Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Busca de nova física no Grande Colisor de Hádrons

Eduardo da Silva Almeida

Orientador: Prof. Dr. Oscar José Pinto Éboli.

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de Física como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Banca examinadora:

Prof. Dr. Oscar José Pinto Éboli (USP)

Prof. Dr. Enrico Bertuzzo (USP)

Prof. Dr. Alex Gomes Dias (UFABC)

Prof. Dr. André Paniago Lessa (UFABC)

Prof. Dr. Ricardo D Elia Matheus (IFT-UNESP)

São Paulo,
2022

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

Almeida, Eduardo da Silva

Busca de nova física no grande colisor de hádrons. São Paulo, 2022.

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

Orientador(a): Prof. Dr. Oscar José Pinto Éboli

Área de Concentração: Física das partículas elementares e campos.

Unitermos: 1. Teorias efetivas de campo; 2. Coeficientes de Wilson; 3. Operadores de dimensão-seis; 4. Intervalos de confiança; 5. Modelo Padrão.

USP/IF/SBI-008/2022

University of São Paulo
Physics Institute

Search for new physics in the Large Hadron Collider

Eduardo da Silva Almeida

Supervisor: Prof. Dr. Oscar José Pinto Éboli.

Thesis submitted to the Physics Institute of the University of São Paulo in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science.

Examining Committee:

Prof. Dr. Oscar José Pinto Éboli (USP)

Prof. Dr. Enrico Bertuzzo (USP)

Prof. Dr. Alex Gomes Dias (UFABC)

Prof. Dr. André Paniago Lessa (UFABC)

Prof. Dr. Ricardo D Elia Matheus (IFT-UNESP)

São Paulo,
2022

Agradecimentos

Primeiramente, agradeço aos meus pais, que não só me apoiaram ao longo dessa jornada, como também me auxiliaram em todos os outros momentos da minha vida. Obrigado por sempre acreditarem em mim, tudo que eu sou e que eu tenho eu devo a vocês.

Agradeço à minha irmã, sempre muito companheira por todos esses anos. Agradeço também à minha namorada, por ter toda a paciência do mundo e sempre me apoiar na minha carreira.

Agradeço o professor Oscar Éboli pelos 6 anos de supervisão, eu sou muito grato por tudo que me fez e me ensinou. Levarei comigo tudo que aprendi com você e no Instituto de Física para sempre. Agradeço também à professora Maria C. Gonzalez–Garcia, apesar de não termos muito contato pessoalmente, participou ativamente de todas as nossas publicações.

Agradeço ao CNPQ pelo apoio financeiro nos primeiros meses do doutorado, processo 141606/2018-5.

Agradeço à FAPESP (processo 2018/16921-1) pelo apoio financeiro ao longo do período do doutorado, o qual permitiu a realização desse projeto.

Resumo

Nesse trabalho procuramos por sinais de uma nova física através dos acoplamentos tríplices entre os bósons de gauge, dos acoplamentos do Higgs e dos acoplamentos entre os bósons de gauge e férmions em três análises diferentes. Na primeira, fizemos uma análise global com a maior parte dos dados acumulados do Grande Colisor de Elétrons e Pósitrons e do Grande Colisor de Hádrons, na segunda estudamos os operadores de dipolo eletrofracos com os dados disponíveis até 2019 e por último estudamos o impacto dos operadores fermiônicos na medida da largura do Higgs utilizando sua produção fora da camada de massa. Para isso, parametrizamos os efeitos da nova física em termos de uma lagrangiana efetiva com operadores de dimensão-seis. Com os dados de precisão eletrofracos, produção de um par de bósons de gauge eletrofracos, dados de Higgs e Drell-Yan, fizemos uma análise estatística onde os coeficientes de Wilson foram tratados como parâmetros livres. Baseamos nossa escolha de base de operadores aos que estão mais relacionados com o conjunto de dados. Em seguida, obtemos os intervalos de confiança permitidos dos coeficientes de Wilson.

Palavras-chave: Teorias efetivas de campo; intervalos de confiança; coeficientes de Wilson; Modelo Padrão; operadores de dimensão-seis.

Abstract

In this work we search for signals of a new physics through triple gauge couplings, Higgs couplings and gauge boson couplings to fermions in three different analysis. In the first one, we've made a global analysis with the most of the accumulated data from Large Electron-Positron collider and Large Hadron Collider, in the second it was studied the eletroweak dipole operators with the data available to 2019 and finally we studied the impact of the fermionic operators in the measure of the Higgs width using off-shell process. For this, we parametrize the new physics effects in terms of an effective lagrangian with dimension-six operators. With the eletroweak precision data, eletroweak diboson production data, Higgs data and Drell-Yan, we perform a statistical analysis where the Wilson coefficients are treated as free parameters. We base our choice of operators which are most related to the data set. Next, we obtain the allowed confidence intervals for the Wilson coefficients.

Keywords: Effective field theory; confidence intervals ; Wilson coefficients; Standard Model; dimension-six operators.

Lista de figuras

Lista de tabelas

Lista de abreviaturas

BSM Beyond Standard Model.

CC Charge Current.

DY Drell Yan.

EFT Effective Field Theory.

EM Eletromagnetic.

EOM Equation Of Motion.

EWDBD Eletroweak DiBoson Data.

EWPD Eletroweak Precision Data.

EWSB Eletroweak Symmetry Breaking.

HISZ Hagiwara, Ishihara, Szalapski e Zeppenfeld.

HP Heavy Physics.

LEP Large Electron-Positron Collider.

LHC Large Hadron Collider.

MDM Magnetic Dipole Moment.

NC Neutral Current.

NGB Nambu Goldstone Boson.

NP New Physics.

PDF Probability Density Function.

pNGB pseudo Nambu-Goldstone Boson.

RGE Renormalization Group Equations.

SLC Stanford Linear Collider.

SM Standard Model.

SMEFT Standard Model Effective Field Theory.

TGC Triple Gauge Coupling.

VEV Vacuum Expectation Value.

WC Wilson Coefficient.

Conteúdo

Introdução

O Modelo Padrão da física de partículas elementares (em inglês *Standard Model*, SM) foi desenvolvido na década de 60, solidificando-se com os trabalhos de Glashow, Weinberg e Salam [1, 2, 3, 4]. Ele é uma teoria de sucesso devido a sua alta capacidade de predição, como por exemplo, os testes realizados no *Large Electron-Positron Collider* (LEP) e no *Stanford Linear Collider* (SLC). O LEP e o SLC foram projetados para produzir inúmeras cópias do bóson Z através da colisão de elétrons com pósitrons. Com a grande quantidade de dados acumulados, eles foram capazes de medir as propriedades do Z com precisão entre 0.1% a 1%. Além disso, a precisão experimental é suficiente para testar as predições do Modelo Padrão a nível de *loops*. Em meados de 2012, o *Large Hadron Collider* (LHC) descobriu o bóson de Higgs [5, 6], peça fundamental para completar o modelo. Ele é essencial para explicar a quebra espontânea da simetria eletrofraca, o chamado "mecanismo de Higgs" [7, 8], onde através dele somos capazes de gerar massa para os bósons vetoriais e férmions. As massas para essas partículas sem um mecanismo de quebra de simetria são proibidas pela simetria de gauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, além de que a inclusão do bóson de Higgs é fundamental para que o SM seja uma teoria consistente [9].

No entanto, existem diversas razões que indicam a existência de uma nova física além do Modelo Padrão (em inglês *Beyond Standard Model*, BSM), como por exemplo, o problema da hierarquia [10]. A massa física do bóson de Higgs recebe grandes contribuições radioativas (proporcionais ao quadrado da escala da nova física), com a maior contribuição proveniente do *loop* de top quarks, de modo que a única maneira de manter a massa do Higgs de acordo com os resultados experimentais é fazendo um ajuste fino. Esse ajuste fino está relacionado com a grande separação entre as duas escalas fundamentais conhecidas, a escala de quebra de simetria eletrofraca e a escala de Planck, na seção (1.4) falaremos mais sobre isso. Essa é apenas uma das diversas questões que incomodam a comunidade científica. Podemos citar outros problemas, como por exemplo, não possuimos um modelo satisfatório que unifique as quatro forças fundamentais, inflação, problema da constante cosmológica, energia escura, matéria escura, não prevê processos de oscilação de neutrinos, problemas de estabilidade do vácuo e assim por diante [11, 12, 13, 14].

Apesar dos problemas em aberto, como não existe nenhum dado experimental que contrarie categoricamente as previsões do SM no LHC e nenhum novo estado foi encontrado, isso sugere que talvez eles possam ser mais pesados. Nesse cenário, a energia do centro de massa do LHC

pode não ser suficiente para observar novas resonâncias. Então, estudar os efeitos na cauda das distribuições pode ser uma maneira de procurar por nova física. Como por exemplo, antes do LEP-I e SLC começarem a funcionar a uma energia do centro de massa próximo a massa do Z, não seriamos capazes de observar o pico do bóson Z. Contudo, analisando a cauda da distribuição descrita pela Eletrodinâmica Quântica, poderíamos ter alguma evidência da existência do bóson Z, veja a figura abaixo:

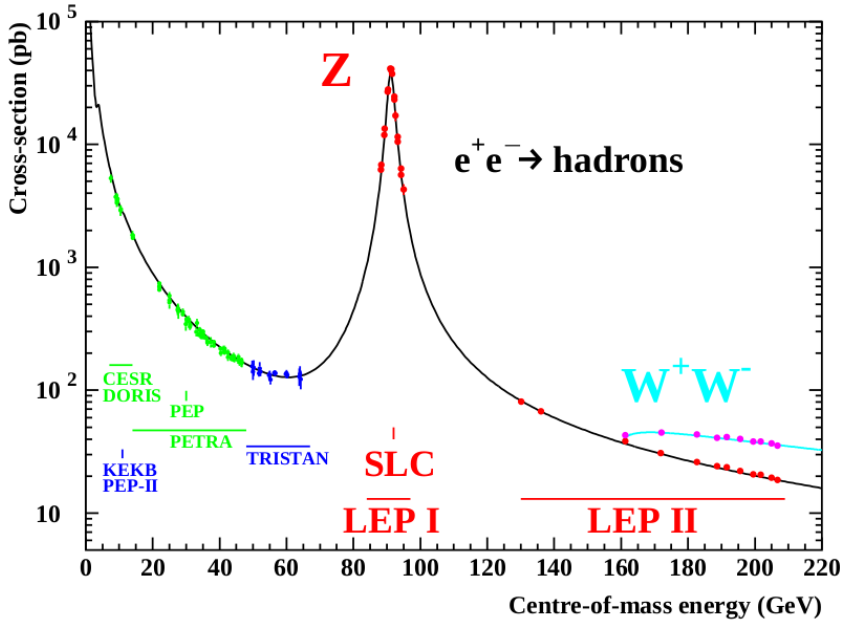

Figura 0.1: Gráfico da seção de choque de $e^+e^- \to$ hádrons em termos da energia do centro de massa. A curva sólida representa a contribuição do Modelo Padrão, enquanto que os pontos coloridos representam as medidas experimentais. A partir de 1996 a 2000 a energia do centro de massa aumentou permitindo a produção de um par de bósons W conforme indicado na figura. Figura adaptada da ref. [15].

Nesse contexto, utilizamos as teorias efetivas de campo [16, 17, 18] em um *bottom-up approach* para parametrizar os efeitos da nova física. Nessa abordagem, não assumimos conhecimento prévio sobre a teoria física a altas energias e expandiremos a lagrangiana em operadores de ordem superior. A expansão da lagrangiana contém infinitos operadores, dada a precisão atual restringiremos nossa análise até os operadores de dimensão-seis [19]. As constantes em frente aos operadores são chamadas de coeficientes de Wilson e elas codificam os efeitos da nova física. Esses novos operadores alteram os acoplamentos e parâmetros do Modelo Padrão [20] e nosso trabalho será vincular esses coeficientes com os dados disponibilizados pelas colaborações.

Dentre os dados experimentais disponíveis publicamente, utilizamos dados de precisão eletrofracos (em inglês *Eletroweak Precision Data*, EWPD), dados de produção de um par de bósons de gauge eletrofracos (em inglês *Eletroweak Diboson Production Data*, EWDBD), dados

de Higgs e Drell-Yan (DY) para vincular os coeficientes de Wilson dos operadores de dimensão-seis. Para tanto, devemos escolher uma base de operadores. A base de Warsaw [21] foi a primeira a fornecer uma lista de operadores de dimensão-seis sem nenhum operador redundante, porém ela sofre de *blind directions* [22] em análises com dados de precisão eletrofracos. Para resolver isso, utilizamos o teorema da equivalência para matriz-S [23, 24, 25], escolhendo através das equações de movimento os operadores que estão mais relacionados com o conjunto de dados escolhido.

Esses assuntos serão tratados com mais detalhes ao longo dessa tese, a qual está dividida da seguinte maneira. O primeiro capítulo apresenta um breve resumo da construção do Modelo Padrão, bem como a notação utilizada nesse trabalho. No próximo capítulo, discutimos os elementos essenciais das teorias efetivas, escolha de base e a fenomenologia dos operadores de dimensão-seis.

Nos três últimos capítulos encontram-se os principais resultados dessa tese. No capítulo 3 é feito uma análise global com grande parte do dado acumulado do Run II do LHC, tabelas (3.2.1)-(3.2.2), onde estimamos os valores centrais bem como os intervalos de confiança para os coeficientes de Wilson. Após isso, traduzimos esses limites para alguns modelos simplificados [26] e para o *Two Higgs Doublet Model* [27].

Atualmente, o momento de dipolo magnético do múon e do elétron diferem da predição do Modelo padrão por aproximadamente 4.2σ e 2.4σ [28, 29, 30, 31, 32, 33]. No capítulo 4, estudamos os operadores de dipolo eletrofracos de dimensão-seis utilizando os dados do LHC. Encontrar alguma discrepância nesses coeficientes de Wilson reforçaria ainda mais as anomalias encontradas nos outros experimentos. Com os dados de produção de um par de bósons de gauge eletrofracos e Drell-Yan, tabelas (4.2.1)-(4.2.2), estimamos os valores centrais e os intervalos de confiança para os coeficientes de Wilson. Além disso, analisamos como os diferentes conjuntos de dados podem complementar os vínculos nos operadores de dipolo.

No último capítulo, estudamos o impacto dos operadores fermiônicos na medida da largura do Higgs. A produção de Higgs fora da camada de massa em $pp \to ZZ$ até o momento é a medida mais precisa da largura do Higgs na ausência de nova física [34]. Esse processo já vem sendo explorado pelas colaborações para examinar o impacto de interações anômalas do tipo HVV na largura do Higgs, onde H é o Higgs e $V = W^{\pm}, Z$. Não foi observado nenhum desvio significativo nesses acoplamentos anômalos [34]. Nessa tese, adicionaremos interações anômalas nos acoplamentos do bóson Z com os quarks leves no *background* da produção de Higgs fora da camada de massa. Esses vértices anômalos ainda não haviam sido testados e podem influenciar na medida da largura do Higgs.

Capítulo 1

Modelo Padrão

Esse capítulo tem como objetivo revisar os aspectos principais da construção do SM, bem como introduzir a notação utilizada nesse trabalho. Na primeira seção, é exibido o conteúdo do SM e as regras de transformação sob a simetria de gauge. Posteriormente, construimos a lagrangiana mais geral possível e estudamos o mecanismo de quebra espontânea da simetria eletrofraca (em inglês *Eletroweak Symmetry Breaking*, EWSB). Por último, verificamos as interações previstas pelo SM e comentamos sobre algumas motivações que indicam a existência de uma nova física.

1.1 Conteúdo e transformação sob a simetria de gauge

Para construir o SM, precisamos de uma simetria de gauge, conteúdo de partículas e como elas transformam-se sob a simetria. O grupo escolhido é o produto direto entre

$$\underbrace{SU(3)_C}_{G_\mu^\alpha} \times \underbrace{SU(2)_L}_{W_\mu^a} \times \underbrace{U(1)_Y}_{B_\mu}, \tag{1.1.1}$$

onde abaixo denotamos os bósons de gauge associados com os geradores desses grupos. As oito partículas de spin um associadas ao $SU(3)_C$ são os glúons G_μ^α ($\alpha = 1, \ldots, 8$) e o índice C denota que eles carregam carga de "cor". Qualquer partícula que se transforma sob esse grupo, acopla com os glúons e dizemos que carregam cor. Esse tipo de interação visa descrever a interação forte. Os três bósons vetoriais associados ao $SU(2)_L$ são W_μ^a ($a = 1, 2, 3$) e o índice L denota que apenas os férmions de mão esquerda acoplam com esses bósons. Para finalizar, o único bóson associado ao $U(1)_Y$ é o B_μ e o índice Y denota a hipercarga das partículas. Os quatro bósons de gauge W_μ^a e B_μ, após a quebra espontânea da simetria eletrofraca, são relacionados aos bósons físicos $W_\mu^\pm$ e o Z que são os mediadores das interações fracas e também com o fóton que é o mediador das interações eletromagnéticas. Como os férmions de mão esquerda e de mão direita não acoplam da mesma maneira com os bósons de gauge, precisamos defini-los. Seja Ψ um campo fermiônico, as componentes de mão esquerda e de mão direita são definidas através

dos projetores quirais $P_{L,R} = \frac{1 \mp \gamma_5}{2}$, de modo que as componentes são dadas por $\Psi_{L,R} = P_{L,R}\Psi$.

A tabela abaixo resume o conteúdo completo do SM, incluindo todas as partículas fundamentais conhecidas:

Partícula	Símbolo	Carga elétrica	Spin
Eletron	e	-1	1/2
Muon	μ	-1	1/2
Tau	τ	-1	1/2
Neutrino do Eletron	ν_e	0	1/2
Neutrino do Muon	ν_μ	0	1/2
Neutrino do Tau	ν_τ	0	1/2
Quark up	u	2/3	1/2
Quark down	d	-1/3	1/2
Quark charm	c	2/3	1/2
Quark strange	s	-1/3	1/2
Quark top	t	2/3	1/2
Quark bottom	b	-1/3	1/2
Fóton	A	0	1
Bósons $W^\pm$	$W^\pm$	± 1	1
Bóson Z	Z	0	1
Glúons	G	0	1
Higgs	h	0	0

Tabela 1.1.1: Notação utilizada para todas as partículas elementares do SM com os valores de carga elétrica e spin .

As tabelas da próxima página (1.1.2) e (1.1.3) sumarizam as regras de transformações para os blocos fundamentais do SM, utilizando como notação a dimensão da representação. A representação bidimensional do $SU(2)_L$ (representação fundamental) é denotada como **2**. As representações tridimensionais para o $SU(3)_C$ são denotadas como **3** e $\bar{\mathbf{3}}$ (representação fundamental e anti-fundamental), a representação trivial (invariante, singleto) é denotada como **1** e os bósons de gauge (glúons e o W) transformam-se na representação adjunta. Sendo assim, as transformações são escritas como (**x**,**y**,z), onde **x** e **y** são a dimensão da representação do $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ e z o valor da hipercarga. Os férmions são agrupados em gerações, para a primeira geração temos neutrino do elétron, elétron, quarks up e down. A segunda e terceira geração podem ser pensadas como cópias que se acoplam da mesma maneira com os bósons de

spin um, porém mais pesados. Segue abaixo, a tabela com as transformações de gauge:

Dubletos e singletos fermiônicos	1ª geração	2ª geração	3ª geração	Regra de transformação
l_L	$\begin{pmatrix} \nu_{e_L} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu_L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau_L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	$(\mathbf{1},\mathbf{2},-\frac{1}{2})$
q_L	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$	$(\mathbf{3},\mathbf{2},\frac{1}{6})$
e_R	e_R	μ_R	τ_R	$(\mathbf{1},\mathbf{1},\text{-}1)$
u_R	u_R	c_R	t_R	$(\mathbf{3},\mathbf{1},\frac{2}{3})$
d_R	d_R	s_R	b_R	$(\mathbf{3},\mathbf{1},-\frac{1}{3})$

Tabela 1.1.2: Férmions do Modelo Padrão agrupados em dubletos e singletos, com suas respectivas gerações e regras de transformação sob a simetria de gauge.

Escalar		Regras de transformação
Φ	$\begin{pmatrix} \Phi_+ \\ \Phi_0 \end{pmatrix}$	$(\mathbf{1},\mathbf{2},\frac{1}{2})$
Bósons		
G^a_μ		$(\mathbf{8},\mathbf{1},0)$
W^a_μ		$(\mathbf{1},\mathbf{3},0)$
B_μ		$(\mathbf{1},\mathbf{1},0)$

Tabela 1.1.3: Bósons de gauge do Modelo Padrão e suas regras de transformação sob a simetria de gauge.

Sabendo como as partículas transformam-se, as derivadas covariantes com a convenção de sinal "+" são dadas por:

$$D_\mu l_L = \partial_\mu l_L + i g W^a_\mu \frac{\sigma^a}{2} l_L - i g' B_\mu \frac{1}{2} l_L, \tag{1.1.2}$$

$$D_\mu q_L = \partial_\mu q_L + i g_s G^a_\mu T^a q_L + i g W^a_\mu \frac{\sigma^a}{2} q_L + i g' B_\mu \frac{1}{6} q_L, \tag{1.1.3}$$

$$D_\mu e_R = \partial_\mu e_R - i g' B_\mu e_R, \tag{1.1.4}$$

$$D_\mu u_R = \partial_\mu u_R + i g_s G^a_\mu T^a u_R + i g' B_\mu \frac{2}{3} u_R, \tag{1.1.5}$$

$$D_\mu d_R = \partial_\mu d_R + i g_s G^a_\mu T^a d_R - i g' B_\mu \frac{1}{3} d_R \tag{1.1.6}$$

$$D_\mu \Phi = \partial_\mu \Phi + i g W_\mu^a \frac{\sigma^a}{2} \Phi + i g' B_\mu \frac{1}{2} \Phi, \tag{1.1.7}$$

$$D_\mu G^a_{\nu\lambda} = \partial_\mu G^a_{\nu\lambda} - g_s f^{abc} G^b_\mu G^c_{\nu\lambda}, \tag{1.1.8}$$

$$D_\mu W^i_{\nu\lambda} = \partial_\mu W^i_{\nu\lambda} - g \varepsilon^{ijk} W^j_\mu W^k_{\nu\lambda}, \tag{1.1.9}$$

onde $T^{a\prime}$s, $\sigma^{a\prime}$s são os geradores do $SU(3)_C$, $SU(2)_L$, enquanto que g_s, g e g' são os acoplamentos do $SU(3)_C$, $SU(2)_L$, $U(1)_Y$ e f_{abc}, ε_{ijk} as constantes de estrutura do $SU(3)_C$ e $SU(2)_L$.

