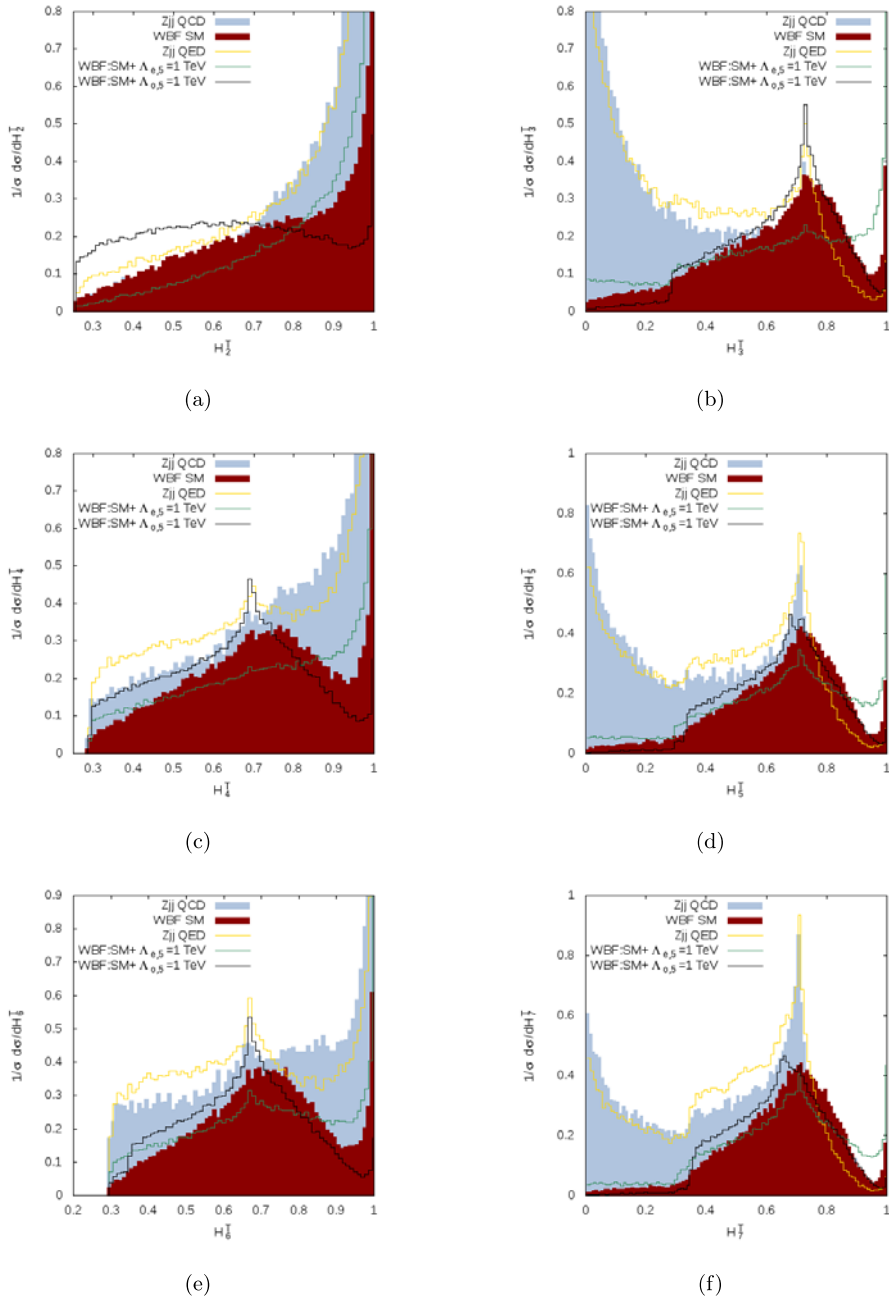


Figura 3.7: Distribuições dos momentos de Fox-Wolfram com peso baseado em p_T para sinais (considerando $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV) e backgrounds do SM, com o conjunto de cortes dados pelas Eqs. 3.24a - 3.29.

grounds do SM; e da Fig. 3.5(d), observamos que este mesmo caso apresenta jatos mais hierárquicos, como mencionado na seção 3.4. Da seção 3.3, vemos que tais características cinemáticas ocorrem, em momentos de Fox-Wolfram com l ímpar, para valores acima de 0.7. Isto posto, observamos nas Figs. 3.7(b), 3.7(d) e 3.7(f), respectivamente para H_3^T , H_5^T e H_7^T , que eventos com pequena contribuição de acoplamento anômalo par tendem a ocupar esta região, quando em comparação aos *backgrounds* do SM.

Ainda da Fig. 3.6, pode-se notar que o caso de pequenas contribuições de acoplamentos efetivos pares tende a apresentar *tagging jets* colineares ou *back-to-back* com relação à distância azimutal, tendo em vista o máximo desta distribuição acontecer para $\Delta\phi_{j1j2} \approx 0$ or π . Tais características cinemáticas ocorrem para momentos de Fox-Wolfram, com l par, na região $H_{2n}^T > 0.7$. Nesta mesma região, concentram-se os eventos para o *background* do SM Zjj , do tipo QCD ou QED, tendo-se em vista este tipo de evento também apresentar jatos *back-to-back* com relação à distância azimutal dos jatos de maior p_T . Nas Figs. 3.7(a), H_2^T , 3.7(c), H_4^T , e 3.7(e), H_6^T , observamos que eventos com acoplamento efetivo par e para Zjj concentram-se na região acima de 0.7. Consequentemente, não é possível a utilização de momentos de Fox-Wolfram do tipo H_{2n}^T , a fim de se diferenciar Zjj de nosso sinal com acoplamento anômalo par.

Para acoplamentos anômalos ímpares, os eventos tendem a se concentrar na região de $\Delta\phi_{j1j2} \approx \pi/2$, como apresentado na Fig. 3.6. A razão é a presença de um tensor de Levi-Civita neste tipo de acoplamento, evitando a possibilidade de eventos planares, tais como eventos colineares ou *back-to-back*, tendo-se em vista que apenas eventos com 4 momentos independentes serão permitidos. Isto posto, temos que o caso de pequenas contribuições de acoplamentos anômalos ímpares tende a se concentrar na região $0.3 < H_{2n}^T < 0.7$. Além disso, considerando-se a tendência do *background* dado por Zjj , especialmente seu caso QCD, de apresentar jatos *back-to-back* no plano azimutal, um possível corte em H_2^T resultará em um aumento da razão S/B e melhora da significância estatística, com relação ao caso de pequenas contribuições anômalas ímpares.

Na Tab. 3.6, apresentamos as seções de choque para os *backgrounds* do SM e para nossos sinais, no ponto representativo $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV, aplicando-se os cortes dados pelas Eqs. 3.24a - 3.29, além de

$$H_3^T > 0.9, \quad (3.31a)$$

$$H_2^T < 0.4, \quad (3.31b)$$

onde a Eq. 3.31a é aplicada para as contribuições de acoplamento anômalo efetivo par e Eq. 3.31b,

para contribuições de acoplamentos anômalos efetivos ímpares. Realizamos estudos para decidir qual o corte, em cada caso e em cada região especificada nos parágrafos anteriores, que poderia maximizar as razões S/B. Em ambos os casos, pode-se notar que o resultado dos cortes nos momentos de Fox-Wolfram, com peso baseado em p_T , é um aumento da razão S/B, em comparação aos resultados apresentados na Tab. 3.5.

Process	$H_3^T > 0.9$		$H_2^T < 0.4$	
	σ (fb)	S/B	σ (fb)	S/B
Zjj QCD	4.16	-	4.17	-
Zjj QED	0.43	-	1.22	-
hjj (SM)	0.43	-	0.27	-
hjj (SM + $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV)	3.51	1/1.43	-	-
hjj (SM + $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV)	-	-	4.56	1/1.24

Tabela 3.6: Diferentes cortes nos momentos de Fox-Wolfram, com peso baseado em p_T , para sinais (considerando $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV) e para backgrounds do SM.

Nas Figs. 3.8 (a) - (d), apresentamos os momentos de Fox-Wolfram com peso unitário (W_{ij}^1) para nossos sinais (no ponto representativo dado por $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV) e para os *backgrounds* do SM, após os cortes dados pelas Eqs. 3.24a - 3.29. Destas distribuições, pode-se notar que cortes nos momentos de Fox-Wolfram com l ímpar podem ser relevantes no contexto de buscas por um bóson de Higgs com pequenas contribuições de um acoplamento anômalo par, particularmente o corte $H_3^1 > 0.7$. Outrossim, um corte dado por $H_2^1 < 0.5$ é interessante com a finalidade de aumentar-se a razão S/B no contexto de um bóson de Higgs com pequenas contribuições de acoplamento efetivo ímpar.

Na Tab. 3.7, temos os resultados para os cortes $H_2^1 < 0.5$, para pequenas contribuições de acoplamento efetivo ímpar, e $H_3^1 > 0.7$, para buscas por pequenas contribuições de acoplamento anômalo efetivo par. Os resultados expressos representam as seções de choque de nossos sinais (no ponto representativo, dado por $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV) e para os *backgrounds* do SM, após os cortes dados pelas Eqs. 3.24a - 3.29, além dos novos cortes nos momentos de Fox-Wolfram com peso unitário.

Comparando a Tab. 3.7 e a Tab. 3.5, pode-se notar que, aplicando-se os cortes nos momentos de Fox-Wolfram com peso unitário, os resultados são mais significativos quando comparados a cortes na distância azimutal dos *tagging jets*.

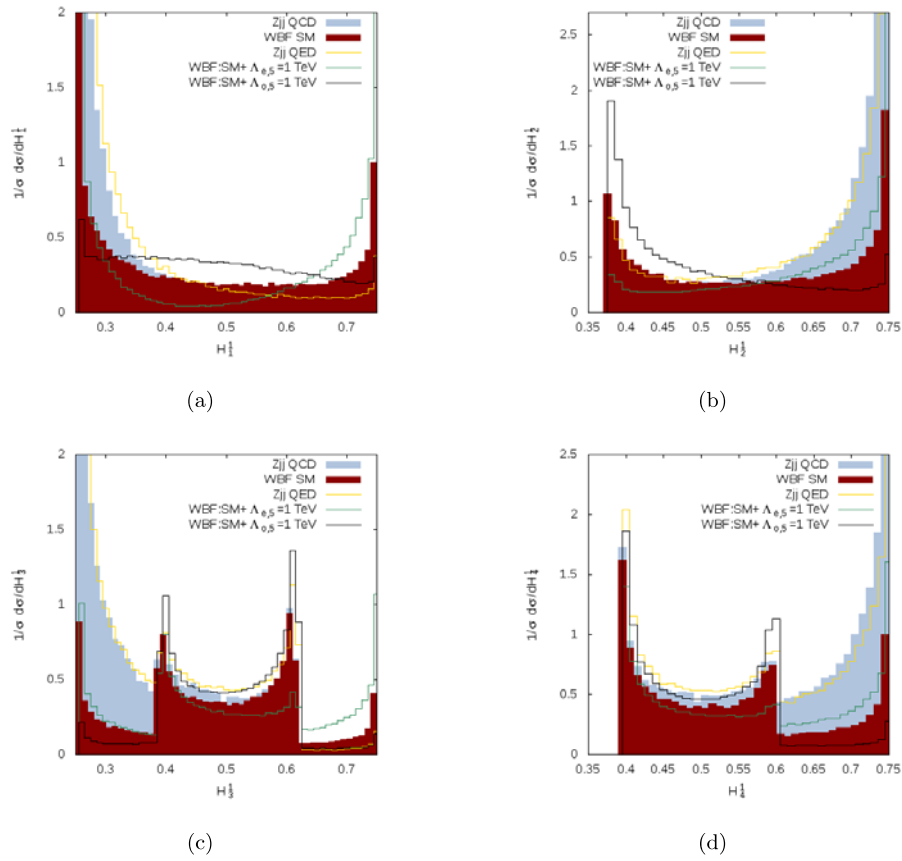


Figura 3.8: Distribuição dos momentos de Fox-Wolfram com peso unitário (W_{ij}^1), com cortes dados pelas Eqs. 3.24a - 3.29, para sinais (nos pontos representativos $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV) e backgrounds do SM.

Process	$H_3^1 > 0.7$		$H_2^1 < 0.5$	
	σ (fb)	S/B	σ (fb)	S/B
Zjj QCD	1.959	-	23.21	-
Zjj QED	0.288	-	4.22	-
hjj (SM)	0.275	-	1.73	-
hjj (SM + $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV)	2.56	1/1	-	-
hjj (SM + $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV)	-	-	14.97	1/2

Tabela 3.7: Cortes em momentos de Fox-Wolfram com peso unitário, para sinais (considerando-se $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV) e para backgrounds do SM.

Pode-se combinar os cortes nos momentos de Fox-Wolfram com cortes na distância azimutal entre os *tagging jets*. Após aplicar-se os cortes dados pelas Eqs. 3.31a e 3.31b, respectivamente para contribuições de acoplamentos anômalos par e ímpar, pode-se impor um corte mais duro no $p_{T(j_1)}$, dado agora por $p_{T(j_1)} > 400$ GeV. Aplicamos um corte mais duro no $p_{T(j_1)}$, visando um aumento mais significativo da razão S/B. Além disso, aplica-se novos cortes na distância azimutal entre os *tagging jets*, dados por

$$\Delta\phi_{j_1j_2} \leq 0.5, \quad (3.32a)$$

$$1 \leq \Delta\phi_{j_1j_2} \leq 1.6, \quad (3.32b)$$

escolhidos, respectivamente, para as contribuições de um acoplamento efetivo par ou ímpar, como pode ser visto nas Figs. 3.9(a) e 3.9(b).

Na Tab. 3.8 apresentamos as seções de choque para nossos sinais (no mesmo ponto representativo já considerado, dado por $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV) e para os *backgrounds* do SM, após aplicar-se os cortes básicos dados pelas Eqs. 3.24a - 3.29, os cortes nos momentos de Fox-Wolfram, dados pelas Eqs. 3.31a e 3.31b (para acoplamentos efetivos par e ímpar, respectivamente), $p_{T(j_1)} > 400$ GeV e os novos cortes na distância azimutal entre os *tagging jets*. Desta forma, obtemos razão S/B de 2/1, para acoplamento efetivo par, e de 5/1, no caso de acoplamento efetivo ímpar.

Apresentamos a seguir nossas análises para *status* de descoberta ou exclusão. Assumindo que o número de eventos seja suficientemente grande para que sua distribuição seja gaussiana, a significância estatística, S , é dada por

$$S = \frac{(\sigma_{total} - \sigma_{SM})\mathcal{L}}{\sqrt{\sigma_{SM}\mathcal{L}}}, \quad (3.33)$$

onde σ_{total} representa a seção de choque total considerando-se SM e acoplamentos efetivos adicionais, σ_{SM} é a seção de choque apenas no contexto do SM e \mathcal{L} denota a luminosidade integrada. O

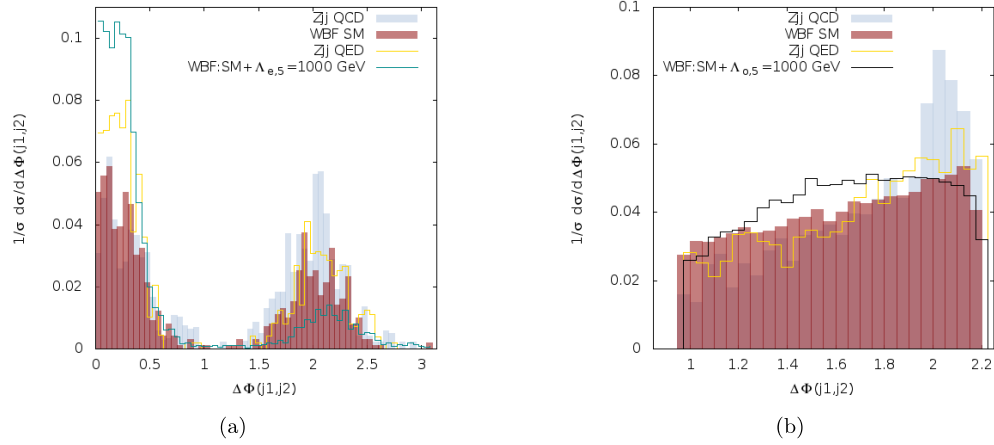


Figura 3.9: Distribuição de $\Delta\phi_{j_1j_2}$ para sinais (no ponto representativo 1000 GeV para os acoplamentos efetivos) e backgrounds do SM, com cortes dados pelas Eqs. 3.24a - 3.29, $p_{T(j_1)} > 400$ GeV e (a) Eq. 3.31a, para acoplamento efetivo par; (b) Eq. 3.31b, para acoplamento anômalo ímpar.

Processo	$H_3^T > 0.9, \Delta\phi_{j_1j_2} \leq 0.5$	$H_2^1 < 0.5, 1 \leq \Delta\phi_{j_1j_2} \leq 1.6$		
	σ (fb)	S/B	σ (fb)	S/B
Zjj QCD	0.4226	-	0.0384	-
Zjj QED	0.0649	-	0.0207	-
hjj (SM)	0.0381	-	0.00163	-
hjj (SM + $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV)	1.173	2/1	-	-
hjj (SM + $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV)	-	-	0.2995	5/1

Tabela 3.8: Combinação de cortes nos momentos de Fox-Wolfram e no ângulo azimutal entre os tagging jets, para sinais (considerando $\Lambda_{e,5} = 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} = 1000$ GeV) e para backgrounds.

denominador da Eq. 3.33 é o erro, para a distribuição de Poisson, de nossos eventos. O *status* de descoberta é assumido se a significância estatística é maior ou igual a 5 (significância estatística de 5σ); e uma região de nosso espaço de parâmetros é excluída, com 95% CL, se a significância estatística for maior do que 2.

Nas Figs. 3.10(a), 3.10(b), apresentamos a luminosidade integrada necessária para se atingir o *status* de descoberta (com a uma significância estatística 5σ) para acoplamento efetivo par (respectivamente negativo e positivo), comparando os diferentes métodos previamente indicados: corte na distância azimutal entre os *tagging jets* (linha amarela), corte dado por $H_3^T > 0.9$ (linha vermelha), corte dado por $H_3^1 > 0.7$ (linha verde) e análise combinada baseada nos cortes $\Delta\phi_{j1j2} < 0.5$ e $H_3^T > 0.9$ (linha azul). As faixas de incerteza concernem à variações no processo de Monte Carlo, em torno de 5%, e às escolhas das escalas de renormalização e fatorização. A região cinza denota o vínculo experimental (a região de exclusão dada por $-168 \text{ GeV} < \Lambda_{e,5} < 195 \text{ GeV}$). As Figs. 3.10(c) e 3.10(d) mostram a luminosidade integrada necessária para se obter limites de exclusão com 95% CL, 2σ , para acoplamento anômalo par, respectivamente negativo e positivo.

Observa-se que os métodos associados aos cortes nos momentos de Fox-Wolfram (com peso unitário ou baseado em p_T) melhoram a significância estatística para $\Lambda_{e,5} > 1500 \text{ GeV}$, em comparação ao método usual, baseado na distância azimutal entre os *tagging jets*. Entretanto, o melhor método é o baseado na combinação de cortes no ângulo azimutal e momentos de Fox-Wolfram com peso dado em p_T . Através deste método, pode-se sondar $\Lambda_{e,5} = 3000 \text{ GeV}$ com uma luminosidade integrada de 30 fb^{-1} . Tal método é o mais sensível para $\Lambda_{e,5} > 1000 \text{ GeV}$.

Nas Figs. 3.11(a), 3.11(b), apresentamos a luminosidade integrada necessária para se obter o *status* de descoberta (com significância estatística de 5σ) para acoplamento efetivo ímpar (negativo e positivo, respectivamente), novamente comparando os diversos métodos citados anteriormente: corte em distância azimutal entre os *tagging jets* (linha amarela), corte dado por $H_2^T < 0.4$ (linha vermelha), corte dado por $H_2^1 < 0.5$ (linha verde) e análise combinada baseada nos cortes $1 < \Delta\phi_{j1j2} < 1.6$ e $H_2^T < 0.4$ (linha azul). As faixas de incerteza, como já mencionado, concernem às incertezas provenientes do processo de Monte Carlo e às escolhas de escalas de renormalização e fatorização. A região cinza corresponde ao vínculo experimental (região de exclusão, dada por $-56 \text{ GeV} < \Lambda_{o,5} < 148 \text{ GeV}$). As Figs. 3.11(c) e 3.11(d) mostram a luminosidade integrada necessária para a definição de regiões de exclusão, com 95% CL, para acoplamento anômalo ímpar, respectivamente negativo e positivo.

Os métodos baseados em cortes nos momentos de Fox-Wolfram (com peso unitário ou baseado em p_T) melhoram a significância estatística para $\Lambda_{o,5} > 1700 \text{ GeV}$, em comparação ao método

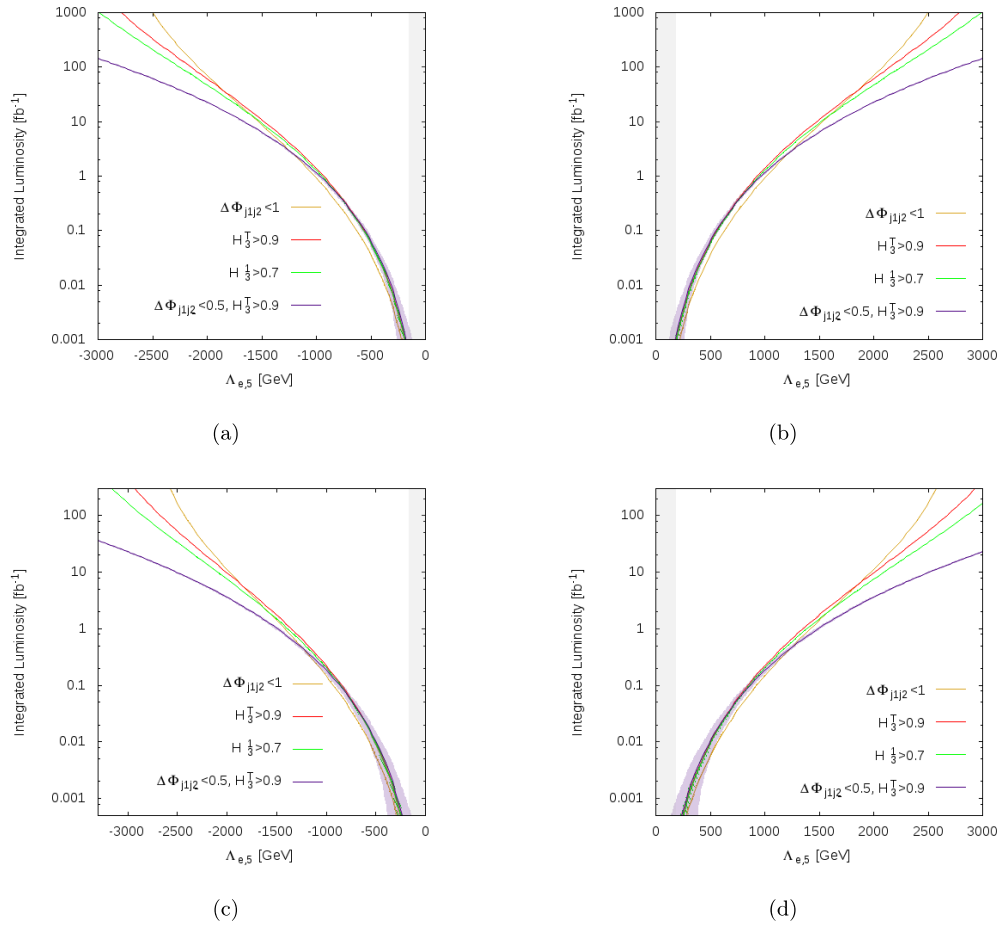


Figura 3.10: *Luminosidade integrada necessária para obtenção de (a) status de descoberta (com CL de 5σ) para acoplamento anômalo par negativo, (b) status de descoberta para acoplamento anômalo par positivo, (c) limites de exclusão, com 95% CL, para acoplamento efetivo par negativo e (d) limites de exclusão para acoplamento efetivo par positivo; comparando-se diferentes métodos descritos no texto.*

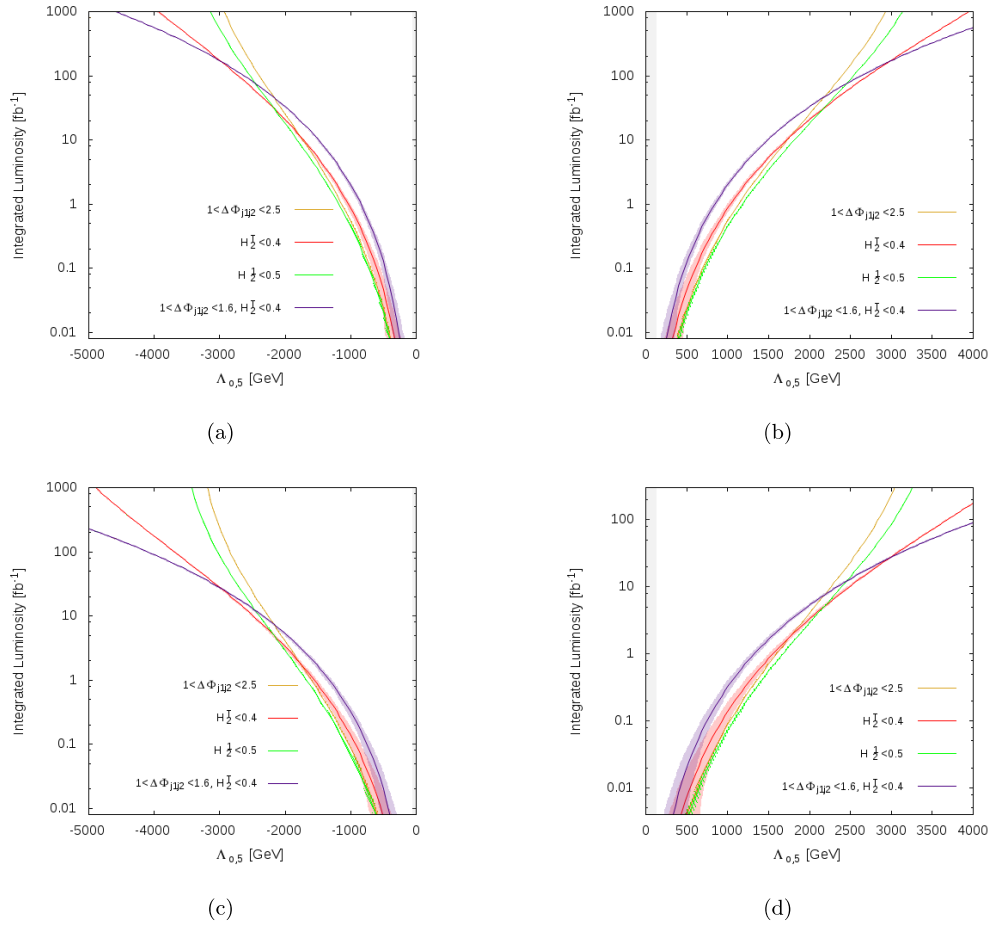


Figura 3.11: Luminosidade integrada necessária para a obtenção de (a) status de descoberta (significância estatística de 5σ) para acoplamento efetivo ímpar negativo, (b) status de descoberta para acoplamento anômalo ímpar positivo, (c) limites de exclusão (significância estatística de 2σ) para acoplamento anômalo ímpar negativo e (d) limites de exclusão para acoplamento efetivo ímpar positivo; comparando os diferentes métodos descritos no texto.

usual, que tem por base a distância azimutal entre os *tagging jets*. Apesar disso, o método que apresenta maior eficiência, em termos de significância estatística, é aquele baseado em uma combinação de cortes na distância azimutal e nos momentos de Fox-Wolfram com peso baseado em p_T , especificamente para $\Lambda_{0,5} > 3000$ GeV. Através deste método, pode-se sondar $\Lambda_{0,5} = 4000$ GeV com uma luminosidade integrada de 90 fb^{-1} , em comparação à luminosidade integrada muito superior necessária no contexto de cortes na distância azimutal dos *tagging jets*. O segundo método mais eficiente, baseado em $H_2^T < 0.4$, é capaz de sondar $\Lambda_{0,5} = 4000$ GeV com uma luminosidade integrada de 300 fb^{-1} , resultado ainda muito mais razoável quando comparado ao método da distância azimutal.