1.2 Lagrangiana e a quebra espontânea da simetria Eletrofraca

A lagrangiana [1] mais geral possível que podemos escrever que seja renormalizável, invariante sob a simetria de gauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, invariante de Lorentz e que contenha todas as partículas da tab. (3.6.1) é dada por

$$\begin{aligned} \mathscr{L}_{SM} \;=\; & \left(D_\mu \Phi\right)^\dagger D^\mu \Phi - V(\Phi^\dagger \Phi) + i \bar{l}_L \gamma^\mu D_\mu l_L + i \bar{e}_R \gamma^\mu D_\mu e_R + i \bar{u}_R \gamma^\mu D_\mu u_R + \\ & i \bar{d}_R \gamma^\mu D_\mu (d_R) + i \bar{q}_L \gamma^\mu D_\mu q_L - \frac{1}{4} G^a_{\mu\nu} G^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} W^a_{\mu\nu} W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \\ & \bar{l}_L Y_e \Phi e_R - \bar{q}_L Y_d \Phi d_R - \bar{q}_L Y_u \widetilde{\Phi} u_R + \bar{\theta} \frac{g^2}{32\pi^2} G^{a\mu\nu} \tilde{G}^a_{\mu\nu}, \end{aligned} \tag{1.2.1}$$

onde

$$\widetilde{\Phi} = \varepsilon \Phi^* = i \sigma_2 \Phi^*, \tag{1.2.2}$$

$$G_{\mu\nu} = G^a_{\mu\nu} T^a, \tag{1.2.3}$$

$$W_{\mu\nu} = W^a_{\mu\nu} \frac{\sigma^a}{2}, \tag{1.2.4}$$

$$W^a_{\mu\nu} = \partial_\mu W^a_\nu - \partial_\nu W^a_\mu - g \varepsilon^{abc} W^b_\mu W^c_\nu, \tag{1.2.5}$$

$$G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu - g_s f^{abc} G^b_\mu G^c_\nu, \tag{1.2.6}$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \tag{1.2.7}$$

$V(\Phi^\dagger \Phi)$ é o potencial e Y_f as matrizes de Yukawa que estão no espaço dos sabores, nesse espaço $e_R = (e_R, \mu_R, \tau_R)$, $u_R = (u_R, c_R, t_R)$ e $d_R = (d_R, s_R, t_R)$. As matrizes de Yukawa são 3×3, complexas e não-diagonais, $\bar{\theta}$ é a fase da QCD [35] e $\tilde{G}^{a\mu\nu} = \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} G^a_{\alpha\beta}$

Em uma teoria quiral não podemos escrever diretamente os termos de massa para os férmions de Dirac como $\bar{\psi}_L \psi_R$, devido a simetria proibir termos desse tipo. Os férmions vão adquirir massa assim como as outras partículas do SM por EWSB. Para construir o potencial escalar, pode-se mostrar que com o $SU(2)_L$ podemos construir dois tipos de invariantes, sejam f_i dubletos do $SU(2)_L$, então $\bar{f}_1 f_2$ e $f_1^T \varepsilon f_2$ são invariantes sob $SU(2)_L$. Desse modo, o potencial mais

[1] Subentende-se que todas as gerações fermiônicas estão contidas na lagrangiana.

geral possível é dado por

$$V(\Phi^\dagger\Phi) = -\mu^2(\Phi^\dagger\Phi) + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2, \tag{1.2.8}$$

onde $\mu^2 > 0$ e $\lambda > 0$. Se $\mu^2 < 0$ e $\lambda > 0 \rightarrow V(\Phi^\dagger\Phi) \geq 0$, então o mínimo está no ponto $(\Phi^\dagger\Phi)_0 = 0$ e nenhum gerador é quebrado, portanto não temos quebra de simetria. O único cenário fisicamente interessante é o primeiro, onde temos quebra espontânea da simetria. Minimizando o potencial temos

$$\left(\frac{dV}{d(\Phi^\dagger\Phi)}\right)\Bigg|_{\Phi^\dagger\Phi=\langle\Phi^\dagger\Phi\rangle} = 0 \Longrightarrow \langle\Phi^\dagger\Phi\rangle = \frac{\mu^2}{2\lambda}. \tag{1.2.9}$$

Seja $\Phi = (\frac{\Phi_1+i\Phi_2}{\sqrt{2}}, \frac{\Phi_3+i\Phi_4}{\sqrt{2}})^T$, então $\langle\Phi^\dagger\Phi\rangle = \frac{\langle\Phi_1^2\rangle+\langle\Phi_2^2\rangle+\langle\Phi_3^2\rangle+\langle\Phi_4^2\rangle}{2}$. Convencionalmente escolhemos somente $<\Phi_3> \neq 0$, de modo que

$$\frac{\langle\Phi_3\rangle}{\sqrt{2}} = \frac{\mathrm{v}}{\sqrt{2}} = \sqrt{\frac{\mu^2}{2\lambda}} \Longrightarrow \tag{1.2.10}$$

$$\langle\Phi\rangle = (0, \frac{\mathrm{v}}{\sqrt{2}})^T. \tag{1.2.11}$$

Pelo Teorema de Nambu-Goldstone [36, 37], para cada simetria contínua da lagrangiana que não é uma simetria do vácuo, existe um autovalor nulo na matriz de massa $M_{ij} = \frac{\partial^2 V}{\partial\Phi_i\Phi_j}\Big|_{min}$, associado a cada uma dessas simetrias. Então, seja $g \in SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow g = e^{i\alpha^a\frac{\sigma^a}{2}}e^{i\beta Y}$, temos

$$e^{i\alpha^a\frac{\sigma^a}{2}}e^{i\beta Y_\Phi}\langle\Phi\rangle = \langle\Phi\rangle, \tag{1.2.12}$$

infinitesimalmente

$$i\left(\alpha^a\frac{\sigma^a}{2} + \beta Y_\Phi\right)\langle\Phi\rangle = 0. \tag{1.2.13}$$

Resolvendo esse sistema, encontramos que o vácuo permanece invariante para $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ e $\beta = \alpha_3$. Portanto, a única combinação que não é quebrada é $\beta\left(\frac{\sigma_3}{2} + Y\right)\langle\Phi\rangle = 0$, assim o operador carga elétrica é definido como

$$Q = \frac{\sigma_3}{2} + Y, \tag{1.2.14}$$

e $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$, com um total de três bósons de Nambu-Goldstone (em inglês *Nambu-Goldstone Boson*, NGB). Utilizando a parametrização exponencial para o escalar, temos

$$\Phi(x) = e^{i\alpha^a\frac{\sigma^a}{2}}\left(0, \frac{\mathrm{v}+h(x)}{\sqrt{2}}\right)^T, \tag{1.2.15}$$

onde $h(x)$ é o campo do Higgs, note que nessa parametrização devemos colocar os geradores quebrados na exponencial, no caso são $\frac{\sigma_1}{2}$, $\frac{\sigma_2}{2}$ e $K = \frac{\sigma_3}{2} - Y$. Porém, $K = \sigma_3 - Q$, onde o efeito de K e σ_3 é o mesmo devido a carga manter o vácuo invariante. Para ir ao gauge unitário, basta fazer uma transformação em $SU(2)_L$, tal que $\Phi \rightarrow e^{-i\alpha^a\frac{\sigma^a}{2}}\Phi = \left(0, \frac{\mathrm{v}+h(x)}{\sqrt{2}}\right)^T$. No gauge unitário, os três NGB tornam-se as componentes longitudinais dos bósons $W^\pm$ e Z.

1.3 Massas e interações

Essa seção está dividida em duas partes, na primeira obtemos as massas de todas as partículas do SM através do mecanismo de Higgs. Em seguida, exploramos cada setor do SM para descobrir quais são os acoplamentos que o SM prevê. Mais adiante, ao introduzir os operadores de dimensão-seis podemos facilmente visualizar quais acoplamentos foram alterados com relação ao SM, diferentes estruturas de Lorentz e novas interações geradas a nível de árvore.

a. Massas

As massas dos bósons de gauge são geradas através do termo cinético do escalar, veja

$$\left|D_\mu \langle\Phi\rangle\right|^2 = \frac{1}{4}\left[g^2\left(W_\mu^1 - iW_\mu^2\right)\left(W_\mu^1 + iW_\mu^2\right)\frac{\mathrm{v}^2}{2} + \left(-gW_\mu^3 + g'B_\mu\right)^2\frac{\mathrm{v}^2}{2}\right], \tag{1.3.1}$$

onde $\langle\Phi\rangle = (0, \frac{v}{\sqrt{2}})^T$. O primeiro termo fornece a massa para o campo carregado $W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}$, enquanto que o segundo precisamos diagonalizar e introduzir a mistura entre W_μ^3 e B_μ. Escrevendo como uma matriz a lagrangiana de massa para os bósons neutros, encontramos que

$$\mathscr{L}_{neutral} = \frac{1}{4}\begin{pmatrix} W_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix}\begin{pmatrix} g\frac{\mathrm{v}^2}{2} & -gg'\frac{\mathrm{v}^2}{2} \\ -gg'\frac{\mathrm{v}^2}{2} & g'\frac{\mathrm{v}^2}{2} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}. \tag{1.3.2}$$

Diagonalizando a matriz de massas, um dos autovalores é zero correspondendo a massa do fóton. Então, definindo o ângulo de mistura como

$$\mathrm{tg}\theta_w = \mathrm{tg}_w \doteq \frac{g'}{g}, \tag{1.3.3}$$

o campo do bóson Z e fóton são obtidos por uma rotação pelo ângulo de mistura, dados por

$$Z_\mu = \cos\theta_w W_\mu^3 - \mathrm{sen}\theta_w B_\mu, \tag{1.3.4}$$

$$A_\mu = \mathrm{sen}\theta_w W_\mu^3 + \cos\theta_w B_\mu. \tag{1.3.5}$$

Portanto, a lagrangiana de massa para os Bósons de gauge de spin um é dada por

$$\mathscr{L}_{mass} = \left(g^2\frac{\mathrm{v}^2}{4}\right)W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2}\left(\frac{\left(g^2 + g'^2\right)\mathrm{v}^2}{4}\right)Z_\mu Z^\mu, \tag{1.3.6}$$

onde

$$M_w^2 = g^2\frac{\mathrm{v}^2}{4}, \tag{1.3.7}$$

$$M_z^2 = \frac{\left(g^2 + g'^2\right)\mathrm{v}^2}{4}. \tag{1.3.8}$$

A massa do bóson de Higgs é encontrada pelo potencial eq. (2.6.4), tal que

$$V\left(\Phi^\dagger\Phi\right) \propto \frac{1}{2}\left(2\lambda\mathrm{v}^2\right)h^2, \tag{1.3.9}$$

então

$$M_h = 2\lambda \mathrm{v}^2. \tag{1.3.10}$$

As massas dos férmions são geradas pelo setor de Yukawa, após EWSB temos

$$\mathscr{L}_{Yuk} = -\frac{\mathrm{v}}{\sqrt{2}}\overline{e}_L Y_e e_R - \frac{\mathrm{v}}{\sqrt{2}}\overline{d}_L Y_d d_R - \frac{\mathrm{v}}{\sqrt{2}}\overline{u}_L Y_u u_R, \tag{1.3.11}$$

As matrizes de Yukawa são diagonalizadas através da transformação bi-unitária, dada abaixo por

$$U_L^\dagger Y_i U_R = \widehat{Y}_i, \tag{1.3.12}$$

onde $\widehat{Y}_i$ é uma matriz diagonal com entradas diferentes de zero e reais. Rotacionando os campos para a base de massa, encontramos que

$$e_L \to U_{e_L} e_L, \tag{1.3.13}$$

$$e_R \to U_{e_R} e_R, \tag{1.3.14}$$

essa rotação é feita analogamente para os quarks. Assim, obtemos as massas dos férmions como

$$\mathscr{L}_{Yuk-masses} = -\frac{\mathrm{v}}{\sqrt{2}}\overline{e}_L \widehat{Y}_e e_R - \frac{\mathrm{v}}{\sqrt{2}}\overline{d}_L \widehat{Y}_d d_R - \frac{\mathrm{v}}{\sqrt{2}}\overline{u}_L \widehat{Y}_u u_R, \tag{1.3.15}$$

$$m_i = \frac{\mathrm{v}}{\sqrt{2}}\widehat{Y}_{ii}, \tag{1.3.16}$$

onde i corresponde aos férmions do SM.

b. Interações

O SM prevê interações tríplices e quárticas entre os bósons de gauge, como também interações entre bósons de gauge e férmions. As interações entre os bósons de gauge eletrofracos são provenientes de

$$\begin{aligned}
\mathscr{L}_{non-abelian} &= -\frac{1}{4}W^a_{\mu\nu}W^{a\mu\nu} \\
&= \underbrace{-\frac{1}{4}\left(\partial_\mu W^a_\nu - \partial_\nu W^a_\mu\right)^2}_{\mathscr{L}_{kinetic}} + \underbrace{\frac{1}{2}g\left[\left(\partial_\mu W^a_\nu - \partial_\nu W^a_\mu\right)\varepsilon^{abc}W^b_\mu W^c_\nu\right]}_{\mathscr{L}_{cubic}} \\
&\quad \underbrace{-\frac{1}{4}g^2\varepsilon_{abc}\varepsilon_{ade}W^b_\mu W^c_\nu W^{d\mu}W^{e\nu}}_{\mathscr{L}_{quartic}}.
\end{aligned} \tag{1.3.17}$$

A lagrangiana de Yang-Millls, além de prever simultaneamente as interações tríplices e quárticas entre os bósons de gauge, contém também os termos cinéticos para eles (acrescido da contribuição do termo cinético de $B_{\mu\nu}$), veja

$$-\frac{1}{4}\left[\left(\partial_\mu W^a_\nu - \partial_\nu W^a_\mu\right)^2 + B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}\right] = -\frac{1}{2}W^+_{\mu\nu}W^{-\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} - \frac{1}{4}A_{\mu\nu}A^{\mu\nu}. \tag{1.3.18}$$

onde $V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$ e $V = W^\pm, A$ e Z. As interações tríplices provém de $\mathscr{L}_{cubic}$. Substituindo os bósons físicos, encontramos que $\mathscr{L}_{cubic} = \mathscr{L}_{WWA} + \mathscr{L}_{WWZ}$, onde

$$\mathscr{L}_{WWA} = -ig\,s_w\left[W^+_{\mu\nu}W^{-\mu}A^\nu - W^-_{\mu\nu}W^{+\mu}A^\nu + W^+_\mu W^-_\nu F^{\mu\nu}\right], \tag{1.3.19}$$

$$\mathscr{L}_{WWZ} = -ig\,c_w\left[W^+_{\mu\nu}W^{-\mu}Z^\nu - W^-_{\mu\nu}W^{+\mu}Z^\nu + W^+_\mu W^-_\nu Z^{\mu\nu}\right]. \tag{1.3.20}$$

As interações quárticas são obtidas de $\mathscr{L}_{quartic}$, utilizando a relação entre o tensor de Levi-Civita e a delta de Kronecker em três dimensões, dada por

$$\varepsilon_{abc}\,\varepsilon_{ade} = \delta_{bd}\,\delta_{ce} - \delta_{be}\,\delta_{cd}, \tag{1.3.21}$$

obtemos que

$$\mathscr{L}_{quartic} = -\frac{1}{4}g^2\left[\left(W^b_\mu W^{b\mu}\right)^2 - W^b_\mu W^{b\nu}W^c_\nu W^{c\mu}\right]. \tag{1.3.22}$$

Substituindo os bósons físicos, temos que $\mathscr{L}_{quartic} = \mathscr{L}_{WWWW} + \mathscr{L}_{WWZZ} + \mathscr{L}_{WWAA} + \mathscr{L}_{WWZA}$, com

$$\begin{aligned}
\mathscr{L}_{WWWW} &= -\tfrac{1}{2}g^2\left[\left(W^+_\mu W^{-\mu}\right)^2 - \left(W^+_\mu W^{+\mu}\right)\left(W^-_\nu W^{-\nu}\right)\right],\\
\mathscr{L}_{WWZZ} &= -g^2c_w^2\left[\left(W^+_\mu W^{-\mu}\right)\left(Z_\nu Z^\nu\right) - \left(W^+_\mu Z^\mu\right)\left(W^-_\nu Z^\nu\right)\right],\\
\mathscr{L}_{WWAA} &= -g^2s_w^2\left[\left(W^+_\mu W^{-\mu}\right)\left(A_\nu A^\nu\right) - \left(W^+_\mu A^\mu\right)\left(W^-_\nu A^\nu\right)\right],\\
\mathscr{L}_{WWZA} &= -g^2s_wc_w\left[2\left(W^+_\mu W^{-\mu}\right)\left(Z_\nu A^\nu\right) - \left(W^+_\mu A^\mu\right)\left(W^-_\nu Z^\nu\right) - \left(W^+_\mu Z^\mu\right)\left(W^-_\nu A^\nu\right)\right].
\end{aligned} \tag{1.3.23}$$

Existem também acoplamentos tríplices e quárticos envolvendo somente o Higgs, utilizando o potencial da eq. (1.2.8), encontramos que

$$\mathscr{L}_{HHH+HHHH} = -\lambda\,\mathrm{v}\,h^3 - \frac{1}{4}\lambda h^4. \tag{1.3.24}$$

Para concluir as interações entre os bósons de gauge, faltam exibir os acoplamentos do Higgs com $W^\pm$ e Z. Através da derivada covariante do escalar $(D^\mu\Phi)^\dagger D_\mu\Phi$, obtemos que

$$\mathscr{L}_{HVV+HHVV} = h\left(\frac{g^2v}{2}W^+_\mu W^{-\mu} + \frac{g^2v}{4c_w^2}Z_\mu Z^\mu\right) + h^2\left(\frac{g^2}{4}W^+_\mu W^{-\mu} + \frac{g^2}{8c_w^2}Z_\mu Z^\mu\right) \tag{1.3.25}$$

As interações entre bósons de gauge $W^\pm, Z, A$ e os férmions provém das derivadas covariantes dos férmions. Essas interações podem ser escritas resumidamente como $\mathscr{L}_{Vff} = \mathscr{L}_{CC} + \mathscr{L}_{NC} + \mathscr{L}_{em}$, onde CC corresponde em inglês a *charged current*, NC a *neutral current* e EM a eletromagnética. Assim, encontramos que

$$\mathscr{L}_{CC} = -\frac{e}{\sqrt{2}s_w}W^+_\mu\left(\bar{\nu}_L\gamma^\mu e_L + V_{CKM,ij}\,\bar{u}_{L,i}\gamma^\mu d_{L,j}\right) + \text{h.c} = -\frac{e}{\sqrt{2}s_w}W^+_\mu J^{-\mu} + \text{h.c} \tag{1.3.26}$$

$$\mathscr{L}_{NC} = -\frac{e}{s_w c_w} Z_\mu \sum_\Psi \bar{\Psi}\gamma^\mu \left(g_L^\Psi P_L + g_R^\Psi P_R\right)\Psi = -\frac{e}{s_w c_w} Z_\mu J_z^\mu, \tag{1.3.27}$$

$$\mathscr{L}_{em} = -eA_\mu \sum_\Psi Q^\Psi \bar{\Psi}\gamma^\mu \Psi = -eA_\mu J_{em}^\mu, \tag{1.3.28}$$

onde

$$J^{+\mu} = \bar{e}_L^i \gamma^\mu \nu_L^i + \bar{d}_L^i \gamma^\mu V_{CKM}^\dagger u_L^i, \tag{1.3.29}$$

$$J_{em}^\mu = \sum_\Psi Q^\Psi \bar{\Psi}\gamma^\mu \Psi, \tag{1.3.30}$$

$$J_z^\mu = \sum_\Psi \overline{\Psi}\gamma^\mu \left(g_L^\Psi P_L + g_R^\Psi P_R\right)\Psi, \tag{1.3.31}$$

$g_L^\Psi = T_3^{\Psi_L} - s_w^2 Q^\Psi$, $g_R^\Psi = -s_w^2 Q^\Psi$ e V_{CKM} a matriz Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [38, 39]. A matriz V_{CKM} aparece quando os campos fermiônicos são rotacionados para a base de massa (1.3.13)-(1.3.14). Na lagrangiana de interação com as correntes neutras (1.3.27)-(1.3.28), os acoplamentos não são alterados, porque eles são diagonais no espaço dos sabores. Contudo, isso não ocorre na corrente carregada (1.3.26) (essa equação já está na base de massa), veja

$$\mathscr{L}_{CC} \to -\frac{e}{\sqrt{2}s_w} W_\mu^+ \left(\bar{\nu}_L \gamma^\mu U_{e_L} e_L + \bar{u}_L U_{u_L}^\dagger U_{d_L} \gamma^\mu d_L\right) + \text{h.c}, \tag{1.3.32}$$

como os neutrinos não tem massa no SM, podemos rotacioná-los como desejarmos para eliminar U_{e_L}, porém o segundo termo não pode ser eliminado com rotações. Então, a matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa é identificada como $V_{CKM} = U_{u_L}^\dagger U_{d_L}$. Para finalizar, os acoplamentos entre o Higgs e os férmions provém da lagrangiana de Yukawa, assim

$$\mathscr{L}_{Hff} = -\frac{m_e}{\text{v}} h \bar{e}_L \widehat{Y}_e e_R - \frac{m_d}{\text{v}} h \bar{d}_L \widehat{Y}_d d_R - \frac{m_u}{\text{v}} h \bar{u}_L \widehat{Y}_u u_R. \tag{1.3.33}$$

1.4 Problemas com o Modelo Padrão

Apesar das inúmeras predições corretas do SM, esse modelo não é capaz de prever algumas observações. Abordaremos brevemente algumas delas com o intuito de expor as deficiências do modelo e mostrar porque precisamos de uma nova física. Primeiramente, vamos mencionar sobre duas observações experimentais consolidadas em que o SM não prevê, no caso se refere aos neutrinos serem massivos e a segunda sobre a existência de uma matéria escura. Em seguida, comentarei sobre uma anomalia que vem se tornando cada vez mais importante que são as anomalias no decaimento do méson-B (sobre o momento de dipolo do múon e elétron será apresentado no capítulo 4). Para concluir, comentarei a respeito de dois problemas estruturais do modelo, que são o problema da hierarquia e o problema da constante cosmológica.

a. Neutrinos massivos

Por um longo tempo acreditou-se que os neutrinos fossem férmions sem massa. No entanto, isso foi contradito após alguns experimentos, como por exemplo, nos experimentos em que os

neutrinos são produzidos no sol e detectados na terra, chamados de neutrinos solares [40]. Nesse experimento, medidas indicavam encontrar cerca de um terço dos neutrinos do elétron que os modelos de neutrinos solares previam. Um outro exemplo, são experimentos em que produzem neutrinos através de raios cósmicos que atingem a atmosfera terrestre, chamados de neutrinos atmosféricos. Esses experimentos não estavam em concordância com o fluxo de neutrinos do múon que esperavam [41]. Uma explicação possível dessas observações é que os neutrinos trocam de sabor durante sua propagação e por isso medem um fluxo diferente do previsto. Essa proposta foi feita por Bruno Pontecorvo [42] e ela sobrevive até hoje aos experimentos ficando conhecida como oscilação de neutrinos. Para os neutrinos oscilarem, eles precisam ter massa e isso contradiz as previsões do Modelo Padrão.

b. Matéria escura

Observando como a matéria visível se move no espaço que as primeiras evidências da existência de uma matéria chamada de escura sugiram. Ela é chamada de escura, porque não interage com os fótons, no entanto seu efeito pode ser observado através de observações gravitacionais de objetos ao redor dela. Uma das primeiras observações foi feita por Fritz Zwicky [43] ao analisar a velocidade de rotação de aglomerados de galáxias utilizando o teorema do virial. A discrepância entre a massa medida pela sua luminosidade contra as medidas puramente gravitacionais indicam a presença de uma matéria invisível no universo. Além dessa evidência, existem outras como as lentes gravitacionais [44], a qual é uma consequência direta da teoria da Relatividade Geral de Einstein. Quando a luz passa por um forte potencial gravitacional, este quando muito intenso é capaz de curvar o espaço-tempo a ponto de desviar a trajetória da luz. Através do desvio da luz, diversas medidas apontam que deve existir mais massa do que a vísivel pela sua luminosidade. A anisotropia de temperatura observada na radiação cósmica de fundo do microondas também podem ser explicada com a existência de uma matéria escura, medidas da Colaboração de Planck [45] indicam que 85% da matéria do universo é matéria escura (23% da energia total do universo). No Modelo Padrão não temos um candidato a matéria escura que possa explicar essas observações.

c. LFUV em decaimentos do méson-B

No Modelo Padrão, as três gerações de léptons são quase idênticas, exceto pela diferença entre suas massas. Em particular, o fóton, o W e Z acoplam exatamente da mesma maneira com as três gerações de léptons. Esse aspecto é chamado de Universalidade dos léptons. Mais especificamente, universalidade significa que os acoplamentos são diagonais e diagonais em qualquer base. Isso ocorre, porque as gerações são apenas réplicas, as quais pertencem a mesma representação de todos os geradores quebrados e não-quebrados. Ao rotacionar os campos fermiônicos para a base de massa, outra diferença entre as gerações aparece, para os quarks a matriz CKM e para os léptons a matriz PMNS [46]. A universalidade no Modelo Padrão

já foi testada em diversos canais e muitos deles apresentam concordância com suas previsões, entre eles temos no setor eletrofraco o decaimento do Z e o W em léptons, decaimento do píon e do Káon em léptons, decaimento leptônico do tau, dentre outros. Contudo, durante a última década medidas recentes do decaimento semi-leptônico do méson-B indicam a presença de uma nova física. No estudo de observáveis hadrônicos, razões dos decaimentos de mésons-B são de particular interesse, uma vez que eles são livres de incertezas teóricas provenientes dos fatores de forma. Os mais relevantes nesse momento são $R_{D^{(*)}}$ [47] e $R_{K^{(*)}}$ [48, 49, 50]:

$$R_{D^{(*)}} = \frac{\mathrm{BR}\left(B \to D^{(*)}\tau\bar{\nu}_\tau\right)}{\mathrm{BR}\left(B \to D^{(*)}\ell\bar{\nu}_\ell\right)} \text{ e } R_{K^{(*)}} = \frac{\int_{q_{min}}^{q_{max}} \frac{d\Gamma\left(B\to K^{(*)}\mu^+\mu^-\right)}{dq^2}}{\int_{q_{min}}^{q_{max}} \frac{d\Gamma\left(B\to K^{(*)}e^+e^-\right)}{dq^2}} \tag{1.4.1}$$

onde $\ell = e, \mu$, D e D^* são os mésons pseudoescalares e vetoriais, Γ a largura e BR significa *branching ratio*. Os diagramas de Feynman para essas reações podem ser visualizados logo abaixo:

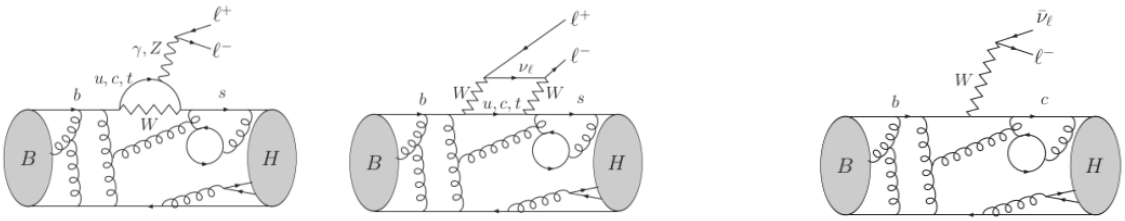

Figura 1.4.1: Último diagrama refere-se ao observável $R_{D^{(*)}}$, o qual é baseado na transição $b \to c\ell\bar{\nu}_\ell$ e os dois primeiros diagramas referem-se ao $R_{K^{(*)}}$, baseado na transição $b \to s\ell^+\ell^-$.

Foram encontrados desvios nesses observáveis da ordem de $2-3\sigma$ com relação as previsões teóricas e estão resumidos na tabela abaixo, como na ref. [51]:

	R_K	R_{K^*}	R_D	R_{D^*}
Previsão do SM	$\simeq 1$	$\simeq 1$	0.299 ± 0.003	0.258 ± 0.005
Experimento	0.845 ± 0.06	0.69 ± 0.12	0.340 ± 0.030	0.295 ± 0.014

Tabela 1.4.1: Previsões do Modelo Padrão e médias experimentais dos observáveis $R_{D^{(*)}}$ e $R_{K^{(*)}}$.