3.6 Conclusões

De todo o exposto, pode-se concluir que os momentos de Fox-Wolfram representam variáveis pertinentes quando se pretende obter correlações angulares entre jatos no contexto de colisores hadrônicos, apresentando aplicações específicas para diferentes escolhas de pesos. De nossos resultados, temos que, como esperado, o uso de momentos de Fox-Wolfram resulta em significância estatística e razão S/B melhores, em comparação aos resultados obtidos utilizando apenas a separação azimutal entre os *tagging jets*, no caso de buscas por acoplamentos anômalos efetivos entre o bóson de Higgs e os bósons vetoriais eletrofracos. Além disso, o uso dos momentos de Fox-Wolfram traz conclusões mais substanciais, não apenas com relação à distribuição angular dos eventos, mas também no que concerne a outros aspectos cinemáticos dos sinais, dependendo da escolha do peso, com a análise de uma única variável.

Apesar dos cortes em momentos de Fox-Wolfram representarem uma melhoria na significância estatística dos resultados (especificamente para $\Lambda_{e,5} > 1500$ GeV e $\Lambda_{o,5} > 3000$ GeV), a combinação de cortes na distância azimutal e nos momentos de Fox-Wolfram, com peso baseado em p_T , levam a resultados ainda melhores (especificamente nas regiões $\Lambda_{e,5} > 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} > 2000$ GeV). Vale ressaltar que não consideramos os decaimentos do τ . Consequentemente, a eficiência de detecção de τ 's altera as luminosidades encontradas para *status* de descoberta e para exclusão com 95% CL. Apesar disso, a análise comparativa entre os métodos se mantém.

Capítulo 4

Estudo de leptoquarks

Nosso objetivo é a imposição de novos vínculos nos parâmetros deste tipo de partícula, confrontando modelos que apresentam leptoquarks com os dados experimentais para o processo de Drell-Yan, tendo-se em vista que tais modelos preveem um número maior de eventos na região de grande massa invariante do par de léptons, quando comparado ao SM (99).

Além disso, contribuições de leptoquarks são importantes também em eventos com monojetato e energia transversal perdida, \cancel{E}_T . Utilizando a distribuição de \cancel{E}_T reportada em eventos de monojetato pelas colaborações ATLAS (100) e CMS (101), podemos impor vínculos no espaço de parâmetros composto pelas massas destes leptoquarks e seus acoplamentos com os férmions do SM.

Na primeira seção deste capítulo, apresentamos os possíveis tipos de leptoquarks e sua classificação, considerando o grupo de simetria do SM, além dos possíveis acoplamentos com férmions. Na seção 4.2 reportamos vínculos de baixas energias para leptoquarks, provenientes de Física de sabor, de processos que envolvam violação de sabor de léptons e de parâmetros oblíquos. Na seção seguinte, seção 4.3, apresentamos as seções de choque de produção para um par de leptoquarks e também para a chamada produção simples, na qual um único leptoquark é produzido em associação a um lépton, como função da massa dos mesmos e seus acoplamentos. Na seção 4.4 temos os vínculos de busca direta para leptoquarks de primeira, segunda e terceira geração, com dados reportados pelas colaborações ATLAS e CMS. Na seção seguinte, 4.5, apresentamos uma análise do efeito da presença de leptoquarks em eventos de Drell-Yan. Na seção 4.6, discutimos eventos com monojetato energético e \cancel{E}_T , deixando clara a possibilidade de se diferenciar tais eventos no contexto do SM e em modelos envolvendo leptoquarks. Na seção 4.7, temos nossos resultados para regiões de exclusão no plano (M_{LQ}, λ) , sendo M_{LQ} a massa e λ o acoplamento de Yukawa do leptoquark em questão, para diferentes modelos. Finalmente, apresentamos nossas considerações finais.

4.1 Classificação de Leptoquarks

Leptoquarks são bósons hipotéticos que possuem tanto número bariônico, dado por B , quanto número leptônico, denotado por L , sendo possíveis vértices do tipo $LQ \rightarrow lq$ (onde LQ denota o leptoquark, l representa um lépton arbitrário e q um quark). Assumimos que tais partículas possuem acoplamentos adimensionais em termos de dimensão 4 na lagrangiana que sejam invariantes frente ao grupo de simetria do SM, $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Leptoquarks surgiram, originalmente, em modelos de Pati-Salam com simetria $SU(4)$ (102; 103). Em teorias de grande unificação (do inglês *Grand Unification Theories*, GUT) baseadas em $SU(5)$ (104) e $SO(10)$ (105), nas quais léptons e quarks aparecem nos mesmos multipletos, surgem leptoquarks vetoriais, sendo tais leptoquarks os bósons de calibre dessas novas simetrias. Vale ressaltar que, em tais teorias de grande unificação, também existe a unificação do(s) bóson(s) de Higgs com leptoquarks escalares em um mesmo multipletto, o que pode resultar no *doublet-triplet splitting problem*, associado à grande diferença de massa necessária entre um dubleto de Higgs e um tripleso de leptoquark. O multipletto $\bar{\mathbf{5}}$ de $SU(5)$ que contém o dubleto de Higgs também abarca um leptoquark S_1 , singlete de $SU(2)_L$, que permite acoplamentos do tipo leptoquark-quark-quark, sendo portanto necessariamente muito massivo, a fim de respeitar vínculos associados ao decaimento do próton. Pode-se formar ainda um decupletto, $\mathbf{10}$, de escalares, composto por \tilde{R}_2 , um dubleto de $SU(2)_L$, o dubleto de Higgs, e outras duas componentes muito pesadas. Existem modelos que acrescentam leptoquarks e geram massa para neutrinos, baseados também em $SU(5)$ (106), acrescentando um tripleso de $SU(2)_L$ de leptoquarks (107; 108), ou no contexto de modelos supersimétricos (109; 110). Squarks em modelos supersimétricos com violação de paridade R podem possuir acoplamentos do tipo leptoquark (111), e leptoquarks também podem surgir em *composite models* (112; 113; 114). Também há modelos que introduzem leptoquarks e um setor de matéria escura (115).

A lagrangiana mais geral, respeitando as condições supracitadas, foi descrita por Buchmüller, Rückl e Wyler, em 1986 (116), e é dada por

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{F=-2} + \mathcal{L}_{F=0}, \quad (4.1)$$

na qual $F = 3B + L$ se refere ao número fermiônico da partícula em questão, com $\mathcal{L}_{F=-2}$ e $\mathcal{L}_{F=0}$

dados por

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{F=-2} = & (y_1^{LL} \bar{q}_L^c i\tau_2 l_L + y_1^{RR} \bar{u}_R^c e_R + y_1^{\overline{RR}} \bar{d}_R^c \nu_R) S_1 + z_1^{LL} \bar{q}_L i\tau_2 q_L S_1^* \\
& + z_1^{RR} \bar{u}_R^c d_R S_1^* + \tilde{y}_1^{RR} \bar{d}_R^c e_R \tilde{S}_1 + \tilde{z}_1^{RR} \bar{u}_R^c u_R \tilde{S}_1^* \\
& + (y_3^{LL} \bar{q}_L^c i\tau_2 \tau l_L + z_3^{LL} \bar{q}_L^c i\tau_2 \tau q_L) S_3 \\
& + (x_2^{RL} \bar{d}_R^c \gamma^\mu l_L + x_2^{LR} \bar{q}_L^c \gamma^\mu e_R) V_{2\mu} + w_2^{LR} \bar{q}_L^c \gamma^\mu u_R V_{2\mu}^* \\
& + (\tilde{x}_2^{RL} \bar{u}_R^c \gamma^\mu l_L + \tilde{x}_2^{\overline{LR}} \bar{q}_L^c \gamma^\mu i\tau_2 \nu_R) \tilde{V}_{2\mu} + \tilde{w}_2^{RL} \bar{d}_R^c \gamma^\mu q_L \tilde{V}_{2,\mu}^* + h.c., \tag{4.2a}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{F=0} = & (-y_2^{RL} \bar{u}_R l_L + y_2^{LR} \bar{q}_L i\tau_2 e_R) R_2 + (-\tilde{y}_2^{RL} \bar{d}_R l_L + \tilde{y}_2^{LR} \bar{q}_L \nu_R) \tilde{R}_2 \\
& + (x_1^{LL} \bar{q}_L \gamma^\mu l_L + x_1^{RR} \bar{d}_R \gamma^\mu e_R + x_1^{\overline{RR}} \bar{u}_R \gamma^\mu \nu_R) U_{1\mu} \\
& + \tilde{x}_1^{RR} \bar{u}_R \gamma^\mu e_R \tilde{U}_{1\mu} + x_3^{LL} \bar{q}_L \tau \gamma^\mu l_L U_{3\mu} + h.c., \tag{4.2b}
\end{aligned}$$

nas quais os acoplamentos representam matrizes no espaço das gerações, com os índices de geração suprimidos, e *h.c.* indica o conjugado hermitiano dos termos apresentados. Um resumo dos tipos de leptoquarks e suas propriedades de transformação frente ao grupo de simetria do SM é apresentado na Tab. 4.1.

Leptoquark	Spin	$F = 3B + L$	$SU(3)_c$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$
S_1	0	-2	$\bar{3}$	1	1/3
\tilde{S}_1	0	-2	$\bar{3}$	1	4/3
S_3	0	-2	$\bar{3}$	3	1/3
V_2	1	-2	$\bar{3}$	2	5/6
\tilde{V}_2	1	-2	$\bar{3}$	2	-1/6
R_2	0	0	3	2	7/6
\tilde{R}_2	0	0	3	2	1/6
U_1	1	0	3	1	2/3
\tilde{U}_1	1	0	3	1	5/3
U_3	1	0	3	3	2/3

Tabela 4.1: Possíveis leptoquarks e suas representações no grupo de simetria do SM.

Além dos leptoquarks apresentados na Tab. 4.1, na referência (117), os autores ainda apresentam os leptoquarks \bar{S}_1 , escalar com $F = -2$ e propriedades de transformação frente aos grupos de simetria de calibre do SM dadas por $(\bar{3}, 1, -2/3)$; e \bar{U}_1 , partícula vetorial com $F = 0$, sendo um tripleto de $SU(3)_c$, singlete de $SU(2)_L$ e apresentando hipercarga fraca de $-1/3$. Ambos apresentam

como característica comum o fato de apenas possuírem acoplamentos do tipo leptoquark-quark-lépton possíveis envolvendo um neutrino de mão-direita. Suas lagrangianas incluem os termos

$$\mathcal{L}_{\tilde{S}_1} \supset \bar{y}_{1ij}^{RR} \bar{u}_R^i \tilde{S}_1 \nu_R^j + \bar{z}_{1ij}^{RR} \bar{d}_R^i \tilde{S}_1^* d_R^j + h.c., \quad (4.3a)$$

$$\mathcal{L}_{\tilde{U}_1} \supset \bar{x}_{1ij}^{RR} \bar{d}_R^i \gamma^\mu \tilde{U}_{1,\mu} \nu_R^j + h.c., \quad (4.3b)$$

onde i, j denotam índices de geração e a notação das matrizes de acoplamento entre leptoquarks e férmions segue as normas apresentadas em (117).

Algumas considerações sobre as propriedades de transformação dos leptoquarks frente ao grupo de simetria do SM devem ser ressaltadas. Primeiramente, tendo-se em vista que todos os quarks (léptons) são tripletos (singletos) de $SU(3)_c$, necessariamente, todos os leptoquarks devem ser tripletos de cor, para que os termos da lagrangiana do tipo leptoquark-quark-lépton possam ser invariantes frente a $SU(3)_c$, o que pode ser expresso em termos de teoria de grupos como $\mathbf{3} \otimes \mathbf{1} \otimes \bar{\mathbf{3}} \equiv \mathbf{8} \oplus \mathbf{1}$. Considerando-se que, $\mathbf{2} \otimes \mathbf{2} \equiv \mathbf{3} \oplus \mathbf{1}$, leptoquarks que se transformam como tripletos de $SU(2)_L$ apenas podem acoplar-se a quarks e léptons de mão-esquerda (dubletos de $SU(2)_L$). Com relação aos leptoquarks que se transformam como dubletos de $SU(2)_L$, tendo-se em vista que $\mathbf{2} \otimes \mathbf{1} \equiv \mathbf{2}$, conclui-se que estes apenas podem acoplar-se a um par fermiônico composto por um férmion de mão-direita e um de mão-esquerda, necessariamente, sendo classificados como leptoquarks não-quirais. Quanto aos leptoquarks que são singletos de $SU(2)_L$, são permitidos acoplamentos com pares fermiônicos formados por partículas ambas de mão-direita ou ambas de mão-esquerda.

Conclui-se, portanto, que todos os leptoquarks devem ser tripletos de $SU(3)_c$, podendo ser tripletos, dubletos ou singletos de $SU(2)_L$. Com relação às hipercargas fracas, temos que estas também são consideradas de tal forma que os termos da lagrangiana respeitem $U(1)_Y$. Além disso, tendo-se em vista que $\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \equiv \mathbf{1} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{10}$, acoplamentos do tipo leptoquark-quark-quark são possíveis, apesar de acoplamentos leptoquark-lépton-lépton serem proibidos por invariância de calibre. Leptoquarks que apresentam acoplamento de Yukawa com um par quark-quark são denominados não genuínos, sendo genuínos os leptoquarks para os quais esse tipo de acoplamento não é permitido.

É importante salientar a possibilidade de decaimento do próton para leptoquarks não genuínos, através do processo $p \rightarrow \pi^0 e^+$, como demonstrado na Fig. 4.1. Na Fig. 4.1 à esquerda, temos o diagrama de Feynman que possibilita o decaimento do próton através de um leptoquark vetorial, a saber, as componentes de $U(1)_{em}$ iguais a $1/3$, nas representações V_2 e \tilde{V}_2 , através de acoplamentos do tipo $\bar{q}_L \gamma^\mu V_{2,\mu} u_R$ e $\bar{d}_R \gamma^\mu \tilde{V}_{2,\mu} q_L$. No caso de leptoquarks escalares, a saber, S_1 , \tilde{S}_1 e S_3 (mais

precisamente, sua componente de carga $U(1)_{em}$ igual a $1/3$, tal decaimento é permitido a nível de árvore, através dos operadores $\bar{q}_L S_1^* q_L + \bar{u}_R S_1^* d_R$, $\bar{u}_R \tilde{S}_1 u_R$ e $\bar{q}_L S_3^\dagger q_L$, respectivamente. Tais decaimentos estão representados na Fig. 4.1, à direita.

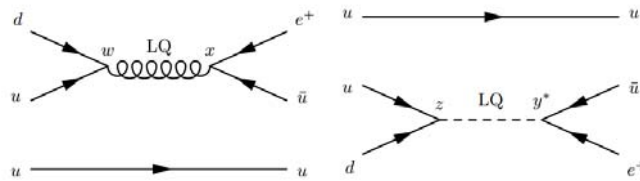


Figura 4.1: Diagramas de Feynman para o decaimento do próton, dado por $p \rightarrow \pi^0 e^+$. LQ representa um leptoquark vetorial à esquerda, ou escalar, à direita.

Na Fig. 4.1, w e x representam acoplamentos genéricos dos leptoquarks vetoriais com os pares quark-quark e quark-lépton, respectivamente; e z e y representam os acoplamentos de Yukawa de leptoquarks escalares com pares quark-quark e quark-lépton. Sendo o tempo de vida do próton dado por $\tau_p^{\text{exp.}} > 1.0 \times 10^{34}$ anos (118), obtemos um vínculo de $M_{LQ} > 10^{16}$ GeV para leptoquarks vetoriais não genuínos e de $M_{LQ} > 2 \times 10^{11}$ GeV para leptoquarks escalares, onde M_{LQ} é a massa do leptoquark em questão, considerando seus acoplamentos de Yukawa de $\mathcal{O}(1)$ (117). Consideraremos, portanto, apenas a possibilidade de introdução de leptoquarks escalares nas representações R_2 e \tilde{R}_2 .

4.2 Vínculos de Física de baixas energias

Nessa seção apresentamos vínculos de baixas energias para leptoquarks provenientes de Física de sabor, seção 4.2.1, de processos raros de léptons carregados, em 4.2.2, e de parâmetros oblíquos, seção 4.2.3. Tais vínculos serão importantes na apresentação dos modelos considerados na seção 4.7.

4.2.1 Vínculos de Física de sabor

Dentre as principais motivações para o estudo de modelos que possuem leptoquarks, temos aquelas advindas da Física de sabor. Leptoquarks contribuem, a nível de árvore, para processos semi-leptônicos de correntes carregadas, podendo receber vínculos de decaimentos leptônicos e semi-leptônicos de mésons, decaimentos semi-leptônicos de τ , além de conversão de $\mu - e$, vide referência (119). A nível de *loops*, os leptoquarks podem contribuir para decaimentos raros de mésons e léptons, além de oscilações méson/anti-méson (120).

Processos de corrente carregada ocorrem através do estado de carga $Q = 2/3$ presente nos

leptoquarks R_2, \tilde{R}_2, U_3 e U_1 . Os leptoquarks S_3, S_1, V_2 e \tilde{V}_2 também contribuem para estes processos através de suas componentes com $Q = 1/3$ (121). Modelos que apresentam os leptoquarks listados geram a seguinte lagrangiana efetiva a baixas energias

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\bar{u}^i d^j \bar{l} \nu_k} = & -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} \left[(V_{ij} U_{lk} + g_{ij;lk}^L) (\bar{u}_L^i \gamma^\mu d_L^j) (\bar{l}_L \gamma_\mu \nu_L^k) \right. \\ & + g_{ij;lk}^R (\bar{u}_R^i \gamma^\mu d_R^j) (\bar{l}_R \gamma_\mu \nu_R^k) \\ & + g_{ij;lk}^{RR} (\bar{u}_R^i d_L^j) (\bar{l}_R \nu_L^k) + h_{ij;lk}^{RR} (\bar{u}_R^i \sigma^{\mu\nu} d_L^j) (\bar{l}_R \sigma_{\mu\nu} \nu_L^k) \\ & + g_{ij;lk}^{LL} (\bar{u}_L^i d_R^j) (\bar{l}_L \nu_R^k) + h_{ij;lk}^{LL} (\bar{u}_L^i \sigma^{\mu\nu} d_R^j) (\bar{l}_L \sigma_{\mu\nu} \nu_R^k) \\ & + g_{ij;lk}^{LR} (\bar{u}_L^i d_R^j) (\bar{l}_R \nu_L^k) \\ & \left. + g_{ij;lk}^{RL} (\bar{u}_R^i d_L^j) (\bar{l}_L \nu_R^k) \right] + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Na Eq. 4.4, G_F é a constante de Fermi e os índices i, j, k, l estão relacionados aos auto-estados de massa dos férmions. No contexto do SM, a única contribuição para estes processos vem do termo proporcional a $V_{ij} U_{lk}$, onde V é a matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (16; 17) e U é a matriz de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (122; 123), resultando em processos que obedecem à universalidade de sabores de léptons (LFU, do inglês *Lepton Flavor Universality*). O termo proporcional a g^L , associado a alterações em correntes de férmions de mão-esquerda, é esperado em modelos nos quais se introduz leptoquarks em singletos e tripletos de $SU(2)_L$. A possibilidade de correntes fracas envolvendo apenas férmions de mão-direita surge no termo proporcional a g^R , sendo uma assinatura de singletos fracos de leptoquarks. g^{LR} e g^{RL} representam contribuições de correntes fracas na presença de um leptoquark vetorial. g^{RR} , h^{RR} , g^{LL} e h^{LL} são característicos de cenários associados a leptoquarks não-quirais.

Leptoquarks também contribuem para decaimentos raros de mésons através de correntes neutras de mudança de sabor (do inglês *Flavor Changing Neutral Currents*, FCNC), em nível de árvore. Tais processos ocorrem no SM apenas por *loops*, sendo suprimidos e apresentando grande sensibilidade a modelos BSM (124; 125). As contribuições para correntes neutras de quarks tipo *up* ocorrem através da componente de carga $Q = 5/3$ de R_2, U_3 e \tilde{U}_1 (leptoquarks com $F = 0$), ou através das componentes de carga $1/3$ dos leptoquarks S_3, S_1, V_2 e \tilde{V}_2 (leptoquarks com $F = -2$). Contribuições para correntes neutras tipo *down* ocorrem através da componente de carga $4/3$ de S_3, \tilde{S}_1 e V_2 (leptoquarks com $F = -2$), ou através da componente $2/3$ de R_2, \tilde{R}_2, U_3 e U_1 (leptoquarks com $F = 0$). Os diagramas de Feynman que representam tais contribuições para correntes neutras são apresentados na Fig. 4.2.

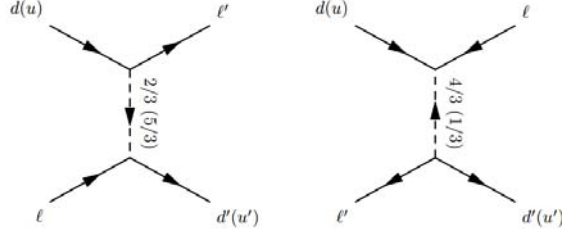


Figura 4.2: Diagramas de Feynman para contribuições de decaimentos raros de mésons induzidos por leptosquarks através de correntes neutras. Contribuições de leptosquarks com $F = 0$ estão à esquerda e contribuições de leptosquarks com $F = -2$ estão à direita.

Tais contribuições são descritas pela lagrangiana efetiva

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\tilde{q}^i q^j \bar{l} l'} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} [& c_{ij;l'l'}^{LL} (\tilde{q}_L^i \gamma^\mu q_L^j) (\bar{l}_L \gamma_\mu l'_L) + c_{ij;l'l'}^{RR} (\tilde{q}_R^i \gamma^\mu q_R^j) (\bar{l}_R \gamma_\mu l'_R) \\
& + c_{ij;l'l'}^{LR} (\tilde{q}_L^i \gamma^\mu q_L^j) (\bar{l}_R \gamma_\mu l'_R) + c_{ij;l'l'}^{RL} (\tilde{q}_R^i \gamma^\mu q_R^j) (\bar{l}_L \gamma_\mu l'_L) \\
& + g_{ij;l'l'}^{RR} (\tilde{q}_R^i q_R^j) (\bar{l}_R l'_L) + h_{ij;l'l'}^{RR} (\tilde{q}_R^i \sigma^{\mu\nu} q_R^j) (\bar{l}_R \sigma_{\mu\nu} l'_L) \\
& + g_{ij;l'l'}^{LL} (\tilde{q}_L^i q_L^j) (\bar{l}_L l'_R) + h_{ij;l'l'}^{LL} (\tilde{q}_L^i \sigma^{\mu\nu} q_L^j) (\bar{l}_L \sigma_{\mu\nu} l'_R) \\
& + g_{ij;l'l'}^{LR} (\tilde{q}_L^i q_R^j) (\bar{l}_R l'_L) + g_{ij;l'l'}^{RL} (\tilde{q}_R^i q_L^j) (\bar{l}_L l'_R)] + \text{h.c.} \quad (4.5)
\end{aligned}$$

O conjunto de operadores da Eq. 4.5 recebe considerações análogas (com relação aos tipos de leptosquarks associados) àquelas apresentadas para a Eq. 4.4, com exceção dos coeficientes c^{LR} e c^{RL} , que não possuem correspondentes para processos de corrente carregada.

Acoplamentos com leptosquarks também contribuem para processos que violam *Lepton Flavor Universality*. LFU é uma consequência do fato dos acoplamentos de léptons com bósons de calibre serem independentes de sabor. Sendo assim, temos que $\text{BR}(\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau) = \text{BR}(\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau)$, no contexto do SM, o que se traduz como razões de ramificação de 17,83% para o decaimento de τ^- em e^- , e 17,41% para seu decaimento no canal muônico (127). Outra consequência da LFU é a igualdade entre os coeficientes K_1 e K_2 nas expressões $\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu) = K_1 G_F^2 m_\mu^5$ e $\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau) = K_2 G_F^2 m_\tau^5$, a menos de correções devido a diferença entre às massas m_μ e m_τ .

Um dos principais vínculos associados às contribuições para correntes carregadas, Eq. 4.4, vem de processos dados por $P \rightarrow l^- \bar{\nu}_l$, onde P representa um méson pseudoescalar carregado. Nesse contexto temos os decaimentos de π^\pm e mésons K e D . Um dos vínculos mais fortes para leptosquarks

vem dos canais de decaimento $\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$ e $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ (126). A razão

$$R_{e/\mu}^\pi \equiv \frac{\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)}, \quad (4.6)$$

é um dos testes de LFU para o SM, no contexto de primeira e segunda geração de léptons, possuindo razão experimental muito precisa, apresentada em (126), e mais recentemente em (127), dada por

$$R_{e/\mu}^{\pi(exp)} = (1.2327 \pm 0.0023) \times 10^{-4}, \quad (4.7)$$

em concordância com a predição experimental do SM, dada por

$$R_{e/\mu}^{\pi(SM)} = \frac{m_e^2(m_\pi^2 - m_e^2)^2}{m_\mu^2(m_\pi^2 - m_\mu^2)^2}(1 + \Delta) = (1.2352 \pm 0.0001) \times 10^{-4}, \quad (4.8)$$

onde Δ parametriza correções radiativas. A grande concordância entre o dado experimental e as predições do SM levam a vínculos para novos modelos como em (128).

Em particular, leptoquarks associados aos acoplamentos efetivos g^L e g^R alteram a relação apresentada na Eq. 4.8. Contribuem para estes modos de decaimento do pión os leptoquarks R_2 , V_2 , S_1 e U_1 . No caso particular de R_2 , a contribuição ocorre através do produto dos acoplamentos $y_2^{RL} y_2^{LR} / (2M_{R_2}^2)$, o que leva ao vínculo

$$y_{2,n1}^{RL} y_{2,11}^{LR} < 5 \times 10^{-7} \left(\frac{M_{R_2}}{100 \text{ GeV}} \right)^2, \quad (4.9)$$

onde os índices $n1$ e 11 indicam as gerações dos férmions acoplados ao leptoquark. Tais vínculos são apresentados em (129) e (130). Por conta disso, na seção 4.7, consideramos $y_{2,11}^{LR} = 0$ no modelo R_2^L , tendo-se em vista não haver a possibilidade de se considerar acoplamentos não nulos de R_2 para léptons de mão-direita com quarks de mão-esquerda, $y_{2,n1}^{RL}$, e para léptons de mão-esquerda com quarks de mão-direita, $y_{2,11}^{LR}$, envolvendo férmions de primeira geração, simultaneamente.

No setor de Káons, define-se a razão $R_{e/\mu}^K$, similar à Eq. 4.6, também levando a vínculos muito expressivos para leptoquarks, tendo-se em vista que $R_{e/\mu}^{K(exp)} = (2.488 \pm 0.010) \times 10^{-5}$ (131) e, através de previsões no contexto do SM, $R_{e/\mu}^{K,(SM)} = (2.477 \pm 0.001) \times 10^{-5}$ (132). Dado que o decaimento leptônico de mésons K , na presença de leptoquarks R_2 , envolve acoplamentos intergeracionais (entre

primeira e segunda geração), obtém-se os seguintes vínculos

$$y_{2,n1}^{RL} y_{2,12}^{LR} < 6 \times 10^{-6} \left(\frac{M_{R_2}}{100 \text{ GeV}} \right)^2, \quad (4.10a)$$

$$y_{2,n1}^{RL} y_{2,22}^{LR} < 10^{-3} \left(\frac{M_{R_2}}{100 \text{ GeV}} \right)^2, \quad (4.10b)$$

onde, novamente, os índices $n1$, 12 e 22 indicam as gerações de férmions acoplados ao leptouark.

Além de vínculos de decaimentos de π 's e K 's, estudos de decaimentos leptônicos de $D_s \rightarrow l\bar{\nu}_l$, na presença de leptouarks escalares leves, são apresentados em (133) e (134). Os vínculos obtidos nesse contexto são mais fracos do que os denotados nas Eqs. 4.9, 4.10a e 4.10b.

Como consequência dos vínculos expostos até aqui, temos que acoplamentos intergeracionais envolvendo primeira geração não são favoráveis do ponto de vista da Física de sabor. Nos modelos considerados na seção 4.7, tais acoplamentos serão anulados.

Em transições do tipo $b \rightarrow cl\nu_l$, como nos decaimentos $\bar{B} \rightarrow Dl\bar{\nu}_l$ e $\bar{B} \rightarrow D^*l\bar{\nu}_l$, tem-se observado um desvio de 4.1σ , com respeito às predições do SM nos parâmetros R_D e R_{D^*} , violando LFU, definidos como

$$R_D = \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow D\tau^-\bar{\nu})}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow Dl^-\bar{\nu})}, \quad (4.11)$$

$$R_{D^*} = \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow D^*\tau^-\bar{\nu})}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow D^*l^-\bar{\nu})}, \quad (4.12)$$

corroborado pelas colaborações BaBar (135), BELLE (136; 137; 138) e LHCb (139). As predições do SM para R_D e R_{D^*} são dadas por

$$R_D^{(SM)} = 0.300 \pm 0.008, \quad (4.11a)$$

$$R_{D^*}^{(SM)} = 0.252 \pm 0.003, \quad (4.11b)$$

como pode ser verificado em (140) e (141). Na Tab. 4.2, apresentamos um resumo dos resultados para os parâmetros R_{D^*} e R_D das colaborações LHCb, BaBar e BELLE (provenientes das referências supracitadas), em comparação às predições do SM. Esse tipo de transição pode receber contribuições de leptouarks em processos do tipo $P \rightarrow P'l^-\bar{\nu}_l$, dos quais $\bar{B} \rightarrow Dl\bar{\nu}_l$ é um caso particular; e $P \rightarrow Vl^-\bar{\nu}_l$, onde V é um méson vetorial, como em $\bar{B} \rightarrow D^*l^-\bar{\nu}$.

	R_{D^*}	R_D
LHCb	$0.336 \pm 0.027 \pm 0.030$	-
BaBar	$0.332 \pm 0.024 \pm 0.018$	$0.440 \pm 0.058 \pm 0.042$
BELLE	$0.293 \pm 0.038 \pm 0.015$	$0.375 \pm 0.064 \pm 0.026$
SM pred.	0.252 ± 0.003	0.300 ± 0.010

Tabela 4.2: Resultados obtidos para R_{D^*} e R_D , pelas colaborações LHCb (139), BaBar (135) e BELLE (136; 137; 138), em comparação às predições do SM.

Lepton Flavor Universality Violation (LFUV) também tem sido testada em decaimentos semi-leptônicos de mésons B (142; 143). Define-se os parâmetros R_K e R_{K^*} ,

$$R_K = \frac{\int dM_{ll}^2 \frac{d\Gamma(B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-)}{dM_{ll}^2}}{\int dM_{ll}^2 \frac{d\Gamma(B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-)}{dM_{ll}^2}}, \quad (4.12a)$$

$$R_{K^*} = \frac{\int dM_{ll}^2 \frac{d\Gamma(B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-)}{dM_{ll}^2}}{\int dM_{ll}^2 \frac{d\Gamma(B \rightarrow K^* e^+ e^-)}{dM_{ll}^2}}, \quad (4.12b)$$

onde M_{ll}^2 é a massa invariante do par de léptons.

Tais processos ocorrem através da transição $b \rightarrow sl^+l^-$, resultando em uma discrepância de 4σ com relação às predições do SM dadas por $R_K^{(SM)} = 1$ e $R_{K^*}^{(SM)} = 1$ (144), ou mais especificamente 1.0003 ± 0.0001 , levando-se em consideração efeitos de massa (145), para $M_{ll}^2 \gg (4m_\mu)^2$ (146). O resultado experimental para R_K (142) é dado por

$$R_K = 0.745 \pm 0.09_{\text{stat.}} \pm 0.036_{\text{syst.}} \quad 1 < M_{ll}^2 < 6 \text{ GeV}^2. \quad (4.13)$$

Para R_{K^*} (143) os resultados experimentais são

$$R_{K^*} = \begin{cases} 0.660_{-0.070}^{+0.110} \pm 0.024 & (2m_\mu)^2 < M_{ll}^2 < 1.1 \text{ GeV}^2, \\ 0.685_{-0.069}^{+0.113} \pm 0.047 & 1.1 \text{ GeV}^2 < M_{ll}^2 < 6 \text{ GeV}^2. \end{cases} \quad (4.14a)$$

$$(4.14b)$$

Na Ref. (120), introduz-se um tripleto de leptoquark S_3 capaz de explicar, simultaneamente, os desvios nos parâmetros R_D , R_{D^*} , R_K e R_{K^*} (além do momento magnético anômalo do μ). Em (147; 148), através da introdução do leptoquark R_2 , pode-se explicar os desvios observados nos parâmetros R_K e R_{K^*} , além de se considerar a possibilidade de introdução dos escalares S_3 , R_2 e dos leptoquarks vetoriais U_1 e U_3 . Vale ressaltar que a representação S_3 também é capaz de acomodar os dados experimentais referentes a R_K e R_{K^*} , entretanto, podendo levar ao decaimento do próton,

tendo-se em vista ser um leptoquark não genuíno com $F = -2$. Para tanto, considera-se acoplamentos intergeracionais entre segunda e terceira gerações, dado que acoplamentos intergeracionais envolvendo primeira geração são altamente suprimidos por vínculos provenientes do decaimento do pión.

4.2.2 Vínculos de processos raros de léptons carregados

Leptoquarks também podem contribuir, através de *loops*, para processos raros de léptons carregados, tais como $l \rightarrow l'\gamma$ e $l \rightarrow l'l''l'''$. Na Fig. 4.3 apresentamos as contribuições a 1 *loop* para $l \rightarrow l'\gamma$.

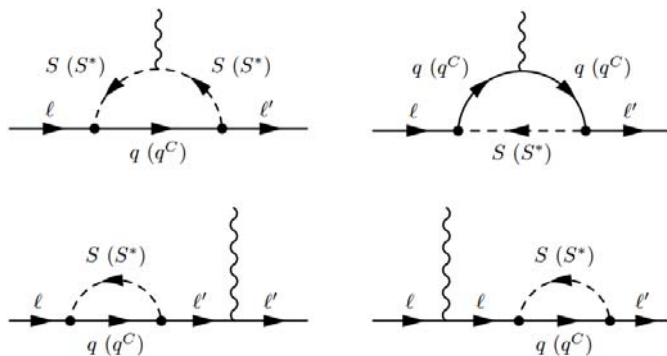


Figura 4.3: Contribuições de 1 *loop*, com LQs escalares, para $l \rightarrow l'\gamma$.

Buscas no canal $l \rightarrow l'\gamma$ levam a limites superiores para essas razões de ramificação, resultando em severos vínculos para a possibilidade de violação de sabor de léptons (do inglês, *Lepton Flavor Violation*, LFV) em modelos BSM. Dentre estes vínculos, um dos mais relevantes é $BR(\mu \rightarrow e\gamma) < 4.2 \times 10^{-13}$ com 90% CL, como reportado pelo experimento MEG (149). Com relação a decaimentos de τ , apesar dos vínculos serem mais fracos, temos $BR(\tau \rightarrow \mu\gamma) < 4.4 \times 10^{-8}$ com 90% CL e $BR(\tau \rightarrow e\gamma) < 3.3 \times 10^{-8}$, também com 90% CL, como reportado pela colaboração BaBar (150).

Tais vínculos para LFV que acoplamentos de Yukawa intergeracionais para os leptoquarks, em especial entre primeira e segunda gerações, são altamente suprimidos. Da referência (129), para o caso $\mu \rightarrow e\gamma$, considerando-se contribuições de R_2 , temos os vínculos

$$y_{L,n2}y_{L,n1} < 2 \times 10^{-5} \left(\frac{M_{R_2}}{100 \text{ GeV}} \right)^2, \quad (4.15a)$$

$$y_{R,n2}y_{R,n1} < 2 \times 10^{-5} \left(\frac{M_{R_2}}{100 \text{ GeV}} \right)^2, \quad (4.15b)$$

sendo os vínculos associados ao decaimento de τ , com LFV, muito mais fracos.

Leptoquarks também podem contribuir para processos do tipo $l \rightarrow l'l''l'''$, como $\mu^- \rightarrow e^- e^- e^+$ através de diagramas de Feynman do tipo caixa, envolvendo quarks e leptoquarks (129), ou diagramas Z/γ do tipo pinguim, também envolvendo LQs (151). O processo $\mu \rightarrow 3e$ possui um forte vínculo dado por $BR(\mu \rightarrow 3e) < 1.0 \times 10^{-12}$ com 90% CL (152).

Para o caso de R_2 , por exemplo, este processo leva aos vínculos (também retirados de (129))

$$y_{2,n2}^{LR}(y_{2,n1}^{LR})^3 < 4 \times 10^{-5} \left(\frac{M_{R_2}}{100 \text{ GeV}} \right)^2, \quad (4.16a)$$

$$y_{2,n2}^{RL}(y_{2,n1}^{RL})^3 < 4 \times 10^{-5} \left(\frac{M_{R_2}}{100 \text{ GeV}} \right)^2. \quad (4.16b)$$

Concluimos que acoplamentos intergeracionais envolvendo primeira e segunda geração não podem ser considerados simultaneamente. Em geral, considera-se a presença de acoplamentos intergeracionais envolvendo segunda e terceira gerações, a fim de explicar os desvios observados para os parâmetros R_K , R_{K^*} , R_D e R_{D^*} (147), com acoplamentos intergeracionais de primeira geração nulos, evitando-se vínculos de LFUV e LFV.

Além dos processos descritos, leptoquarks escalares também contribuem para o momento magnético anômalo de léptons, $a_l(q^2 \rightarrow 0) = (g_l - 2)/2$, onde $q_\mu = (p - p')_\mu$ é o 4-momento do fóton no processo $l(p) \rightarrow l(p')\gamma^*(q, \epsilon)$ e g_l é a razão giromagnética (153). As contribuições de leptoquarks vetoriais em geral são desconsideradas, por dependerem muito dos detalhes da teoria no limite UV. A lagrangiana efetiva que descreve tal processo é dada por

$$\mathcal{L}_{a_l} = e\bar{l} \left(\gamma_\mu A^\mu + \frac{a_l}{4m_l} \sigma_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \right) l, \quad (4.17)$$

onde e é o acoplamento de $U(1)_{em}$ e $\sigma_{\mu\nu} = -i[\gamma^\mu, \gamma^\nu]/4$.

O primeiro termo da Eq. 4.17 prevê um momento magnético para o muon de $\vec{M} = g_\mu \frac{e}{2m_\mu} \vec{S}$, onde m_μ é a massa do muon, \vec{S} é seu *spin* e $g_\mu = 2$ (154). O segundo termo desta equação é efetivo de dimensão 5 e considera contribuições de *loops* de interações eletromagnéticas, de interações fracas, envolvendo os bósons W^\pm , Z^0 e h^0 , e hadrônicas, como apresentado na Fig. 4.4.

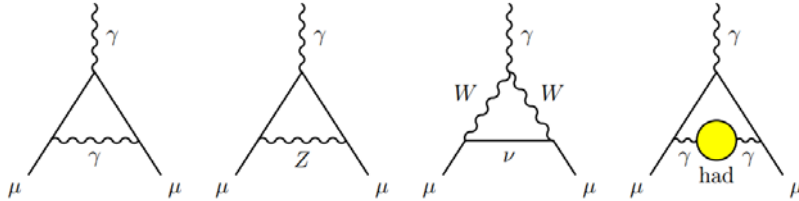


Figura 4.4: Contribuições de 1 loop eletromagnéticas, de interações fracas e hadrônicas para a_μ .

A predição do SM para o momento magnético anômalo do muon é de

$$a_\mu^{SM} = a_\mu^{QED} + a_\mu^{EW} + a_\mu^{Had} = 1.16591823(1)(34)(26) \times 10^{-3}, \quad (4.18)$$

onde a_μ^{QED} representa as contribuições eletromagnéticas consideradas até 5 *loops* em (155; 156; 157); a_μ^{EW} denota as contribuições fracas, consideradas até 2 *loops*, tendo-se em vista as contribuições de 3 *loops* serem muito pequenas, em (158); e a_μ^{Had} são as contribuições hadrônicas calculadas em NNLO em (159).

O valor experimental para a_μ , obtido pelo experimento E821 do *Brookhaven National Lab* (BNL) (160), é dado por

$$a_{mu}^{exp} = 1.16592091(54)(33) \times 10^{-3}, \quad (4.19)$$

levando a uma discrepância com relação às predições do SM de 3.5σ , dada por

$$\Delta a_\mu = a_\mu^{exp} - a_\mu^{SM} = 2.68(63)(43) \times 10^{-9}. \quad (4.20)$$

Em (120) considera-se a introdução de um leptoquark S_1 como explicação para a_μ . Considera-se a introdução de leptoquarks R_2 e \tilde{R}_2 como solução para o problema do momento magnético anômalo do muon também em (161; 162; 163), sendo esta uma das grandes motivações para este tipo de modelo.

4.2.3 Vínculos de parâmetros oblíquos

Nosso objetivo é obter regiões de exclusão no plano (M_{LQ}, λ) para os leptoquarks R_2 e \tilde{R}_2 , que serão estudados a seguir. Assumimos que as componentes destes dubletos são degeneradas em massa, evitando vínculos dos parâmetros oblíquos S e T , tendo-se em vista o fato de leptoquarks escalares com diferença de massa entre as componentes de seus multipletos poderem induzir grandes correções para esses parâmetros.

Em particular, as contribuições de um dubleto escalar de leptoquarks para parâmetros oblíquos são dadas por (164; 165)

$$\Delta S = \frac{-Y}{2\pi} \ln \frac{m_1^2}{m_2^2}, \quad (4.21a)$$

$$\Delta T = \frac{3}{16\pi M_Z^2 s_W^2 c_W^2} \left(m_1^2 + m_2^2 - \frac{2m_1^2 m_2^2}{m_1^2 - m_2^2} \ln \frac{m_1^2}{m_2^2} \right), \quad (4.21b)$$

onde Y é a hipercarga fraca do multipletto de leptoquarks, m_1 e m_2 são as massas de suas com-

ponentes de isospin, M_Z é a massa do bóson Z e $s_W = \sqrt{1 - c_W^2} = \sin \theta_W$ é o seno do ângulo de mistura fraca. Definindo $\Delta M_{LQ} = m_2 - m_1$ e assumindo $\Delta M_{LQ} \ll m_1, m_2$, as Eqs. 4.21a e 4.21b tornam-se

$$\Delta S = \frac{Y}{\pi} \frac{\Delta M_{LQ}}{m_1} + \mathcal{O}\left(\frac{\Delta M_{LQ}^2}{m_1^2}\right), \quad (4.22a)$$

$$\Delta T = \frac{\Delta M_{LQ}^2}{\pi M_Z^2 \sin^2(2\theta_W)} \left(1 + \mathcal{O}\left(\frac{\Delta M_{LQ}^2}{m_1^2}\right)\right), \quad (4.22b)$$

de onde podemos concluir que a contribuição dominante ocorre para o parâmetro T , considerando que $m_1 \gg M_Z$, sendo função de ΔM_{LQ} .

Na Fig. 4.5 apresentamos as contribuições para o parâmetro T , em função de ΔM_{LQ} (em verde), tendo adicionado um dubleto de leptoquarks com $m_1 = 700$ GeV, o valor esperado para o SM (linha vermelha), $T = 0.79$, e a região em vermelho representa contribuições permitidas para T em modelos BSM (dadas por $\Delta T = -0.04 \pm 0.31$) (166). De (164) temos que $|\Delta M_{LQ}| < 53$ GeV, com 95% CL, o que está de acordo com nossa Fig. 4.5.

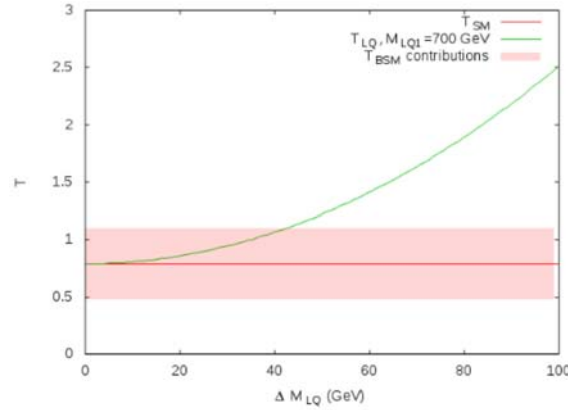


Figura 4.5: Contribuições de um dubleto de leptoquarks para o parâmetro T em função de ΔM_{LQ} . A linha vermelha representa o valor $T_{SM} = 0.79$ e a região vermelha representa as contribuições permitidas para modelos BSM.

4.3 Produção de leptoquarks no LHC

No ambiente hadrônico do LHC, a produção de leptoquarks deve ser expressiva, tendo-se em vista tais partículas possuem cor. Os principais mecanismos de produção para um par leptoquark-antileptoquark são a fusão de gluons (gg) e a aniquilação quark-antiquark ($q\bar{q}$), com seus diagramas de Feynman representados na Fig. 4.6. A seção de choque de produção para um par de leptoquarks

depende da constante de acoplamento forte α_S , variando muito pouco com o acoplamento de Yukawa do leptoquark, a menos que tal acoplamento seja maior que 1, como denotado em (167), devido à contribuição do último diagrama da Fig. 4.6.

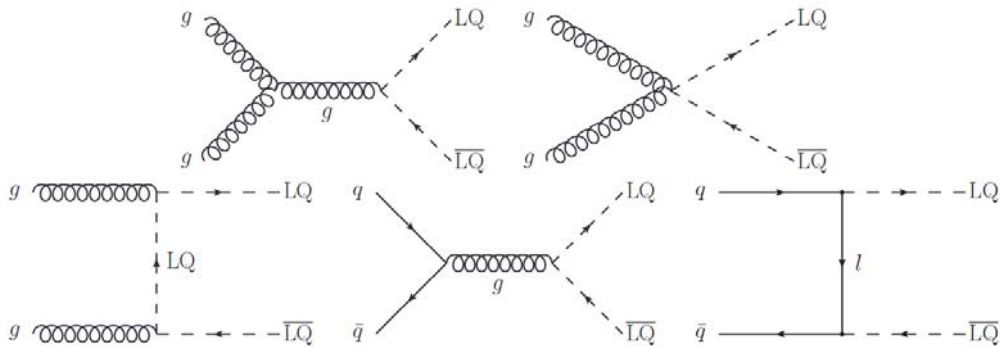


Figura 4.6: Diagramas de Feynman para a produção de um par de leptoquarks no LHC.