Além desses, observáveis angulares em $B \to K^{(*)}\mu^+\mu^-$ [52, 53] apresentam um desvio de $2-3\sigma$ e $B_s \to \mu^+\mu^-$ de 2σ [54]. Alguns grupos teóricos vem há algum tempo fazendo análises estatísticas de extensos conjuntos de dados, procurando pelas soluções mais prováveis no contexto de teorias efetivas. Para os observáveis envolvendo as transições $b \to c\ell\bar{\nu}_\ell$, diversas análises indicam uma preferência pelo coeficiente de Wilson $C_{V_L}^{cb\tau\nu_\tau}$ [51, 54] :

$$\mathscr{L}_{eff} = \frac{4G_f}{\sqrt{2}} V_{CKM}^{jk} \left[\left(1 + C_{V_L}^{jk\ell i}\right)\left(\bar{u}_j\gamma^\mu d_k\right)\left(\bar{\ell}\gamma_\mu P_L \nu^i\right)\right], \tag{1.4.2}$$

onde o "1" é a contribuição do Modelo Padrão. Para os dados envolvendo a transição $b \to s\ell^+\ell^-$, diversas análises indicam uma preferência pelas soluções V-A, $C_9^{bs\mu\mu} = -C_{10}^{bs\mu\mu}$:

$$\mathscr{L}_{eff} = \frac{4G_f}{\sqrt{2}} V_{CKM}^{td_j} V_{CKM}^{*td_i} \frac{\alpha_e}{4\pi} \left[C_9^{ij\ell\ell'} \left(\bar{d}_i \gamma^\mu P_L d_j\right) \left(\bar{\ell}\gamma_\mu \ell'\right) + C_{10}^{ij\ell\ell'} \left(\bar{d}_i \gamma^\mu P_L d_j\right) \left(\bar{\ell}\gamma_\mu \gamma_5 \ell'\right) \right]. \tag{1.4.3}$$

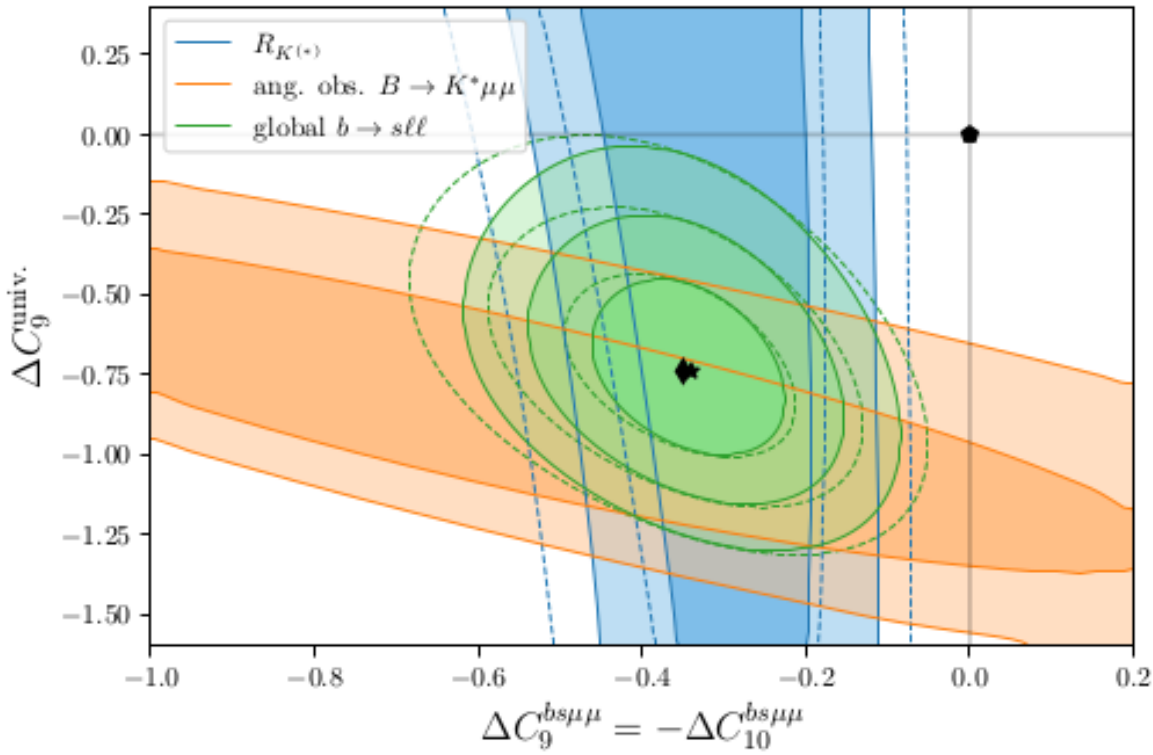

Figura 1.4.2: Análise estatística realizada pela ref. [51]. ΔC_9^{univ} é o mesmo que $C_{i\ell}^U$ como explicado no texto. Existem 3 contornos, com níveis de confiança de $1\sigma, 2\sigma$ e 3σ. As curvas pontilhadas referem-se à análise sem o último dado sobre $R_{K^{(*)}}$, e as sólidas com ele. Para mais informações veja referência citada.

Em particular, na referência [51] e figura acima (1.4.2), eles fazem uma análise dividindo o coeficiente de Wilson em duas partes $\Delta C_{i\ell} = \Delta C_{i\ell}^V + \Delta C_{i\ell}^U$, onde $\Delta C_{i\ell}^V$ é a contribuição da nova física que viola universalidade e $\Delta C_{i\ell}^U$ é a contribuição da nova física que não viola universalidade. Com um maior número de coeficientes, eles tiveram uma flexibilidade melhor na análise e obtiveram um *pull* melhor. Essa abordagem foi feita pela primeira vez na ref. [55].

Veja que a solução do Modelo Padrão, ou seja, quando os coeficientes de Wilson são zero, está fora por 3σ para essa análise. Dado essa indicação de nova física nos coeficientes de Wilson, teóricos estão procurando por cenários específicos de nova física que poderiam gerar esses coeficientes de Wilson e ao mesmo tempo satisfazer as duas anomalias principais, que são dos observáveis $R_{D^{(*)}}$ e $R_{K^{(*)}}$. Na referência [54], foi estudado possíveis cenários envolvendo leptoquarks, veja a figura (1.4.3) extraída de [54].

A única solução dentre os modelos simplicados que conseguem acomodar ambas as anomalias é o leptoquark vetor U_1, o qual faz parte de modelos maiores como por exemplo de Pati-Salam [56], que pode fazer parte de uma *Grand Unified Theory* ainda maior envolvendo SO(10) [57].

Model	$R_{K^{(*)}}$	$R_{D^{(*)}}$	$R_{K^{(*)}}$ & $R_{D^{(*)}}$
S_3 $(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{3}, 1/3)$	✓	✗	✗
S_1 $(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, 1/3)$	✗	✓	✗
R_2 $(\mathbf{3}, \mathbf{2}, 7/6)$	✗	✓	✗
U_1 $(\mathbf{3}, \mathbf{1}, 2/3)$	✓	✓	✓
U_3 $(\mathbf{3}, \mathbf{3}, 2/3)$	✓	✗	✗

Figura 1.4.3: Resumo dos cenários envolvendo leptoquarks que podem acomodar as anomalias do $R_{D^{(*)}}$ e $R_{K^{(*)}}$. Os três primeiros cenários referem-se a leptoquarks escalares, enquanto que os dois últimos a leptoquarks vetoriais.

d. Problema da Hierarquia

O problema da hierarquia é uma das principais questões em aberto no contexto da física de partículas elementares, ao longo do tempo foram feitas diversas propostas como solução desse problema, dentre elas temos modelos supersimétricos [58], Higgs composto [59], *Little Higgs* [60], *Relaxation* [61] e assim por diante.

O problema da Hierarquia começa ao aceitar que o SM é uma teoria efetiva, tomando como exemplo a gravidade, o SM não é capaz de descrevê-la e espera-se que seus efeitos sejam importantes na escala de Planck $M_p \simeq 10^{19}$ GeV. Essa enorme separação entre a escala eletrofraca e a escala de Planck traz consequências à massa do Higgs. A lagrangiana efetiva com as contribuições da nova física na escala Λ é dada por

$$\mathscr{L}_{eff} = c_0 \Lambda^4 + c_2 \Lambda^2 \Phi^\dagger \Phi + \mathscr{L}_{SM} + \mathscr{L}_6 + \ldots, \tag{1.4.4}$$

onde c_0 e c_2 são constantes ajustáveis (em frente aos operadores de dimensão zero e dois), $\mathscr{L}_{SM}$ a lagrangiana do SM (dimensão quatro), $\mathscr{L}_6$ a lagrangiana dos operadores de dimensão-seis e a soma continua para operadores de ordem superior. O operador de dimensão zero trata-se do problema da constante cosmológica que comentaremos mais adiante e o operador de dimensão dois do problema da hierarquia.

O operador $\Phi^\dagger \Phi$ no SM traz o coeficiente $\mu^2 = M_h^2/2 \simeq 10^4$ GeV^2, então tomando a escala como $\Lambda = 10^{19}$ GeV, c_2 tem que ser da ordem de $10^{-32} \ll 1$, por essa razão, torna-se difícil entender o motivo do Higgs ter apenas 125 GeV. Uma questão que surge imediatamente é por

qual motivo os férmions não compartilham do mesmo problema e a resposta para essa pergunta estão nas simetrias. A massa do Higgs não é protegida por nenhuma simetria, enquanto que a massa dos férmions é protegida pela simetria quiral. Dito isso, dizemos que o acoplamento Yukawa dos férmions são tecnicamente naturais.

Um parâmetro é dito ser tecnicamente natural quando ao colocá-lo para zero, a lagrangiana ganha uma nova simetria. Se $\psi_L \to e^{i\alpha_L}\psi_L$ e $\psi_R \to e^{i\alpha_R}\psi_R$, exceto na lagrangiana de Yukawa, a lagrangiana do SM é invariante. Como consequência, toda correção por loops à massa dos férmions (ou ao seu respectivo parâmetro de Yukawa) é proporcional à massa do mesmo, não sendo necessário ajuste fino para respeitar os valores experimentais. Para o Higgs a situação é diferente, nenhuma simetria nova aparece ao colocar a massa do Higgs para zero, desse modo dizemos que o Higgs não é protegido por nenhuma simetria e sua massa está livre para receber correções do ultravioleta , como $\delta M_h \simeq \Lambda^2$, necessitando de um ajuste fino muito grande para explicar os valores experimentais.

Utilizando *cutoff regularization*, a massa do Higgs recebe contribuições a 1-loop dada por [62, 63]

$$\delta m_H^2 = \frac{3\,\Lambda^2}{8\pi^2\,\mathrm{v}^2}\left[4\,m_t^2 - 2\,M_W^2 - M_Z^2 - M_h^2\right]. \tag{1.4.5}$$

Apesar do Modelo Padrão ser uma teoria renormalizável, qualquer nova física que o Higgs acople, a massa receberá contribuições proporcionais à escala da nova física ao quadrado.

e. Problema da constante cosmológica

As equações de Einstein para a relatividade geral relaciona a geometria do espaço-tempo com a distribuição de máteria. Além disso, podemos adicionar um termo proporcional à métrica devido a derivada covariante da métrica ser zero, sendo assim a conservação local do tensor energia-momento é mantida. A constante proporcional à métrica Λ é chamada de constante cosmologica e a equação de Einstein é

$$G_{\mu\nu} + \Lambda\, g_{\mu\nu} = 8\,\pi\, G_N\, T_{\mu\nu}, \tag{1.4.6}$$

onde $G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}R\, g_{\mu\nu}$, com $R_{\mu\nu}$ o tensor de curvatura de Ricci e R o escalar de Ricci, $T_{\mu\nu}$ o tensor energia momento, $g_{\mu\nu}$ a métrica e G_N a constante gravitacional. Entender o que o vácuo é tem total relevância, uma vez que ele pode influenciar na maneira como o universo se expande. O termo da constante cosmológica pode ser pensado como um fluido perfeito, com a equação de estado dada por $p = -\rho$, onde p é a pressão e ρ a densidade de energia. Existem observações [64], que essa constante é diferente de zero e tem densidade aproximadamente

$$\rho_{vac} \leq 10^{-46}\ \mathrm{GeV}^4. \tag{1.4.7}$$

Em cosmologia, essa contribuição é chamada de energia escura. No entanto, todos os problemas encontrados no problema da hierarquia, encontramos aqui também e ainda pior. Qualquer partícula que integrarmos fora contribuiria com a massa a quarta potência M^4. Por exem-

plo, a massa do elétron m_e = 511 KeV já seria um problema e teria 36 ordens de grandeza maior, além de que o Modelo Padrão tem partículas muito mais pesadas comprovadas experimentalmente. Por exemplo, calculando o valor esperado do potencial do Higgs encontramos que

$$V\left(\langle\Phi\rangle\right) = \rho_H = \frac{\mu^2\,\mathrm{v}^2}{4} \simeq 1\times 10^8\mathrm{GeV}^4, \tag{1.4.8}$$

o qual é 54 ordens de magnitude maior. Inspirados por tais problemas que buscas por nova física nos aceleradores vem sendo trabalhadas ao longo da década. Uma maneira de procurar por nova física independente de modelo é através de teorias efetivas e é sobre isso que se trata o próximo capítulo.

Capítulo 2

Teorias Efetivas

Esse capítulo tem como objetivo apresentar os conceitos mínimos de teorias efetivas de campo. Primeiramente, é feito um breve resumo sobre as motivações e propriedades de uma EFT. Em seguida, discutimos sobre os operadores redundantes que é um tópico essencial para a construção de uma base para operadores de dimensão superior. Na próxima seção, apresentamos a base de Warsaw e o conjunto de operadores de dimensão-seis utilizados nesse trabalho. Na última seção, estudamos as implicações da introdução desses novos operadores nos parâmetros do Modelo Padrão.

2.1 Introdução

A Teoria Efetiva de Campo [16, 17, 18] (em inglês *Effective Field Theory*, EFT) é uma ferramenta muito útil quando deseja-se estudar nova física (em inglês *New Physics*, NP) independente de modelos específicos [1]. Ela é baseada na ideia de que não precisamos entender a física em todas as escalas para compreender como a natureza funciona em uma escala particular. Essa separação entre as escalas, permite que no limite de baixas energias os efeitos da física de altas energias seja parametrizado como uma expansão na lagrangiana em $\frac{E}{\Lambda}$, onde E é a energia típica dos processos a baixas energias e Λ a escala da NP. Existem duas maneiras comuns de procurar por nova física, por meio de resonâncias ou fazer testes de precisão com os parâmetros do modelo. Como nenhum novo estado foi descoberto até o momento, investigar possíveis desvios nos parâmetros do modelo se torna uma escolha conveniente nos dias atuais e dentro desse contexto que utilizamos as teorias efetivas de campo. Um exemplo clássico de inspiração é a teoria de Fermi, através das eqs. (1.3.26)-(1.3.27), acrescido dos termos cinéticos dos bósons eletrofracos, encontramos que

[1] Mais adiante, veremos que esse estudo não é totalmente independente do modelo, mas que pode englobar vários casos.

$$\begin{aligned}\mathscr{L}_{kinectic+NC+CC} &= -\frac{1}{2}W^{+}_{\mu\nu}W^{-\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} + m_W^2 W^{+}_{\mu}W^{-\mu} + \frac{1}{2}m_Z^2 Z_\mu Z^\mu - \frac{e}{\sqrt{2}s_w}W^{+}_{\mu}J^{-\mu} \\ &\quad - \frac{e}{\sqrt{2}s_w}W^{-}_{\mu}J^{+\mu} - \frac{e}{s_w c_w}Z_\mu J^\mu_z, \end{aligned} \tag{2.1.1}$$

No limite de baixas energias $E \ll M_w, M_z$, podemos negligenciar os termos cinéticos dos bósons de gauge e através das equações clássicas de movimento (solução no ponto de cela, em inglês *saddle point solution*) é possível expressar os campos do W e Z em função das correntes fermiônicas, obtendo a teoria de Fermi dada por

$$\mathscr{L}_{Fermi} = -2\sqrt{2}G_f\left[J^{+\mu}J^{-}_{\mu} + \left(J^{\mu}_{z}\right)^2\right] = -\frac{2}{\mathrm{v}^2}\left[J^{+\mu}J^{-}_{\mu} + \left(J^{\mu}_{z}\right)^2\right], \tag{2.1.2}$$

onde a escala da nova física desse exemplo é a escala eletrofraca $\Lambda = \mathrm{v}$. A largura do múon (ou seu tempo de vida) é um observável muito importante em testes de precisão e seus diagramas a nível de árvore fornecem uma boa representação visual do que estava sendo discutido acima, veja:

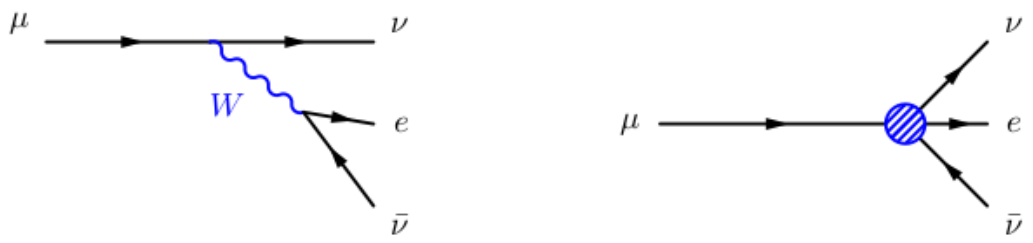

Figura 2.1.1: Diagramas a nível de árvore para a decaimento do múon, ao lado esquerdo a teoria é descrita com todos os graus de liberdade do SM, enquanto que ao lado direito é descrito pela teoria de Fermi após integrar fora os bósons W e Z.

Analogamente ao caso da teoria de Fermi, parametrizamos os efeitos da física pesada (em inglês *Heavy Physics*, HP) como uma expansão da lagrangiana em operadores de dimensão maior que quatro suprimidos pela escala da nova física, de modo que a lagrangiana efetiva é dada por

$$\mathscr{L}_{eff} = \mathscr{L}_{SM} + \sum_{n>4,j}\frac{f_{n,j}}{\Lambda^{n-4}}\mathscr{O}_{n,j}\ , \tag{2.1.3}$$

onde n é a dimensão do operador, j denota cada operador em uma dada dimensão, Λ é a escala da nova física, $f_{n,j}$ os coeficientes de Wilson (em inglês *Wilson Coefficients*, WC) e $\mathscr{O}_i$ são operadores de dimensão maior que quatro, onde o Higgs é parte de um dubleto do $SU(2)$ e a simetria é realizada linearmente [20, 21]. A contribuição dos operadores de dimensão-seis representam pequenos desvios com relação a lagrangiana do SM, ou seja, em um cálculo de observáveis o SM é a maior contribuição. Os efeitos da nova física tornam-se mais evidentes ao subirmos para escalas mais altas, quando $E \simeq \Lambda$, a EFT deixa de ser válida. Em um *bottom-up*

approach, não se assume nenhum conhecimento prévio sobre a teoria física na escala mais alta, então a lagrangiana efetiva será composta pelo mesmo conteúdo do SM e mesma simetria de gauge. Podemos sumarizar os ingredientes básicos de uma EFT pelo seguinte [19]:

1. Dinâmica a baixas energias (grande distância) não depende dos detalhes da dinâmica a altas energias (distâncias curtas);

2. Os vestígios deixados pela NP estão nos acoplamentos efetivos e nas simetrias remanescentes;

3. Uma teoria não-local descrita pela HP é substituida por uma série de interações locais (não-renormalizáveis) entre os graus de liberdade leves;

4. Para descrever uma teoria física em uma escala de energia E, não é necessário considerar infinitos operadores efetivos, uma vez que observáveis são conhecidos até uma acurácia ε. Por análise dimensional, sabemos que a contribuição dos operadores efetivos são proporcionais a $\left(\frac{E}{\Lambda}\right)^{d-4}$ e também maiores ou iguais a acurácia experimental, então

$$\left(\frac{E}{\Lambda}\right)^{n-4} \geq \varepsilon \Longrightarrow n \leq 4 + \frac{ln\left(\frac{1}{\varepsilon}\right)}{ln\left(\frac{\Lambda}{E}\right)}. \tag{2.1.4}$$

No âmbito das teorias efetivas de campo, apesar da precisão experimental truncar o somatório dos operadores efetivos, a escolha deles não é trivial. Primeiramente, pelo teorema de equivalência da matriz-S [23, 24, 25], através de redefinições de campo podemos eliminar alguns operadores da base, esses operadores são chamados de redundantes e trataremos desse assunto na próxima seção. Outro ponto a destacar é que a escolha dos operadores é baseada no conjunto de observáveis experimentais utilizados, além disso, essa escolha pode ser dirigida também por alguma teoria no ultravioleta que geram esses operadores a nível de árvore e *loops* [26, 65, 66].

Como dito anteriormente, o estudo de uma teoria efetiva dificilmente é totalmente independente de modelo. Primeiramente, devido ao grande número de operadores, boa parte dos trabalhos na literatura [67, 68] assumem *flavor symmetries*, porque sem elas teríamos 2499 operadores em dimensão-seis [69] [2] [3]. Considerar muitos operadores traz a necessidade de uma imensa quantidade de dados para quebrar as mais variadas *blind directions* [4] [22] que podem aparecer, uma vez que em muitos casos estão sendo vinculadas combinações lineares de WCs. Além disso, dependendo da reação analisada, podem existir regiões do espaço de fase com seção de choque negativa ao incluir apenas operadores de dimensão-seis [71], obrigando a inclusão

[2] São 1350 CP-even e 1149 CP-odd.

[3] Lembre que os setores promissores para encontrar NP no que diz respeito a LFU são $R_{D^{(*)}}$ do qual acumula um desvio $\sim$**3.1**σ [47], $R_K \sim$ **3.1**σ e $R_{K^{(*)}} \sim$ **2.5**σ [49, 50]. Bem como temos fortes vínculos na largura do Z em pares de léptons de sabores diferentes, $\frac{\Gamma(Z\to e^{\pm}\mu^{\mp})}{\Gamma_{total}} < 7.5\times10^{-7}$, $\frac{\Gamma(Z\to e^{\pm}\tau^{\mp})}{\Gamma_{total}} < 9.8\times10^{-6}$ e $\frac{\Gamma(Z\to \mu^{\pm}\tau^{\mp})}{\Gamma_{total}} < 1.2\times10^{-5}$ [70].

[4] São direções no espaço dos acoplamentos anômalos que não contribuem aos observáveis.

dos operadores de dimensão-oito [72]. Todavia, uma base para os operadores de dimensão-oito tem da ordem de 1000 deles, inviabilizando o *fit*. Sendo assim, somos obrigados a considerar contribuições quadráticas dos operadores de dimensão-seis [73, 74] sem os operadores de dimensão-oito para a seção de choque ser positiva em toda região do espaço de fase. Isso acaba limitando as teorias BSM que satisfazem essa condição, veremos isso mais adiante.

Outro ponto a destacar, é que os padrões de desvios das predições do SM são diferentes para novas teorias baseada na realização não-linear da simetria de gauge ao invés da linear [75, 76, 77, 78, 79, 80]. Na representação linear, o Higgs é uma partícula elementar que pertence ao dubleto do $SU(2)_L$, como na eq. (1.2.15) e a lagrangiana efetiva é expandida em potências da escala da nova física $\frac{1}{\Lambda}$. Na representação não-linear, o Higgs é uma partícula composta de uma teoria com uma simetria global G quebrada explicitamente para um subgrupo $H \supset G_{SM}$, com o Higgs identificado como um pseudo bóson de Nambu-Goldstone (em inglês, *pseudo Nambu-Goldstone Boson*, pNGB). Analogamente ao caso da QCD, se a simetria for exata, o Higgs seria um NGB e por transformar-se não-linearmente com a simetria, não poderia ter um potencial resultando em uma partícula sem massa. Como isso não descreve a realidade, a simetria precisa ser explicitamente quebrada, para permitir um termo de massa para o Higgs, o qual é tecnicamente natural, uma vez que se a massa do Higgs for para zero, a simetria é restaurada. Por essa razão as teorias de Higgs composto são candidatas a nova física por fornecer uma possível solução do problema da hierarquia. Como o Higgs nesse caso é um pNGB, a construção da lagrangiana efetiva é baseada em uma expansão por derivadas em p/Λ, uma vez que a lagrangiana envolve a matriz dos Goldstones (adimensional) e suas derivadas.

Nesse trabalho utilizamos a realização linear da simetria para parametrizar os efeitos da nova física, conhecida como *Standard Model Effective Field Theory* (SMEFT), o qual será apresentado em detalhe na seção (2.5). Todavia, note que dependendo da nova física que deseja estudar, alguma hipótese deve ser feita ou até mesmo uma base específica pode ser melhor para estudar seus efeitos, além da escolha entre SMEFT e a lagrangiana quiral.