Em nível partônico, as seções de choque de produção em LO de um par de leptoquarks pelo canal de fusão de gluons e por aniquilação de par quark-antiquark são dadas por (como demonstrado em (168))

$$\hat{\sigma}_{gg}^{LO} = \frac{\alpha_S^2 \pi}{96 \hat{s}} \left[\beta(41 - 31\beta^2) + (18\beta^2 - \beta^4 - 17) \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right], \quad (4.23a)$$

$$\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{LO} = \frac{\alpha_S}{\hat{s}} \frac{2}{27} \beta^3, \quad (4.23b)$$

onde $\beta = (1 - M_{LQ}^2/\hat{s})^{1/2}$ representa a velocidade do leptoquark no referencial do centro de massa partônico e $\hat{s}^{1/2}$ é a energia invariante do subprocesso partônico. Na Fig. 4.7 apresentamos a contribuição de cada um destes principais canais, fusão de gluons (representado por gg) e aniquilação de par quark-antiquark (representado por $q\bar{q}$). É interessante notar que o canal de produção por fusão de gluons é muito mais importante, chegando a representar 94% dessa seção de choque para leptoquarks com massa mais leve (em torno de 200 GeV), apesar de ainda contribuir com 73% no caso de leptoquarks mais pesados (massa em torno de 2 TeV) (169).

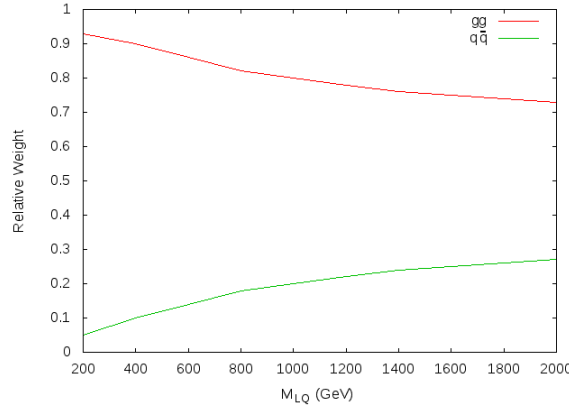


Figura 4.7: Pesos relativos dos canais gg e $q\bar{q}$ na seção de choque de produção de um par de leptoquarks no LHC com $\sqrt{s} = 14$ TeV.

No gráfico abaixo, apresentamos a seção de choque para a produção de um par de leptoquarks \tilde{R}_2 , com apenas acoplamento de geração 11 não nulo, em função da massa do leptoquark. As simulações foram feitas no MadGraph5 aMC@NLO (86), em nível de árvore, com $\sqrt{s} = 13$ TeV, mantendo as escalas de renormalização e fatorização iguais à massa do leptoquark, para os valores de acoplamento entre leptoquark e o par quark-lépton carregado (representado por λ) de 1.5, 1 e 0.01. Pode-se observar que λ apenas afeta a seção de choque de produção para valores de $\lambda > 1.0$.

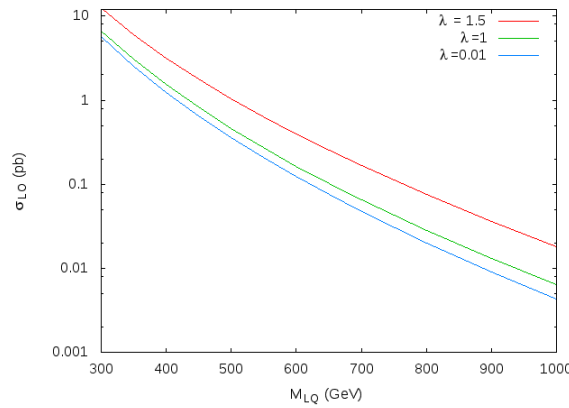


Figura 4.8: Seção de choque de produção de um par de leptoquarks no LHC ($\sqrt{s} = 13$ TeV) em função da massa do leptoquark para acoplamento leptoquark-quark-lépton carregado $\lambda = 1.5$ (vermelho), $\lambda = 1$ (verde) e $\lambda = 0.01$ (azul).

Nos diagramas de Feynman abaixo, apresentamos os canais para produção de um único leptoquark no LHC (99), o que deixa claro que este processo de produção é altamente dependente do acoplamento entre leptoquark-quark-lépton.

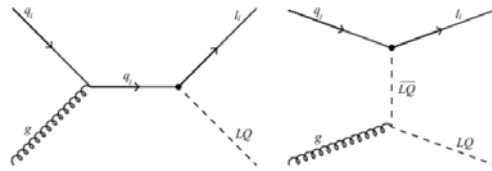


Figura 4.9: Diagramas de Feynman para a produção de um único leptoquark no LHC.

Na Fig. 4.10 apresentamos a seção de choque em LO para produção simples de leptoquark no LHC, considerando $\sqrt{s} = 13$ TeV, em função da massa do leptoquark para acoplamento leptoquark-quark-lépton carregado $\lambda = 1$ e $\lambda = 0.01$, para a geração 11. Tais simulações foram realizadas com escalas de renormalização e fatorização iguais à massa do leptoquark. Podemos observar a grande influência do acoplamento específico de leptoquark nesse modo de produção, levando a uma variação de 10^4 na seção de choque para uma mudança de 10^2 no acoplamento, como esperado, tendo em vista $\sigma \propto \lambda^2$, o que pode ser observado dos diagramas da Fig. 4.9.

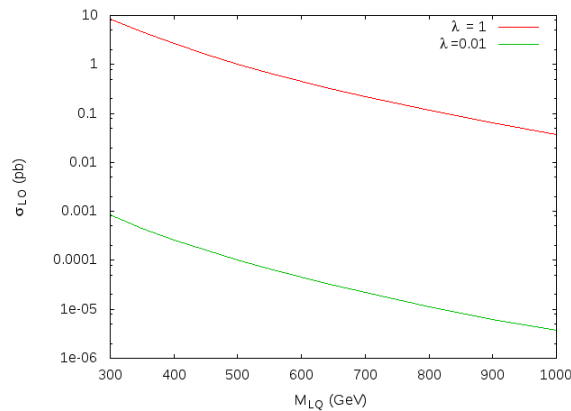


Figura 4.10: Seção de choque de produção de um único leptoquark no LHC ($\sqrt{s} = 13$ TeV) em função da massa do leptoquark para acoplamento leptoquark-quark-lépton carregado $\lambda = 1$ (vermelho), $\lambda = 0.01$ (verde).

4.4 Vínculos de busca direta no LHC

Inicialmente, apresentamos os resultados de buscas diretas reportados pelas colaborações ATLAS e CMS para $\sqrt{s} = 8$ TeV seguidos dos resultados obtidos para $\sqrt{s} = 13$ TeV. Culminamos com os vínculos mais expressivos em cada caso, além de fazermos considerações finais para os leptoquarks R_2 e \tilde{R}_2 , que serão nosso objeto de estudo na seção 4.7.

A colaboração CMS apresenta limites para produção de um par de leptoquarks de primeira geração em (170), com dados de 2012, energia de centro de massa dada por $\sqrt{s} = 8$ TeV e luminosidade

integrada de 19.7 fb^{-1} , através dos canais de buscas $eejj$ e $e\nu jj$. Os limites de exclusão obtidos são de $M_{LQ} = 1010 \text{ GeV}$ com 95% CL, para $\beta = 1.0$, e de $M_{LQ} = 850 \text{ GeV}$, para $\beta = 0.5$, sendo β a razão de ramificação para o decaimento do leptoquark em um par quark-lépton carregado. Em (171), a Colaboração CMS apresenta seus limites de exclusão, também para $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, para a busca por um único leptoquark levando a estados finais compostos por 2 e 's e um jato, ou por 2 μ 's e um jato. O limite encontrado para leptoquarks de primeira geração é de 1755 GeV , para $\lambda = 1.0$. Tendo em vista limites de exclusão provenientes de busca por produção simples serem altamente dependentes do valor de λ , não consideraremos este limite em nossa análise.

Em (172) temos a busca realizada pela colaboração ATLAS para leptoquarks escalares de primeira e segunda geração (nos canais $eejj$ e $\mu\mu jj$), com $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ e luminosidade integrada de 20 fb^{-1} . Desta busca obtêm-se os limites de exclusão, com 95% CL, de 1050 GeV , para leptoquarks de primeira geração, e de 1000 GeV , para leptoquarks de segunda geração. Estes são os vínculos mais fortes dentre aqueles obtidos para $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Ainda nesta referência temos vínculos para leptoquarks de terceira geração (reinterpretados de buscas para par de stops, em (173)), dados por 625 GeV no canal $b\nu_\tau\bar{b}\bar{\nu}_\tau$ e por $200 < M_{LQ3} < 640$ no canal $t\nu_\tau\bar{t}\bar{\nu}_\tau$.

Em (174), temos a busca por leptoquarks de primeira geração (traduzida como limites de exclusão para sua massa, M_{LQ1}), e de segunda geração (limites para M_{LQ2}), com energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ e luminosidade integrada de 3.2 fb^{-1} , correspondendo aos dados coletados em 2015 pela Colaboração ATLAS. A topologia de eventos considerada é de 2 elétrons e 2 ou mais jatos, e 2 muons e 2 ou mais jatos. Busca-se por leptoquarks produzidos em pares, parametrizando-se o acoplamento destes leptoquarks com um par quark-lépton por β e λ (acoplamento de Yukawa destes leptoquarks). Desta forma, o acoplamento com um lépton carregado e quark é dado por $\lambda_l = \sqrt{\beta}\lambda$, e com um neutrino e quark é denotado por $\lambda_\nu = \sqrt{1-\beta}\lambda$.

Na Tab. 4.3 apresentamos alguns limites inferiores de exclusão para leptoquark de primeira geração, M_{LQ1} , e para leptoquark de segunda geração, M_{LQ2} , com 95% CL. Considera-se diversos valores para β .

β	Limites para M_{LQ1} (GeV)	Limites para M_{LQ2} (GeV)
1.00	1100	1050
0.75	1000	960
0.50	900	830
0.25	700	600

Tabela 4.3: Limites inferiores para M_{LQ1} e M_{LQ2} , considerando-se diferentes valores de β . Retirada de (174).

Os resultados concordam com as predições dos *backgrounds* do SM. Na Fig. 4.11 apresentamos os limites de exclusão no plano (M_{LQ}, β) , para leptoquark de primeira geração, à esquerda, e para leptoquark de segunda geração, à direita.

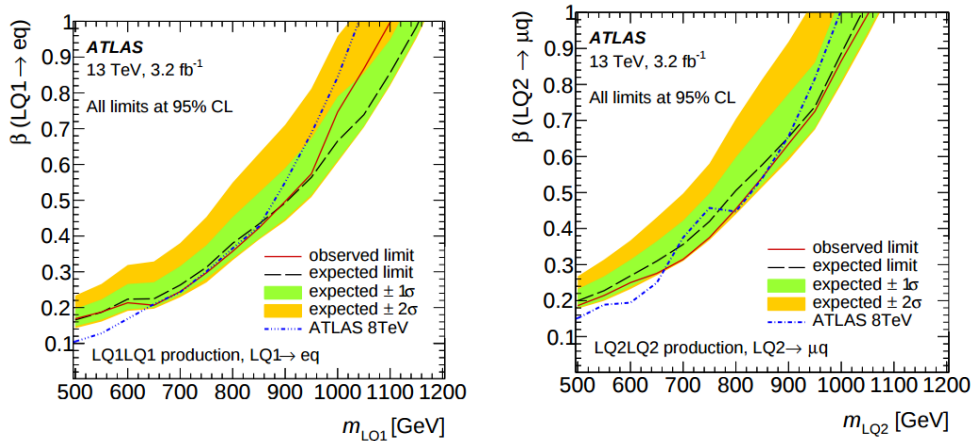


Figura 4.11: Limites de exclusão no plano (M_{LQ}, β) para leptoquark de primeira geração (à esquerda) e para leptoquark de segunda geração (à direita). Retiradas de (174).

Na referência (175), temos os resultados da colaboração CMS em busca específica por leptoquarks de primeira geração (acoplando apenas com e , ν_e e quarks u e d), com dados de $\sqrt{s} = 13$ TeV e luminosidade integrada de 35.9 fb^{-1} . Assume-se a possibilidade de decaimento dos leptoquarks nos canais quark-lépton carregado, com razão de ramificação dada por β (como já considerado nas buscas anteriores), ou quark-neutrino, com razão de ramificação de $1 - \beta$. Tendo-se em vista ser uma busca por produção em par de leptoquarks de primeira geração, os estados finais possíveis são dados por $eejj$, com 2 elétrons de alto p_T e 2 jatos de alto p_T (com razão de ramificação total dada por β^2), ou $e\nu jj$, com um elétron de alto p_T , 2 jatos de alto p_T e uma grande quantidade de \cancel{E}_T , com razão de ramificação de $2\beta(1 - \beta)$.

Os dados obtidos nessa busca concordam com as previsões dos *backgrounds* do SM, obtendo-se limites de exclusão para M_{LQ} com 95% CL. Os limites de exclusão são de 1435 GeV, para $\beta = 1.0$ e de 1270 GeV, para $\beta = 0.5$. Estes são os vínculos mais expressivos para as buscas diretas com $\sqrt{s} = 13$ TeV. Na Fig. 4.12 apresentamos os resultados de exclusão com 95% CL no plano (M_{LQ}, β) , para os canais $eejj$ (em azul, apresentando maior sensibilidade para casos com maior valor de β), $e\nu jj$ (em vermelho, apresentando maior sensibilidade para casos com menor valor de β , quando comparado ao canal $eejj$) e resultado combinado (em preto).

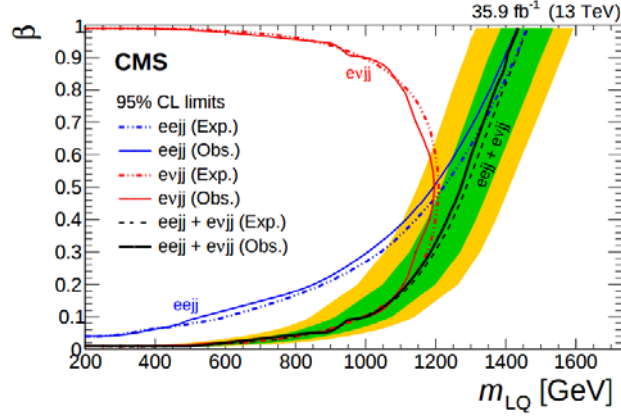


Figura 4.12: Limites de exclusão para leptosquarks de primeira geração com 95% CL para o canal $eejj$ (em azul), $evjj$ (em vermelho) e combinado (em preto). As faixas verde e amarela representam 68% CL e 95% CL para os limites esperados. Retirada de (175).

Com relação aos leptosquarks considerados neste trabalho (R_2 e \tilde{R}_2), algumas considerações são necessárias. Tendo-se em vista o único acoplamento possível para a componente de carga $5/3$ de R_2 ser com um par $u-e$, temos que os limites experimentais que consideram $\beta = 1.0$ se aplicam, ou seja $M_{LQ} > 1435$ GeV com 95% CL. No caso da componente de carga $2/3$, por possuir acoplamentos do tipo $u-\nu$ e $d-e$, considerando o vínculo mais expressivo para $\beta = 0.5$, temos $M_{LQ} > 1250$ GeV, com 95% CL. Considerando que o vínculo do parâmetro oblíquo T implica que, para um dubleto de leptosquarks, $\Delta M_{LQ} < 53$ GeV, pode-se considerar, para a componente de carga $2/3$, o limite da componente $5/3$ menos 53 GeV, resultando em aproximadamente 1382 GeV.

No caso de \tilde{R}_2 , sua componente de carga $2/3$ apenas possui acoplamento $d-e$ (desconsiderando-se neutrinos de mão-direita), portanto os vínculos de busca direta para $\beta = 1.0$ se aplicam diretamente ($M_{LQ} > 1435$ GeV, com 95% CL). Para sua componente de carga $-1/3$, dado que seu único acoplamento possível é do tipo $d-\nu$, podemos considerar o vínculo da componente $2/3$ menos 53 GeV, assim como para R_2 , excluindo massas inferiores a 1382 GeV.

4.5 Sinais indiretos no LHC: Drell-Yan

Sinais indiretos da presença de leptosquarks podem ser observados no processo de Drell-Yan (99; 176). As Figs. 4.13(a) - (f) representam alguns dos diagramas de Feynman para este processo. A Fig. 4.13(a) representa a contribuição envolvendo o leptosquark \tilde{R}_2 a nível de árvore. Tais contribuições para \tilde{R}_2 ocorrem por sua componente de carga $2/3$ através do termo da lagrangiana $\bar{d}_{RL}\tilde{R}_2^{2/3}$. As Figs. 4.13(b) - (d) representam contribuições com 1 *loop*. Os diagramas das Figs. 4.13(e) e (f) são exemplos de contribuições considerando um jato adicional. Como veremos posteriormente,

a presença de leptoquarks aumenta a seção de choque para Drell-Yan na região de maior massa invariante do par de léptons, M_{ll} , levando a um sinal indireto destas partículas.

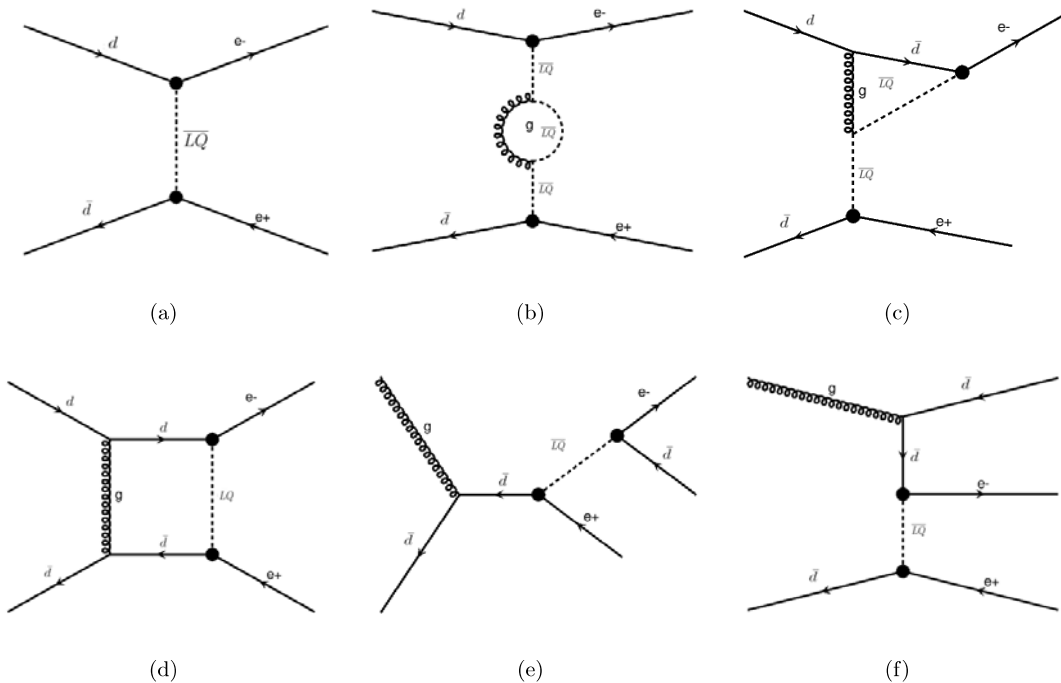


Figura 4.13: Diagramas de Feynman que contribuem para o processo de DY: (a) a nível de árvore, (b) - (d) contendo 1 loop, (e) - (f) com um jato adicional.

Nossas simulações foram realizadas em NLO (do inglês, *next-to-leading order*), levando em consideração diagramas com um *loop* ou um jato adicional. Com esta finalidade, é necessário calcular os contratermos da lagrangiana, utilizando os programas FeynRules-2.3 (177), com o pacote NLOCT (178), e FeynArts-3.9 (179). Após gerarmos o UFO (do inglês, *Universal FeynRules Output*), o mesmo é utilizado como ponto de partida para a simulação de eventos no pacote MadGraph em sua versão MadGraph5 aMC@NLO (86).

A referência (180) foi utilizada para comparação entre os resultados de nossas simulações e os dados experimentais coletados pela colaboração ATLAS. As medições foram realizadas para massa invariante do par de léptons, M_{ll} , entre 116 GeV e 1500 GeV, separados em 12 *bins*, com energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8$ TeV e luminosidade integrada de 20.3 fb^{-1} . Os dados da colaboração ATLAS, em (180), são apresentados com *background* subtraído e sem efeito de detectores, podendo ser diretamente comparados aos resultados de nossas simulações. O conjunto de cortes cinemáticos

M_U [GeV]	LO [pb/GeV]	NLO [pb/GeV]	simulações do ATLAS [pb/GeV]	dados do ATLAS [pb/GeV]
116 - 130	1.69×10^{-1}	1.92×10^{-1}	2.24×10^{-1}	2.31×10^{-1}
130 - 150	7.39×10^{-2}	9.03×10^{-2}	1.02×10^{-1}	1.05×10^{-1}
150 - 175	3.44×10^{-2}	4.33×10^{-2}	4.81×10^{-2}	5.06×10^{-2}
175 - 200	1.74×10^{-2}	2.24×10^{-2}	2.49×10^{-2}	2.60×10^{-2}
200 - 230	9.01×10^{-3}	1.24×10^{-2}	1.36×10^{-2}	1.39×10^{-2}
230 - 260	4.90×10^{-3}	7.09×10^{-3}	7.63×10^{-3}	7.95×10^{-3}
260 - 300	3.12×10^{-3}	4.09×10^{-3}	4.30×10^{-3}	4.43×10^{-3}
300 - 380	1.35×10^{-3}	1.63×10^{-3}	1.86×10^{-3}	1.84×10^{-3}
380 - 500	4.12×10^{-4}	5.28×10^{-4}	5.87×10^{-4}	5.99×10^{-4}
500 - 700	1.05×10^{-4}	1.40×10^{-4}	1.47×10^{-4}	1.52×10^{-4}
700 - 1000	1.56×10^{-5}	2.17×10^{-5}	2.56×10^{-5}	2.64×10^{-5}
1000 - 1500	2.07×10^{-6}	2.44×10^{-6}	3.81×10^{-6}	3.23×10^{-6}

Tabela 4.4: Resultados para nossas simulações nos casos LO e NLO, simulação e dados experimentais da colaboração ATLAS, no contexto do SM.

aplicados é dado por

$$E_T(l_1) > 40 \text{ GeV}, \quad (4.24a)$$

$$E_T(l_2) > 30 \text{ GeV}, \quad (4.24b)$$

$$|\eta(l)| < 2.47, \quad (4.24c)$$

$$|\Delta\eta(l_1, l_2)| < 3.5, \quad (4.24d)$$

onde l_1 representa o lépton de maior p_T e l_2 é o lépton com segundo maior p_T . Além destes cortes, foram aplicados critérios de isolamento: $\Delta R_U > 0.4$ e $\Delta R_{l_j} > 0.4$, onde, como já mencionado, $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$.

Na Tab. 4.4, apresentamos nossos resultados para simulação do processo $pp \rightarrow e^+e^-$ em LO e em NLO, no contexto do SM, para comparação, além dos dados experimentais e resultados de simulação da colaboração ATLAS. As escalas dinâmicas de renormalização e fatorização (da qual depende a *Parton Distribution Function*, PDF) escolhidas foram, ambas, M_U , em concordância com as escalas adotadas pela colaboração ATLAS em (180). Em NLO, geramos diagramas a nível de árvore; envolvendo 1 *loop*, como os das Figs. 4.13(b) - (d); e também considerando a presença de um jato adicional a nível partônico, como nos diagramas das Figs. 4.13(e) e (f), abarcando a possibilidade de *Initial State Radiation*, ISR, ou *Final State Radiation*, FSR.

Para compreensão dos efeitos ao se considerar simulação em NLO, apresentamos na Fig. 4.14 os k -factors globais (para $116 < M_{ll} < 1500$ GeV) obtidos em nossas simulações, dados pela razão σ_{NLO}/σ_{LO} , para o SM e para o caso de \tilde{R}_2 . Pode-se observar que, no contexto do SM, a simulação em NLO resulta em um aumento de, aproximadamente, 37% do valor da seção de choque, quando em comparação à simulação realizada em LO. No caso da adição de \tilde{R}_2 , existe um aumento de 28%, em média, no valor da seção de choque, quando comparamos simulações em NLO e LO, sendo esta relação aproximadamente independente dos valores de M_{LQ} e λ , exceto para os casos nos quais λ é grande, sendo aproximadamente 1 ou maior.

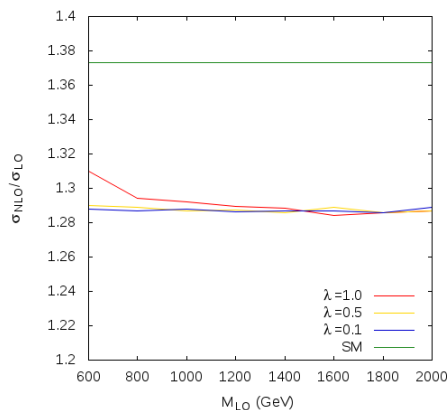


Figura 4.14: k -factors globais ($116 < M_{ll} < 1500$ GeV) para o SM (em verde) e para o modelo com \tilde{R}_2 , em função de M_{LQ} , para os valores de $\lambda = 1.0$ (em vermelho), $\lambda = 0.5$ (em amarelo) e $\lambda = 0.1$ (em azul). As escalas de renormalização e fatorização utilizadas são dadas pela massa invariante dos léptons, M_{ll} .

Na Fig. 4.15, apresentamos as razões $\sigma/\sigma_{SM,ATLAS}$, comparando as seções de choque de nossas simulações nos casos LO, que representa, em média, 70% do valor da seção de choque obtida experimentalmente em cada bin ; e NLO, em média, representando aproximadamente 90% dos resultados experimentais para as seções de choque em cada bin . Apresentamos também os resultados das simulações realizadas pela colaboração ATLAS, representando 97% dos dados experimentais, em média, com exceção do bin $1000 \text{ GeV} < m_{ll} < 1500 \text{ GeV}$, para o qual a simulação do ATLAS está cerca de 20% acima do dado experimental, ainda assim estando dentro da faixa de 1σ de incerteza. Vale ressaltar que as simulações da colaboração ATLAS foram realizadas em NNLO em QCD, além de incluírem correções eletrofracas em NLO, utilizando como PDF a distribuição MMHT14 NNLO (181) com escalas de renormalização e fatorização, como já mencionado, dadas por $\mu_R = \mu_F = M_{ll}$. Nossas simulações em NLO foram realizadas com a distribuição de PDF NN23NLO (182).

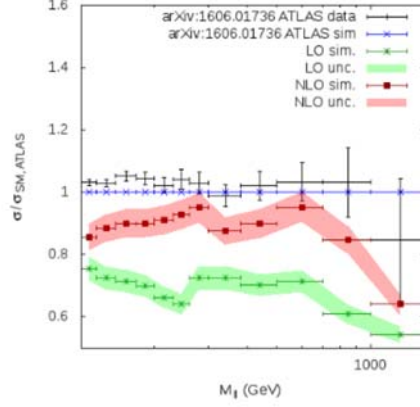


Figura 4.15: Razão $\sigma/\sigma_{SM,ATLAS}$ para nossas simulações nos casos LO e NLO; além das simulações realizadas pela colaboração ATLAS, para cada bin.

Na Tab. 4.5, especificamos fatores de correção, definidos por

$$k_c \equiv \frac{\text{Simulações para SM em (180)}}{\text{Nossas simulações em NLO}}, \quad (4.25)$$

além de um k -factor definido como a razão NLO/LO para nossas simulações, para cada bin considerado. Para se obter um k_c comparando as simulações da colaboração ATLAS e nossas simulações em LO, basta multiplicar os k_c 's pelos k -factors apresentados na Tab. 4.5.

Tendo-se em vista nosso objetivo ser a obtenção de regiões de exclusão no plano (M_{LQ}, λ) para leptoquarks nas representações R_2 e \tilde{R}_2 , necessitamos de precisão na comparação entre nossas simulações e os dados experimentais para Drell-Yan apresentados em (180). Com esta finalidade, utilizaremos fatores de correção para nos aproximarmos das simulações da colaboração ATLAS, realizadas para SM em NNLO (em comparação com nossas simulações, realizadas em NLO). Tais fatores de correção são apresentados na segunda coluna da Tab. 4.5, no contexto de SM.

Da Fig. 4.14, temos que os k -factors globais, considerando $116 < M_{l\bar{l}} < 1500$ GeV, para σ_{NLO}/σ_{LO} no caso do SM são relativamente próximos daqueles obtidos para o caso \tilde{R}_2 , sendo independentes de M_{LQ} e λ , em geral. Desta forma parece razoável utilizarmos os fatores de correção NNLO/NLO obtidos no contexto do SM, para nossos modelos com leptoquarks.

M_{ll}	k_c	$k\text{-factor}$
[GeV]	ATLAS/NLO	NLO/LO
116 - 130	1.17	1.14
130 - 150	1.13	1.22
150 - 175	1.11	1.26
175 - 200	1.11	1.29
200 - 230	1.09	1.38
230 - 260	1.08	1.45
260 - 300	1.05	1.31
300 - 380	1.14	1.21
380 - 500	1.11	1.28
500 - 700	1.05	1.33
700 - 1000	1.18	1.39
1000 - 1500	1.56	1.18

Tabela 4.5: Fatores de correção e k -factors para nossas simulações.

Na Fig. 4.16, apresentamos nossas seções de choque, divididas pela largura do bin , em função da massa invariante do par de léptons, M_{ll} , para as simulações da colaboração ATLAS (dados da quinta coluna da Tab. 4.4, representado pelo histograma amarelo), dados coletados pela colaboração ATLAS (em vermelho). Na Fig. 4.16(a) apresentamos resultados para o modelo com \tilde{R}_2 , com suas componentes degeneradas em massa, assumindo $M_{LQ} = 600$ GeV, apenas variando o valor do acoplamento de Yukawa do leptoquark. Na Fig. 4.16(b), apresentamos nossos resultados para o mesmo modelo, mantendo o valor do acoplamento de Yukawa constante, $\lambda = 1.0$, considerando diferentes valores da massa do leptoquark em questão (600 GeV, 1000 GeV e 1400 GeV).

Da Fig. 4.16(a) pode-se notar que, para um mesmo valor de M_{LQ} , obteremos mais eventos na região com alto M_{ll} para maiores valores de λ . Como esperado, se o valor de λ é muito pequeno (aproximadamente 0.1, para $M_{LQ} = 600$ GeV), os leptoquarks desacoplam e não somos capazes de distinguir entre SM e um modelo com \tilde{R}_2 . Na Fig. 4.16(b), temos o comportamento da seção de choque, em função de M_{ll} , mantendo-se o acoplamento de Yukawa do leptoquark constante, variando-se o valor de M_{LQ} . Pode-se observar que para cada diferente valor de M_{LQ} , existe um ponto cinemático em M_{ll} a partir do qual as contribuições dos leptoquarks tornam-se relevantes, resultando na predição de um número maior de eventos, quando em comparação ao SM, na região de alta massa invariante do par de léptons. Tal limite cinemático para o início da relevância das contribuições de leptoquarks é dado por aproximadamente $M_{LQ}/2$.

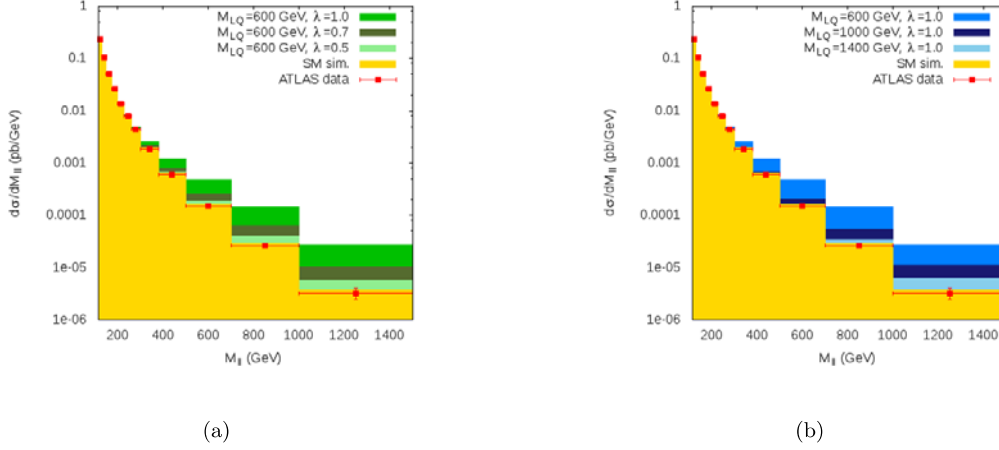


Figura 4.16: Seções de choque divididas pela largura do bin em função de M_{ll} : (a) para as simulações e dados da colaboração ATLAS, além de nossos resultados, mantendo $M_{LQ} = 600$ GeV, constante, variando o valor de λ . (b) para as simulações e dados da colaboração ATLAS, além de nossos resultados, mantendo $\lambda = 1.0$, constante, para valores de $M_{LQ} = 600$ GeV, $M_{LQ} = 1000$ GeV e $M_{LQ} = 1400$ GeV.

Tendo-se em vista que os únicos dados para seções de choque do processo de Drell-Yan com $\sqrt{s} = 13$ TeV, apresentados em (183), possuem uma luminosidade integrada de 2.8 fb^{-1} e 2.3 fb^{-1} , respectivamente para os canais de dimuon e dielétron, utilizaremos, como base para nossa análise na seção 4.7, as referências (184) e (187). Vale ressaltar que tais referências, respectivamente apresentadas pelas colaborações ATLAS, com luminosidade integrada de 36.1 fb^{-1} , e CMS, com luminosidade integrada de 36 fb^{-1} , referem-se a buscas gerais de ressonâncias decaindo em pares de léptons carregados. Em tais buscas, considera-se os efeitos de detector e os *backgrounds* não são subtraídos, levando a uma menor precisão nas regiões de exclusão no plano (M_{LQ}, λ) apresentadas na seção 4.7, em comparação à nossa análise para $\sqrt{s} = 8$ TeV.

4.6 Leptoquarks em eventos com monojato e \cancel{E}_T

Com o objetivo de analisarmos os efeitos da introdução de leptoquarks em eventos com monojato e grande quantidade de \cancel{E}_T , inicialmente explanaremos a respeito desse tipo de processo no contexto do SM. Em geral, considera-se um jato de alto p_T e a eventual presença 2 ou mais jatos adicionais, acompanhados de elevados valores de energia transversal perdida, \cancel{E}_T , como em (100) e (101). Tais referências reportam, respectivamente, dados de buscas das colaborações ATLAS e CMS, ambas com $\sqrt{s} = 8$ TeV.

Na Fig. 4.17, apresentamos as seções de choque de produção para eventos de monojato, na presença de 0 jatos adicionais, representando eventos do tipo $p p \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l$ e $p p \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l j$ (em amarelo), até 1 jato adicional, incluindo o processo $p p \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l j j$ (em vermelho) e até 2

jetos adicionais, incluindo os processos $p p \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l j j$ e $p p \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l j j j$ (em azul). Essas simulações foram realizadas com o pacote MadGraph (86) em LO, com $\sqrt{s} = 8$ TeV, utilizando como escalas de renormalização e fatorização, as escalas dinâmicas padrões deste pacote (dadas pela massa transversal do sistema). Os processos de *parton shower*, hadronização e simulação de detector foram realizados com o pacote Pythia 6.4 (185) e o pacote PGS. Como cortes cinemáticos, utilizamos

$$p_{Tj_i} > 120 \text{ GeV}, \quad (4.26a)$$

$$p_{Tj_{i>1}} > 20 \text{ GeV}, \quad (4.26b)$$

$$150 < \cancel{E}_T < 700 \text{ GeV}, \quad (4.26c)$$

$$|\eta_j| < 4.5. \quad (4.26d)$$

Aplicando-se os cortes das Eqs. 4.26a, 4.26b, 4.26c e 4.26d, obtivemos para as seções de choque totais: $\sigma_{tot}(j) = 11.04$ pb, $\sigma_{tot}(j + jj) = 22.51$ pb e $\sigma_{tot}(j + jj + jjj) = 28.48$ pb, respectivamente para de 0, até 1 e até 2 jetos adicionais. Observamos um aumento de 104% na seção de choque, ao se considerar a possibilidade de um jato extra ao nível de pártons. Com relação aos casos $j + jj$ e $j + jj + jjj$, observamos um aumento de 28% na seção de choque total. Concluímos que quanto maior a quantidade de pártons considerados, menor será a contribuição para o aumento da seção de choque de eventos com monojato energético.

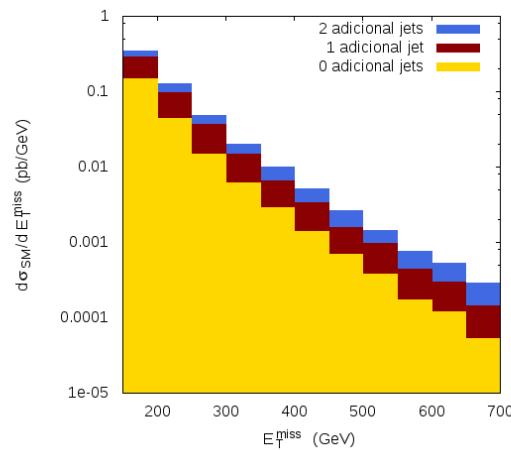


Figura 4.17: Seção de choque para o processo $\cancel{E}_T j$, em função de \cancel{E}_T (no contexto do SM), para $\sqrt{s} = 8$ TeV, considerando-se a presença de 0 (em amarelo), 1 (em azul) e 2 (em vermelho) jetos adicionais.

Portanto, visando gerar o processo com precisão, precisamos incluir pártons adicionais na simulação, já que o pacote Pythia mostra-se ser uma aproximação pobre para gerar jetos. Para evitar a

contagem dupla de eventos na mesma região cinemática, que poderia ocorrer por exemplo nos casos $\nu_l + \bar{\nu}_l + \text{shower}$ e $\nu_l + \bar{\nu}_l + j + \text{shower}$, para j mole, o programa MadGraph realiza o *jet matching*. Desta forma, no canal de busca por monojato, no contexto de leptoquarks, realizada na seção 4.7, somamos os casos de 0 e 1 pártons adicionais.

Na Fig. 4.17, separamos a seção de choque em *bins* de 50 GeV, com relação à energia transversal perdida. Para cada um destes *bins*, calculamos fatores de correção, k_c^{mono} , que indicam o aumento percentual na seção de choque por *bin* de \cancel{E}_T , ao considerarmos a presença de um novo pártion adicional na simulação. Os fatores de correção revelantes na discussão sobre processos de monojatos, no contexto do SM, são apresentados na Tab. 4.6.

Intervalo de \cancel{E}_T (GeV)	$k_c^{mono} = \frac{\sigma_{j+ji}}{\sigma_j}$	$k_c^{mono} = \frac{\sigma_{j+ji+jjj}}{\sigma_{j+ji}}$
150 - 200	1.91	1.22
200 - 250	2.25	1.30
250 - 300	2.47	1.33
300 - 350	2.40	1.36
350 - 400	2.27	1.53
400 - 450	2.40	1.50
450 - 500	2.23	1.69
500 - 550	2.56	1.46
550 - 600	2.56	1.73
600 - 650	2.49	1.80
650 - 700	2.72	1.97

Tabela 4.6: Fatores de correção para eventos com monojato energético considerando-se a presença de 0, até 1 e até 2 jatos adicionais.

Podemos observar que o aumento percentual na seção de choque, por se considerar um jato adicional, é mais acentuado para maiores valores de \cancel{E}_T , em média.

Na seção 4.7 obtemos regiões de exclusão no plano (M_{LQ}, λ) para modelos com leptoquarks, baseado na análise reportada pela colaboração CMS em (186), com $\sqrt{s} = 13$ TeV e luminosidade integrada de 35.9 fb^{-1} . Nesta análise considera-se $\cancel{E}_T > 250$ GeV e $p_{T,j1} > 100$ GeV, em 22 *bins*. Na Fig. 4.18, análoga à Fig. 4.15 para o caso de Drell-Yan, apresentamos a razão $\sigma/\sigma_{SM,CMS}$ para estes *bins*, com os dados da Colaboração CMS em preto, suas simulações em azul, nossas simulações para o caso de 0 jatos adicionais em verde, e nossas simulações para 1 jato adicional em vermelho.

Pode-se observar que nossas simulações para a topologia $\cancel{E}_T j$ e 0 jatos adicional sempre está,

pelo menos, 50% abaixo da simulação da colaboração CMS em (186). Para o caso de 1 jato adicional, nossas simulações estão, majoritariamente, dentro de uma janela entre 50% a menos e 50% a mais em comparação à simulação da colaboração CMS, demonstrando uma melhora com relação ao caso de 0 jatos adicionais.

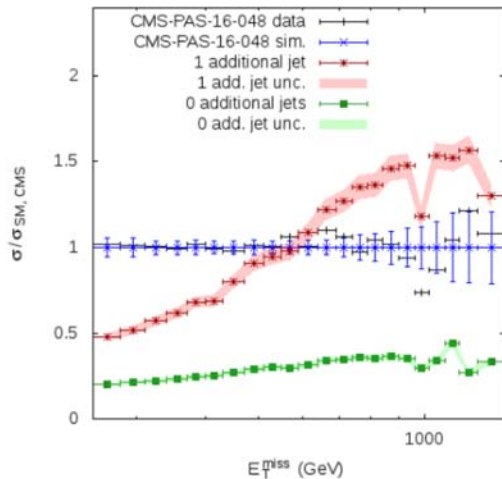


Figura 4.18: Razão $\sigma/\sigma_{SM,CMS}$ para nossas simulações nos casos de 0 (em verde) e 1 (em vermelho) jato adicional; além das simulações realizadas (em azul) e dados obtidos (em preto) pela colaboração CMS em (186), para cada bin.

Ao adicionarmos um leptoquark ao SM, este poderá contribuir para eventos em colisores com a topologia $j\cancel{E}_T$. Na Fig. 4.19, apresentamos alguns exemplos de diagramas de feynman em LO que contribuem para este processo, no caso de \tilde{R}_2 . Tais contribuições ocorrem para a componente de carga $-1/3$, através do termo da lagrangiana $\bar{d}_R\nu_L\tilde{R}_2^{-1/3}$. Destes diagramas, dado ser um processo que depende da produção simples de LQs, temos que a contribuição dos mesmos é altamente dependente do valor de seu acoplamento de Yukawa com os férmions do SM.

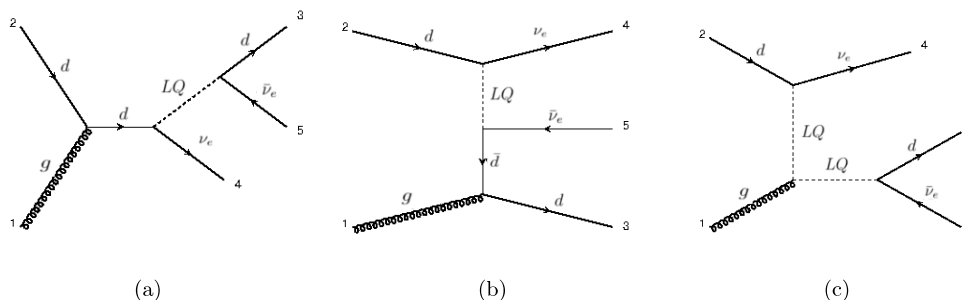


Figura 4.19: Diagramas de Feynman em LO que contribuem para eventos com monojato e \cancel{E}_T .

Na Fig. 4.20 apresentamos a seção de choque de eventos com a topologia de monojato em função

de \cancel{E}_T , no contexto do SM (em vermelho) e para o caso de \tilde{R}_2 . Geramos 100000 eventos para cada curva, usando o programa MadGraph em sua versão LO, com $\sqrt{s} = 8$ TeV, utilizando as escalas de fatorização e renormalização padrões. Aplicamos os cortes $p_{Tj} > 250$ GeV e $\cancel{E}_T > 500$ GeV.

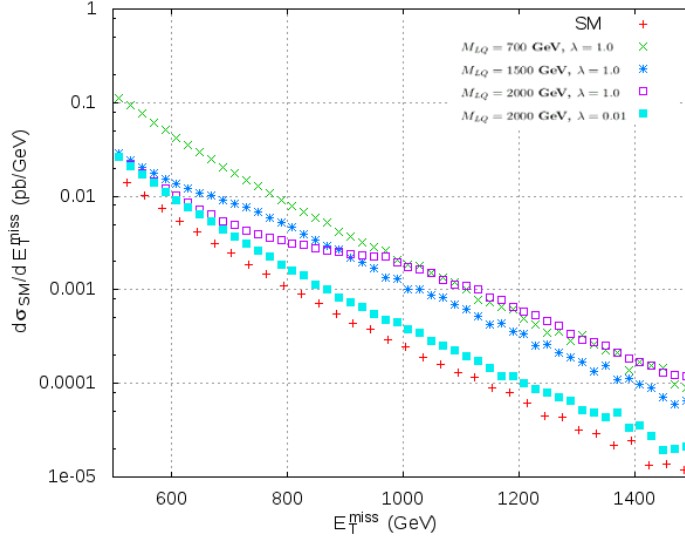


Figura 4.20: Seção de choque em função de \cancel{E}_T para o SM e SM adicionado de um dubleto do tipo \tilde{R}_2 , para vários valores de acoplamentos e massa dos leptoquarks.

Pode-se observar que a presença do leptoquark aumenta a seção de choque com relação às previsões do SM, com o aumento dependendo do valor da massa do leptoquark e do acoplamento deste com os férmions do SM. Aumentando-se a massa do LQ, diminui-se o efeito da introdução deste. Além disso, para valores do acoplamento entre férmions e leptoquarks significativos (próximos de 1, ou maiores que 1), pode-se observar maiores contribuições na região acima de $M_{LQ}/2$.

Apresentamos, na seção 4.7, a obtenção de vínculos para massa e acoplamentos dos leptoquarks, baseados em dados experimentais. Utilizamos dados reportados pela colaboração ATLAS em (180), para o processo de Drell-Yan com $\sqrt{s} = 8$ TeV; e em (184) e (187), respectivamente obtidos pelas colaborações ATLAS e CMS, para as buscas no canal de diléptons com $\sqrt{s} = 13$ TeV; e os dados da colaboração CMS em (186), para a topologia $\cancel{E}_T j$ com $\sqrt{s} = 13$ TeV.

4.7 Análise e Discussão

Apresentamos nessa seção nossos resultados para regiões de exclusão no plano (M_{LQ}, λ) , para os leptoquarks R_2 e \tilde{R}_2 . Para a obtenção destes vínculos, consideraremos 3 cenários, a saber

- \tilde{R}_2^d : neste cenário acrescentamos ao SM um dubleto \tilde{R}_2 acoplado apenas com férmions de

primeira geração (quarks d , elétrons e ν_e);

- R_2^L : neste cenário, consideramos a presença de um dubleto R_2 acoplando com férmions de primeira geração, com $y_2^{LR} = 0$, tendo-se em vista os vínculos de decaimento do pión, já citados na seção 4.2. Neste caso, o leptarquark apenas acopla com quarks u , elétrons e ν_e ;
- \tilde{R}_2^s : adicionando-se um dubleto \tilde{R}_2 com acoplamentos de Yukawa apenas com segunda geração (quarks s , μ e ν_μ).

Os processos considerados para a obtenção das regiões de exclusão serão efeitos indiretos em Drell-Yan

$$pp \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^- + X, \quad (4.27)$$

e buscas inclusivas em eventos com monojetato

$$pp \rightarrow j\cancel{E}_T. \quad (4.28)$$

Como já mencionado na seção 4.5, para nossa investigação associada ao processo de Drell-Yan a 8 TeV, utilizamos os dados da colaboração ATLAS apresentados em (180), com luminosidade integrada de 20.3 fb^{-1} . Para a realização da análise estatística, definimos uma função χ_{ll}^2 , dada por

$$\begin{aligned} \chi_{ll}^2(M_{LQ}, \lambda) &= \min_{\xi_{SM}, \xi_{Sig}} \sum_i \frac{(N_{Sig}^i(M_{LQ}, \lambda)(1 + \xi_{Sig}) + N_{SM}^i(1 + \xi_{SM}) - N_{Data}^i)^2}{(\delta_i^{tot})^2} \\ &+ \left(\frac{\xi_{SM}}{\sigma_{\xi_{SM}}} \right)^2 + \left(\frac{\xi_{Sig}}{\sigma_{\xi_{Sig}}} \right)^2, \end{aligned} \quad (4.29)$$

onde N_{Sig}^i é o número esperado de eventos (seção de choque multiplicada pela luminosidade integrada) de nossos sinais em cada caso considerado para o i -ésimo bin , sendo função da massa do leptarquark em questão, M_{LQ} , e do acoplamento leptarquark-quark-lépton, λ ; N_{SM}^i representa o número de eventos previstos pelo SM no i -ésimo bin ; N_{Data}^i é o número de eventos observados no i -ésimo bin e δ_i^{tot} é a incerteza experimental total (estatística e sistemática) para cada bin . A soma é realizada para todos os $bins$ considerados.

ξ_{Sig} e ξ_{SM} são *pulls* que estimam os erros sistemáticos, provenientes, por exemplo, da escolha de *Parton Distribution Function* (PDF), escalas de renormalização e fatorização, além de erros associados ao processo de Monte Carlo. Para maiores detalhes sobre o método, veja as referências (188; 189), onde realiza-se também esse tratamento estatístico simplificado em termos de 2 *pulls*. $\sigma_{\xi_{SM}}$ e $\sigma_{\xi_{Sig}}$ representam incertezas nos valores destes *pulls*, tipicamente da ordem de 0.05.