2.2 Matching a nível de árvore

Apesar do estudo de teorias efetivas não ser totalmente independente do modelo, ainda assim é capaz de englobar uma variedade deles. Após a análise estatística, são obtidos os vínculos nos WCs e para traduzir esses limites aos parâmetros de teorias além do Modelo Padrão é necessário realizar um procedimento chamado de *matching*, o qual consiste de integrar fora as partículas de massa muito acima das reações a serem analisadas. Por simplicidade, considere o caso de dois escalares, um pesado Φ e o outro leve ϕ, ref. [81]. A ação efetiva resultante da integração do escalar pesado é dada por:

$$e^{iS_{eff}[\phi](\mu)} = \int D\Phi \, e^{iS[\phi,\Phi]}, \tag{2.2.1}$$

onde μ é a escala de *matching*. A ação efetiva pode ser calculada expandindo o escalar pesado ao redor do mínimo, chamada *saddle point approximation* da integral de caminho. Desse modo, $\Phi = \Phi_c + \eta$, com

$$\frac{\delta S[\phi,\Phi]}{\delta\Phi} = 0 \Longrightarrow \Phi_c[\phi]. \tag{2.2.2}$$

Expandindo a ação ao redor da solução clássica Φ_c, obtemos que:

$$S[\phi,\Phi_c+\eta] = S[\Phi_c] + \frac{1}{2}\int d^4x d^4y\, \eta(x) \left.\frac{\partial^2 S}{\partial\Phi(x)\partial\Phi(y)}\right|_{\Phi_c} \eta(y) + \mathrm{O}\left(\eta^3\right), \tag{2.2.3}$$

no qual a primeira derivada da ação é zero pela eq. (2.2.2). Substituindo a expansão em Taylor da ação na eq. (2.2.1), encontramos que

$$e^{iS_{eff}[\phi](\mu)} \simeq e^{iS[\Phi_c]} \left[\det\left(\left.\frac{\partial^2 S}{\partial\Phi^2}\right|_{\Phi_c}\right)\right]^{-\frac{1}{2}}, \tag{2.2.4}$$

utilizando que $\det(O) = e^{Tr(ln(O))}$, verifica-se que

$$S_{eff}[\Phi_c] \simeq S[\Phi_c] + \frac{i}{2} Tr\left[ln\left(\left.\frac{\partial^2 S}{\partial\Phi^2}\right|_{\Phi_c}\right)\right]. \tag{2.2.5}$$

O primeiro termo é a contribuição a nível de árvore, enquanto que o segundo a contribuição de um loop. Para ter contribuições a nível árvore é suficiente ter um termo linear no campo pesado da lagrangiana do ultravioleta, $\mathscr{L}_{UV} \supset \Phi\mathscr{O}_{SM}$. Considere a seguinte lagrangiana

$$\mathscr{L}[\phi,\Phi] = \left(\Phi^\dagger B + h.c\right) + \Phi^\dagger\left(P^2 - m^2 - U\right)\Phi + \mathscr{O}\left(\Phi^3\right), \tag{2.2.6}$$

onde B e U são funções do campo leve e $P \equiv iD_\mu$, com D_μ a derivada covariante do campo pesado. Aplicando as equações de Euler-Lagrange para o campo pesado obtemos que

$$\left(P^2 - m^2 - U(x)\right)\Phi = -B(x) + \mathscr{O}\left(\Phi^3\right). \tag{2.2.7}$$

Então a solução linearizada para Φ_c é dada por $\Phi_c = \left[1 - \frac{1}{m^2}\left(P^2 - U\right)\right]^{-1}\frac{B}{m^2}$. Como um dos escalares é muito mais pesado, expandimos o campo clássico em potências de $1/m^2$, veja

$$\Phi_c = \frac{1}{m^2}B + \frac{1}{m^2}\left(P^2 - U\right)\frac{1}{m^2}B + \mathscr{O}\left(\frac{1}{m^6}\right), \tag{2.2.8}$$

e

$$\mathscr{L}_{eff,tree} = B^\dagger\frac{1}{m^2}B + B^\dagger\frac{1}{m^2}\left(P^2 - U\right)\frac{1}{m^2}B + +\mathscr{O}\left(\frac{1}{m^6}\right). \tag{2.2.9}$$

Note que a lagrangiana final depende apenas dos graus de liberdade leves e os coeficientes de Wilson poderiam ser expressos em termos dos parâmetros da física de altas energias, por isso podemos dizer que os WCs codificam os efeitos da nova física.

2.3 Operadores Redundantes

Como dito anteriormente, parametrizaremos a nova física em termos de uma SMEFT. Para vincular os coeficientes de Wilson, faremos uso dos observáveis disponíveis publicamente pelas colaborações e por essa razão torna-se necessário determinar quais são os operadores que contribuem a essas reações. No entanto, se apenas listarmos todos os operadores de dimensão-seis possíveis, podemos estar listando operadores a mais, devido a liberdade que temos pelo teorema de equivalência da matriz-S. Operadores desse tipo, em que não geram efeitos físicos são chamados de operadores redundantes.

O teorema da equivalência da matriz-S [23, 24, 25] resumidamente diz o seguinte: Se dois campos estão relacionados não linearmente pela redefinição de campo $\phi' = \phi F(\phi)$, com $F(0) = 1$ e ϕ um escalar. Então, obteremos os mesmos resultados ao calcular observáveis utilizando $\mathscr{L}(\phi)$ ou $\mathscr{L}(\phi F(\phi)) = \mathscr{L}'(\phi)$ [5].

Com o propósito de entender um pouco mais sobre como trabalhar com interações redundantes, bem como o processo de matching a nível de árvore, considere o seguinte exemplo da ref. [17]. Sejam ℓ e h dois campos escalares, em que as partículas associadas a esses campos têm massas m e M. A lagrangiana mais geral possível que podemos escrever, consistente com a simetria discreta $\ell \to -\ell$ e que seja renormalizável é dada por

$$\begin{aligned}\mathscr{L}(\ell,h) &= \frac{1}{2}\partial_\mu \ell \partial^\mu \ell + \frac{1}{2}\partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{2}m^2\ell^2 - \frac{1}{2}M^2 h^2 - \frac{g_\ell}{4!}\ell^4 \\ &\quad - \frac{g_h}{4!}h^4 - \frac{g_{\ell h}}{4}\ell^2 h^2 - \frac{\widetilde{m}}{2}\ell^2 h - \frac{\widetilde{g}_h M}{3!}h^3. \end{aligned} \tag{2.3.1}$$

Considere também a seguinte hierarquia $m, \widetilde{m} \ll M$. Com o propósito de ver o efeito do escalar pesado a baixas energias $E_{CM} \ll M$, calcularemos a amplitude da reação $\ell\ell \to \ell\ell$ a nível de árvore. Os diagramas para essa reação estão dados logo abaixo:

Figura 2.3.1: Diagramas a nível de árvore para a reação $\ell\ell \to \ell\ell$, onde as linhas tracejadas referem-se à partícula leve e as linhas sólidas à partícula pesada.

A amplitude para essa reação é dada por:

$$\mathscr{M} = -g_\ell - \widetilde{m}^2\left[\frac{1}{s-M^2} + \frac{1}{t-M^2} + \frac{1}{u-M^2}\right] + O\left(\frac{1}{M^6}\right), \tag{2.3.2}$$

onde s, t e u são as variáveis de Mandelstam. Como estamos no limite de baixas energias $s, t, u \ll M$, podemos expandir cada um dos propagadores como

[5] É válido também para férmions e bósons vetoriais.

$$\frac{1}{s-M^2} = -\frac{1}{M^2\left(1-\frac{s}{M^2}\right)} \simeq -\frac{1}{M^2}\left(1+\frac{s}{M^2}\right), \tag{2.3.3}$$

substituindo na amplitude e utilizando que $s+t+u = 4m^2$, obtemos que

$$\mathscr{M} = -g_\ell + 3\frac{\widetilde{m}^2}{M^2} + 4\frac{\widetilde{m}^2 m^2}{M^4}. \tag{2.3.4}$$

Para fazer o *matching* entre o modelo com escalar pesado e uma EFT, o diagrama correspondente da EFT seria:

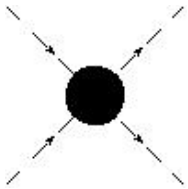

Figura 2.3.2: Diagrama de Feynman da teoria efetiva correspondente a reação $\ell\ell \to \ell\ell$, onde as linhas tracejadas referem-se à partícula leve e o círculo preto ao vértice efetivo.

De modo que a lagrangiana efetiva é dada por:

$$\begin{aligned}\mathscr{L}_{eff} &= \frac{1}{2}\partial_\mu\ell\partial^\mu\ell - \frac{1}{2}m^2\ell^2 - \frac{\ell^4}{4!}\left(g_l - 3\frac{\widetilde{m}^2}{M^2} - 4\frac{\widetilde{m}^2 m^2}{M^4}\right)\\ &= \frac{1}{2}\partial_\mu\ell\partial^\mu\ell - \frac{1}{2}m^2\ell^2 - \frac{g_l}{4!}\ell^4 + \frac{\widetilde{m}^2}{8M^2}\ell^4 + \frac{\widetilde{m}^2 m^2}{6M^4}\ell^4.\end{aligned} \tag{2.3.5}$$

Outra maneira equivalente de fazer isso é calcular a ação efetiva e ir para o limite de baixas energias. No caso a nível de árvore é simples, devido a ação efetiva coincidir com a ação clássica eq.(2.2.5). Primeiramente, vamos calcular a eq. clássica de movimento para o campo pesado h:

$$\Box h = -M^2 h - \frac{g_h}{3!}h^3 - \frac{g_{\ell h}}{2}\ell^2 h - \frac{\widetilde{m}}{2}\ell^2 - \frac{\widetilde{g}_h M}{2}h^2. \tag{2.3.6}$$

Como o propósito desse exemplo é estudar reações com 4 partículas leves e efeitos até a ordem de $\frac{1}{M^4}$, negligenciamos interações que contém expoente n maior que 4 em ℓ^n. No limite de baixas energias, linearizamos o campo pesado como na eq.(2.2.8), assim

$$h \simeq \frac{1}{M^2}\left(1 - \frac{\Box}{M^2} - \frac{g_{\ell h}}{2M^2}\ell^2\right)\left(-\frac{\widetilde{m}}{2}\ell^2\right) + O\left(h^2\right) \implies h \simeq -\frac{\widetilde{m}}{2M^2}\ell^2 + \frac{\widetilde{m}}{2M^4}\Box\ell^2 + \frac{g_{\ell h}\widetilde{m}}{4M^4}\ell^4. \tag{2.3.7}$$

Substituindo de volta na lagrangiana original (2.3.1), obtemos que:

$$\mathscr{L}_{eff} = \frac{1}{2}\partial_\mu\ell\partial^\mu\ell - \frac{1}{2}m^2\ell^2 - \frac{g_l}{4!}\ell^4 + \frac{\widetilde{m}^2}{8M^2}\ell^4 + \frac{1}{2}\frac{\widetilde{m}^2}{M^4}\ell^2\partial_\mu\ell\partial^\mu\ell. \tag{2.3.8}$$

Note que o último termo da lagrangiana efetiva em (2.3.8) difere do último termo da lagrangiana efetiva que obtemos anteriormente na eq. (2.3.5). Contudo, se calcularmos a amplitude do processo $\ell\ell \to \ell\ell$ utilizando (2.3.8), obteremos a mesma amplitude como o esperado.

Observa-se desse exemplo, que operadores diferentes podem levar a mesma matriz-S. Porém, mostraremos inicialmente que esses operadores podem ser relacionados por equações de movimento (em inglês *Equation of Motion*, EOM). Integrando por partes o operador $\ell^2\partial_\mu\ell\partial^\mu\ell$, obtemos que:

$$\int d^4x\,\ell^2\partial_\mu\ell\partial^\mu\ell = \frac{1}{3}\int d^4x\left[\partial_\mu\left(\ell^3\partial^\mu\ell\right) - \ell^3\Box\ell\right] = -\frac{1}{3}\int d^4x\,\ell^3\Box\ell. \tag{2.3.9}$$

Utilizando a equação clássica de movimento para o escalar leve, mantendo apenas os termos relevantes para esse exemplo, encontramos que:

$$\Box\ell = -m^2\ell - \frac{g_l}{3!}\ell^3, \tag{2.3.10}$$

voltando na eq. (2.3.9), ficamos com

$$\ell^2\partial_\mu\ell\partial^\mu\ell = \frac{1}{3}m^2\ell^4 + \frac{g_l}{18}\ell^6. \tag{2.3.11}$$

Substituindo (2.3.11) na lagrangiana (2.3.8), reobtemos a lagrangiana efetiva da eq. (2.3.5). Todavia, o uso da EOM não é apenas uma coincidência, justificaremos a seguir que o uso de EOM é equivalente a uma redefinição de campo particular e por essa razão a matriz-S permanece invariante. No caso desse exemplo, a seguinte redefinição de campo desempenha o mesmo papel que a EOM, se

$$\ell \to \ell - \frac{\widetilde{m}^2}{6M^4}\ell^3, \tag{2.3.12}$$

aplicando aos termos relevantes obtemos que

$$\frac{1}{2}\partial_\mu\ell\partial^\mu\ell \to \frac{1}{2}\partial_\mu\ell\partial^\mu\ell - \frac{\widetilde{m}^2}{2M^4}\ell^2\partial_\mu\ell\partial^\mu\ell, \tag{2.3.13}$$

$$-\frac{1}{2}m^2\ell^2 \to -\frac{1}{2}m^2\ell^2 + \frac{\widetilde{m}^2 m^2}{6M^4}\ell^4. \tag{2.3.14}$$

Através dessa redefinição de campo, eliminamos o operador $\ell^2\partial_\mu\ell\partial^\mu\ell$ da eq. (2.3.8) e reobtemos a eq. (2.3.5). A redefinição de campo utilizada na eq. (2.3.12) é chamada na literatura de *perturbative field redefinition* [16, 82], genericamente seria $\phi' = \phi + \varepsilon G(\phi)$, onde ϕ é um escalar, $\varepsilon \ll 1$ e $G(\phi)$ preserva as simetrias da lagrangiana e hermiticidade. Com *perturbative field redefinitions* a ação muda pelo seguinte:

$$S'[\phi] = S[\phi F(\phi)] = S[\phi + \varepsilon G(\phi)] \simeq S[\phi] + \varepsilon G(\phi)\frac{\partial S[\phi]}{\partial\phi} + O\left(\varepsilon^2\right). \tag{2.3.15}$$

Pelo teorema sabemos que a matriz-S é invariante para essa redefinição, então $S'(\phi)$ e $S(\phi)$ são equivalentes e diferem apenas pela equação clássica de movimento $\frac{\partial S[\phi]}{\partial\phi}$ até a ordem ε. Com base nisso, ao construir uma base para operadores de ordem superior, podemos eliminar operadores redundantes através das equações de movimento, como feito na eq. (2.3.11). Esse é um ingrediente fundamental para a construção de bases e a próxima seção abordará o caso dos operadores de dimensão-seis.

2.4 Operadores de dimensão-seis

O objetivo dessa seção é apresentar a base de B. Grzadkowski, M. Iskrzyński, M. Misiak, e J. Rosiek [21] dos operadores de dimensão-seis e também ilustrar como obter uma base de modo que não adicionemos nenhum operador redundante (assim como em outras referências chamaremos essa base de Warsaw). Segue abaixo a lista completa dos operadores de dimensão-seis na base de Warsaw:

X^3 (4 OP)		Φ^6 e $\Phi^4 D^2$ (3 OP)		$\psi^2\Phi^3$ (3 OP)	
$\mathcal{O}_G$	$f^{ABC} G_\mu^{A\nu} G_\nu^{B\rho} G_\rho^{C\mu}$	$\mathcal{O}_\Phi$	$(\Phi^\dagger\Phi)^3$	$\mathcal{O}_{e\Phi,ij}$	$(\Phi^\dagger\Phi)(\bar{\ell}_{L_i} e_{R_j}\Phi)$
$\mathcal{O}_{\widetilde{G}}$	$f^{ABC} \widetilde{G}_\mu^{A\nu} G_\nu^{B\rho} G_\rho^{C\mu}$	$\mathcal{O}_{\Phi\Box}$	$(\Phi^\dagger\Phi)\Box(\Phi^\dagger\Phi)$	$\mathcal{O}_{u\Phi,ij}$	$(\Phi^\dagger\Phi)(\bar{q}_{L_i} u_{R_j}\widetilde{\Phi})$
$\mathcal{O}_W$	$\varepsilon^{IJK} W_\mu^{I\nu} W_\nu^{J\rho} W_\rho^{K\mu}$	$\mathcal{O}_{\Phi D}$	$(\Phi^\dagger D^\mu\Phi)^\dagger(\Phi^\dagger D_\mu\Phi)$	$\mathcal{O}_{d\Phi,ij}$	$(\Phi^\dagger\Phi)(\bar{q}_{L_i} d_{R_j}\Phi)$
$\mathcal{O}_{\widetilde{W}}$	$\varepsilon^{IJK} \widetilde{W}_\mu^{I\nu} W_\nu^{J\rho} W_\rho^{K\mu}$				
$X^2\Phi^2$ (8 OP)		$\psi^2 X\Phi$ (8 OP)		$\psi^2\Phi^2 D$ (8 OP)	
$\mathcal{O}_{GG}$	$\Phi^\dagger\Phi G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{eW,ij}$	$(\bar{\ell}_{L_i}\sigma^{\mu\nu} e_{R_j})\sigma^I\Phi W_{\mu\nu}^I$	$\mathcal{O}_{\Phi\ell,ij}^{(1)}$	$(\Phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu\Phi)(\bar{\ell}_{L_i}\gamma^\mu\ell_{L_j})$
$\mathcal{O}_{G\widetilde{G}}$	$\Phi^\dagger\Phi\widetilde{G}_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{eB,ij}$	$(\bar{\ell}_{L_i}\sigma^{\mu\nu} e_{R_j})\Phi B_{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{\Phi\ell,ij}^{(3)}$	$(\Phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu^I\Phi)(\bar{\ell}_{L_i}\sigma^I\gamma^\mu\ell_{L_j})$
$\mathcal{O}_{WW}$	$\Phi^\dagger\Phi W_{\mu\nu}^I W^{I\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{uG,ij}$	$(\bar{q}_{L_i}\sigma^{\mu\nu} T^A u_{R_j})\widetilde{\Phi} G_{\mu\nu}^A$	$\mathcal{O}_{\Phi e,ij}$	$(\Phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu\Phi)(\bar{e}_{R_i}\gamma^\mu e_{R_j})$
$\mathcal{O}_{W\widetilde{W}}$	$\Phi^\dagger\Phi\widetilde{W}_{\mu\nu}^I W^{I\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{uW,ij}$	$(\bar{q}_{L_i}\sigma^{\mu\nu} u_{R_j})\sigma^I\widetilde{\Phi} W_{\mu\nu}^I$	$\mathcal{O}_{\Phi q,ij}^{(1)}$	$(\Phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu\Phi)(\bar{q}_{L_i}\gamma^\mu q_{L_j})$
$\mathcal{O}_{BB}$	$\Phi^\dagger\Phi B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{uB,ij}$	$(\bar{q}_{L_i}\sigma^{\mu\nu} u_{R_j})\widetilde{\Phi} B_{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{\Phi q,ij}^{(3)}$	$(\Phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu^I\Phi)(\bar{q}_{L_i}\sigma^I\gamma^\mu q_{L_j})$
$\mathcal{O}_{B\widetilde{B}}$	$\Phi^\dagger\Phi\widetilde{B}_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{dG,ij}$	$(\bar{q}_{L_i}\sigma^{\mu\nu} T^A d_{R_j})\Phi G_{\mu\nu}^A$	$\mathcal{O}_{\Phi u,ij}$	$(\Phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu\Phi)(\bar{u}_{R_i}\gamma^\mu u_{R_j})$
$\mathcal{O}_{BW}$	$\Phi^\dagger\sigma^I\Phi W_{\mu\nu}^I B^{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{dW,ij}$	$(\bar{q}_{L_i}\sigma^{\mu\nu} d_{R_j})\sigma^I\Phi W_{\mu\nu}^I$	$\mathcal{O}_{\Phi d,ij}$	$(\Phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu\Phi)(\bar{d}_{R_i}\gamma^\mu d_{R_j})$
$\mathcal{O}_{B\widetilde{W}}$	$\Phi^\dagger\sigma^I\Phi\widetilde{W}_{\mu\nu}^I B^{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{dB,ij}$	$(\bar{q}_{L_i}\sigma^{\mu\nu} d_{R_j})\Phi B_{\mu\nu}$	$\mathcal{O}_{\Phi ud}$	$(\widetilde{\Phi}^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu\Phi)(\bar{u}_{R_i}\gamma^\mu d_{R_j})$
$(\bar{L}L)(\bar{L}L)$ (5 OP)		$(\bar{R}R)(\bar{R}R)$ (7 OP)		$(\bar{L}L)(\bar{R}R)$ (8 OP)	
$\mathcal{O}_{\ell\ell,ijkl}$	$(\bar{\ell}_{L_i}\gamma_\mu\ell_{L_j})(\bar{\ell}_{L_k}\gamma^\mu\ell_{L_l})$	$\mathcal{O}_{ee,ijkl}$	$(\bar{e}_{R_i}\gamma_\mu e_{R_j})(\bar{e}_{R_k}\gamma^\mu e_{R_l})$	$\mathcal{O}_{\ell e,ijkl}$	$(\bar{\ell}_{L_i}\gamma_\mu\ell_{L_j})(\bar{e}_{R_k}\gamma^\mu e_{R_l})$
$\mathcal{O}_{qq,ijkl}^{(1)}$	$(\bar{q}_{L_i}\gamma_\mu q_{L_j})(\bar{q}_{L_k}\gamma^\mu q_{L_l})$	$\mathcal{O}_{uu,ijkl}$	$(\bar{u}_{R_i}\gamma_\mu u_{R_j})(\bar{u}_{R_k}\gamma^\mu u_{R_l})$	$\mathcal{O}_{\ell u,ijkl}$	$(\bar{\ell}_{L_i}\gamma_\mu\ell_{L_j})(\bar{u}_{R_k}\gamma^\mu u_{R_l})$
$\mathcal{O}_{qq,ijkl}^{(3)}$	$(\bar{q}_{L_i}\gamma_\mu\sigma^I q_{L_j})(\bar{q}_{L_k}\gamma^\mu\sigma^I q_{L_l})$	$\mathcal{O}_{dd,ijkl}$	$(\bar{d}_{R_i}\gamma_\mu d_{R_j})(\bar{d}_{R_k}\gamma^\mu d_{R_l})$	$\mathcal{O}_{\ell d,ijkl}$	$(\bar{\ell}_{R_i}\gamma_\mu\ell_{R_j})(\bar{d}_{R_k}\gamma^\mu d_{R_l})$
$\mathcal{O}_{\ell q,ijkl}^{(1)}$	$(\bar{\ell}_{L_i}\gamma_\mu\ell_{L_j})(\bar{q}_{L_k}\gamma^\mu q_{L_l})$	$\mathcal{O}_{eu,ijkl}$	$(\bar{e}_{R_i}\gamma_\mu e_{R_j})(\bar{u}_{R_k}\gamma^\mu u_{R_l})$	$\mathcal{O}_{qe,ijkl}$	$(\bar{q}_{L_i}\gamma_\mu q_{L_j})(\bar{e}_{R_k}\gamma^\mu e_{R_l})$
$\mathcal{O}_{\ell q,ijkl}^{(3)}$	$(\bar{\ell}_{L_i}\gamma_\mu\sigma^I\ell_{L_j})(\bar{q}_{L_k}\sigma^I\gamma^\mu q_{L_l})$	$\mathcal{O}_{ed,ijkl}$	$(\bar{e}_{R_i}\gamma_\mu e_{R_j})(\bar{d}_{R_k}\gamma^\mu d_{R_l})$	$\mathcal{O}_{qu,ijkl}^{(1)}$	$(\bar{q}_{L_i}\gamma_\mu q_{L_j})(\bar{u}_{R_k}\gamma^\mu u_{R_l})$
		$\mathcal{O}_{ud,ijkl}^{(1)}$	$(\bar{u}_{R_i}\gamma_\mu u_{R_j})(\bar{d}_{R_k}\gamma^\mu d_{R_l})$	$\mathcal{O}_{qu,ijkl}^{(8)}$	$(\bar{q}_{L_i}\gamma_\mu T^A q_{L_j})(\bar{u}_{R_k}\gamma^\mu T^A u_{R_l})$
		$\mathcal{O}_{ud,ijkl}^{(8)}$	$(\bar{u}_{R_i}\gamma_\mu T^A u_{R_j})(\bar{d}_{R_k}\gamma^\mu T^A d_{R_l})$	$\mathcal{O}_{qd,ijkl}^{(1)}$	$(\bar{q}_{L_i}\gamma_\mu q_{L_j})(\bar{d}_{R_k}\gamma^\mu d_{R_l})$
				$\mathcal{O}_{qd,ijkl}^{(8)}$	$(\bar{q}_{L_i}\gamma_\mu T^A q_{L_j})(\bar{d}_{R_k}\gamma^\mu T^A d_{R_l})$
$(\bar{L}R)(\bar{R}L)$ e $(\bar{L}R)(\bar{L}R)$ (5 OP)					
$\mathcal{O}_{\ell edq,ijkl}$	$(\bar{\ell}_{L_i}^m e_{R_j})(\bar{d}_{R_k} q_{L_l}^m)$				
$\mathcal{O}_{quqd,ijkl}^{(1)}$	$(\bar{q}_{L_i}^m u_{R_j})\varepsilon_{mn}(\bar{q}_{L_k}^n d_{R_l})$				
$\mathcal{O}_{quqd,ijkl}^{(8)}$	$(\bar{q}_{L_i}^m T^A u_{R_j})\varepsilon_{mn}(\bar{q}_{L_k}^n T^A d_{R_l})$				
$\mathcal{O}_{\ell equ,ijkl}^{(1)}$	$(\bar{\ell}_{L_i}^m e_{R_j})\varepsilon_{mn}(\bar{q}_{L_k}^n u_{R_l})$				
$\mathcal{O}_{\ell equ,ijkl}^{(8)}$	$(\bar{\ell}_{L_i}^m\sigma_{\mu\nu} e_{R_j})\varepsilon_{mn}(\bar{q}_{L_k}^n\sigma^{\mu\nu} u_{R_l})$				

Tabela 2.4.1: Lista completa dos operadores de dimensão-seis na base de Warsaw. Os operadores satisfazem a mesma simetria de gauge do SM, mesmo conteúdo de partículas e invariância de Lorentz. Com relação as abreviaturas, como por exemplo 8 OP, significa que temos 8 operadores na classe em questão.

Existem trabalhos anteriores aos deles envolvendo operadores de dimensão-seis como em

W. Buchmuller e D. Wyler [20], onde listam 80 operadores, contudo já havia sido notado em alguns trabalhos a existência de operadores redundantes [83, 84, 85, 86], de forma que esse conjunto poderia ser reduzido a um número menor de operadores. Todavia, nenhuma lista completa de operadores independentes havia sido publicada antes da base de Warsaw.

Apesar disso, a base de Warsaw quando utilizada em *fits* de EWPD sofre de *blind directions* [22], para contornar esse problema, aproveitamos da arbitrariedade da escolha da base e eliminamos algumas combinações de operadores, mais adiante explicaremos quais são essas combinações. Para os operadores puramente bosônicos utilizamos os operadores da base de Hagiwara, Ishihara, Szalapski e Zeppenfeld (HISZ) [87] e para os outros operadores foi utilizada parte da base de Warsaw.

A notação da tabela acima pode ser fácilmente entendida da seguinte maneira, considere $X_{\mu\nu} \in \left\{G^A_{\mu\nu}, W^I_{\mu\nu}, B_{\mu\nu}\right\}$, ψ denota um férmion, Φ um escalar e D a derivada covariante. É chamado de classe, um conjunto de operadores que contenham um número determinado de campos. Como por exemplo, o operador $\left(\Phi^\dagger\Phi\right)\left(\bar{\ell}_{L_i} e_{R_j}\Phi\right)$ pertence à classe $\psi^2\Phi^3$, porque é construído por dois campos fermiônicos e três campos escalares.

A base de Warsaw tem no total 59 operadores, sem contar sabor e conjugado hermitiano. Contudo, note que nem todas as classes possíveis estão contidas nessa tabela, como por exemplo, $X\Phi^2D^2$. Todas as classes possíveis bosônicas de dimensão-seis que podemos construir são:

$$X^3, X^2\Phi^2, X^2D^2, \Phi^6, \Phi^4D^2, \Phi^2D^4, X\Phi^4, XD^4 \text{ e } X\Phi^2D^2. \tag{2.4.1}$$

Todavia, pode-se mostrar (veja [21]) que as classes $X^2D^2, \Phi^2D^4, X\Phi^4, XD^4$ e $X\Phi^2D^2$ se reduzem as classes que contém férmions ou para classes do tipo $X^3, X^2\Phi^2, \Phi^6, \Phi^4D^2$ que são as únicas contidas na tabela para os operadores puramente bosônicos. Como argumentado na seção anterior, as eqs. clássicas de movimento são necessárias para reduzir o conjunto de operadores redundantes em um conjunto de operadores independentes, portanto é interessante obter todas elas. A lagrangiana efetiva que vamos utilizar mais a frente será truncada até os operadores de dimensão-seis eq. (2.1.3), ao aplicarmos as equações de Euler-Lagrange levaremos em conta apenas $\mathscr{L}_{SM}$, ao invés de $\mathscr{L}_{SM} + \mathscr{L}_6$. O motivo disso é que ao fazer uso das equações de movimento para encontrar relações entre os operadores, a parte proveniente de $\mathscr{L}_6$ apenas acrescentará operadores de dimensão oito, ou seja, da ordem $\mathrm{O}\left(\frac{1}{\Lambda^4}\right)$. As equações clássicas de movimento são:

$$\bar{\ell}_L\colon\ \ i\not{D}\ell_L - Y_e\Phi e_R = 0, \tag{2.4.2}$$

$$\bar{e}_R\colon\ \ i\not{D}e_R - Y_e^\dagger\Phi^\dagger\ell_L = 0, \tag{2.4.3}$$

$$\bar{q}_L\colon\ \ i\not{D}q_L - Y_d\Phi d_R - Y_u\widetilde{\Phi}u_R = 0, \tag{2.4.4}$$

$$\bar{u}_R\colon\ \ i\not{D}u_R - Y_u^\dagger\widetilde{\Phi}^\dagger q_L = 0, \tag{2.4.5}$$

$$\bar{d}_R\colon\ \ i\not{D}d_R - Y_d^\dagger\Phi^\dagger q_L = 0, \tag{2.4.6}$$

$$\Phi^{*j}\colon\quad \left(D^2\Phi\right)^j = \mu^2\Phi^j - 2\lambda\left(\Phi^\dagger\Phi\right)\Phi^j - \bar{e}_R Y_e^\dagger \ell_L^j + \varepsilon_{kj}\bar{q}_L^k Y_u u_R - \bar{d}_R Y_d^\dagger q_L^j, \tag{2.4.7}$$

$$W_\mu^a\colon\quad \left(D^\rho W_{\rho\mu}\right)^a = \frac{g}{2}\left(\bar{q}_L\gamma_\mu\sigma^a q_L + \bar{\ell}_L\gamma_\mu\sigma^a\ell_L + \Phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu^a\Phi\right), \tag{2.4.8}$$

$$G_\mu^A\colon\quad \left(D^\rho G_{\rho\mu}\right)^A = g_s\left(\bar{q}_L\gamma_\mu T^A q_L + \bar{u}_R\gamma_\mu T^A u_R + \bar{d}_R\gamma_\mu T^A d_R\right), \tag{2.4.9}$$

$$B_\mu\colon\quad \left(D^\rho B_{\rho\mu}\right) = g'\left(Y_\Phi\Phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu\Phi + \sum_{\psi\in\{\ell,e,q,u,d\}} Y_\psi\bar{\psi}\gamma_\mu\psi\right), \tag{2.4.10}$$

onde $\phi^\dagger\overleftarrow{D}_\mu\phi \equiv \left(D_\mu\phi\right)^\dagger\phi$, $\phi^\dagger i\overleftrightarrow{D}_\mu\phi \equiv i\phi^\dagger\left(D_\mu - \overleftarrow{D}_\mu\right)\phi$, $i\overleftrightarrow{D}_\mu^a\phi \equiv i\phi^\dagger\left(\sigma^a D_\mu - \overleftarrow{D}_\mu\sigma^a\right)\phi$ e o campo detonado ao lado de cada equação corresponde ao campo utilizado nas equações de Euler-Lagrange. Com o auxílio das EOM acima e outras identidades é possível eliminar todos os operadores redundantes. Como por exemplo, na base de Warsaw os operadores da classe $\Phi^4 D^2$ são removidos através das identidades de Fierz [88] e com a eq. clássica de movimento para o Higgs (2.4.7), veja

$$\mathscr{O}_{\Phi,5} = \left(\Phi^\dagger\sigma^a\Phi\right)\left[\left(D_\mu\Phi\right)^\dagger\sigma^a\left(D^\mu\Phi\right)\right] = 2\left(\Phi^\dagger D^\mu\Phi\right)\left[\left(D_\mu\Phi\right)^\dagger\Phi\right] - \overbrace{\left(\Phi^\dagger\Phi\right)\left[\left(D_\mu\Phi\right)^\dagger D^\mu\Phi\right]}^{\mathscr{O}_{\Phi,4}}, \tag{2.4.11}$$

$$\mathscr{O}_{\Phi,4} = \left(\Phi^\dagger\Phi\right)\left[\left(D_\mu\Phi\right)^\dagger D^\mu\Phi\right] = \underbrace{\frac{1}{2}\left(\Phi^\dagger\Phi\right)\Box\left(\Phi^\dagger\Phi\right)}_{\mathscr{O}_{\Phi\Box}} + \text{Classes}\left(\psi^2\Phi^3 + \Phi^6 + \mu^2\Phi^4\right). \tag{2.4.12}$$

onde $\text{Classes}\left(\psi^2\Phi^3 + \Phi^6 + \mu^2\Phi^4\right)$ significa que é algum operador da classe mencionada. Os operadores $\mathscr{O}_{\Phi,5}$ e $\mathscr{O}_{\Phi,4}$ são eliminados da base pelas equações acima, analogamente a eq. (2.3.11). Contudo, poderíamos eliminar outro operador, por exemplo, na eq. (2.4.12) conseguiriamos eliminar o operador $\mathscr{O}_{\Phi\Box}$ ao invés de $\mathscr{O}_{\Phi,4}$.

2.5 Escolha dos operadores relevantes à análise

Dentro dos critérios para a escolha de uma base, precisamos especificar qual o conjunto de dados experimentais que serão analisados de forma que essa escolha de operadores investigue da melhor maneira possível os acoplamentos do SM. Nessa tese, utilizamos uma extensa quantidade de observáveis, os quais incluem os dados fornecidos pelo LEP. Para explorar de maneira eficiente os dados do LEP é necessário evitar as *blind directions* encontradas na ref. [22]. Portanto, utilizaremos a liberdade do teorema da matriz-S e com as equações de movimento eliminaremos essas direções. Ao utilizar as EOMs, o que estamos fazendo no fundo é trocando um vértice anômalo por outro de maneira que a matriz-S seja a mesma. Mostraremos a seguir como isso foi feito.

Nos capítulos 3 e 4, fizemos uma análise global em que um dos propósitos é estudar os aco-

plamentos tríplices dos bósons de gauge, já que grande parte dos dados de produção de pares de bósons $pp \to W^+W^-$ e $pp \to W^\pm Z$ do Run II foram publicados, veja alguns diagramas na figura a seguir (2.5.1):

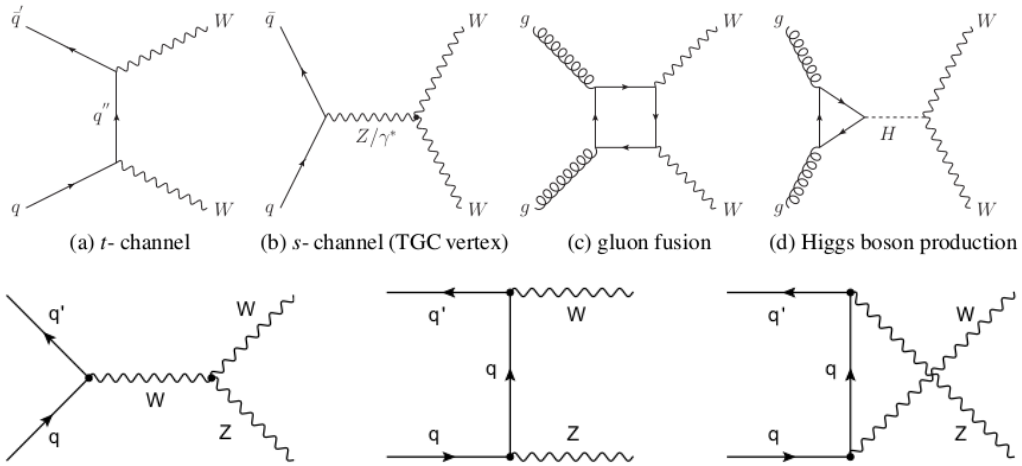

Figura 2.5.1: Diagramas de Feynman para a produção de pares de bósons de gauge $pp \to W^+W^-$ e $pp \to W^\pm Z$, previstos pelo SM.

Alguns operadores da base de HISZ são mais adequados para o estudo de acoplamentos tríplices (em inglês *triple gauge coupling*, TGC), devido alguns deles contribuirem diretamente aos vértices WWV com $V = Z$ e A. Os operadores que consideramos são

$$O_W = (D_\mu\Phi)^\dagger \widehat{W}^{\mu\nu}(D_\nu\Phi), O_B = (D_\mu\Phi)^\dagger \widehat{B}^{\mu\nu}(D_\nu\Phi), O_{WWW} = \mathrm{Tr}[\widehat{W}_\mu^\nu \widehat{W}_\nu^\rho \widehat{W}_\rho^\mu]. \tag{2.5.1}$$

onde $\widehat{B}_{\mu\nu} = \frac{ig'}{2}B_{\mu\nu}$ e $\widehat{W}_{\mu\nu} = \frac{ig}{2}W_{\mu\nu}$. Mais adiante na eq. (2.6.35), escrevemos as contribuições dos operadores de dimensão-seis aos acoplamentos WWV e a única contribuição dos operadores de Warsaw é feita indiretamente pela redefinição dos campos do Higgs, W_μ^3 e B_μ (O_{BW} e $O_{\Phi,1}$ [6]) e pelo operador O_{WWW}, o qual gera um vértice com uma estrutura de Lorentz diferente do SM. Os operadores relevantes na análise do capítulo 3 estão listados logo abaixo [7], começando pelos operadores fermiônicos:

$$\begin{aligned}
O^{(1)}_{\Phi Q,ij} &= \Phi^\dagger(i\overleftrightarrow{D}_\mu\Phi)(\bar{q}_{L_i}\gamma^\mu q_{L_j}) \ , & O^{(3)}_{\Phi Q,ij} &= \Phi^\dagger(i\overleftrightarrow{D}^a_\mu\Phi)(\bar{q}_{L_i}\gamma^\mu T_a q_{L_j}) \ , \\
O^{(1)}_{\Phi u,ij} &= \Phi^\dagger(i\overleftrightarrow{D}_\mu\Phi)(\bar{u}_{R_i}\gamma^\mu u_{R_j}) \ , & O^{(1)}_{\Phi d,ij} &= \Phi^\dagger(i\overleftrightarrow{D}_\mu\Phi)(\bar{d}_{R_i}\gamma^\mu d_{R_j}) \ , \\
O^{(1)}_{\Phi e,ij} &= \Phi^\dagger(i\overleftrightarrow{D}_\mu\Phi)(\bar{e}_{R_i}\gamma^\mu e_{R_j}) \ , & O_{\ell\ell\ell\ell} &= (\bar{\ell}_L\gamma^\mu\ell_L)(\bar{\ell}_L\gamma^\mu\ell_L) \ , \\
O^{(1)}_{\Phi ud} &= \widetilde{\Phi}^\dagger(i\overleftrightarrow{D}_\mu\Phi)(\bar{u}_R\gamma^\mu d_R + \mathrm{h.c.}) \ , & O_{tG} &= \left(\bar{Q}_3\,\sigma^{\mu\nu}\tfrac{\lambda^a}{2}u_3\right)\tilde{\Phi}\,G^a_{\mu\nu},
\end{aligned} \tag{2.5.2}$$

[6] Os quais contribuem aos parâmetros de Peskin–Takeuchi [89] e já são bem vinculados para testar TGC.
[7] Note que trocamos a notação de $\mathscr{O}$ para O, para simbolizar os operadores de dimensão-seis escolhidos.

note que o operador de quatro férmions $O_{\ell\ell\ell\ell}$ é o único da classe $(\bar{L}L)(\bar{L}L)$, a maioria são da classe $\Psi^2\Phi^2 D$ e O_{tG} da classe $\Psi^2 X\Phi$. Temos também mais três operadores que afetam as interações de Yukawa

$$O_{e\Phi,ij} = (\Phi^\dagger\Phi)(\bar{\ell}_{L_i}\Phi e_{R,j}),\ \ O_{u\Phi,ij} = (\Phi^\dagger\Phi)(\bar{q}_{L_i}\widetilde{\Phi} u_{R,j})\ \text{ e }\ O_{d\Phi,ij} = (\Phi^\dagger\Phi)(\bar{q}_{L_i}\Phi d_{R,j}). \quad (2.5.3)$$

Com relação aos operadores puramente bosônicos, temos

$$\begin{aligned}
&O_W = (D_\mu\Phi)^\dagger \widehat{W}^{\mu\nu}(D_\nu\Phi)\ , && O_{GG} = \Phi^\dagger\Phi\, G^a_{\mu\nu}G^{a\mu\nu}\ ,\\
&O_B = (D_\mu\Phi)^\dagger \widehat{B}^{\mu\nu}(D_\nu\Phi)\ , && O_{WWW} = \mathrm{Tr}[\widehat{W}^\nu_\mu \widehat{W}^\rho_\nu \widehat{W}^\mu_\rho]\ .\\
&O_{WW} = \Phi^\dagger \widehat{W}_{\mu\nu}\widehat{W}^{\mu\nu}\Phi\ , && O_{BB} = \Phi^\dagger \widehat{B}_{\mu\nu}\widehat{B}^{\mu\nu}\Phi\ ,\\
&O_{\Phi,2} = \tfrac{1}{2}\partial^\mu\left(\Phi^\dagger\Phi\right)\partial_\mu\left(\Phi^\dagger\Phi\right)\ , && O_{BW} = \Phi^\dagger \widehat{B}_{\mu\nu}\widehat{W}^{\mu\nu}\Phi\ ,\\
&O_{\Phi,1} = (D_\mu\Phi)^\dagger\Phi\Phi^\dagger(D^\mu\Phi)\ .
\end{aligned} \quad (2.5.4)$$

Entre os operadores escolhidos nesse trabalho, O_B e O_W são exclusivos da base de HISZ, veja (2.5.1), enquanto que os outros operadores são da base de Warsaw e HISZ. Ao incluir novos operadores em uma base existe a preocupação de não estarmos adicionando operadores redundantes, porém essa escolha que fizemos não contém nenhum operador redundante e será o que vamos explicar a seguir. Como comentado anteriormente, a base de Warsaw sofre de *blind directions* ref. [22], para eliminar essas direções no espaço dos acoplamentos anômalos que levam a nenhuma contribuição aos observáveis, basta utilizar a liberdade de escolha da base e remover alguns operadores. Através das EOM's para os bósons de gauge (2.4.7), (2.4.10) e (2.4.8), pode-se mostrar que [69]

$$\begin{aligned}
\sum_{jj} O^{(1)}_{\Phi\ell;jj} = \quad & \frac{8}{g'^2}O_B - 2O_{\Phi,2} + 4O_{\Phi,1} + \frac{4}{g'^2}O_{BB} + \frac{4}{g'^2}O_{BW}\\
& -2O_{\Phi e;jj} + \frac{1}{3}O^{(1)}_{\Phi Q;jj} + \frac{4}{3}O_{\Phi u;jj} - \frac{2}{3}O_{\Phi d;jj}\ , \qquad (2.5.5)\\
\sum_{jj} O^{(3)}_{\Phi\ell;jj} = \quad & -\frac{8}{g^2}O_W + 6O_{\Phi,2} - \frac{4}{g^2}O_{WW} - \frac{4}{g^2}O_{BW}\\
& -O^{(3)}_{\Phi Q;jj} - 2\left[Y_u^\dagger O_{u\Phi} + Y_d^\dagger O_{d\Phi} + Y_e^\dagger O_{e\Phi}\right]\ . \qquad (2.5.6)
\end{aligned}$$

onde o índice jj está somado nas famílias. Na eq. (2.5.2), apresentamos os operadores fermiônicos escolhidos da classe $\Psi^2\Phi^2 D$, mas note que os operadores $O^{(1)}_{\Phi\ell,jj}$ e $O^{(3)}_{\Phi\ell,jj}$ foram os únicos operadores dessa classe que não foram incluídos, justamente porque trocamos eles por O_W e O_B como mostram as eqs. (2.5.5)-(2.5.6). Essa troca além de evitar as *blind directions*, permite que estudemos melhor os acoplamentos tríplices. Ao eliminar alguma família dos operadores fermiônicos $O^{(1)}_{\Phi\ell;jj}$ e $O^{(3)}_{\Phi\ell;jj}$, como por hipótese admitimos a universalidade entre as interações

as outras gerações não serão consideradas.

Apesar da matriz-S ser teoricamente independente da escolha da base, isso não significa que seja na prática. Por essa razão, na ausência de um modelo no ultravioleta que direcione essa escolha ou de algum prejuízo teórico, baseamos nossa escolha de operadores aos que estão mais relacionados com o conjunto de dados escolhidos.

2.6 Fenomenologia dos operadores de dimensão-seis

A inclusão dos operadores de dimensão-seis modificam os parâmetros do SM, como por exemplo, causam *shifts* nos acoplamentos e parâmetros, podem causar misturas entre campos no setor cinético, tirá-los da forma canônica e assim por diante. Nessa seção exploramos os efeitos dos operadores utilizados na análise global do capítulo 3, eqs. (2.5.2)-(2.5.4). Esses resultados já foram estudados em várias referências [22, 90, 91]. Para distinguir os parâmetros do SM com os parâmetros modificados pela lagragiana de dimensão-seis, denotamos os parâmetros do SM com o índice "zero", por exemplo, a_0. Por simplicidade, os efeitos dos operadores de dimensão-seis são levados em conta até a ordem $\frac{1}{\Lambda^2}$, assim os novos parâmetros do SM serão do tipo

$$a = a_0 \left(1 + \sum_i \frac{b_i f_i}{\Lambda^2} \right), \tag{2.6.1}$$

onde b_i é uma constante e f_i os acoplamentos anômalos. Com relação aos campos, etiquetamos com um índice "SM" os campos da lagrangiana do SM que podem ter sofrido alguma redefinição devido os operadores de dimensão-seis, por exemplo:

$$A_\mu^{SM} = \frac{1}{g_0^2 + g_0'^2} \left(g_0' W_\mu^3 + g_0 B_\mu \right), \tag{2.6.2}$$

$$Z_\mu^{SM} = \frac{1}{g_0^2 + g_0'^2} \left(g_0 W_\mu^3 - g_0' B_\mu \right). \tag{2.6.3}$$

a. Potencial escalar

Começando por $\mathscr{O}_\Phi = \frac{1}{3}\left(\Phi^\dagger \Phi\right)^3$, apesar de não estar incluso em nossa lista, esse operador tem um efeito interessante no valor esperado de vácuo, veja

$$V(\Phi^\dagger\Phi) = -\mu_0^2(\Phi^\dagger\Phi) + \lambda_0(\Phi^\dagger\Phi)^2 - \frac{f_\Phi}{\Lambda^2}\frac{1}{3}\left(\Phi^\dagger\Phi\right)^3, \tag{2.6.4}$$

minimizando o potencial encontramos dois valores para o VEV (em inglês *Vacuum Expectation Value*, VEV), porém analisando a segunda derivada do potencial nota-se que um dos resultados é um máximo local e o outro um mínimo local. Portanto, o mínimo é dado por

$$\left(\Phi^\dagger\Phi\right)_{min} = \frac{\lambda_0 \Lambda^2}{f_\Phi}\left(1 - \sqrt{1 - \frac{f_\Phi \mu_0^2}{\lambda_0^2 \Lambda^2}}\right) = \frac{v^2}{2}. \tag{2.6.5}$$

Linearizando com relação a $\frac{f_i}{\Lambda^2}$, ou seja, utilizando que $\left(1+\frac{f_i}{\Lambda^2}\right)^n = 1 + n\frac{f_i}{\Lambda^2}$, o novo VEV sofre um *shift* como esperado na eq. (2.6.1), dado por

$$\mathrm{v} = \sqrt{\frac{\mu_0^2}{\lambda_0}}\left(1+\frac{1}{8}\frac{\mu_0 f_\Phi}{\lambda_0^2\Lambda^2}\right) = \mathrm{v}_0\left(1+\frac{1}{8}\frac{\mu_0 f_\Phi}{\lambda_0^2\Lambda^2}\right), \tag{2.6.6}$$

onde $\mathrm{v}_0 = \sqrt{\frac{\mu_0^2}{\lambda_0}}$ e denota o VEV do SM, eq. (1.2.10). Como o VEV é bem medido, desconsideramos esse operador de nossa lista.

b. Redefinições dos campos de gauge

Com o propósito de mapear o efeito dos operadores de dimensão-seis, é interessante começar pelos operadores que contribuem aos termos cinéticos ou causem misturas entre eles. O motivo disso é que ao redefinir os campos para voltarem as formas canônicas, essas redefinições podem ter ou não implicações no restante da lagrangiana. Os operadores O_{BB}, O_{WW} e O_{GG} contribuem diretamente aos termos cinéticos dos bósons de gauge. As contribuições são dadas por:

$$-\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}\left(1+\frac{g_0'^2\mathrm{v}_0^2}{2}\frac{f_{BB}}{\Lambda^2}\right), \tag{2.6.7}$$

$$-\frac{1}{4}W^a_{\mu\nu}W^{a\mu\nu}\left(1+\frac{g_0^2\mathrm{v}_0^2}{8}\frac{f_{WW}}{\Lambda^2}\right), \tag{2.6.8}$$

$$-\frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G^{a\mu\nu}\left(1-2\mathrm{v}_0^2\frac{f_{GG}}{\Lambda^2}\right). \tag{2.6.9}$$

Essas contribuições podem ser absorvidas redefinindo os acoplamentos g, g', g_s e os campos associados a eles. Por exemplo, se redefinirmos o $W^a_{\mu\nu}$ como:

$$W'^a_{\mu\nu} = W^a_{\mu\nu}\left(1+\frac{g_0^2\mathrm{v}_0^2}{8}\frac{f_{WW}}{\Lambda^2}\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{2.6.10}$$

W^a_μ e g poderiam transformar-se como:

$$W'^a_\mu = W^a_\mu\left(1+\frac{g_0^2\mathrm{v}_0^2}{8}\frac{f_{WW}}{\Lambda^2}\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{2.6.11}$$

$$g = g_0\left(1+\frac{g_0^2\mathrm{v}_0^2}{8}\frac{f_{WW}}{\Lambda^2}\right)^{-\frac{1}{2}}, \tag{2.6.12}$$

satisfazendo a eq. (2.6.10). Com essas redefinições, o termo cinético é dado por $-\frac{1}{4}W'^a_{\mu\nu}W'^{a\mu\nu}$, enquanto que em cada derivada covariante em que aparece o termo $g_0W^a_\mu$, encontramos que

$$g_0W^a_\mu = gW'^a_\mu. \tag{2.6.13}$$

Pode-se concluir que o efeito dos operadores O_{BB}, O_{WW} e O_{GG} aos termos cinéticos podem ser absorvidos nos campos e acoplamentos, de modo que reobtemos exatamente a mesma la-

grangiana do SM para os novos campos e acoplamentos [8]. Quando substituímos no operador O_{BW} o escalar como $\Phi = \left(0, \frac{v}{\sqrt{2}}\right)^T$, isso produz uma mistura entre W^3_μ e B_μ que é dada por

$$\frac{f_{BW}}{\Lambda^2}\langle O_{BW}\rangle = \left(g\,g'\frac{v^2}{8}\frac{f_{BW}}{\Lambda^2}\right)B^{\mu\nu}W^3_{\mu\nu} \quad \text{e} \tag{2.6.14}$$

$$\mathscr{L}_{kinetic} = -\frac{1}{4}W^a_{\mu\nu}W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + \left(g\,g'\frac{v^2}{8}\frac{f_{BW}}{\Lambda^2}\right)B^{\mu\nu}W^3_{\mu\nu}. \tag{2.6.15}$$

Podemos remover essa mistura redefinindo B_μ e W^3_μ da seguinte maneira

$$\widetilde{W}^3_\mu = W^3_\mu - \frac{g\,g'}{8}f_{BW}\frac{v^2}{\Lambda^2}B_\mu \quad \text{e} \tag{2.6.16}$$

$$\widetilde{B}_\mu = B_\mu - \frac{g\,g'}{8}f_{BW}\frac{v^2}{\Lambda^2}W^3_\mu \quad . \tag{2.6.17}$$

Apesar da mistura ser eliminada, essa redefinição tem impacto no restante da lagrangiana alterando os parâmetros do modelo e interações. A primeira mudança importante é na derivada covariante de alguns campos e consequentemente contribuindo as massas dos bósons de gauge. As massas para o W e Z são provenientes do termo $\left(D_\mu\langle\Phi\rangle\right)^\dagger\left(D^\mu\langle\Phi\rangle\right)$, calculando essa derivada covariante encontramos que

$$\begin{aligned}\left(D_\mu\langle\Phi\rangle\right)^\dagger\left(D^\mu\langle\Phi\rangle\right) &= \frac{g^2v^2}{4}\left(\frac{W^1_\mu - W^2_\mu}{\sqrt{2}}\right)\left(\frac{W^{1\mu}+W^{2\mu}}{\sqrt{2}}\right)\\ &+\frac{v^2}{8}\left[-\left(1-\frac{g'^2}{8}f_{BW}\frac{v^2}{\Lambda^2}\right)g\,\widetilde{W}^3_\mu + \left(1-\frac{g^2}{8}f_{BW}\frac{v^2}{\Lambda^2}\right)g'\,\widetilde{B}_\mu\right]^2.\end{aligned} \tag{2.6.18}$$

Como a massa do fóton é protegida pela invariância de gauge $U(1)_{em}$, para permanecer sem massa precisamos que toda a combinação entre W^3_μ e B_μ seja identificada com o novo Z_μ, enquanto que a combinação ortogonal será identificada com o fóton. Então

$$Z_\mu = \frac{1}{N}\left[\left(1-\frac{g'^2}{8}f_{BW}\frac{v^2}{\Lambda^2}\right)g\,\widetilde{W}^3_\mu - \left(1-\frac{g^2}{8}f_{BW}\frac{v^2}{\Lambda^2}\right)g'\,\widetilde{B}_\mu\right] = c_\beta\widetilde{W}^3_\mu - s_\beta\widetilde{B}_\mu, \tag{2.6.19}$$

onde a normalização N é introduzida para podermos escrever Z_μ como uma rotação de W^3_μ e B_μ pelo ângulo β. A normalização pode ser obtida por $c^2_\beta + s^2_\beta = 1$, assim

$$N^2 = \left(g^2 + g'^2\right)Z_Z, \tag{2.6.20}$$

onde $Z_Z = \left(1 - \frac{g^2g'}{2\left(g^2+g'^2\right)}\frac{v^2}{\Lambda^2}f_{BW}\right)$. Substituindo de volta na eq. (2.6.19) os campos W^3_μ e B_μ antes da redefinição (2.6.16)-(2.6.17) e linearizando em $\frac{f}{\Lambda^2}$, obtemos que

$$Z_\mu = \frac{1}{N}\left(g\,W^3_\mu - g'\,B_\mu\right) = Z_Z^{-\frac{1}{2}}Z^{SM}_\mu. \tag{2.6.21}$$

[8] Para a notação não ficar carregada, desconsideramos o "$\prime$" dos novos campos.