Devemos encontrar o mínimo da função χ_{ll}^2 com relação aos *pulls*. Para tanto, calculamos esta função em uma grade no plano (M_{LQ}, λ) . Define-se como $\chi_{ll, \min}^2$ o valor mínimo de χ_{ll}^2 , dentre todos os valores de χ_{ll}^2 para os λ 's considerados, para cada M_{LQ} . A região de exclusão com 95% CL será dada por

$$|\chi_{ll}^2(M_{LQ}, \lambda) - \chi_{ll, \min}^2(M_{LQ})| \leq 6.0. \quad (4.30)$$

Primeiramente, realizamos uma análise do efeito dos *pulls* e suas incertezas nas regiões de exclusão, definidas pela Eq. 4.30. Para tanto, consideramos 4 casos para ξ_{SM} , ξ_{Sig} e suas incertezas, a saber

- (0.05, 0.05): no qual $\xi_{SM} \neq 0$, $\xi_{Sig} \neq 0$ e suas incertezas são $\sigma_{\xi_{SM}} = 0.05$ e $\sigma_{\xi_{Sig}} = 0.05$;
- (0, 0.05): no qual $\xi_{SM} = 0$, $\xi_{Sig} \neq 0$ e $\sigma_{\xi_{Sig}} = 0.05$;
- (0.05, 0): no qual $\xi_{SM} \neq 0$, $\xi_{Sig} = 0$, com incerteza $\sigma_{\xi_{SM}} = 0.05$;
- (0, 0): no qual $\xi_{SM} = 0$, $\xi_{Sig} = 0$.

Realizando esta análise para o caso (0.05, 0.05), obtivemos as regiões de exclusão em vermelho, respectivamente para os cenários \tilde{R}_2^d , R_2^l e \tilde{R}_2^s , nas Figs. 4.21, 4.22 e 4.23. Analisamos, posteriormente, os casos (0, 0.05), (0.05, 0) e (0, 0). Pudemos observar que, ao se retirar qualquer dos *pulls*, correspondendo aos casos (0, 0.05), (0.05, 0) e (0, 0), a função χ_{ll}^2 torna-se instável, não permitindo a definição de uma região de exclusão precisa.

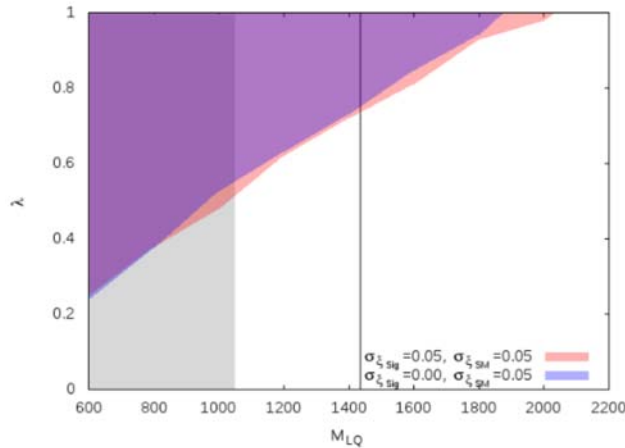


Figura 4.21: Regiões de exclusão no plano (M_{LQ}, λ) , no caso \tilde{R}_2^d , considerando-se ambos os *pulls*, com incertezas de 0.05, e considerando-se apenas o *pull* de SM com incerteza de 0.05 (com $\xi_{Sig} = 0$). A região cinza representa o limite de exclusão $M_{LQ} < 1050$ GeV, obtido com $\sqrt{s} = 8$ TeV e a linha preta representa o limite de exclusão $M_{LQ} < 1435$ GeV, $\sqrt{s} = 13$ TeV.

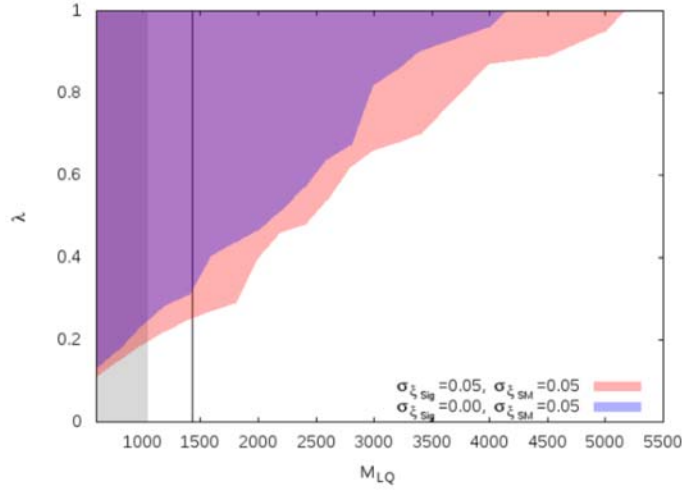


Figura 4.22: Regiões de exclusão no plano (M_{LQ}, λ) , no caso R_2^I , considerando-se ambos os pulls, com incertezas de 0.05, e considerando-se apenas o pull de SM com incerteza de 0.05 (com $\xi_{Sig} = 0$). A região cinza representa o limite de exclusão $M_{LQ} < 1050$ GeV, obtido com $\sqrt{s} = 8$ TeV e a linha preta representa o limite de exclusão $M_{LQ} < 1435$ GeV, $\sqrt{s} = 13$ TeV.

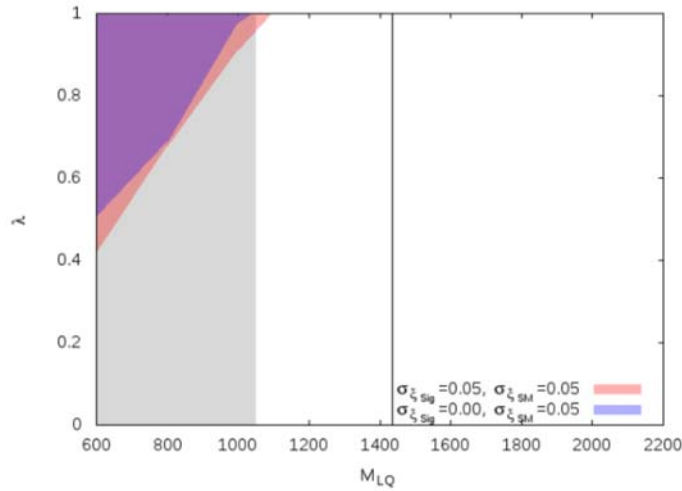


Figura 4.23: Regiões de exclusão no plano (M_{LQ}, λ) , no caso \tilde{R}_2^s , considerando-se ambos os pulls (com incertezas de 0.05) e considerando-se apenas o pull de SM com incerteza de 0.05 (com $\xi_{Sig} = 0$). A região cinza representa o limite de exclusão $M_{LQ} < 1000$ GeV, obtido com $\sqrt{s} = 8$ TeV e a linha preta representa o limite de exclusão $M_{LQ} < 1530$ GeV, $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Tendo esse fato em vista, analisamos o quão bem os dados da referência (180) descrevem as simulações do SM, através da relação $(\sigma_{Data}^i - \sigma_{SM}^i)/\delta_i^{tot}$, onde σ_{Data}^i é a seção de choque obtida experimentalmente para cada *bin* (*bins* esses descritos na seção 4.5), σ_{SM}^i é a seção de choque prevista pelo SM para o *i*-ésimo *bin* e, como já mencionado, δ_i^{tot} é a incerteza experimental para cada *bin*.

A Fig. 4.24 apresenta nossos resultados para esta análise de significância estatística pela relação $(\sigma_{Data}^i - \sigma_{SM}^i) / \delta_i^{tot}$. Da figura, podemos observar que a precisão dos 3 primeiros *bins* é menor quando comparada aos outros 9. De fato, os dados dos 3 primeiros *bins* desviam por 2σ das simulações do ATLAS para SM. Este desvio pode ser proveniente da incerteza experimental ou dos erros sistemáticos das simulações no contexto do SM. Dessa forma, vemos que a introdução dos *pulls* ξ_{SM} e ξ_{Sig} é necessária no sentido melhorar a significância estatística de nossos resultados (no caso de ξ_{Sig} , com relação aos erros sistemáticos de nossas simulações para os modelos com leptoquarks).

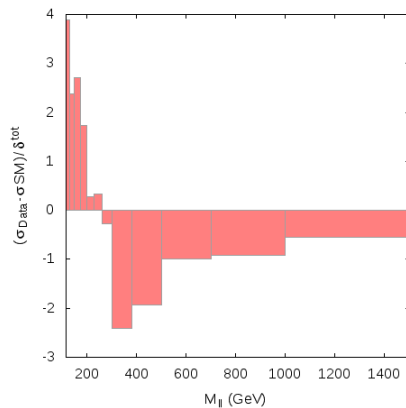


Figura 4.24: Relação $(\sigma_{Data} - \sigma_{SM}) / \delta^{tot}$ para cada bin, seguindo as convenções de (180), na análise de Drell-Yan com $\sqrt{s} = 8$ TeV.

Conseqüentemente, para realizarmos uma análise sem *pulls* e compará-la à análise com *pulls* minimizados e incertezas nos *pulls* de 0.05, fizemos a soma da Eq. 4.29 sem considerar os 3 primeiros *bins*. Desta forma, a função χ_{ll}^2 tornou-se estável e pudemos obter uma região de exclusão com 95% CL, dada pelas regiões azuis nas Figs. 4.21, 4.22 e 4.23, para o caso (0.05, 0). Obtivemos resultados muito semelhantes àqueles dados pela análise com ambos os *pulls*, no caso (0, 0.05). O mesmo é válido para um aumento na incerteza dos *pulls* para 0.10 e 0.25, que, em nossa notação, corresponderiam aos casos (0.10, 0.10) e (0.25, 0.25). Concluimos que a região de exclusão não apresenta grande dependência na incerteza dos *pulls* ou na presença de ξ_{SM} (desde que se considere, apenas, os últimos 9 *bins*).

Das Figs. 4.21, 4.22 e 4.23, podemos concluir que uma análise com $\xi_{Sig} = 0$, caso (0.05, 0), leva a uma região de exclusão, no espaço de parâmetros dos modelos com leptoquarks, um pouco menor, quando em comparação ao caso (0.05, 0.05), excluindo, para um mesmo λ , menores valores de M_{LQ} .

Na Fig. 4.21 apresentamos as regiões de exclusão provenientes da análise de Drell-Yan a $\sqrt{s} = 8$ TeV, para o modelo \tilde{R}_2^d , no caso de considerarmos a presença de ambos os *pulls* (em vermelho),

ou apenas com $\xi_{SM} \neq 0$, com incerteza de 0.05 (em azul). A região cinza representa o limite de exclusão para busca por produção de par de leptoquarks com $\sqrt{s} = 8$ TeV, reportado pela colaboração ATLAS em (172), dado por $M_{LQ} < 1050$ GeV para leptoquarks de primeira geração e $M_{LQ} < 1000$ GeV para leptoquarks de segunda geração, ambos os limites considerando $\beta = 1.0$. A linha preta representa o limite de exclusão para busca por produção de par de leptoquarks com $\sqrt{s} = 13$ TeV, excluindo massas de $M_{LQ} < 1435$ GeV, para leptoquarks de primeira geração, considerando $\beta = 1.0$, reportado pela colaboração CMS em (175), e em (190), para leptoquarks de segunda geração. Para $\lambda = 1.0$, no caso da presença de ambos os *pulls*, pode-se excluir $M_{LQ} < 2000$ GeV. Para o caso de $\xi_{Sig} = 0$ e *pull* de SM com incerteza de 0.05, pode-se excluir, também para $\lambda = 1.0$, $M_{LQ} < 1850$ GeV. Para $\lambda > 0.5$ ($\lambda > 0.7$), o sinal indireto leva a limites mais fortes do que a busca direta para $\sqrt{8}$ TeV ($\sqrt{s} = 13$ TeV).

Na Fig. 4.22 apresentamos as regiões de exclusão, no modelo R_2^L , com 95% CL, no caso da presença de ambos os *pulls* (em vermelho) e considerando-se apenas o *pull* de SM, $\xi_{Sig} = 0$, com incerteza associada de $\sigma_{\xi_{SM}} = 0.05$. Pode-se observar que os vínculos de exclusão são mais fortes neste modelo quando em comparação ao caso \tilde{R}_2^d . Isso deve-se ao fato de que no modelo R_2^L o leptoquark em questão acopla-se a quarks tipo *up*, em oposição ao acoplamento com quarks *d* apresentado no modelo \tilde{R}_2^d . No caso de considerar-se ambos os *pulls*, para $\lambda = 1.0$, pode-se excluir a região de massa $M_{LQ} < 5100$ GeV. Para o caso $\xi_{SM} = 0$ e $\xi_{Sig} \neq 0$, com incerteza de 0.05, também para $\lambda = 1.0$, pode-se excluir a região $M_{LQ} < 4100$ GeV, aproximadamente. Para $\lambda > 0.2$ ($\lambda > 0.25$), o sinal indireto leva a limites mais fortes do que a busca direta para $\sqrt{8}$ TeV ($\sqrt{s} = 13$ TeV).

Na Fig. 4.23, temos as regiões de exclusão, com 95% CL, para o modelo \tilde{R}_2^s (leptoquark que acopla apenas com a segunda geração), nos casos: $\xi_{Sig} \neq 0$ e $\xi_{SM} \neq 0$, ambos com incerteza de 0.05, correspondendo ao caso (0.05,0.05); e para $\xi_{Sig} = 0$ e $\xi_{SM} \neq 0$, com incerteza de 0.05, caso (0.05, 0). No primeiro caso, para $\lambda = 1.0$, pode-se excluir valores de massa menores que 1080 GeV. No segundo caso, também para $\lambda = 1.0$, excluimos $M_{LQ} < 1040$ GeV. Pode-se observar da Fig. 4.23, que estes limites de exclusão são muito menores do que os vínculos de busca direta para leptoquarks de segunda geração. As regiões de exclusão aqui obtidas são também muito menores quando em comparação com os modelos \tilde{R}_2^d e R_2^L , tendo-se em vista, neste modelo, o leptoquark em questão não acoplar a quarks de valência do próton.

Nas Figs. 4.25, 4.26 e 4.27 apresentamos nossos resultados para análises análogas à previamente explanada, considerando dados a $\sqrt{s} = 13$ TeV. Para o processo de DY, utilizamos dados de buscas de ressonâncias decaindo em um par de léptons carregados, tendo-se em vista os dados específicos

para Drell-Yan ainda não terem sido liberados. Utilizamos a referência (184), reportada pela Colaboração ATLAS, com luminosidade integrada de 36.1 fb^{-1} , para valores de massa invariante do par de léptons entre 80 GeV e 6000 GeV, separados em 10 *bins*. Também baseamos nossa análise na referência (187), com dados da Colaboração CMS, com luminosidade integrada de 36 fb^{-1} , para valores de massa invariante do par de léptons acima de 120 GeV, separados em 6 *bins*. Vale ressaltar que os dados da Colaboração ATLAS para o processo de Drell-Yan apresentados na referência (180) são mais limpos, por serem desconvoluídos (sendo dados dos quais se retirou efeitos de detector e espaço de fase), podendo ser diretamente comparados às nossas simulações em NLO a nível de pártons.

Para a análise no canal de monojetato, utilizamos os resultados da Colaboração CMS apresentados em (186), com $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ e luminosidade integrada de 35.9 fb^{-1} . Tal análise conta com 22 diferentes regiões de sinal, considerando-se $\cancel{E}_T > 250 \text{ GeV}$, $p_T^{j1} > 100 \text{ GeV}$ e $|\eta_j| < 2.5$.

Assim como no caso da análise baseada em Drell-Yan a $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, para as análises com $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ (tanto para as análises baseadas em buscas no canal de 2 léptons quanto para a análise baseada em monojetatos), retiramos, das referências citadas acima, os valores de N_{Data}^i , N_{SM}^i e δ_i^{tot} , para cada *bin*. Entretanto, nesse caso utilizamos a função $\chi_{monojet}^2$, contendo as correlações entre os diferentes *bins*, dada por

$$\chi_{monojet}^2(M_{LQ}, \lambda) = \sum_{i,j} (N_S^i + N_{back}^i - N_{Data}^i)(\sigma^2)_{ij}^{-1} (N_S^j + N_{back}^j - N_{Data}^j), \quad (4.31)$$

onde $\sigma^2 = \sigma_i \rho_{ij} \sigma_j$, ρ é a matriz de correlação.

As análises no canal de 2 léptons foram realizadas em LO, utilizando-se o PYTHIA (185) para o processo de *parton shower* e o pacote DELPHES (191) para a simulação de detector. Para o processo de monojetato e \cancel{E}_T realizamos simulações de Monte Carlo com 0, 1 e 2 jetos partônicos. Assim como descrito na seção 4.5, em todos esses processos obtivemos fatores de correção para nossas simulações de SM com relação às simulações realizadas pelas colaborações experimentais e os aplicamos, *bin* a *bin*, para os modelos com leptoquarks. Posteriormente geramos funções $\chi_{ll,13}^2(M_{LQ}, \lambda)$, dadas por

$$\chi_{ll,13}^2(M_{LQ}, \lambda) = \sum_i \frac{(N_{Sig}^i(M_{LQ}, \lambda) + N_{SM}^i - N_{Data}^i)^2}{N_{Data}^i + (\delta_i^{tot})^2}, \quad (4.32)$$

para cada um dos canais de busca por diléptons, baseadas nos dados das Colorações ATLAS (184) e CMS (187). Tendo-se em vista os dados para $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ não serem desconvoluídos, não houve a necessidade de se considerar o tratamento com *pulls*, como realizado para $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$,

tendo-se em vista os erros experimentais serem muito maiores no primeiro, com relação ao último.

Como citado na seção 4.2.3, consideramos as componentes dos dubletos \tilde{R}_2 e R_2 degeneradas em massa, evitando vínculos de parâmetros oblíquos. Consequentemente, podemos combinar os resultados em cada canal de busca (Drell-Yan, diléptons e monojato) em uma função $\chi_{(combinada)}^2(M_{LQ}, \lambda)$, definida por

$$\chi_{(combinada)}^2(M_{LQ}, \lambda) = \sum_i \chi_i^2(M_{LQ}, \lambda), \quad (4.33)$$

onde a soma é realizada para cada canal de busca considerado. As regiões de exclusão combinadas são então obtidas aplicando-se a condição 4.30 para a função $\chi_{(combinada)}^2$.

Na Fig. 4.25 apresentamos as regiões de exclusão com 95% CL obtidas para cada canal de busca, no contexto de \tilde{R}_2^d . À direita, em roxo, temos a região de exclusão para a análise de Drell-Yan a $\sqrt{s} = 8$ TeV; em azul, apresentamos a região de exclusão para a análise baseada na busca de monojato realizada pela Colaboração CMS a $\sqrt{s} = 13$ TeV; em laranja e vermelho temos as regiões de exclusão obtidas pela análise do canal de dilépton, respectivamente baseadas nos dados da colaboração CMS e ATLAS, ambas com $\sqrt{s} = 13$ TeV. Também apresentamos os limites de busca direta por par de leptoquarks com $\sqrt{s} = 8$ TeV (linha preta sólida) e $\sqrt{s} = 13$ TeV (linha preta tracejada). À direita apresentamos a região de exclusão baseada na função $\chi_{(combinada)}^2$, incluindo todos os canais de buscas (delimitada pela linha sólida azul) e desconsiderando o canal de busca de monojato (região delimitada pela linha azul tracejada).

Observamos que, para a região de massa acima de 1 TeV, os vínculos mais fortes são provenientes do canal de busca de ressonâncias em dilépton baseado nos dados da colaboração ATLAS com $\sqrt{s} = 13$ TeV. Para $\lambda = 1.0$ pode-se excluir $M_{LQ} < 3200$ GeV, aproximadamente. Na região $M_{LQ} < 1$ TeV, os vínculos mais significativos provêm da análise de monojatos baseada nos dados da colaboração CMS com $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Da Fig. 4.25 à direita, correspondendo à análise combinada, observamos que os vínculos obtidos são basicamente provenientes da análise do canal de dilépton reportada pelo ATLAS a $\sqrt{s} = 13$ TeV, para $M_{LQ} > 1$ TeV. Abaixo desse limite, considerando a função $\chi_{(combinada)}^2$ sem o canal de monojatos (linha azul tracejada no gráfico à direita), o canal de busca de ressonâncias em diléptons reportado pela colaboração ATLAS domina o resultado. Considerando-se a análise combinada total, dada pela linha azul sólida, temos que, na região de massa abaixo de 700 GeV, o canal de monojato define a região de exclusão.

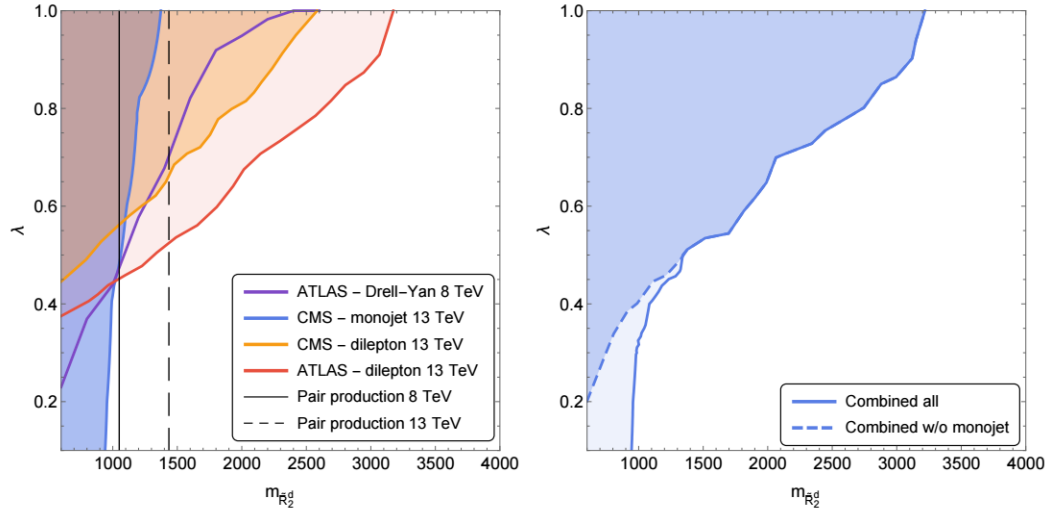


Figura 4.25: Regiões de exclusão com 95% CL no plano (M_{LQ}, λ) , para o modelo \tilde{R}_2^d . À esquerda: limites provenientes na análise baseada em Drell-Yan a 8 TeV (em roxo), baseada na busca de monojetos a 13 TeV (em azul), baseada na busca no canal de diléptons realizada pela Colaboração CMS (em laranja) e ATLAS (em vermelho); além de vínculos de busca direta a 8 TeV (linha sólida preta) e a 13 TeV (linha tracejada preta). À direita: limites provenientes da função $\chi^2_{(combinada)}$, considerando-se todos os canais de busca (linha sólida azul) e desconsiderando-se o canal de monojetos (linha tracejada azul).

Na Fig. 4.26 apresentamos nossos resultados para o caso R_2^L , utilizando o mesmo código de cores da Fig. 4.25, para cada canal de busca (à esquerda) e para a busca combinada (à direita). Nesse caso, para $M_{LQ} < 1$ TeV, novamente o canal de busca de monojetos se destaca, levando aos vínculos mais fortes. Ainda com relação aos vínculos provenientes do canal de monojetos, pode-se concluir que estes apenas são significativos (ultrapassando os vínculos de busca experimental para $\sqrt{s} = 13$ TeV), para $\lambda > 0.7$. Na região de grande massa, os dados de Drell-Yan e de busca no canal de ressonâncias em diléptons apresentam resultados similares, o que ocorre devido ao fato, já mencionado, de que o canal de Drell-Yan com $\sqrt{s} = 8$ TeV é mais interessante para nossa análise, por ser desconvoluido, o que acaba por compensar a menor luminosidade e menor energia de centro de massa, quando em comparação aos dados de dilépton da colaboração ATLAS a 13 TeV. Vale ressaltar que, como esperado, a região de exclusão para este caso é maior do que a obtida para \tilde{R}_2 , tendo-se em vista este leptoquark acoplar-se com quarks u , o que já havia sido notado em nossa análise inicial. Para $\lambda = 1.0$, pode-se excluir $M_{LQ} < 5400$ GeV.