Enquanto que o campo do bóson Z pode ser expresso como uma renormalização do campo do SM, com o fóton é diferente. O fóton é a combinação ortogonal da eq. (2.6.19) dada por $A_\mu = s_\beta W^3_\mu + c_\beta B_\mu$. De maneira similar podemos relacioná-lo com os campos do SM, pode-se mostrar que

$$A_\mu = Z_A^{-\frac{1}{2}} A^{SM}_\mu - Z_{ZA}^{-1} Z^{SM}_\mu, \tag{2.6.22}$$

onde $Z_A = \left(1 + \frac{g^2 g'}{2\left(g^2+g'^2\right)} \frac{\mathrm{v}^2}{\Lambda^2} f_{BW}\right)$ e $Z_{ZA}^{-1} = \left(\frac{g g'\left(g^2-g'^2\right)}{4\left(g^2+g'^2\right)} \frac{\mathrm{v}^2}{\Lambda^2} f_{BW}\right)$. Os operadores $O_{\Phi,1}$ e $O_{\Phi,2}$ também contribuem a um termo cinético, após EWSB o termo cinético do Higgs recebe contribuições desses operadores dada por

$$\mathscr{L}_{kinetic} = \frac{1}{2}\partial_\mu h \partial^\mu h \left(1 + \frac{\mathrm{v}^2}{2\Lambda^2}\left(f_{\Phi,1} + 2 f_{\Phi,2}\right)\right), \tag{2.6.23}$$

para colocá-lo na forma canônica basta redefinir o campo da seguinte maneira

$$H = h\left(1 + \frac{\mathrm{v}^2}{2\Lambda^2}\left(f_{\Phi,1} + 2 f_{\Phi,2}\right)\right)^{\frac{1}{2}}, \quad \text{assim} \tag{2.6.24}$$

$$\mathscr{L}_{kinetic} = \frac{1}{2}\partial_\mu h \partial^\mu h \left(1 + \frac{\mathrm{v}^2}{2\Lambda^2}\left(f_{\Phi,1} + 2 f_{\Phi,2}\right)\right) = \frac{1}{2}\partial_\mu H \partial^\mu H. \tag{2.6.25}$$

c. Redefinição das massas e parâmetros

Após a determinação das redefinições dos campos, podemos estudar como os parâmetros do SM foram modificados. Em relação as massas dos bósons de gauge, o bóson Z sofre contribuições dos novos operadores. Através da renormalização do campo do Z de acordo com a eq. (2.6.21), a massa do Z é modificada por

$$m_Z^2 = (m_Z^0)^2 \left[1 + \frac{\mathrm{v}^2}{\Lambda^2}\left(f_{\Phi,1} - \frac{g^2 g'^2}{g^2 + g'^2} f_{BW}\right)\right]. \tag{2.6.26}$$

A príncipio, os operadores $O_{e\Phi,ij}$, $O_{d\Phi,ij}$ e $O_{u\Phi,ij}$ contribuem as massas dos férmions, assim como alteram os acoplamentos entre o Higgs e os férmions. Aliás, após EWSB a lagrangiana de Yukawa é dada por (ainda sem levar em consideração a renormalização do campo do Higgs (2.6.24) e antes de ir para a base de massa)

$$\mathscr{L}_{Yuk} = \mathscr{L}_0 + \mathscr{L}_1, \tag{2.6.27}$$

$$\begin{aligned}\mathscr{L}_0 \;=\; & (\mathrm{v}+h)\left[\frac{1}{\sqrt{2}}\bar{e}_L\left(-Y_e + f_{e\Phi}\frac{\mathrm{v}^2}{\Lambda^2}\right)e_R + \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{d}_L\left(-Y_d + f_{d\Phi}\frac{\mathrm{v}^2}{\Lambda^2}\right)d_R\right] \\ & + (\mathrm{v}+h)\left[\frac{1}{\sqrt{2}}\bar{u}_L\left(-Y_u + f_{u\Phi}\frac{\mathrm{v}^2}{\Lambda^2}\right)u_R\right] + \text{h.c},\end{aligned} \tag{2.6.28}$$

$$\mathscr{L}_1 = -\frac{\mathrm{v}}{\sqrt{2}\Lambda^2}\bar{e}_L f_{e\Phi} e_R h - -\frac{\mathrm{v}}{\sqrt{2}\Lambda^2}\bar{d}_L f_{d\Phi} d_R h - \frac{\mathrm{v}}{\sqrt{2}\Lambda^2}\bar{u}_L f_{u\Phi} u_R h + \text{h.c.} \tag{2.6.29}$$

A lagrangiana $\mathscr{L}_0$ além de conter contribuições para as massas dos férmions, também tem acoplamentos anômalos entre o Higgs e os férmions. Todavia, esse termo é exatamente o mesmo do SM, mas com os acoplamentos anômalos adicionados em cada parênteses. Sem perda de generalidade, podemos redefinir cada uma das Yukawas de modo que os acoplamentos anômalos são eliminados e os termos de massa para os férmions permanecem os mesmos do SM. Porém, os termos de interação em $\mathscr{L}_1$ permanecem, indo para a base de massa e levando em conta a renormalização do campo do Higgs, o acoplamento do Higgs com os férmions é dado por

$$g_{Hff,ij} = -\frac{m_i^f}{\mathrm{v}}\delta_{ij}\left(1 - \frac{\mathrm{v}^2}{4\Lambda^2}\left(f_{\Phi,1} + 2f_{\Phi,2}\right)\right) + \frac{\mathrm{v}^2}{\sqrt{2}\Lambda^2} f'_{f\Phi,ij}. \tag{2.6.30}$$

onde $f'_{f\Phi,ij}$ são os coeficientes de Wilson correspondentes na base de massa. Para obter as contribuições à massa do Higgs, basta utilizar o novo campo do Higgs definido na eq. (2.6.24), assim obtemos que

$$M_h^2 = (M_h^0)^2\left[1 - \frac{\mathrm{v}^2}{2\Lambda^2}\left(f_{\Phi_1} + 2f_{\Phi_2}\right)\right]. \tag{2.6.31}$$

Com relação aos outros parâmetros do SM, a constante de Fermi recebe contribuição do operador de quatro férmions $O_{\ell\ell\ell\ell}$, eq. (2.5.2). A carga elétrica é definida na parte neutra da derivada covariante, sendo identificada pelo termo que multiplica o fóton. Entretanto, com a redefinição de W_μ^3 e B_μ, eqs. (2.6.16)-(2.6.17), a derivada covariante é alterada e por consequência a carga elétrica receberá contribuições de O_{BW}. O ângulo de mistura é definido experimentalmente por $s_w^2 c_w^2 = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_f M_Z^2}$, com $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$. Com essa definição, o ângulo de mistura recebe contribuições de α, G_f e M_Z, ou seja, receberá contribuições de $O_{\ell\ell\ell\ell}$, O_{BW} e $O_{\Phi,1}$.

d. Redefinição dos acoplamentos

Para completar o estudo sobre os efeitos dos operadores de dimensão-seis, precisamos saber como os acoplamentos são alterados na presença desses operadores. Os acoplamentos em que estamos interessados nas análises globais são HVV, TGC e acoplamentos dos bósons de gauge com férmions, com $V = Z, A$. Os acoplamentos do Higgs com os bósons de gauge são dados logo abaixo por [9]

$$\begin{aligned}
\mathscr{L}_{eff}^{HVV} \;=\;& g_{HGG} H G^a_{\mu\nu} G^{a\mu\nu} + g_{HAA} H A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + g^{(1)}_{HZA} A_{\mu\nu} Z^\mu \partial^\nu H \\
&+ g^{(2)}_{HZA} H A_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + g^{(1)}_{HZZ} Z_{\mu\nu} Z^\mu \partial^\nu H + + g^{(2)}_{HZZ} H Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} \\
&+ g^{(3)}_{HZZ} H Z_\mu Z^\mu + + g^{(1)}_{HWW} H \left(W^+_{\mu\nu} W^{-\mu} + \mathrm{h.c}\right) \\
&+ g^{(2)}_{HWW} H W^+_{\mu\nu} W^{-\mu\nu} + g^{(3)}_{HWW} H W^+_\mu W^{-\mu}.
\end{aligned} \tag{2.6.32}$$

[9] Para a notação não ficar carregada, daqui em diante não colocaremos o índice "0" para os parâmetros do SM, porém todas as redefinições foram levadas em consideração.

$$
\begin{aligned}
g_{HGG} &= \frac{\mathrm{v}}{\Lambda^2} f_{GG}, \\
g_{HAA} &= -\left(\frac{g^2\,\mathrm{v}\,s_w}{2\Lambda^2}\right)\left(\frac{f_{BB}+f_{WW}-f_{BW}}{2}\right), \\
g^{(1)}_{HZA} &= \left(\frac{g^2\,\mathrm{v}}{2\Lambda^2}\right)\frac{s_w\,(f_W-f_B)}{2\,c_w}, \\
g^{(2)}_{HZA} &= \left(\frac{g^2\,\mathrm{v}}{2\Lambda^2}\right)\frac{s_w\left(2\,s_w^2 f_{BB}-2\,c_w^2 f_{WW}+\left(c_w^2-s_w^2\right)f_{BW}\right)}{2\,c_w}, \\
g^{(1)}_{HZZ} &= \left(\frac{g^2\,\mathrm{v}}{2\Lambda^2}\right)\left(\frac{c_w^2 f_W+s_w^2 f_B}{2\,c_w^2}\right), \\
g^{(2)}_{HZZ} &= -\left(\frac{g^2\,\mathrm{v}}{2\Lambda^2}\right)\left(\frac{s_w^4 f_{BB}+c_w^4 f_{WW}+c_w^2 s_w^2 f_{BW}}{2\,c_w^2}\right), \\
g^{(3)}_{HZZ} &= \left(\frac{g^2\,\mathrm{v}}{4\,c_w^2}\right)\left(1+\frac{\mathrm{v}^2}{4\Lambda^2}\left(3\,f_{\Phi,1}-2\,f_{\Phi,2}-\frac{2\,g^2\,g'^2}{g^2+g'^2}f_{BW}\right)\right), \\
g^{(1)}_{HWW} &= \left(\frac{g^2\,\mathrm{v}}{2\Lambda^2}\right)\frac{f_W}{2}, \\
g^{(2)}_{HWW} &= -\left(\frac{g^2\,\mathrm{v}}{2\Lambda^2}\right) f_{WW}, \\
g^{(3)}_{HWW} &= \left(\frac{g^2\,\mathrm{v}}{2}\right)\left(1-\frac{\mathrm{v}^2}{4\Lambda^2}\left(f_{\Phi,1}+2\,f_{\Phi,2}\right)\right).
\end{aligned}
\tag{2.6.33}
$$

Note que o termo de interação para o acoplamento $g^{(3)}_{HWW}$ e $g^{(3)}_{HZZ}$ tem a mesma estrutura de Lorentz quando considerado somente o SM eq. (1.3.25). Com relação aos TGC relevantes à análise, temos

$$
\begin{aligned}
\mathscr{L}^{WWV}_{eff} &= -i\,g_{WWV}\left(g_1^V\left(W^+_{\mu\nu}W^{-\mu}V^\nu - W^-_{\mu\nu}W^{+\mu}V^\nu\right)+\kappa_V\,W^+_\mu W^-_\nu V^{\mu\nu}\right) \\
&\quad -\frac{i\,e\,\lambda_A}{2\,M_W^2}W^+_{\mu\nu}W^{-\nu\rho}A^\mu_\rho - \frac{i\,e\,c_w\,\lambda_Z}{2\,M_W^2}W^+_{\mu\nu}W^{-\nu\rho}Z^\mu_\rho
\end{aligned}
\tag{2.6.34}
$$

onde $g_{WWA} = g\,s_w, g_{WWZ} = g\,c_w$ e $V = Z$ ou A e os acoplamentos são dados por

$$
\begin{aligned}
g_1^Z &= 1+\frac{g^2\,\mathrm{v}^2}{8\,c_w^2\,\Lambda^2}\left(f_W+2\frac{s_w^2}{c_w^2-s_w^2}f_{BW}\right)-\frac{1}{4\left(c_w^2-s_w^2\right)}f_{\Phi,1}\,\frac{\mathrm{v}^2}{\Lambda^2}, \\
\kappa_A &= 1+\frac{g^2\,\mathrm{v}^2}{8\,\Lambda^2}\left(f_W+f_B-2\,f_{BW}\right), \\
\kappa_Z &= 1+\frac{g^2\,\mathrm{v}^2}{8\,c_w^2\,\Lambda^2}\left(c_w^2 f_W-s_w^2 f_B+4\frac{s_w^2\,c_w^2}{c_w^2-s_w^2}f_{BW}\right)-\frac{1}{4\left(c_w^2-s_w^2\right)}f_{\Phi,1}\,\frac{\mathrm{v}^2}{\Lambda^2}. \\
\lambda_A &= \lambda_Z = \frac{3\,e^2\,M_W^2}{2\,s_w^2\,\Lambda^2}f_{WWW}
\end{aligned}
\tag{2.6.35}
$$

Para concluir o estudo dos acoplamentos, falta mostrar como as correntes neutras e carregadas são alteradas. Após EWSB elas são dadas compactamente por

$$\mathscr{L}_{NC} = -\frac{e}{s_w\, c_w} Z_\mu \sum_\Psi \bar{\Psi}\gamma^\mu \left[\left(g_L^\Psi + \Delta g_L^\Psi\right) P_L + \left(g_R^\Psi + \Delta g_R^\Psi\right) P_R\right] \Psi, \tag{2.6.36}$$

$$\mathscr{L}_{CC} = -\frac{e}{\sqrt{2}\, s_w} W_\mu^+ \left(\bar{\nu}_L \gamma^\mu \left(1 + \Delta g_{WL}^{\nu e}\right) e_L + \bar{u}_L \left(V_{CKM} + \Delta g_{WL}^{ud}\right) \gamma^\mu d_L\right) \tag{2.6.37}$$

$$- \frac{e}{\sqrt{2}\, s_w} \bar{u}_R \left(\Delta g_{WR}\right) \gamma^\mu d_R + \text{h.c} \tag{2.6.38}$$

onde

$$\Delta g_{L,R}^\Psi = g_{L,R}^\Psi \Delta g_1 + Q^\Psi \Delta g_2 + \Delta \widetilde{g}_{L,R}^\Psi, \;\; \Delta g_W^{f f'} = \Delta g_W + \Delta \widetilde{g}_{WL}^{f f'}, \tag{2.6.39}$$

com

$$\Delta g_1 = -\frac{1}{4}\frac{\mathrm{v}^2}{\Lambda^2} f_{\Phi,1}, \;\; \Delta g_2 = \frac{s_w^2}{c_{2w}} \left(-\frac{1}{2} c_w^2 \frac{\mathrm{v}^2}{\Lambda^2} f_{\Phi,1} + \frac{1}{4 s_w^2} e^2 \frac{\mathrm{v}^2}{\Lambda^2} f_{BW}\right) \tag{2.6.40}$$

$$\Delta g_W = -\frac{c_w^2}{4 c_{2w}} \frac{\mathrm{v}^2}{\Lambda^2} f_{\Phi,1} + \frac{e^2}{4 c_{2w}} \frac{\mathrm{v}^2}{\Lambda^2} f_{BW}, \tag{2.6.41}$$

e

$$\begin{aligned}
&\Delta \widetilde{g}_L^u = -\tfrac{\mathrm{v}^2}{8\Lambda^2}\left(4 f_{\Phi Q}^{(1)} - f_{\Phi Q}^{(3)}\right) \;, && \Delta \widetilde{g}_R^u = -\tfrac{\mathrm{v}^2}{2\Lambda^2} f_{\Phi u}^{(1)} \;, \\
&\Delta \widetilde{g}_L^d = -\tfrac{\mathrm{v}^2}{8\Lambda^2}\left(4 f_{\Phi Q}^{(1)} + f_{\Phi Q}^{(3)}\right) \;, && \Delta \widetilde{g}_R^d = -\tfrac{\mathrm{v}^2}{2\Lambda^2} f_{\Phi d}^{(1)} \;, \\
&\Delta \widetilde{g}_{WL}^{ud} = \tfrac{\mathrm{v}^2}{4\Lambda^2} f_{\Phi Q}^{(3)} \;, && \Delta \widetilde{g}_R^e = -\tfrac{\mathrm{v}^2}{2\Lambda^2} f_{\Phi e}^{(1)} \;, \\
&\Delta g_{WR} = -\tfrac{\mathrm{v}^2}{\Lambda^2} f_{rud} \;.
\end{aligned} \tag{2.6.42}$$

Devido ao grande número de coeficientes de Wilson, as tabelas mais adiante (3.3.1)-(3.3.2) sumarizam as contribuições dos operadores de dimensão-seis a cada vértice.

Capítulo 3

Análise Combinada dos dados do LHC e EWPD

Esse capítulo é baseado nos artigos *Electroweak legacy of the LHC Run II* (Global fit de 2021) e *Electroweak Sector Under Scrutiny: A Combined Analysis of LHC and Electroweak Precision Data* (Global fit de 2018) [92, 93]. Ele está dividido da seguinte maneira, primeiramente vamos contextualizar a proposta do trabalho e em seguida apresentaremos o conjunto de dados experimentais. Mais adiante, especificaremos quais operadores contribuem a cada observável e ao final apresentamos os resultados.

3.1 Introdução

Atualmente, o LHC tem uma quantidade expressiva de dados acumulados que possibilitam o estudo de extensões do SM, assim como o estudo de suas predições. No entanto, buscas diretas por NP não foram capazes de concluir a descoberta de um novo estado, tudo isso indica que eles são provavelmente mais pesados. Nesse contexto, o estudo de desvios de suas predições pode ser uma maneira de procurar por NP.

As Teorias Efetivas de Campo se enquadram perfeitamente nesse cenário, com elas podemos trabalhar com modelos independentes de nova física. Nesse caso, a lagrangiana efetiva vai contar com o mesmo conteúdo de partículas e simetria de gauge do SM. Para descrevermos os efeitos da NP, vamos considerar que elas manifestam-se diretamente em uma escala Λ maior que a escala em que os experimentos são feitos, permitindo parametrizarmos seus efeitos em operadores de ordem maior. Sendo assim, a lagrangiana efetiva é dada pela eq. (2.1.3) por

$$\mathscr{L}_{eff} = \mathscr{L}_{SM} + \sum_{n>4,j} \frac{f_{n,j}}{\Lambda^{n-4}} \mathscr{O}_{n,j},$$

onde a simetria de gauge $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ é realizada linearmente. Por simplicidade foi mantido apenas os operadores que conservam número bariônico e leptônico, conjugação de carga (C), paridade (P), sem mistura de famílias. Conforme vimos na eq. (2.1.4), a acurácia

experimental é um dos fatores que permite truncar a somatória da lagrangiana efetiva, desse modo a presença de infinitos operadores não é um problema, porque um observável somente pode ser determinado com uma acurácia experimental finita.

Assumindo que a precisão dos observáveis permite testar os operadores até dimensão-seis, truncaremos a série da eq. (2.1.3) até essa dimensão. O primeiro operador da série é o de dimensão cinco [94], o qual após EWSB gera massa para os neutrinos de Majorana. Contudo, devido aos fortes vínculos provenientes do setor dos neutrinos, esse operador não contribui significativamente aos observáveis do LHC. Portanto, os primeiros operadores a terem um papel importante na física do LHC são os de dimensão-seis, de modo que a eq. (2.1.3) resume-se a:

$$\mathscr{L}_{eff} = \mathscr{L}_{SM} + \sum_j \frac{f_{6,j}}{\Lambda^2} \mathscr{O}_{6,j}. \tag{3.1.1}$$

3.2 Dados experimentais

Nosso objetivo é estudar possíveis desvios nos acoplamentos do Higgs, acoplamentos tríplices entre os bósons de gauge e acoplamentos entre bósons de gauge e férmions. Para vincular os coeficientes de Wilson, utilizamos dados provenientes de EWPD, EWDBD e Higgs.

Na análise de EWPD levamos em conta 15 observáveis, sendo 12 da física do Z [15]:

$$\Gamma_Z \ , \ \sigma_h^0 \ , \ \mathcal{A}_\ell(\tau^{\text{pol}}) \ , \ R_\ell^0 \ , \ \mathcal{A}_\ell(\text{SLD}) \ , \ A_{\text{FB}}^{0,l} \ , \ R_c^0 \ , \ R_b^0 \ , \ \mathcal{A}_c \ , \ \mathcal{A}_b \ , \ A_{\text{FB}}^{0,c} \ , \text{ e } A_{\text{FB}}^{0,b} \text{ (SLD/LEP-I)} \ , \tag{3.2.1}$$

onde

- Γ_{ff} denota a largura de $Z \to \bar{f}f$ e especificamente $\Gamma_{had} = \sum_{q \neq t} \Gamma qq$ denota a largura hadrônica total do Z;
- Γ_Z representa a largura total do bóson Z, dada por $\Gamma_Z = \sum_{f \neq t} \Gamma_{ff}$;
- σ_{had}^0 é a seção de choque hadrônica ($e^+e^- \to$ hádrons) no polo do Z, dada por $\sigma_{had}^0 = \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{had}}{\Gamma_Z^2}$;
- $R_\ell^0 = \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_\ell}$ denota a razão entre a largura hadrônica pela largura do lépton, com $\ell = e, \mu, \tau$;
- $R_q^0 = \frac{\Gamma_{q\bar{q}}}{\Gamma_{had}}$, exceto para o top quark;
- $\mathcal{A}_f$ representam as assimetrias para o férmion f, calculadas por $\mathcal{A}_f = \frac{\left|g_L^f\right|^2 - \left|g_R^f\right|^2}{\left|g_L^f\right|^2 + \left|g_R^f\right|^2}$, onde g_L^f e g_R^f são os acoplamentos dos férmions de mão esquerda e direita com o bóson Z definidos em (1.3.27);

- $\mathcal{A}_{FB}$ denota a *forward-backward asymmetry*, calculada por $\frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}$, onde $\sigma_F = \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}$ e $\sigma_B = \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}$.

Acrescido de três observáveis do W:

$$M_W \ , \ \Gamma_W \ \text{ and } \ \mathrm{Br}(W \to \ell\nu), \tag{3.2.2}$$

onde a massa e o *branching ratio* do W são extraídos de [95], e a largura do W através do LEP-II/Tevatron [96].

Com relação aos dados de EWDBD, estudamos as produções de W^+W^-, $W^\pm Z$, $W^\pm\gamma$ e Zjj através de distribuições cinemáticas. No Modelo Padrão, diagramas individuais podem ter amplitudes que crescem com a energia do centro de massa, porém a contribuição total do SM não viola unitariedade. Contudo, com a inclusão dos operadores de dimensão-seis, estragamos esse cancelamento e as amplitudes podem crescer com a energia, ref. [97]. Assim, a cauda da distruibuição é onde mais interessa, devido o efeito dos operadores de dimensão-seis serem maiores. Os dados utilizados estão resumidos na tabela abaixo:

Channel (a)	Distribution	# bins	Data set	Int Lum
$WW \to \ell^+\ell'^- + \not{E}_T\ (0j)$	$p_T^{\text{leading,lepton}}$	3	ATLAS 8 TeV,	20.3 fb^{-1} [98]
$WW \to \ell^+\ell^{(\prime)-} + \not{E}_T\ (0j)$	$m_{\ell\ell^{(\prime)}}$	8	CMS 8 TeV,	19.4 fb^{-1} [99]
$WZ \to \ell^+\ell^-\ell^{(\prime)\pm}$	m_T^{WZ}	6	ATLAS 8 TeV,	20.3 fb^{-1} [100]
$WZ \to \ell^+\ell^-\ell^{(\prime)\pm} + \not{E}_T$	Z candidate $p_T^{\ell\ell}$	10	CMS 8 TeV,	19.6 fb^{-1} [101]
$WW/WZ \to \ell\nu J$	p_T^J	6	ATLAS 8 TeV,	20.2 fb^{-1} [102]
$WZ \to \ell^+\ell^-\ell'^\pm$	$M(WZ)$	7	CMS 13 TeV,	137.2 fb^{-1} [103]
$WW \to \ell^+\ell^{(\prime)-} + 0/1j$	$M(\ell^+\ell^{(\prime)-})$	11	CMS 13 TeV,	35.9 fb^{-1} [104]
$W\gamma \to \ell\nu\gamma$	$\frac{d^2\sigma}{dp_T d\phi}$	12	CMS 13 TeV,	137.1 fb^{-1} [105]
$WW \to e^\pm\mu^\mp + \not{E}_T\ (0j)$	m_T	17 (15)	ATLAS 13 TeV,	36.1 fb^{-1} [106]
$WZ \to \ell^+\ell^-\ell^{(\prime)\pm}$	m_T^{WZ}	6	ATLAS 13 TeV,	36.1 fb^{-1} [107]
$Zjj \to \ell^+\ell^- jj$	$\frac{d\sigma}{d\phi}$	12	ATLAS 13 TeV,	139 fb^{-1} [108]

Tabela 3.2.1: EWDBD do LHC utilizado para vincular os operadores de dimensão-seis. Para o canal W^+W^- ATLAS Run II [106], combinamos o dado dos últimos três bins para garantir gaussianidade.

Para fazer uso das distruibuições cinemáticas experimentais que as colaborações públicas fornecem, as reações foram simuladas com o pacote do MADGRAPH5 [109] com os arquivos UFO gerados pelo pacote FEYNRULES [110, 111]. O pacote do PYTHIA6.4 [112] foi utilizado para o parton shower, enquanto que a simulação rápida de detector é feita com o DELPHES [113]. Em todas as simulações requeremos os mesmos cortes adotados por cada uma das colaborações. Para levar em conta correções radioativas e efeitos adicionais devido as limitações de uma *fast simulation*, calculamos os *k-factors* [114] para cada bin i, dados por

$k_i = \frac{N_{i,s}^{col}}{N_{i,SM}^{th}}$, onde $N_{i,s}^{col}$ é o número de eventos simulados pela colaboração do SM e $N_{i,SM}^{th}$ o número de eventos referente a nossa simulação do SM. Em seguida, foram aplicados esses fatores de correção às simulações, que incluem além da contribuição do SM, à contribuição de todos os acoplamentos anômalos. De modo que o número de eventos teórico para o sinal é dado por $N_{i,s}^{th} = k_i \times \left(N_{i,SM}^{th} + \sum_j A_{i,j} \frac{f_j}{\Lambda^2}, + \sum_{j,k} B_{i,j,k} \frac{f_j f_k}{\Lambda^4} \right)$, onde os índices j e k representam a soma nos acoplamentos anômalos e $A_{i,j}, B_{i,j,k}$ são números obtidos pela simulação. De cada um dos experimentos, extraímos o números de eventos total em cada bin $N_{i,d}$ (dado), número de eventos simulado do sinal $N_{i,s}^{col}$ e do background $N_{i,b}^{col}$. Como por exemplo, na distribuição da figura abaixo o ATLAS fez um estudo sobre buscas por resonâncias, porém esse dado pode ser usado para estudar os acoplamentos tríplices também. Veja:

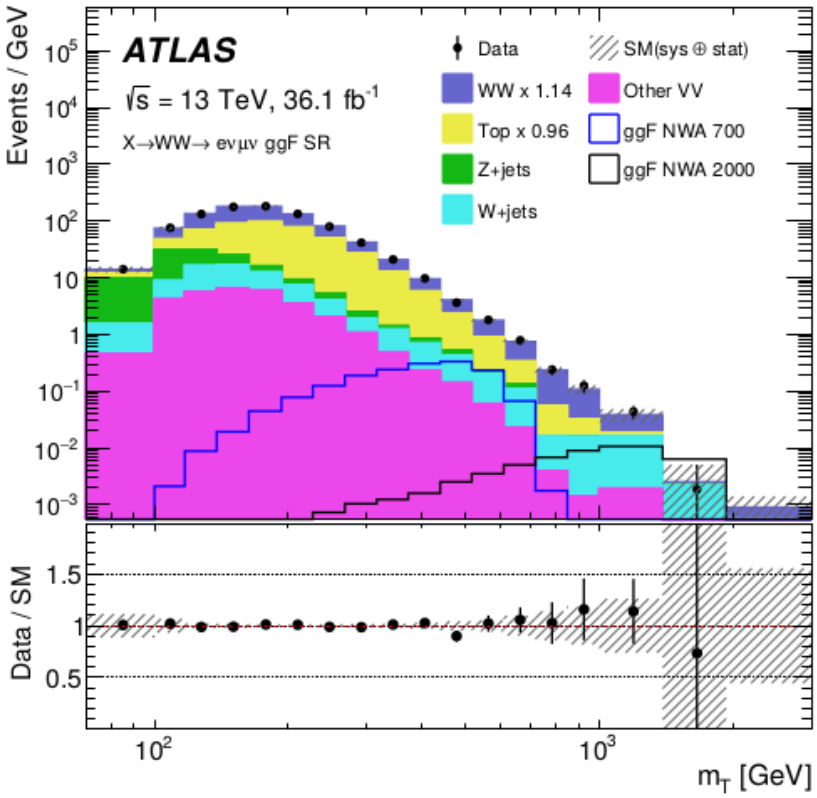

Figura 3.2.1: Distribuição cinemática para a massa transversa definida no texto conforme a eq. (3.2.3), para a reação $pp \to X \to W^+W^- \to \left(e^-\bar{\nu}_e\mu^+\nu_\mu \text{ ou } e^+\nu_e\mu^-\bar{\nu}_\mu\right)$, onde X é uma ressonância pesada em que dependendo do modelo testado, pode ser uma partícula de spin 0, 1 ou 2. A abreviatura ggF significa *gluon-gluon Fusion*, enquanto que SR é *signal region*. Cada quadrado da legenda de cor diferente corresponde a contribuição de diferentes backgrounds, enquanto que ggF NWA 700 e ggF NWA 2000 é a contribuição do sinal na aproximação de *narrow width approximation* NWA para massas de 700 e 2000 GeV. VV corresponde a outras combinações de bósons de gauge que contribuem ao background. Figura extraída da ref. [106]

Em algumas reações, as colaborações podem simplesmente fornecer o número de eventos do sinal (número de eventos total medido menos a simulação do background) e o sinal simulado.

A variável cinemática utilizada na distruibuição cinemática acima é a massa transversa, dada por:

$$m_T \equiv \sqrt{(E_T^{\ell\ell} + E_T^{\text{miss}})^2 - |\vec{p}_T^{\ell\ell} + \vec{p}_T^{\text{miss}}|^2}, \tag{3.2.3}$$

onde $E_T^{\ell\ell} = \sqrt{|\vec{p}_T^{\ell\ell}|^2 + m_{\ell\ell}^2}$ e o momento transverso do par de léptons é denotado por $\vec{p}_T^{\ell\ell}$ ($m_{\ell\ell}$). O erro sistemático é extraído das tabelas 5-7 da mesma referência e o erro estatístico é dado por $\sqrt{N_{i,d}^a}$. Os erros sistemáticos são adicionados em quadratura aos erros estatísticos em cada bin.

Algumas colaborações não fornecem a matriz de correlação como no caso do LEP. Para estimar a correlação, buscamos por colaborações que pelo menos forneçam informações sobre as regiões de confiança envolvendo os acoplamentos anômalos, como na figura abaixo:

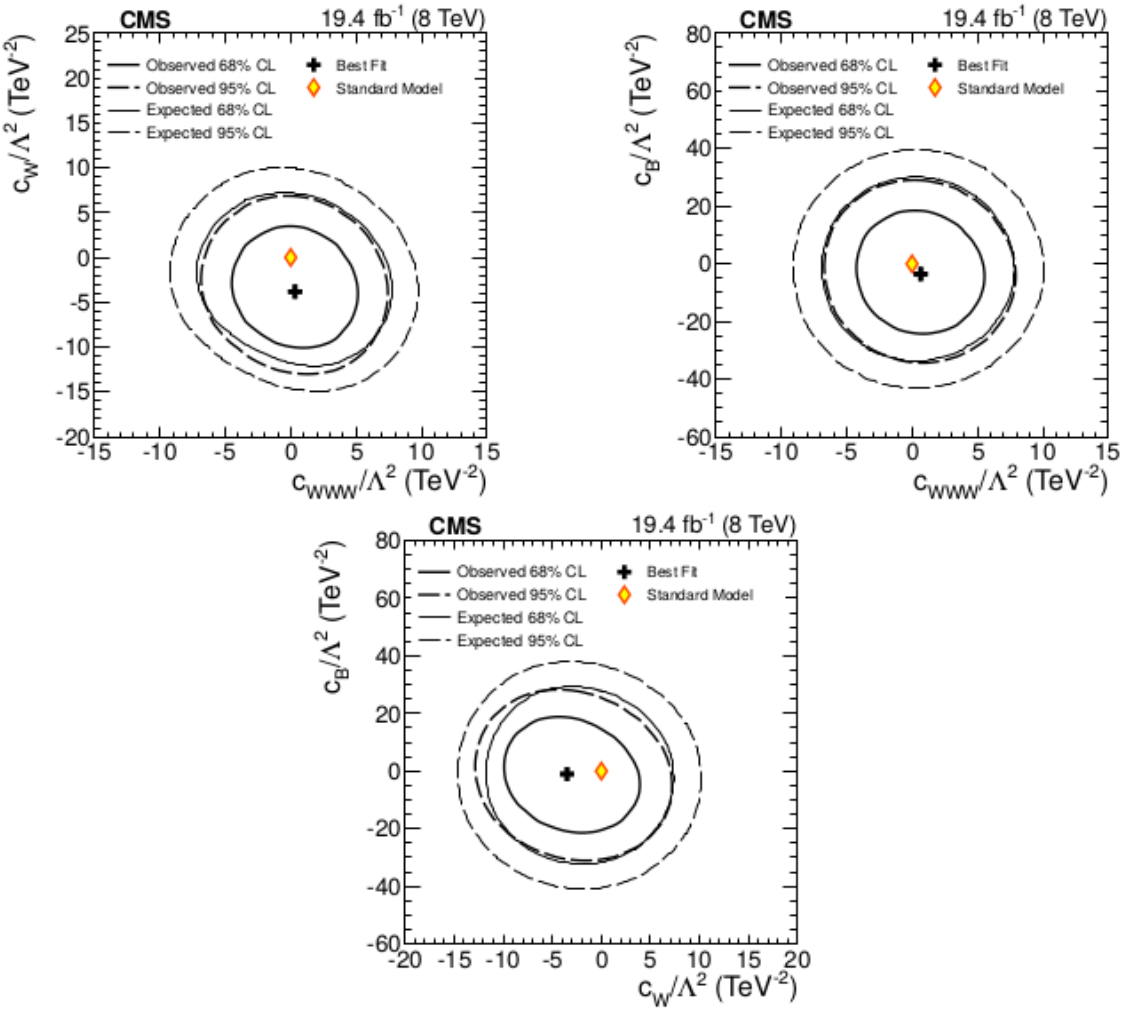

Figura 3.2.2: Regiões de confiança para os operadores O_B, O_W e O_{WWW} com 68% e 95% de CL. As curvas indicadas como *observed* são as experimentais, enquanto que a indicação *expected* referem-se às curvas simuladas pela colaboração com a inclusão dos operadores anômalos. Figura extraída da ref. [99]. Em cada figura o acoplamento não ilustrado é colocado para zero.

Para estimar a correlação, fizemos uso do método dos pulls (veja apêndice A). Nesse caso simulamos exatamente como descrito acima, calculamos os *k-factors*, porém para compararmos

com as figuras experimentais incluímos somente os acoplamentos anômalos estudados pela colaboração, no caso do exemplo da fig. (3.2.3) os acoplamentos são $\frac{f_W}{\Lambda^2}$, $\frac{f_{WW}}{\Lambda^2}$ e $\frac{f_B}{\Lambda^2}$. Feito isso, calculamos as regiões de confiança utilizando o qui-quadrado da eq. (A10). Ajustamos as constantes f_j^i e σ_i^{SYS} da eq. (A9), de modo que a região de confiança simulada se aproxime o máximo possível das regiões de confiança experimentais da fig. (3.2.3).

Para os processos envolvendo o Higgs, os dados utilizados foram:

Source	DATA FORMAT	ANALYSIS	Luminosidade Int. (fb^{-1})	# *Data points*
ATLAS+CMS at 7 & 8 TeV [115] [Table 8, Fig 27]	SS	SS & STXS	5 & 20	20+1
ATLAS at 8 TeV [116] (γZ)	SS	SS & STXS	20	1
ATLAS at 13 TeV [117] [Figs. 7,20]	SS	SS	36.1–139	9
ATLAS at 13 TeV [118] (γZ)	SS	SS & STXS	139	1
ATLAS at 13 TeV [119] ($\mu^+\mu^-$)	SS	SS & STXS	139	1
ATLAS at 13 TeV [120]($\gamma\gamma, 4\ell, b\bar{b}$)	STXS	STXS	139	43
ATLAS at 13 TeV [117] [Figs. 5,6]	SS	STXS	36.1–139	7
CMS at 13 TeV [121] [Table 5]	SS	SS	35.9–137	23
CMS at 13 TeV [122] ($\gamma\gamma$)	STXS	STXS	137	24
CMS at 13 TeV [123] (4ℓ)	STXS	STXS	137	19
CMS at 13 TeV [124] ($\tau^+\tau^-$)	STXS	STXS	137	11
CMS at 13 TeV [125] (W^+W^-)	STXS	STXS	137	4
CMS at 13 TeV [121] [Table 5]	SS	STXS	35.9–137	12

Tabela 3.2.2: Dados de Higgs utilizados na análise global. A coluna chamada de "DATA FORMAT SS" diz em que formato o dado está disponível nas colaborações ,"SS" refere-se a *Signal Strength* e "STXS" a *Simplified Template Cross Sections*. A coluna "ANALYSIS" especifica em qual das duas (ou ambas) o dado foi incluído. Alguns conjuntos de dados estão disponibilizados apenas no formato de SS, nesse caso foram inclusos na análise do STXS conforme explicado no texto. As duas últimas colunas referem-se à luminosidade integrada e ao número de observáveis de cada artigo.

Com relação ao *signal strength*, eles são dados em termos de razões entre seções de choque e *branching ratios* (BR). O *signal strength* é definido na literatura como:

$$\mu = \frac{\sigma \times BR}{(\sigma \times BR)_{SM}}, \tag{3.2.4}$$

onde σ é a seção de choque de produção. Essa informação pode aparecer de maneira mais específica, seja o processo de produção i e o canal de decaimento f, $i \to H \to f$, o *signal strenght* pode ser fatorizado em produção e decaimento da seguinte maneira:

$$\mu = \frac{\sigma_i \times BR_f}{(\sigma_i \times BR_f)_{SM}}, \text{com } \mu_i = \frac{\sigma_i}{(\sigma_i)_{SM}} \text{ e } \mu_i = \frac{BR_f}{(BR_f)_{SM}}. \tag{3.2.5}$$

Além disso, as colaborações fornecem as matrizes de correlação entre os observáveis, assim como os erros estatísticos e sistemáticos. As colaborações vem fornecendo também os dados de Higgs no formato de STXS, que são distribuições diferenciais no momento transversal do Higgs, massas invariantes e assim por diante. Elas são uma evolução com respeito aos SS, uma

vez que fornecem informações específicas das reações em diferentes regiões do espaço de fase. Compararemos na análise adiante os efeitos do SS contra o STXS. Seguem abaixo exemplos da maneira em que os bins são apresentados:

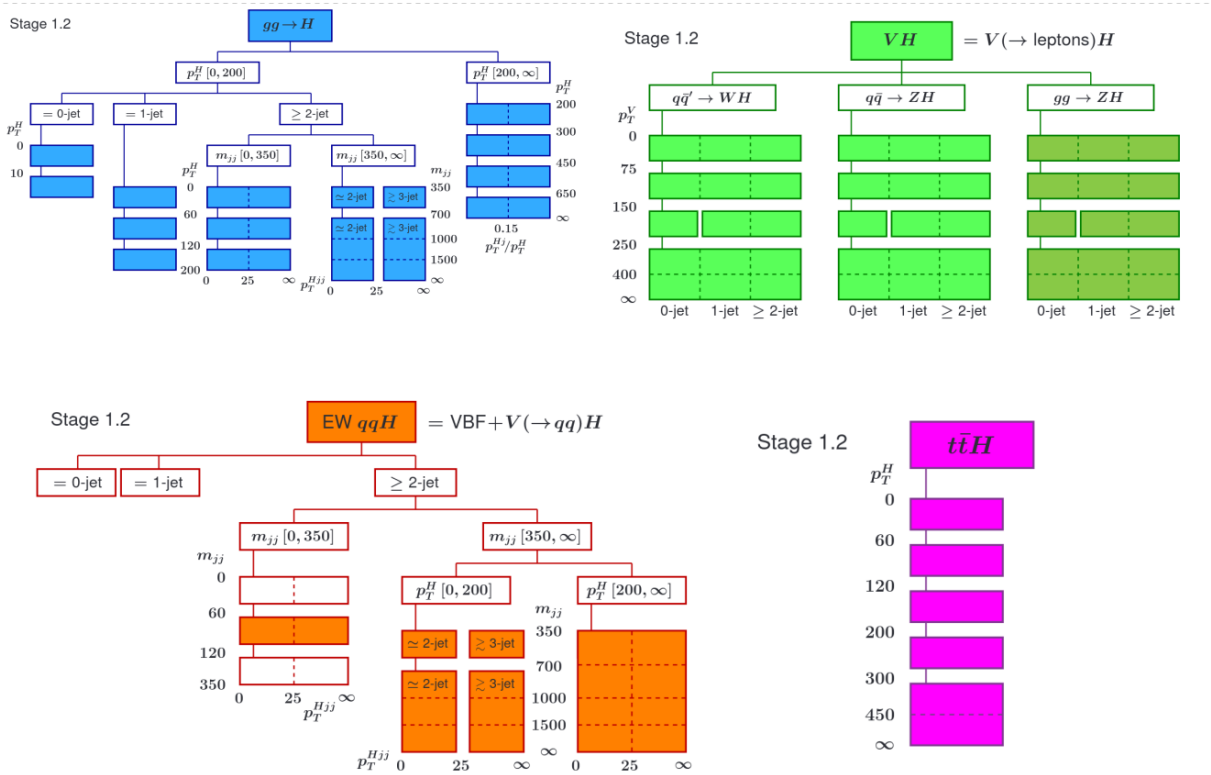

Figura 3.2.3: Separação de bins para o STXS no estágio 1.2 separados por canais de produção, cada quadrado representa um bin diferente. Em cada bin é medido um *signal strength* que pode ser comparado com a previsão teórica.

A análise incluindo o SS contém 22 observáveis do Run I, 11(ATLAS) + 23(CMS) = 34 do Run II, totalizando em 56 observáveis. Para o STXS, em setores que ainda não existe o dado nesse formato utilizaremos o SS. Sendo assim, temos 22 observáveis no Run I, 45(ATLAS) + 58(CMS) = 103 do Run II e 7(ATLAS) + 12(CMS) = 19 observáveis que há disponibilidade somente no formato de SS, com um total de 144 observáveis.

As previsões teóricas para os diferentes canais de produção do Higgs chamados de STXS na tabela (3.2.2) foram calculadas utilizando o MADGRAPH5_AMC@NLO com SMEFT@NLO UFO files [126]. A classificação 1.2 do STXS foi feita utilizando o pacote do RIVET [127].

Para concluir, precisamos dizer como as amplitudes foram calculadas. Elas foram calculadas a nível de árvore (exceto quando a primeira contribuição seja a nível de loops) e foram expandidas até a ordem linear (quadrática) no acoplamento $\frac{f}{\Lambda^2}$ ($\frac{f^2}{\Lambda^4}$). Desse modo, o quadrado da amplitude total $\mathscr{M}$ para a expansão linear e quadrática são dados por:

$$|\mathscr{M}|^2 = |\mathscr{M}_{SM}|^2 + \frac{1}{\Lambda^2}\mathscr{M}_{SM}^*\mathscr{M}_6 + \frac{1}{\Lambda^2}\mathscr{M}_6^*\mathscr{M}_{SM}, \tag{3.2.6}$$

e

$$|\mathscr{M}|^2 = |\mathscr{M}_{SM}|^2 + \frac{1}{\Lambda^2}\mathscr{M}_{SM}^*\mathscr{M}_6 + \frac{1}{\Lambda^2}\mathscr{M}_6^*\mathscr{M}_{SM} + \frac{1}{\Lambda^4}|\mathscr{M}_6|^2, \tag{3.2.7}$$

onde a amplitude dos operadores de dimensão-seis é denotada por "6", enquanto que a amplitude do Modelo Padrão por "SM". Ao incluirmos a amplitude $\frac{1}{\Lambda^4}|\mathscr{M}_6|^2$, questiona-se o fato de não considerarmos a interferência do SM com os operadores de dimensão-oito $\frac{1}{\Lambda^4}\mathscr{M}_{SM}^*\mathscr{M}_8$, por ser da mesma ordem na escala da nova física $\mathrm{O}\left(\frac{1}{\Lambda^4}\right)$. Contudo, tanto a expansão quadrática quanto a linear tem suas limitações. A expansão linear da eq. (3.2.6) apresentam regiões do espaço de fase em que a EFT não é válida, veremos um pouco mais na próxima seção. Com relação a expansão quadrática, ela pode fazer sentido em alguns cenários BSM em que a nova física interage fortemente [128, 74, 129].

3.3 Operadores relevantes à análise e as degenerescências

Nessa seção, apresentaremos quais operadores de dimensão-seis são relevantes para cada observável, em seguida, explicaremos como as degenerescências surgiram na análise global. Com relação aos observáveis do LEP, eles recebem contribuições lineares de cinco operadores conforme a eq. (2.5.2):

$$\left\{O^{(1)}_{\Phi q,ij}, O^{(3)}_{\Phi q,ij}, O^{(1)}_{\Phi u,ij}, O^{(1)}_{\Phi d,ij}, O^{(1)}_{\Phi e,ij}\right\}. \tag{3.3.1}$$

Note que esses operadores pertecem à classe $\psi^2\Phi^2 D$ da tab. (2.4.1), note também que com base em nossa hipótese para a lagrangiana a eq. (3.3.1) reduz-se a $i = j$, mantendo a universalidade das interações entre bósons de gauge e férmions. Com relação aos operadores de quatro férmions, o único escolhido foi:

$$O_{\ell\ell\ell\ell} = (\bar{\ell}_L\gamma^\mu\ell_L)(\bar{\ell}_L\gamma^\mu\ell_L) \ . \tag{3.3.2}$$

Para evitar *blind directions*, utilizamos a liberdade das EOMs, eqs. (2.5.5)-(2.5.6), para remover as combinações

$$\sum_i O^{(1)}_{\Phi\ell,ii} \quad \text{e} \quad \sum_i O^{(3)}_{\Phi\ell,ii}, \tag{3.3.3}$$

e trocá-los pelos operadores O_W e O_B. Em adição aos operadores fermiônicos, existem dois operadores bosônicos nas eqs. (2.5.4) que contribuem a EWPD

$$\{O_{BW}, O_{\Phi,1}\} \tag{3.3.4}$$

onde O_{BW} pertence à classe $\Phi^2 X^2$ e $O_{\Phi,1}$ a classe $\Phi^4 D^2$. Juntando todos os operadores, a lagrangiana que contribui aos observáveis de EWPD é dada por

$$\begin{aligned}\Delta\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{EWPD}} &= \frac{f_{\Phi Q}^{(1)}}{\Lambda^2}O_{\Phi Q}^{(1)} + \frac{f_{\Phi Q}^{(3)}}{\Lambda^2}O_{\Phi Q}^{(3)} + \frac{f_{\Phi u}^{(1)}}{\Lambda^2}O_{\Phi u}^{(1)} + \frac{f_{\Phi d}^{(1)}}{\Lambda^2}O_{\Phi d}^{(1)} + \frac{f_{\Phi e}^{(1)}}{\Lambda^2}O_{\Phi e}^{(1)} \\ &+ \frac{f_{BW}}{\Lambda^2}O_{BW} + \frac{f_{\Phi,1}}{\Lambda^2}O_{\Phi,1} + \frac{f_{LLLL}}{\Lambda^2}O_{LLLL} \ . \end{aligned} \tag{3.3.5}$$

Flexibilizamos a universilidade para o operador $O_{\Phi d}^{(1)}$, mas isso será explicado mais adiante. Os operadores de dipolo (classe $\Psi^2 X\Phi$) não inferem [1] com o SM nessa ordem ($\frac{f}{\Lambda^2}$), portanto não contribuem a EWPD. Na seção de fenomenologia dos operadores de dimensão-seis, estudamos como eles modificam os acoplamentos e na tabela abaixo estão sumarizados a contribuição dos operadores anômalos da $\Delta\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{EWPD}}$, eqs. (2.6.30) e (2.6.39)-(2.6.42), veja:

	$H\bar{f}f$	$Z\bar{q}q$	$Z\bar{l}l$	$W\bar{u}d$	$W\bar{l}\nu$
O_{BW}		X	X	X	X
$O_{\Phi,1}$	X	X	X	X	X
$O_{\Phi,2}$	X				
$O_{\Phi Q}^{(1)}$, $O_{\Phi u}^{(1)}$, $O_{\Phi d}^{(1)}$		X			
$O_{\Phi Q}^{(3)}$,		X		X	
$O_{\Phi e}^{(1)}$,			X		
$O_{\Phi ud}^{(1)}$				X	
$O_{u\Phi,33}$	X				
$O_{d\Phi,33}$	X				
$O_{e\Phi,33}$	X				
$O_{u\Phi,22}$	X				

Tabela 3.3.1: Acoplamentos anômalos entre os bósons de gauge e férmions gerados pelos operadores de dimensão-seis considerados na análise. O símbolo "X" denota que há contribuição do operador.