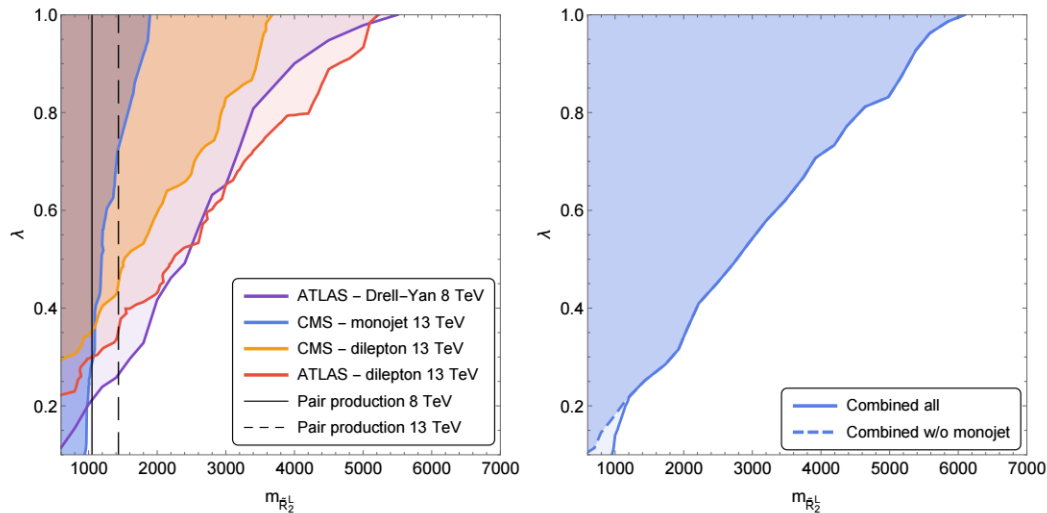


Figura 4.26: Regiões de exclusão com 95% CL no plano (M_{LQ}, λ) , para o modelo R_2^L . À esquerda: limites provenientes na análise baseada em Drell-Yan a 8 TeV (em roxo), baseada na busca de monojetos a 13 TeV (em azul), baseada na busca no canal de diléptons realizada pela colaboração CMS (em laranja) e ATLAS (em vermelho); além de vínculos de busca direta a 8 TeV (linha sólida preta) e a 13 TeV (linha tracejada preta). À direita: limites provenientes da função $\chi^2_{(combinada)}$, considerando-se todos os canais de busca (linha sólida azul) e desconsiderando-se o canal de monojetato (linha tracejada azul).

Na Fig. 4.27 temos as regiões de exclusão (também utilizando o mesmo código de cores da Fig. 4.25), com 95% CL, no caso \tilde{R}_2^s , para cada canal de busca considerado (à esquerda) e para os canais combinados (à direita). Para a região de pequenas massas ($M_{LQ} < 800$ GeV), novamente o canal de monojetos se destaca. Para massas acima de 800 GeV o canal que leva aos vínculos mais fortes é a análise de Drell-Yan, baseada na busca da colaboração ATLAS, com $\sqrt{s} = 8$ TeV, excluindo, para $\lambda = 1.0$ leptoquarks com massa abaixo de 1200 GeV. Ainda assim, tendo-se em vista este leptoquark não se acoplar a quarks de valência do próton, como já mencionado na análise preliminar, as regiões de exclusão são menos relevantes, quando em comparação aos limites de exclusão provenientes da busca direta.

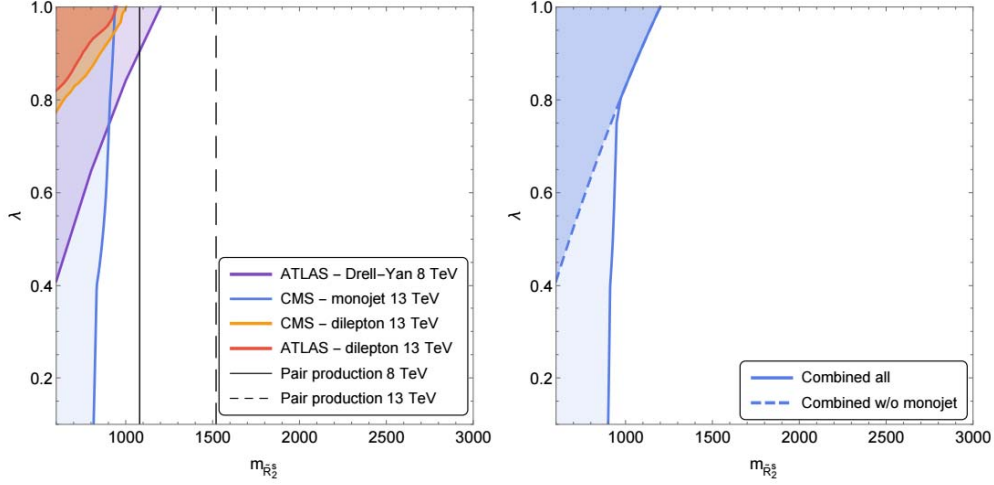


Figura 4.27: Regiões de exclusão com 95% CL no plano (M_{LQ}, λ) , para o modelo \tilde{R}_2^s . À esquerda: limites provenientes na análise baseada em Drell-Yan a 8 TeV (em roxo), baseada na busca de monojetos a 13 TeV (em azul), baseada na busca no canal de diléptons realizada pela colaboração CMS (em laranja) e ATLAS (em vermelho); além de vínculos de busca direta a 8 TeV (linha sólida preta) e a 13 TeV (linha tracejada preta). À direita: limites provenientes da função $\chi^2_{(combinada)}$, considerando-se todos os canais de busca (linha sólida azul) e desconsiderando-se o canal de monojetato (linha tracejada azul).

Finalmente, se abandonarmos a hipótese de degenerescência das componentes dos multipletos \tilde{R}_2 e R_2 , devemos considerar os canais de busca para ressonâncias em diléptons e monojetos separadamente, tendo-se em vista componentes diferentes destes dubletos contribuir para esses processos: no caso de \tilde{R}_2 , a componente de carga $2/3$ contribui para Drell-Yan e a componente de carga $-1/3$ contribui para eventos com monojetato; no caso de R_2 , apenas a componente de carga $5/3$ contribui para Drell-Yan (dado y_2^{LR} ser identicamente nulo, em nosso modelo R_2^L) e apenas a componente de carga $2/3$ contribui para eventos com monojetato. No caso de dubletos não degenerados, os vínculos obtidos em nossa análise se aplicam a componentes de outros leptoquarks:

- Os vínculos provenientes de análises de diléptons para \tilde{R}_2^d se aplicam a todos os leptoquarks com acoplamento entre d e elétron, a saber, \tilde{S}_1 , componente de carga $4/3$ de S_3 e componente de carga $2/3$ de R_2 com $y_2^{LR} \neq 0$;
- Os vínculos para o modelo R_2^L aplicam-se a S_1 e componente de carga $1/3$ de S_3 ;
- Os vínculos de monojetato no caso \tilde{R}_2^d aplicam-se a S_1 e componente de carga $1/3$ de S_3 ;
- Vínculos provenientes do estudo de monojetato para o caso R_2^L aplicam-se para a componente com carga $-2/3$ de S_3 .

4.8 Considerações finais

Leptoquarks são partículas que possuem número bariônico e número leptônico, permitindo acoplamentos do tipo $LQ \rightarrow lq$. Em nossa análise, consideramos que sua lagrangiana é construída a partir de termos de dimensão 4 que respeitem o grupo de simetria do SM. Nesse sentido, podem surgir acoplamentos do tipo LQ-quark-quark para leptoquarks não genuínos, acarretando em problemas associados à estabilidade da matéria. Levando-se tais problemas em consideração, neste trabalho focamos nos leptoquarks escalares genuínos R_2 e \tilde{R}_2 . Compilamos aqui os vínculos utilizados para os modelos considerados e apresentamos os resultados provenientes da análise dos processos de Drell-Yan e de buscas em eventos com monojetos e \cancel{E}_T .

Partindo dos vínculos de Física de sabor e processos raros de léptons, consideramos o decaimento do pión e do méson K , relacionados a processos que envolvem LFUV, além de possíveis contribuições de leptoquarks para processos do tipo $l \rightarrow l'\gamma$, associados a LFV. Destes vínculos experimentais, temos que acoplamentos intergeracionais envolvendo primeira geração são fortemente suprimidos. Em particular, para o leptoquark R_2 , não podemos considerar os acoplamentos y_2^{RL} e y_2^{LR} simultaneamente não nulos. Ainda com relação a LFUV, temos que os leptoquarks R_2 , \tilde{R}_2 e S_3 são capazes de explicar os desvios observados nos parâmetros R_K , R_{K^*} , R_D e R_{D^*} , além de contribuírem para o momento magnético anômalo do μ .

Posteriormente, examinamos as contribuições dos dubletos de LQs, R_2 e \tilde{R}_2 para os parâmetros oblíquos. As contribuições mais expressivas ocorrem para o parâmetro T, associado à quebra da simetria custodial, sendo uma função de ΔM_{LQ} . Nesse sentido, apenas são permitidos dubletos de leptoquarks para os quais $\Delta M_{LQ} < 53$ GeV.

Com relação aos vínculos de busca direta, reportados pelas colaborações ATLAS e CMS, para $\sqrt{s} = 13$ TeV, temos que as componentes de carga 5/3 de R_2 e de carga 2/3 de \tilde{R}_2 devem possuir massa acima de 1435 GeV, com 95% CL. Considerando o vínculo associado ao parâmetro T, temos que as componentes de carga 2/3 de R_2 e $-1/3$ de \tilde{R}_2 devem possuir massa acima de 1382 GeV, sendo estes vínculos, específicos para leptoquarks que acoplam a férmions de primeira geração. Para LQs de segunda geração, temos que $M_{LQ} > 1530$ GeV.

Leptoquarks contribuem para eventos de Drell-Yan, aumentando a seção de choque na região de maior massa invariante do par de léptons, quando em comparação às previsões do SM. Este aumento depende da massa do LQ e de seu acoplamento de Yukawa. Para eventos com a topologia $j\cancel{E}_T$, as contribuições de leptoquarks são mais expressivas na região $\cancel{E}_T > M_{LQ}/2$.

Através das análises de processos de Drell-Yan e eventos com monojetos e \cancel{E}_T , pudemos definir

regiões de exclusão, com 95% CL, no plano (M_{LQ}, λ) . Nossas simulações foram realizadas utilizando o pacote MadGraph, com correções em NLO para QCD, no caso de Drell-Yan. Consideramos os cenários \tilde{R}_2^d , R_2^L e \tilde{R}_2^s . Consideramos os dubletos R_2 e \tilde{R}_2 com suas componentes degeneradas em massa, o que nos leva a combinar os resultados obtidos dos processos de Drell-Yan e monojetato. Vale ressaltar que para o caso R_2^L impomos $y_2^{LR} = 0$, devido aos vínculos relacionados à Física de sabor. Para o cenário \tilde{R}_2^d , com $\lambda = 1.0$, somos capazes de excluir $M_{LQ} < 3200$ GeV, com 95% CL, muito acima dos limites de exclusão por busca direta. No caso de R_2^L , para $\lambda = 1.0$, excluimos $M_{LQ} < 5400$ GeV. Neste caso, os vínculos obtidos são mais expressivos, dado o leptoquark deste cenário acoplar-se a quarks do tipo up . Para \tilde{R}_2^s , obtemos, também com 95% CL, a região de exclusão $M_{LQ} < 1200$ GeV. Neste caso, o vínculo apresentado é menos expressivo do que os reportados pelas colaborações ATLAS e CMS para $\sqrt{s} = 13$ TeV, tendo-se em vista este leptoquark de segunda geração não se acoplar a quarks de valência do próton. Ao não impor a degenerescência das componentes dos dubletos de LQs, temos que as regiões de exclusão obtidas para cada processo examinado podem ser utilizadas em análises de outros tipos de leptoquarks.

Capítulo 5

Conclusões

O SM possui grande sucesso com inúmeras de suas previsões confirmadas experimentalmente. Em particular, como consequência do mecanismo de quebra de simetria eletrofraca em sua versão mínima, temos a previsão da existência de uma partícula escalar, o bóson de Higgs. A descoberta de um estado de spin 0 foi reportada pelas colaborações ATLAS e CMS em 2012, existindo a necessidade de medição de suas propriedades. Resultados experimentais, com relação aos acoplamentos dessa partícula com bósons e férmions do SM, suas larguras de decaimento e razões de ramificação, tornam possível sua identificação com o bóson de Higgs, dada a concordância com as predições, como denotado na seção 2.4.

Apesar de não haver dado experimental que contrarie o SM, existem diversas questões fragilizantes, sugerindo a existência de NP. Entretanto, tendo-se em vista a não observação de novas partículas, deve haver uma grande diferença entre a escala de energia eletrofraca e a escala de energia desta nova Física. Isto posto, pode-se estudar os efeitos indiretos de novos estados, de forma independente de modelos, através do formalismo de lagrangianas efetivas, dado este método prescindir de especificação de modelo BSM. Este formalismo é capaz de analisar alterações em seções de choque totais e em distribuições de variáveis cinemáticas, além de possibilitar conexões fenomenológicas não triviais.

Em particular, apresentamos a lagrangiana efetiva de dimensão 6 do SM, na seção 3.1, visando analisar interações entre o bóson de Higgs e os bósons de calibre eletrofracos com violação de CP (acoplamento anômalo ímpar), ou sem violação de CP (acoplamento anômalo par). Esta análise é realizada considerando-se um h^0 produzido através de WBF, utilizando os momentos de Fox-Wolfram, definidos na seção 3.3, em comparação ao método usual de distância azimutal entre os *tagging jets*. Vale ressaltar que os momentos de Fox-Wolfram representam variáveis pertinentes

quando se pretende obter correlações angulares entre jatos no contexto de colisores hadrônicos, apresentando aplicações específicas para diferentes escolhas de pesos.

Após a introdução das características cinemáticas para eventos do tipo WBF no contexto de acoplamentos anômalos e para os *backgrounds* do SM, seção 3.4, apresentamos nossos resultados, para $\sqrt{s} = 14$ TeV. Tais resultados visam comparar o método usual para análise deste tipo de evento, com um método baseado nos momentos de Fox-Wolfram, em termos da significância estatística necessária para exclusão de acoplamentos anômalos, com 95% CL, ou para obtenção do *status* de descoberta.

De nossos resultados, apresentados na seção 3.5, temos que, como esperado, o uso de momentos de Fox-Wolfram leva à melhores significâncias estatísticas e aumenta a razão S/B, em comparação aos resultados obtidos utilizando apenas a separação azimutal entre os *tagging jets*. Cortes em momentos de Fox-Wolfram levam uma melhoria na significância estatística dos resultados, especificamente para $\Lambda_{e,5} > 1500$ GeV, considerando-se os cortes $H_3^T > 0.9$ ou $H_3^1 > 0.7$; e para $\Lambda_{o,5} > 3000$ GeV, com os cortes $H_2^T < 0.4$ ou $H_2^1 < 0.5$. Vale ressaltar que a combinação de cortes na distância azimutal e nos momentos de Fox-Wolfram, com peso baseado em p_T , levam a resultados ainda melhores, especificamente nas regiões $\Lambda_{e,5} > 1000$ GeV e $\Lambda_{o,5} > 2000$ GeV. Através deste método, pode-se sondar $\Lambda_{e,5} = 3000$ GeV com uma luminosidade integrada de 30 fb^{-1} ; e $\Lambda_{o,5} = 4000$ GeV com uma luminosidade integrada de 90 fb^{-1} . Nesta análise, não consideramos os decaimentos do τ . Consequentemente, a eficiência de detecção de τ 's altera as luminosidades encontradas para *status* de descoberta e para exclusão com 95% CL. Apesar disso, a análise comparativa entre os métodos se mantém.

Tendo-se em vista a não observação, até o presente momento, de novas partículas, como já mencionado, existe uma vasta gama de modelos BSM. Em particular, neste trabalho, consideramos a introdução de leptoquarks, partículas que possibilitam acoplamentos entre quarks e léptons, em vértices do tipo $LQ \rightarrow lq$. Tais partículas surgem, por exemplo, em teorias de grande unificação, além de serem motivadas por desvios observados pelas colaborações BaBar, BELLE e LHCb, no campo da Física de sabor; podendo também explicar o momento magnético anômalo do μ . Estudamos efeitos associados à introdução dos leptoquarks escalares R_2 e \tilde{R}_2 , com suas componentes degeneradas em massa e acoplamentos apenas entre férmions de primeira geração, ou férmions de segunda geração.

Visando obter regiões de exclusão no plano (M_{LQ}, λ) , com 95% CL, utilizamos dados reportados pelas colaborações ATLAS e CMS para os processos de Drell-Yan (com $\sqrt{s} = 8$ TeV), buscas por ressonâncias de diléptons (com $\sqrt{s} = 13$ TeV) e eventos de monojetos (também com $\sqrt{s} = 13$ TeV), com grande quantidade de energia transversal perdida, \cancel{E}_T . Leptoquarks contribuem para

eventos de Drell-Yan, aumentando a seção de choque na região de maior massa invariante do par de léptons, quando em comparação às previsões do SM. Este aumento depende da massa do LQ e de seu acoplamento de Yukawa. Para eventos com a topologia $j\cancel{E}_T$, as contribuições de leptoquarks são mais expressivas na região $\cancel{E}_T > M_{LQ}/2$.

Nossas simulações foram realizadas utilizando o pacote MadGraph, com correções em NLO para QCD, no caso de Drell-Yan. Consideramos os cenários \tilde{R}_2^d , R_2^L e \tilde{R}_2^s . Para o cenário \tilde{R}_2^d , com $\lambda = 1.0$, somos capazes de excluir $M_{LQ} < 3200$ GeV, com 95% CL, muito acima dos limites de exclusão por busca direta. No caso de R_2^L , para $\lambda = 1.0$, excluímos $M_{LQ} < 5400$ GeV. Neste caso, os vínculos obtidos são mais expressivos, dado o leptoquark deste cenário acoplar-se a quarks do tipo up . Para \tilde{R}_2^s , obtemos, também com 95% CL, a região de exclusão $M_{LQ} < 1200$ GeV. Neste caso, o vínculo apresentado é menos expressivo do que os reportados pelas colaborações ATLAS e CMS para $\sqrt{s} = 13$ TeV, tendo-se em vista este leptoquark de segunda geração não se acoplar a quarks de valência do próton. Ao não impor a degenerescência das componentes dos dubletos de LQs, temos que as regiões de exclusão obtidas para cada processo examinado podem ser utilizadas em análises de outros tipos de leptoquarks.

De todo o exposto, a utilização de momentos de Fox-Wolfram, para os *tagging jets* de WBF, mostrou-se muito eficaz para a obtenção de regiões de exclusão de acoplamentos anômalos. Com relação a modelos com leptoquarks, temos que os resultados obtidos para os casos \tilde{R}_2^d e R_2^L são muito superiores com relação aos vínculos de busca direta por par de leptoquarks, inclusive para $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Referências Bibliográficas

- [1] C. Burgess, G. Moore, *The Standard Model: a Primer* (Cambridge, 2007). 1
- [2] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Lett. B **716** (2012) 30 [arXiv:1207.7235 [hep-ex]]. 1, 14, 16, 29
- [3] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **716** (2012) 1 [arXiv:1207.7214 [hep-ex]]. 1, 14, 16, 29
- [4] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/StandardModelPublicResults>. 1
- [5] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSMP>. 1
- [6] C. Quigg, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **59**, 505 (2009) doi:10.1146/annurev.nucl.010909.083126 [arXiv:0905.3187 [hep-ph]]. 1
- [7] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JINST **3**, S08003 (2008). doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08003 1
- [8] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], JINST **3**, S08004 (2008). doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004 1
- [9] O. Bruning, H. Burkhardt and S. Myers, Prog. Part. Nucl. Phys. **67**, 705 (2012). doi:10.1016/j.pnpnp.2012.03.001 1
- [10] S. P.Martin [arXiv:hep-ph/9709356]. 2, 28
- [11] D. Marzocca, M. Serone e J. Shu, JHEP **1208**, 013 (2012) doi:10.1007/JHEP08(2012)013 [arXiv:1205.0770 [hep-ph]]. 2, 28
- [12] T. Nakano, K. Nishijima, Progress of Theoretical Physics 10 (5): 581-582. (1953). 7
- [13] K. Nishijima, Progress of Theoretical Physics 13 (3): 285-304. (1955). 7

- [14] M. Gell-Mann, *Il Nuovo Cimento* 4: 848. (1956). 7
- [15] A. Bilal, arXiv:0802.0634v1 [hep-th] (2008). 7
- [16] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531 (1963). 7, 64
- [17] M. Kobayashi e T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973). 7, 64
- [18] A. Ceccucci, Z. Ligeti e Y. Sakai, Particle Data Group, (2014). 7
- [19] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], *Phys. Rev. D* **71**, 112003 (2005)
doi:10.1103/PhysRevD.71.112003 [hep-ex/0504035]. 7
- [20] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], *Phys. Rev. D* **73**, 111101 (2006)
doi:10.1103/PhysRevD.73.111101 [hep-ex/0602049]. 7
- [21] F. J. Ronga *et al.* [Belle Collaboration], *Phys. Rev. D* **73**, 092003 (2006)
doi:10.1103/PhysRevD.73.092003 [hep-ex/0604013]. 7
- [22] S. Bahinipati *et al.* [Belle Collaboration], *Phys. Rev. D* **84**, 021101 (2011)
doi:10.1103/PhysRevD.84.021101 [arXiv:1102.0888 [hep-ex]]. 7
- [23] R. Aleksan *et al.*, *Z. Phys.* **C54**, 653 (1992). 7
- [24] F. Zwicky, *Helvetica Physica Acta*, 6:110-127, 1933. 26
- [25] V. C. Rubin, W. K. Ford, *Astrophysical Journal*, 159:379, 1970. 26
- [26] D. Clowe, M. Bradac, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones, D. Zaritsky,
The Astrophysical Journal Letters, 648, 2006. 26
- [27] R. Adam *et al.*, *PLanck 2015 results*, arXiv:1502.01582, 2015. 26
- [28] P. A. R. Ade *et al.*, *Planck 2015 results*, arXiv:1502.01589, 2015. 26
- [29] M. Srednicki, R. Watkins and K. A. Olive, *Nucl. Phys.* **B 310**, 693 (1988). 27
- [30] P. Gondolo and G. Gelmini, *Nucl. Phys.* **B 360** (1991) 145. 27
- [31] E. W. Kolb and M. S. Turner, *The Early Universe*. 27
- [32] Y. Fukuda *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 81, arXiv:hep-ex/9807003, 1998. 27
- [33] Q. R. Ahmad *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 87, arXiv:nucl-ex/0106015, 2001. 27

- [34] Q. R. Ahmad *et al.*, Phys. Rev. Lett. 89, arXiv:nucl-ex/0204008, 2002. 27
- [35] G. Steigman, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 14, 1976. 27
- [36] E. W. Kolb, M. S. Turner, *The Early Universe*, Front. Phys. 69, 1990. 27
- [37] A. D. Sakharov, Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 5, 1967. 27
- [38] <https://profmattstrassler.com/articles-and-posts/particle-physics-basics/the-hierarchy-problem/> Acessado em 22/01/2019. 27
- [39] A. Fowlie, C. Balazs, G. White, L. Marzola and M. Raidal, JHEP **1608**, 100 (2016) doi:10.1007/JHEP08(2016)100 [arXiv:1602.03889 [hep-ph]]. 27
- [40] C. CsÁki and P. Tanedo, 2013 European School of High-Energy Physics, Paradfurdo, Hungary, 5 - 18 Jun 2013, pp.169-268 (CERN-2015-004) doi:10.5170/CERN-2015-004.169 [arXiv:1602.04228 [hep-ph]]. 28
- [41] H. Baer, V. Barger, P. Huang, D. Mickelson, A. Mustafayev and X. Tata, Phys. Rev. D **87**, no. 3, 035017 (2013) doi:10.1103/PhysRevD.87.035017 [arXiv:1210.3019 [hep-ph]]. 28
- [42] H. Georgi, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 43, 1993.
- [43] Weinberg, PRL43, 1566, 1979. 32
- [44] W. Buchmuller and D. Wyler, Nucl Phys, B268: pp. 621, 1986. 32
- [45] B. Grzadkowski, M. Iskrzynski, M. Misiak, J. Rosiek. JHEP, 10: 085, arXiv:1008.4884, 2010. xv, 32, 34, 35
- [46] G. F. Giudice, C. Grojean, A. Pomarol, and R. Rattazzi, JHEP, 06: p. 045, hep-ph/0703164, 2007. 32
- [47] K. Hagiwara, S. Ishihara, R. Szalapski, and D. Zeppenfeld, Phys Rev, D48: pp. 2182, 1993. 32
- [48] T. Corbett, O. J. P. Eboli, J. Gonzalez-Fraile and M. C. Gonzalez-Garcia, Phys. Rev. D **87**, 015022 (2013) doi:10.1103/PhysRevD.87.015022 [arXiv:1211.4580 [hep-ph]]. 32
- [49] A. Falkowski, B. Fuks, K. Mawatari, K. Mimasu, F. Riva and V. Sanz, Eur. Phys. J. C **75**, no. 12, 583 (2015) doi:10.1140/epjc/s10052-015-3806-x [arXiv:1508.05895 [hep-ph]]. 33
- [50] T. Corbett, O. J. P. Éboli, J. Gonzalez-Fraile and M. C. Gonzalez-Garcia, Phys. Rev. Lett. **111**, 011801 (2013) doi:10.1103/PhysRevLett.111.011801 [arXiv:1304.1151 [hep-ph]]. 35

- [51] G. Aad *et al.* [ATLAS and CMS Collaborations], Phys. Rev. Lett. **114**, 191803 (2015) doi:10.1103/PhysRevLett.114.191803 [arXiv:1503.07589 [hep-ex]]. xi, 17, 29
- [52] M. Aaboud *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **784**, 345 (2018) doi:10.1016/j.physletb.2018.07.050 [arXiv:1806.00242 [hep-ex]]. xi, 17
- [53] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Eur. Phys. J. C **75**, no. 10, 476 (2015) doi:10.1140/epjc/s10052-015-3685-1 [arXiv:1506.05669 [hep-ex]]. 17, 18, 29, 37
- [54] P. Artoisenet *et al.*, JHEP **1311**, 043 (2013) doi:10.1007/JHEP11(2013)043 [arXiv:1306.6464 [hep-ph]]. 18
- [55] S. Heinemeyer *et al.* [LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration], doi:10.5170/CERN-2013-004 arXiv:1307.1347 [hep-ph]. xv, 19, 20, 21
- [56] ATLAS-CONF-2015-044, CMS-PAS-HIG-15-002. xi, 21, 22, 23, 24, 25, 29
- [57] ATLAS-CONF-2018-31. xi, 22, 23, 24, 25
(58)
- [58] A. M. Sirunyan *et al.* [CMS Collaboration], “Combined measurements of Higgs boson couplings in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV,” Submitted to: Eur.Phys.J. [arXiv:1809.10733 [hep-ex]]. xi, 26, 108
- [59] B. Patt and F. Wilczek, hep-ph/0605188. 29
- [60] Y. G. Kim and K. Y. Lee, Phys. Rev. D **75** (2007) 115012 [hep-ph/0611069]. 29
- [61] V. Barger, P. Langacker, M. McCaskey, M. J. Ramsey-Musolf and G. Shaughnessy, Phys. Rev. D **77** (2008) 035005 [arXiv:0706.4311]. 29
- [62] J. -H. Yu, Phys. Rev. **D90** (2014), no. 9 095010 [arXiv:1409.3227]. 29
- [63] A. Beniwal, F. Rajec, C. Savage, P. Scott, C. Weniger, M. White and A. G. Williams [arXiv:1512.06458 [hep-ph]]. 29
- [64] C. Y. Chen, S. Dawson and I. M. Lewis, Phys. Rev. D **90**, no. 3, 035016 (2014) [arXiv:1406.3349 [hep-ph]]. 29
- [65] E. Furlan, JHEP **1110**, 115 (2011) [arXiv:1106.4024 [hep-ph]]. 29
- [66] S. Gori and I. Low, JHEP **1309**, 151 (2013) [arXiv:1307.0496 [hep-ph]]. 29

- [67] S. A. R. Ellis, R. M. Godbole, S. Gopalakrishna and J. D. Wells, JHEP **1409**, 130 (2014) [arXiv:1404.4398 [hep-ph]]. 29
- [68] T. Plehn, D. L. Rainwater and D. Zeppenfeld, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 051801 [hep-ph/0105325]. 30, 35, 45
- [69] M. Carena, C. Grojean, M. Kado, V. Sharma, *Status of Higgs boson physics*, Particle Data Group (2013).
- [70] Colaboração do CMS, CMS-PAS-HIG-13-002 (2013). 36
- [71] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Phys. Lett. B **726** (2013) 120 [arXiv:1307.1432 [hep-ex]]. 29
- [72] G. C. Fox and S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41**, 1581 (1978). 30
- [73] R. D. Field, Y. Kanev and M. Tayebnejad, Phys. Rev. D **55**, 5685 (1997). 30
- [74] V. Del Duca *et al.*, JHEP **0610**, 016 (2006) [hep-ph/0608158]. 30
- [75] V. Hankele, G. Klamke, D. Zeppenfeld and T. Figy, Phys. Rev. D **74**, 095001 (2006) [hep-ph/0609075]. 30, 35
- [76] K. Hagiwara, Q. Li and K. Mawatari, JHEP **0907**, 101 (2009) [arXiv:0905.4314 [hep-ph]]. 30, 35
- [77] J. R. Andersen, K. Arnold and D. Zeppenfeld, JHEP **1006**, 091 (2010) [arXiv:1001.3822 [hep-ph]]. 30, 35
- [78] C. Bernaciak, M. S. A. Buschmann, A. Butter and T. Plehn, Phys. Rev. D **87** 073014 (2013) [arXiv:1212.4436 [hep-ph]]. xi, 30, 40
- [79] M. Dührssen, Tech. Rep. ATL-PHYS-2003-030, CERN, Geneva, Jul, 2003. 35
- [80] M. Dührssen, C. S. Heinemeyer, H. Logan, D. Rainwater, G. Weiglein and D. Zeppenfeld, Phys. Rev. D **70** 113009 (2004). 35
- [81] A. Djouadi, R. M. Godbole, B. Mellado and K. Mohan, Phys. Lett. B **723**, 307 (2013) [arXiv:1301.4965 [hep-ph]]. 35, 44
- [82] N. D. Christensen, T. Han and Y. Li, Phys. Lett. B **693**, 28 (2010) [arXiv:1005.5393 [hep-ph]]. 36

- [83] N. Desai, D. K. Ghosh and B. Mukhopadhyaya, *Phys. Rev. D* **83**, 113004 (2011) [arXiv:1104.3327 [hep-ph]]. 36
- [84] Colaboração do CMS, CMS-PAS-HIG-13-002 (2013). 36
- [85] R. M. Godbole, D. J. Miller and M. M. Muhlleitner, *JHEP* **0712**, 031 (2007) [arXiv:0708.0458 [hep-ph]]. 36
- [86] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H.-S. Shao and T. Stelzer *et al.*, *JHEP* **1407**, 079 (2014) [arXiv:1405.0301 [hep-ph]]. 37, 74, 79, 85
- [87] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. Nadolsky and W. K. Tung, *JHEP* **0207**, 012 (2002) [arXiv:hep-ph/0201195]. 37
- [88] A. Alloul, N. D. Christensen, C. Degrande, C. Duhr and B. Fuks, *Comput. Phys. Commun.* **185**, 2250 (2014) [arXiv:1310.1921 [hep-ph]]. 37
- [89] N. D. Christensen and C. Duhr, *Comput. Phys. Commun.* **180**, 1614 (2009) doi:10.1016/j.cpc.2009.02.018 [arXiv:0806.4194 [hep-ph]]. 37
- [90] D. L. Rainwater, hep-ph/9908378. 41
- [91] T. Plehn, D. L. Rainwater and D. Zeppenfeld, *Phys. Rev. D* **61**, 093005 (2000) doi:10.1103/PhysRevD.61.093005 [hep-ph/9911385]. 42
- [92] A. Butter, *Cuts on Fox-Wolfgram Moments*, tese de bacharelado em física, 2012. 42
- [93] N. Kauer, T. Plehn, D. L. Rainwater and D. Zeppenfeld, *Phys. Lett. B* **503**, 113 (2001) doi:10.1016/S0370-2693(01)00211-8 [hep-ph/0012351]. 42
- [94] CMS PAS EXO-12-041.
- [95] CMS PAS SUS-12-019.
- [96] F. S. Queiroz, K. Sinha e A. Strumia, *Phys. Rev. D* **91**, no. 3, 035006 (2015) doi:10.1103/PhysRevD.91.035006 [arXiv:1409.6301 [hep-ph]].
- [97] CMS PAS EXO-12-04.
- [98] CMS PAS EXO-13-010.
- [99] O. J. P. Éboli, A. V. Olinto, *Phys. Rev. D* **38**, no. 11 (1988). 59, 74, 78

- [100] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Eur. Phys. J. C **75**, no. 7, 299 (2015) Erratum: [Eur. Phys. J. C **75**, no. 9, 408 (2015)] doi:10.1140/epjc/s10052-015-3517-3, 10.1140/epjc/s10052-015-3639-7 [arXiv:1502.01518 [hep-ex]]. 59, 84
- [101] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], Eur. Phys. J. C **75**, no. 5, 235 (2015) doi:10.1140/epjc/s10052-015-3451-4 [arXiv:1408.3583 [hep-ex]]. 59, 84
- [102] J. C. Pati, A. Salam, Phys. Rev. D **8**, 1240 (1973). 60
- [103] J. C. Pati, A. Salam, Phys. Rev. D **10**, 275 (1974), [Erratum: Phys. Rev. D **11**, 703 (1975)]. 60
- [104] H. Georgi, S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **32**, 438 (1974). 60
- [105] H. Fritzsch, P. Minkowski, Ann. Phys. **93**, 193 (1975). 60
- [106] P. Fileviez Perez, T. Han, T. Li and M. J. Ramsey-Musolf, Nucl. Phys. B **819**, 139 (2009) doi:10.1016/j.nuclphysb.2009.04.009 [arXiv:0810.4138 [hep-ph]]. 60
- [107] K. Cheung, T. Nomura and H. Okada, Phys. Lett. B **768**, 359 (2017) doi:10.1016/j.physletb.2017.03.021 [arXiv:1701.01080 [hep-ph]]. 60
- [108] U. Mahanta, Phys. Rev. D **62**, 073009 (2000) doi:10.1103/PhysRevD.62.073009 [hep-ph/9909518]. 60
- [109] C. K. Chua, X. G. He and W. Y. P. Hwang, Phys. Lett. B **479**, 224 (2000) doi:10.1016/S0370-2693(00)00325-7 [hep-ph/9905340]. 60
- [110] P. Dey, A. Kundu, B. Mukhopadhyaya and S. Nandi, JHEP **0812**, 100 (2008) doi:10.1088/1126-6708/2008/12/100 [arXiv:0808.1523 [hep-ph]]. 60
- [111] R. Barbier, C. Berat, M. Besancon, M. Chemtob, A. Deandrea, et al., Phys. Rept. **420**, 1-202 (2005) [hep-ph/0406039]. 60
- [112] B. Schrempp, F. Schrempp, Phys. Lett. **153B**, 101 (1985). 60
- [113] B. Gripaios, M. Nardecchia and S. A. Renner, JHEP **1505**, 006 (2015) doi:10.1007/JHEP05(2015)006 [arXiv:1412.1791 [hep-ph]]. 60
- [114] R. Barbieri, C. W. Murphy and F. Senia, Eur. Phys. J. C **77**, no. 1, 8 (2017) doi:10.1140/epjc/s10052-016-4578-7 [arXiv:1611.04930 [hep-ph]]. 60

- [115] B. Allanach, A. Alves, F. S. Queiroz, K. Sinha e A. Strumia, *Phys. Rev. D* **92**, no. 5, 055023 (2015) doi:10.1103/PhysRevD.92.055023 [arXiv:1501.03494 [hep-ph]]. 60
- [116] W. Buchmüller, R. Rückl e D. Wyler, *Physics Letters B* **191**, no. 4 (1986) 60
- [117] I. Doršner, S. Fajfer, A. Greljo, J. F. Kamenik, N. Košnik, *Phys. Rept.* **641**, 1 (2016) [arXiv:1603.04993[hep-ph]]. 61, 62, 63
- [118] M. Miura, ICHEP2010 (2010) 408. 63
- [119] M. Carpentier and S. Davidson, *Eur. Phys. J. C* **70**, 1071 (2010) doi:10.1140/epjc/s10052-010-1482-4 [arXiv:1008.0280 [hep-ph]]. 63
- [120] M. Bauer and M. Neubert, *Phys. Rev. Lett.* **116**, no. 14, 141802 (2016) doi:10.1103/PhysRevLett.116.141802 [arXiv:1511.01900 [hep-ph]]. 63, 68, 71
- [121] B. A. Dobrescu, A. S. Kronfeld, *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008) 241802. [arXiv: 0803.0512] 64
- [122] B. Pontecorvo, *Zhurnal Éksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki* 34: 247 (1957). Reproduzido e traduzido em *Soviet Physics JETP*. **7**: 172 (1958). 64
- [123] Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata, *Progress of Theoretical Physics* **28** (5): 870 (1962). 64
- [124] A. Ali, P. Ball, L. T. Handoko, and G. Hiller, *Phys. Rev. D* **61**, 074024 (2000). 64
- [125] C. Greub, A. Ioannissian, and P. Wyler, *Phys. Lett. B* **346**, 149 (1995). 64
- [126] G. Czapek *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 17 (1993). doi:10.1103/PhysRevLett.70.17 66
- [127] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), *Chin. Phys. C*, 40, 100001 (2016) and 2017 update. 65, 66
- [128] M. Leurer, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1324 (1993) doi:10.1103/PhysRevLett.71.1324 [hep-ph/9304211]. 66
- [129] S. Davidson, D. C. Bailey and B. A. Campbell, *Z. Phys. C* **61**, 613 (1994) doi:10.1007/BF01552629 [hep-ph/9309310]. 66, 69, 70
- [130] B. A. Campbell and A. Ismail, arXiv:0810.4918 [hep-ph]. 66
- [131] C. Lazzeroni *et al.* [NA62 Collaboration], *Phys. Lett. B* **719**, 326 (2013) doi:10.1016/j.physletb.2013.01.037 [arXiv:1212.4012 [hep-ex]]. 66

- [132] V. Cirigliano and I. Rosell, Phys. Rev. Lett. **99**, 231801 (2007) doi:10.1103/PhysRevLett.99.231801 [arXiv:0707.3439 [hep-ph]]. 66
- [133] A. S. Kronfeld, PoS LATTICE **2008**, 282 (2008) doi:10.22323/1.066.0282 [arXiv:0812.2030 [hep-lat]]. 67
- [134] R. Benbrik and C. H. Chen, Phys. Lett. B **672**, 172 (2009) doi:10.1016/j.physletb.2009.01.011 [arXiv:0807.2373 [hep-ph]]. 67
- [135] J. P. Lees et al. [BaBar Collaboration], Phys. Rev. D **88**, no. 7, 072012 (2013) [arXiv:1303.0571 [hep-ex]]. xv, 67, 68
- [136] M. Huschle et al. [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **92**, no. 7, 072014 (2015) [arXiv:1507.03233 [hep-ex]]. xv, 67, 68
- [137] Y. Sato et al. [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **94**, no. 7, 072007 (2016) [arXiv:1607.07923 [hep-ex]]. xv, 67, 68
- [138] S. Hirose et al. [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **118**, no. 21, 211801 (2017) [arXiv:1612.00529 [hep-ex]]. xv, 67, 68
- [139] R. Aaij et al. [LHCb Collaboration], Phys. Rev. Lett. **115**, no. 11, 111803 (2015) [arXiv:1506.08614 [hep-ex]]. xv, 67, 68
- [140] H. Na *et al.* [HPQCD Collaboration], Phys. Rev. D **92**, no. 5, 054510 (2015) Erratum: [Phys. Rev. D **93**, no. 11, 119906 (2016)] doi:10.1103/PhysRevD.93.119906, 10.1103/PhysRevD.92.054510 [arXiv:1505.03925 [hep-lat]]. 67
- [141] S. Fajfer, J. F. Kamenik and I. Nisandzic, Phys. Rev. D **85**, 094025 (2012) doi:10.1103/PhysRevD.85.094025 [arXiv:1203.2654 [hep-ph]]. 67
- [142] R. Aaij et al. [LHCb Collaboration], Phys. Rev. Lett. **113**, 151601 (2014) [arXiv:1406.6482 [hep-ex]]. 68
- [143] R. Aaij et al. [LHCb Collaboration], JHEP **1708**, 055 (2017) [arXiv:1705.05802 [hep-ex]]. 68
- [144] C. Bobeth, G. Hiller and G. Piranishvili, JHEP **0712**, 040 (2007) doi:10.1088/1126-6708/2007/12/040 [arXiv:0709.4174 [hep-ph]]. 68
- [145] G. Hiller and F. Kruger, Phys. Rev. D **69**, 074020 (2004) doi:10.1103/PhysRevD.69.074020 [hep-ph/0310219]. 68

- [146] G. D'Amico, M. Nardecchia, P. Panci, F. Sannino, A. Strumia, R. Torre and A. Urbano, JHEP 1709, 010 (2017) [arXiv:1704.05438 [hep-ph]]. 68
- [147] O. Sumensari, PoS EPS **-HEP2017**, 245 (2017) doi:10.22323/1.314.0245 [arXiv:1710.08778 [hep-ph]]. 68, 70
- [148] A. Angelescu, D. Becirević, D. A. Faroughy and O. Sumensari, JHEP **1810**, 183 (2018) doi:10.1007/JHEP10(2018)183 [arXiv:1808.08179 [hep-ph]]. 68
- [149] A. M. Baldini *et al.* [MEG Collaboration], Eur. Phys. J. C **76**, no. 8, 434 (2016) doi:10.1140/epjc/s10052-016-4271-x [arXiv:1605.05081 [hep-ex]]. 69
- [150] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **104**, 021802 (2010) doi:10.1103/PhysRevLett.104.021802 [arXiv:0908.2381 [hep-ex]]. 69
- [151] E. Gabrielli, Phys. Rev. D **62**, 055009 (2000) doi:10.1103/PhysRevD.62.055009 [hep-ph/9911539]. 70
- [152] U. Bellgardt, *et al.*, NUcl. Phys. **B229**, 1-6 (1988). 70
- [153] A. Djouadi, T. Kohler, M. Spira and J. Tutas, Z. Phys. C **46**, 679 (1990). doi:10.1007/BF01560270 70
- [154] A. Hoecker, W. J. Marciano, Particle Data Group (2017). 70
- [155] T. Kinoshita and M. Nio, Phys. Rev. D **70**, 113001 (2004) doi:10.1103/PhysRevD.70.113001 [hep-ph/0402206]. 71
- [156] A. Kurz, T. Liu, P. Marquard, A. Smirnov, V. Smirnov and M. Steinhauser, Phys. Rev. D **93**, no. 5, 053017 (2016) doi:10.1103/PhysRevD.93.053017 [arXiv:1602.02785 [hep-ph]]. 71
- [157] A. L. Kataev, doi:10.1142/97898127726570060 hep-ph/0602098. 71
- [158] C. Gnendiger, D. Stockinger and H. Stockinger-Kim, Phys. Rev. D **88**, 053005 (2013) doi:10.1103/PhysRevD.88.053005 [arXiv:1306.5546 [hep-ph]]. 71
- [159] J. Prades, E. de Rafael and A. Vainshtein, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **20**, 303 (2009) doi:10.1142/97898142718440009 [arXiv:0901.0306 [hep-ph]]. 71
- [160] G. W. Bennett *et al.* [Muon g-2 Collaboration], Phys. Rev. D **73**, 072003 (2006) doi:10.1103/PhysRevD.73.072003 [hep-ex/0602035]. 71

- [161] G. Couture and H. Konig, Phys. Rev. D **53**, 555 (1996) doi:10.1103/PhysRevD.53.555 [hep-ph/9507263]. 71
- [162] K. M. Cheung, Phys. Rev. D **64**, 033001 (2001) doi:10.1103/PhysRevD.64.033001 [hep-ph/0102238]. 71
- [163] U. Mahanta, Eur. Phys. J. C **21**, 171 (2001) doi:10.1007/s100520100705 [hep-ph/0102176]. 71
- [164] E. Keith and E. Ma, Phys. Rev. Lett. **79**, 4318 (1997) doi:10.1103/PhysRevLett.79.4318 [hep-ph/9707214]. 71, 72
- [165] C. D. Froggatt, R. G. Moorhouse and I. G. Knowles, Phys. Rev. D **45**, 2471 (1992). doi:10.1103/PhysRevD.45.2471 71
- [166] A. Kundu and P. Roy, Int. J. Mod. Phys. A **12**, 1511 (1997) doi:10.1142/S0217751X97001079 [hep-ph/9603323]. 72
- [167] I. Doršner, S. Fajfer and A. Greljo, JHEP **1410**, 154 (2014) doi:10.1007/JHEP10(2014)154 [arXiv:1406.4831 [hep-ph]]. 73
- [168] J. Blumlein, E. Boos and A. Kryukov, Z. Phys. C **76**, 137 (1997) doi:10.1007/s002880050538 [hep-ph/9610408]. 73
- [169] M. Kramer, T. Plehn, M. Spira and P. M. Zerwas, Phys. Rev. D **71**, 057503 (2005) doi:10.1103/PhysRevD.71.057503 [hep-ph/0411038]. 73
- [170] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Rev. D **93**, no. 3, 032004 (2016) doi:10.1103/PhysRevD.93.032004 [arXiv:1509.03744 [hep-ex]]. 75
- [171] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], Phys. Rev. D **93**, no. 3, 032005 (2016) Erratum: [Phys. Rev. D **95**, no. 3, 039906 (2017)] doi:10.1103/PhysRevD.95.039906, 10.1103/PhysRevD.93.032005 [arXiv:1509.03750 [hep-ex]]. 76
- [172] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], Eur. Phys. J. C **76**, no. 1, 5 (2016) doi:10.1140/epjc/s10052-015-3823-9 [arXiv:1508.04735 [hep-ex]]. 76, 93
- [173] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], JHEP **1411**, 118 (2014) doi:10.1007/JHEP11(2014)118 [arXiv:1407.0583 [hep-ex]]. 76

- [174] M. Aaboud et al. (ATLAS), *New J. Phys.* **18**, 093016 (2016). [arXiv:1605.06035[hep-ex]]. [xiii](#), [xvi](#), [76](#), [77](#)
- [175] A. M. Sirunyan et al. (CMS), *Submetido para: Phys. Rev.* (2018). [arXiv:1811.01197[hep-ex]]. [xiii](#), [77](#), [78](#), [93](#)
- [176] R. Rückl, P. Zerwas, *Proceedings of the LaThuile Workshop on Physics at Future Accelerators*, LaThuile, CERN Report 87-07 (1987). [78](#)
- [177] A. Alloul, N. D. Christensen, C. Degrande, C. Duhr and B. Fuks, *Comput. Phys. Commun.* **185**, 2250 (2014) doi:10.1016/j.cpc.2014.04.012 [arXiv:1310.1921 [hep-ph]]. [79](#)
- [178] C. Degrande, *Comput. Phys. Commun.* **197**, 239 (2015) doi:10.1016/j.cpc.2015.08.015 [arXiv:1406.3030 [hep-ph]]. [79](#)
- [179] T. Hahn, *Comput. Phys. Commun.* **140**, 418 (2001) doi:10.1016/S0010-4655901000290-9 [arXiv:hep-ph/0012260]. [79](#)
- [180] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], *JHEP* **1608**, 009 (2016) doi:10.1007/JHEP08(2016)009 [arXiv:1606.01736 [hep-ex]]. [xiv](#), [79](#), [80](#), [82](#), [88](#), [89](#), [91](#), [92](#), [94](#)
- [181] L. A. Harland-Lang, A. D. Martin, P. Motylinski and R. S. Thorne, *Eur. Phys. J. C* **75**, no. 5, 204 (2015) doi:10.1140/epjc/s10052-015-3397-6 [arXiv:1412.3989 [hep-ph]]. [81](#)
- [182] R. D. Ball *et al.* [NNPDF Collaboration], *Nucl. Phys. B* **877**, 290 (2013) doi:10.1016/j.nuclphysb.2013.10.010 [arXiv:1308.0598 [hep-ph]]. [81](#)
- [183] A. M. Sirunyan *et al.* [CMS Collaboration], arXiv:1812.10529 [hep-ex]. [84](#)
- [184] M. Aaboud *et al.* [ATLAS Collaboration], *JHEP* **1710**, 182 (2017) doi:10.1007/JHEP10(2017)182 [arXiv:1707.02424 [hep-ex]]. [84](#), [88](#), [94](#)
- [185] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, *JHEP* **0605**, 026 (2006) doi:10.1088/1126-6708/2006/05/026 [hep-ph/0603175]. [85](#), [94](#)
- [186] V. Khachatryan et al. (CMS), CMS-PAS-EXO-16-048 (2017). [xiii](#), [86](#), [87](#), [88](#), [94](#)
- [187] A. M. Sirunyan *et al.* [CMS Collaboration], *JHEP* **1806**, 120 (2018) doi:10.1007/JHEP06(2018)120 [arXiv:1803.06292 [hep-ex]]. [84](#), [88](#), [94](#)
- [188] G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, D. Montanino and A. Palazzo, *Phys. Rev. D* **66**, 053010 (2002) doi:10.1103/PhysRevD.66.053010 [hep-ph/0206162]. [89](#)

- [189] M. C. Gonzalez-Garcia and M. Maltoni, *Phys. Rept.* **460**, 1 (2008)
doi:10.1016/j.physrep.2007.12.004 [arXiv:0704.1800 [hep-ph]]. 89
- [190] A. M. Sirunyan *et al.* [CMS Collaboration], [arXiv:1808.05082 [hep-ex]]. 93
- [191] J. de Favereau *et al.* [DELPHES 3 Collaboration], *JHEP* **1402**, 057 (2014)
doi:10.1007/JHEP02(2014)057 [arXiv:1307.6346 [hep-ex]]. 94