Com relação aos observáveis envolvendo EWDBD, eles podem ser utilizados para estudar possíveis mudanças nos acoplamentos do W e do Z com os férmions, assim como os TGC. Para o estudo de TGC adicionamos os operadores abaixo além dos considerados em EWPD (3.3.5), veja

$$\left\{O_{\Phi ud}^{(1)}, O_W, O_B, O_{WWW}\right\}. \tag{3.3.6}$$

O operador $O_{\Phi ud}^{(1)}$ pertence à classe $\psi^2\Phi^2 D$, enquanto que O_W e O_B pertencem à base de HISZ. O operador O_{WWW} também pertence à base de HISZ e pode ser facilmente relacionado com o operador $\mathcal{O}_W$ da base de Warsaw (2.4.1) (classe X^3). Assim, definimos a lagrangiana que afetam os TGC em adição aos operadores que contribuem a EWPD (fig. (3.3.1)) por

$$\Delta\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{TGC}} = \frac{f_{WWW}}{\Lambda^2}O_{WWW} + \frac{f_W}{\Lambda^2}O_W + \frac{f_B}{\Lambda^2}O_B + \frac{f_{\Phi ud}^{(1)}}{\Lambda^2}O_{\Phi ud}^{(1)} \ . \tag{3.3.7}$$

[1] Mais adiante no capítulo 4, explicaremos porque essa interferência é zero. Isso acontece devido as amplitudes não poderem existir com a mesma helicidade.

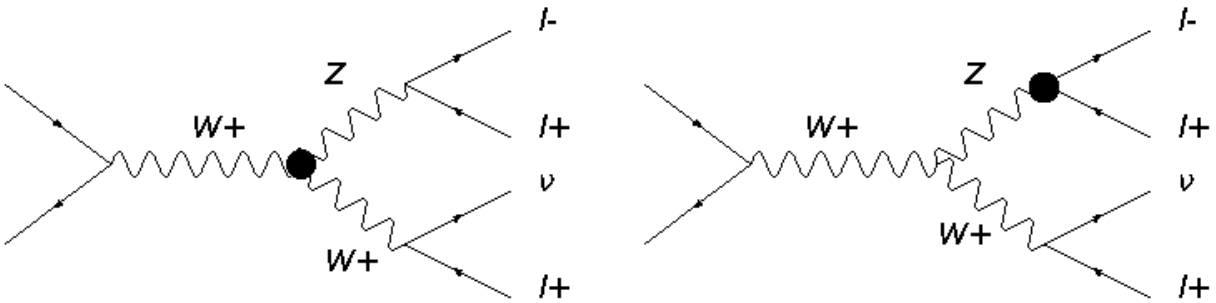

Figura 3.3.1: Diagramas de Feynman para a reação $\bar{q}q' \to W^+Z$. Os vértices indicados por círculos escuros representam a contribuição dos acoplamentos anômalos. Na primeira figura temos uma contribuição anômala da lagrangiana de TGC da eq. (3.3.7), enquanto que na segunda da lagrangiana envolvendo EWPD da eq. (3.3.5).

No que se refere aos processos envolvendo o Higgs, além dos operadores das análises de EWPD e EWDBD, temos alguns operadores adicionais. Primeiramente, temos operadores que afetam os acoplamentos do Higgs com os férmions, eq. (2.5.3), que são

$$\left\{ O_{e\Phi,ij}, O_{u\Phi,ij}, O_{d\Phi,ij} \right\}, \tag{3.3.8}$$

onde consideramos somente os operadores diagonais, acoplados com a terceira família e com os muons, porque são os únicos acoplamentos atualmente testados pelo LHC. De modo que

$$\Delta\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{Yuk}} = \frac{f_\mu m_\mu}{\Lambda^2 v} O_{e\Phi,22} + \frac{f_\tau m_\tau}{\Lambda^2 v} O_{e\Phi,33} + \frac{f_b m_b}{\Lambda^2 v} O_{d\Phi,33} + \frac{f_t m_t}{\Lambda^2 v} O_{u\Phi,33} + \text{ h.c.} \tag{3.3.9}$$

Note que esses operadores pertencem à classe $\psi^2\Phi^3$. Temos também operadores que afetam os acoplamentos do Higgs com os Bósons de gauge, os operadores considerados são:

$$\left\{ O_{GG}, O_{WW}, O_{BB}, O_{\Phi,2} \right\}. \tag{3.3.10}$$

Observe que os operadores O_{GG}, O_{WW} e O_{BB} pertecem à classe $X^2\Phi^2$ e $O_{\Phi,2}$ pertence à classe $\Phi^4 D^2$ diferindo de $\mathcal{O}_{\Phi\Box}$ da tab. (2.4.1) somente por uma integração por partes. Além disso, temos o operador O_{tG}, o qual contribui à fusão de glúons. Sendo assim, a lagrangiana associada a produção e decaimento do Higgs é dada por:

$$\Delta\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{HVV}} = -\frac{\alpha_s}{8\pi}\frac{f_{GG}}{\Lambda^2} O_{GG} + \frac{f_{BB}}{\Lambda^2} O_{BB} + \frac{f_{WW}}{\Lambda^2} O_{WW} + \frac{f_{\Phi,2}}{\Lambda^2} O_{\Phi,2} + \frac{f_{tG}}{\Lambda^2} O_{tG} \ . \tag{3.3.11}$$

A fusão glúons em primeira ordem no SM aparece somente a *1-loop*, por essa razão o operador O_{GG} contém um fator de supressão para mantê-lo na mesma ordem dos outros coeficientes de Wilson. Além disso, na fusão de glúons consideramos os efeitos dos operadores de dimensão-seis dentro do *loop*.

A lagrangiana total considerada contém 21 operadores de dimensão-seis definida por

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \Delta\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{EWPD}} + \Delta\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{TGC}} + \Delta\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{Yuk}} + \Delta\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{HVV}} \ . \tag{3.3.12}$$

A tabela abaixo sumariza quais os acoplamentos entre bósons de gauge que são afetados

pelos operadores de dimensão-seis:

	ZWW	γWW	$H\gamma\gamma$	HZZ	$HZ\gamma$	HWW
O_{WWW}	X	X				
O_W	X	X		X	X	X
O_B	X	X		X	X	
O_{BW}	X	X	X	X	X	X
O_{WW}			X	X	X	X
O_{BB}			X	X	X	
$O_{\Phi,1}$	X			X		X
$O_{\Phi,2}$				X		X

Tabela 3.3.2: Acoplamentos anômalos entre os bósons de gauge e o Higgs induzidos pelos operadores de dimensão-seis considerados na análise.

Apesar de estarem disponíveis uma grande quantidade de dados para vincular os 21 coeficientes de Wilson, existem (quase-) degenerescências nos resultados quando consideramos amplitudes até a ordem $\frac{f^2}{\Lambda^4}$, fig. (3.4.11), porém para a expansão linear não temos essa ambiguidade. As degenerescências podem ser entendidas em termos de inversão de sinal dos acoplamentos efetivos com relação aos acoplamentos do SM. Vamos começar exemplificando através do acoplamento do HWW eq. (2.6.33), dado por:

$$g^{(3)}_{HWW} = \left(\frac{g^2 \mathrm{v}}{2}\right)\left[1 - \frac{\mathrm{v}^2}{4}\left(\frac{f_{\Phi,1}}{\Lambda^2} + 2\frac{f_{\Phi,2}}{\Lambda^2}\right)\right]. \tag{3.3.13}$$

Como $\frac{f_{\Phi,1}}{\Lambda^2}$ é fortemente vinculado por EWPD (ou seja ~ 0), podemos encontrar soluções distintas para $\frac{f_{\Phi,2}}{\Lambda^2}$ quando $g^{(3)}_{HWW} = g_{SM}$ e $g^{(3)}_{HWW} = -g_{SM}$. Para $g^{(3)}_{HWW} = g_{SM}$ temos

$$\left(\frac{g^2 \mathrm{v}}{2}\right)\left[1 - \frac{\mathrm{v}^2}{4}\left(2\frac{f_{\Phi,2}}{\Lambda^2}\right)\right] = \left(\frac{g^2 \mathrm{v}}{2}\right) \Longrightarrow \frac{f_{\Phi,2}}{\Lambda^2} = 0, \tag{3.3.14}$$

e para $g^{(3)}_{HWW} = -g_{SM}$ obtemos

$$\left(\frac{g^2 \mathrm{v}}{2}\right)\left[1 - \frac{\mathrm{v}^2}{4}\left(2\frac{f_{\Phi,2}}{\Lambda^2}\right)\right] = -\left(\frac{g^2 \mathrm{v}}{2}\right) \Longrightarrow \frac{f_{\Phi,2}}{\Lambda^2} = \frac{4}{\mathrm{v}^2} \sim 65\,\mathrm{TeV}^{-2}. \tag{3.3.15}$$

Esses pontos também são degenerados para o vértice $HZ_\mu Z^\mu$ e podemos visualizar esse fenômeno na fig. (3.4.5) mais adiante. Essa degenerescência não é a única encontrada, os acoplamentos de Yukawa com a contribuição dos operadores de dimensão-seis também podem ser levados para o acoplamento de Yukawa do SM com os dois sinais. O acoplamento de Hff contido na eq. (2.6.30), com a contribuição dos anômalos é dado por

$$-\frac{m_f}{\mathrm{v}}\left[1 - \frac{\mathrm{v}^2}{2}\left(\frac{f_{\Phi,2}}{\Lambda^2} + \sqrt{2}\frac{f_f}{\Lambda^2}\right)\right]. \tag{3.3.16}$$

Como o $\frac{f_{\Phi,2}}{\Lambda^2}$ já apresenta duas soluções degeneradas para o acoplamento HWW, podemos

encontrar analogamente para $\frac{f_f}{\Lambda^2}$ quatro valores degenerados em termos da troca de sinal do acoplamento do SM. Para $\frac{f_{\Phi,2}}{\Lambda^2} = 0$, obtemos $\frac{f_t}{\Lambda^2} = 0$ e $\frac{2\sqrt{2}}{\mathrm{v}^2} \sim 45\,\mathrm{TeV}^{-2}$. Para $\frac{f_{\Phi,2}}{\Lambda^2} = \frac{4}{\mathrm{v}^2}$, encontramos que $\frac{f_t}{\Lambda^2} = 0$ e $-\frac{2\sqrt{2}}{\mathrm{v}^2} \sim -45\,\mathrm{TeV}^{-2}$. Esse efeito pode ser visto nas regiões de confiança em duas dimensões calculadas posteriormente na fig. (3.4.8).

Outras fontes de degenerescência aparecem para os acoplamentos de glúon-glúon-Higgs (HGG) e fóton-fóton-Higgs (HAA). O acoplamento do Higgs com os fótons é modificado pelo operador $HF_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ conforme a eq. (2.6.33), dado por

$$g_{HAA} = -\frac{1}{4}A^{\gamma\gamma}_{\mathrm{SM}} + \frac{e^2\mathrm{v}}{4}\frac{f_{WW}+f_{BB}-f_{BW}}{\Lambda^2} \quad , \tag{3.3.17}$$

onde $A^{\gamma\gamma}_{\mathrm{SM}} \sim 3.3\times 10^{-2}\ \mathrm{TeV}^{-1}$ resume a contribuição do SM em *1-loop*. Então

$$(f_{WW}+f_{BB}-f_{BW})/\Lambda^2 \sim \frac{2}{(\mathrm{v}\,e^2)}A_{\gamma\gamma,\mathrm{SM}} \sim 3\mathrm{TeV}^{-2}. \tag{3.3.18}$$

Os dados do LEP vinculam independentemente o acoplamento anômalo f_{BW}. Contudo, a degenerescência acima é somente aproximada, porque a medida do acoplamento de $HF_{\mu\nu}Z^{\mu\nu}$, $g^{(2)}_{HZA}$ na eq. (2.6.33), vincula uma combinação diferente de f_{WW}, f_{BB} e f_{BW}, veja fig. (3.4.6). Para concluir, os acoplamentos anômalos do Higgs com os glúons podem ser entendidos analisando a amplitude da fusão de glúons no limite da massa do top-quark indo para infinito, veja

$$A(gg\to H) = A_{SM}(gg\to H)\left[1+\frac{3}{2}\mathrm{v}^2\frac{f_{GG}}{\Lambda^2}-\frac{\mathrm{v}^2}{4}\left(\frac{f_{\Phi,1}}{\Lambda^2}+2\frac{f_{\Phi,2}}{\Lambda^2}+2\sqrt{2}\frac{f_t}{\Lambda^2}\right)-\frac{\sqrt{2\pi\alpha_s}\mathrm{v}m_t^3}{m_H^2}\frac{f_{tG}}{\Lambda^2}\right] , \tag{3.3.19}$$

onde na simulação o loop foi calculado sem aproximação, apresentamos essa expressão por conveniência. Note também que aqui consideramos a contribuição dos operadores de dimensão-seis dentro do *loop*, os resultados do *fit* encontram-se na fig. (3.4.10).

3.4 Resultados

Nessa seção, apresentamos os principais resultados do global fit. Eles estão expressos em gráficos da função $\Delta\chi^2$ em termos dos coeficientes de Wilson, em todos os casos os WCs que não estão exibidos nas figuras estão marginalizados. Foram realizadas três tipos de análises que diferem pelo conjunto de dados incluídos e operadores, nomeamos cada uma delas como EWPD, EWPD+EWDBD e GLOBAL.

- EWPD: $\Delta\chi^2_{\mathrm{EWPD}}$ vinculam os 8 coeficientes em $\Delta\mathcal{L}^{\mathrm{EWPD}}_{\mathrm{eff}}$, eq. (3.3.5). Eles são dados pelas linhas verdes nas figs. (3.4.1)-(3.4.2). Os observáveis são calculados até a ordem linear nos coeficientes de Wilson ($\frac{f}{\Lambda^2}$), de acordo com a eq. (3.2.6);

- EWPD+EWDBD: $\Delta\chi^2_{\mathrm{EWPD+EWDBD}}$ vinculam os 12 coeficientes em $\Delta\mathcal{L}^{\mathrm{EWPD}}_{\mathrm{eff}}+\Delta\mathcal{L}^{\mathrm{TGC}}_{\mathrm{eff}}$, eqs. (3.3.5)-(3.3.7). Os resultados estão na figura fig. (3.4.3) e os observáveis são cal-

culados até a ordem quadrática nos coeficientes de Wilson ($\frac{f^2}{\Lambda^4}$), de acordo com a eq. (3.2.7);

- GLOBAL≡ EWPD+EWDBD+HIGGS: $\Delta\chi^2_{\text{EWPD+EWDBD+HIGGS}}$ vinculam os 21 coeficientes em $\mathcal{L}_{\text{eff}}$ na eq. (3.3.12). Os resultados estão nas figs. (3.4.5)-(3.4.11), onde os observáveis são calculados até a ordem quadrática nos coeficientes de Wilson.

Começaremos pela análise da figura abaixo (3.4.1), analisando os acoplamentos $f^{(1)}_{\Phi,e}/\Lambda^2$ e f_{LLLL}/Λ^2. O primeiro modifica o acoplamento do Z com os léptons de mão direita e esse é precisamente medido pelo LEP, a contribuição dos observáveis do LHC vem do decaimento do Z em léptons para algum estado final considerado. Analisando a figura nota-se que a influência do LHC é pequena comparado ao LEP, diminuindo pouco o intervalo de confiança. Lembre-se que o operador de quatro férmions contribui à constante de Fermi, muito bem medida experimentalmente.

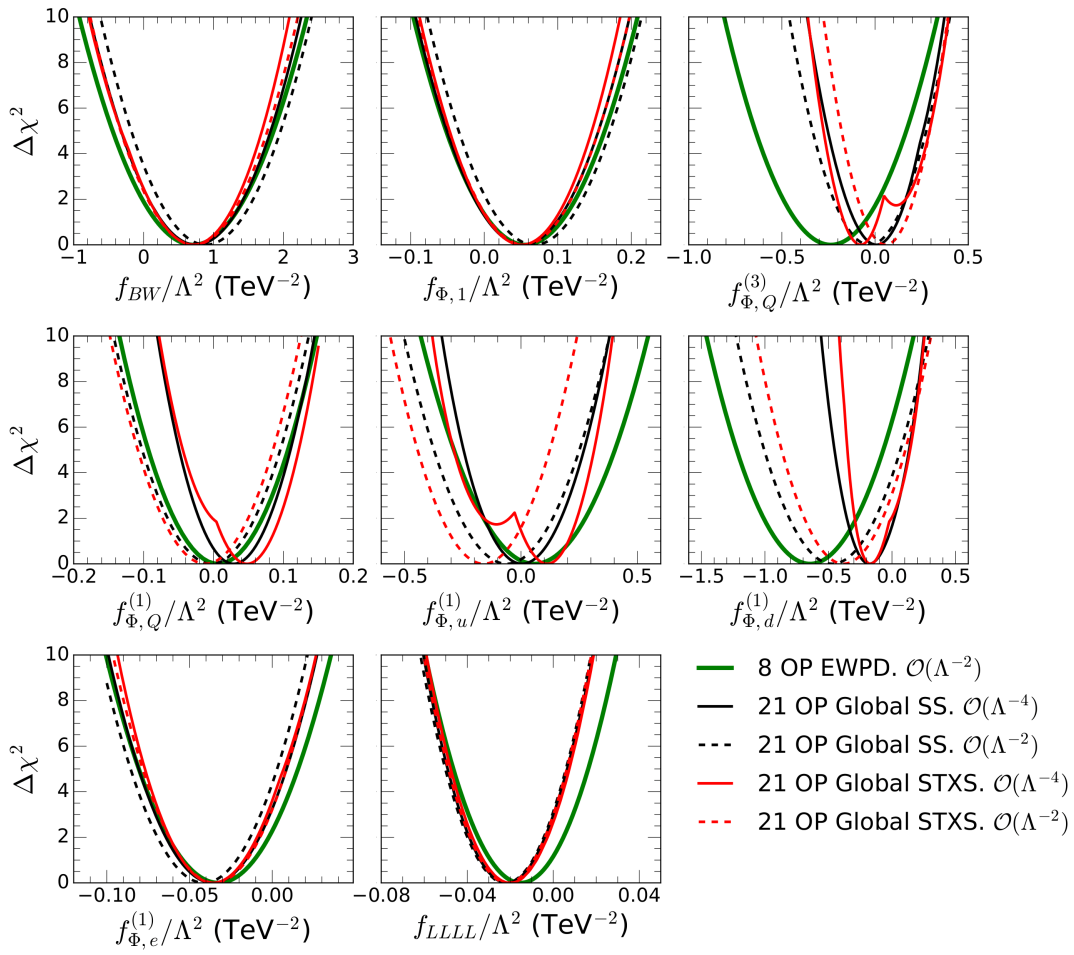

Figura 3.4.1: $\Delta\chi^2$ como função dos coeficientes de Wilson. Em cada gráfico os parâmetros não exibidos estão marginalizados. A linha verde sólida diz respeito ao *fit* de EWPD que vincula somente os oito dos vinte coeficientes de Wilson da eq. (3.3.12). As linhas vermelhas sólidas (tracejadas) representam todo o dado do Run I e II, calculado até a ordem $\frac{1}{\Lambda^4}$ ($\frac{1}{\Lambda^2}$) para o STXS, no caso do SS são representados da mesma maneira com linhas pretas sólidas (tracejadas).

Os coeficientes de Wilson $f^{(3)}_{\Phi,Q}/\Lambda^2$ ($f^{(1)}_{\Phi,Q}/\Lambda^2$) alteram os acoplamentos do W e do Z (somente Z) com os quarks de mão esquerda, enquanto que $f^{(1)}_{\Phi,u}/\Lambda^2$ e $f^{(1)}_{\Phi,d}/\Lambda^2$ afetam os acoplamentos do Z com u_R e d_R. Os maiores efeitos do LHC aparecem nos acoplamentos $f^{(3)}_{\Phi,Q}/\Lambda^2$ e $f^{(1)}_{\Phi,d}/\Lambda^2$. Com relação ao $f^{(1)}_{\Phi,d}/\Lambda^2$, ele vai em direção ao zero ao incluir dados do LHC. Esse operador é o que apresenta maior discrepância na análise de EWPD, devido o observável $A^{0,b}_{\rm FB}$ e a previsão do SM diferirem por $\sim 2.8\sigma$. O coeficiente $f^{(3)}_{\Phi,Q}/\Lambda^2$ contribui à produção associada de Higgs [130, 131] e eq. (2.6.42), sendo fortemente vinculado por essa reação.

Com relação aos coeficientes anômalos f_{BW}/Λ^2 e $f_{\Phi,1}/\Lambda^2$, esses contribuem aos parâmetros de Peskin–Takeuchi [89], onde $\alpha_{em}\Delta S = e^2\frac{v^2}{\Lambda^2}f_{BW}$ e $\alpha_{em}\Delta T = \frac{1}{2}\frac{v^2}{\Lambda^2}f_{\Phi,1}$, levando a vínculos fortes para esses acoplamentos.

No geral, a inclusão dos observáveis do LHC melhoram os vínculos dos WCs, os maiores efeitos aparecem no $f^{(3)}_{\Phi,Q}/\Lambda^2$ e $f^{(1)}_{\Phi,d}/\Lambda^2$, e os menores no $f^{(1)}_{\Phi,e}/\Lambda^2$, f_{LLLL}/Λ^2, f_{BW}/Λ^2 e $f_{\Phi,1}/\Lambda^2$. No caso do $f^{(1)}_{\Phi,u}/\Lambda^2$, os vínculos da ordem linear do LHC afastam um pouco o valor central da origem. Ao incluir a ordem quadrática, o valor central retorna a um valor próximo da origem e com um vínculo um pouco mais forte do que do LEP.

Devido a discrepância na análise de EWPD na assimetria do bottom quark $A^{0,b}_{\rm FB}$, o coeficiente de Wilson $f^{(1)}_{\Phi,d}/\Lambda^2$ tem seu valor central deslocado de zero. Dado isso, é interessante relaxar a hipótese de universalidade nesse operador para investigar quais gerações o LHC consegue vincular. Assumimos que $f^{(1)}_{\Phi,d_{11}} = f^{(1)}_{\Phi,d_{22}} \neq f^{(1)}_{\Phi,d_{33}}$, veja

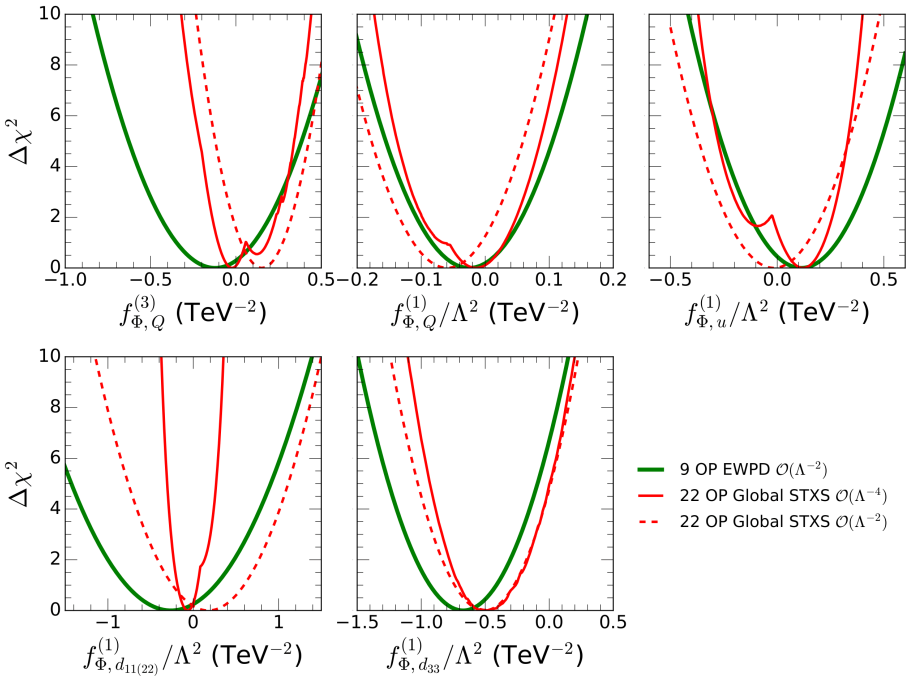

Figura 3.4.2: $\Delta\chi^2$ como função dos coeficientes de Wilson $f^{(1)}_{\Phi,Q}/\Lambda^2$, $f^{(3)}_{\Phi,Q}/\Lambda^2$, $f^{(1)}_{\Phi,u}/\Lambda^2$ e $f^{(1)}_{\Phi,d}/\Lambda^2$, assumindo a não universalidade para $f^{(1)}_{\Phi,d_{11}} = f^{(1)}_{\Phi,d_{22}} \neq f^{(1)}_{\Phi,d_{33}}$. As linhas verdes correspondem ao fit de EWPD, enquanto que as vermelhas à análise global. Além disso, note que essa análise em especial contém 22 WCs ao invés de 21.

Como os observáveis do LHC incluídos são principalmente sensíveis aos acoplamentos dos quarks leves nas funções de distribuição de pártons, espera-se que o LHC teste melhor as primeiras famílias. Para os quarks leves o efeito do LHC combinado ao LEP melhoram os vínculos, já para o bottom seu valor central permanece diferente de zero mesmo incluindo dados do LHC dentro de aproximadamente 2σ.

A figura seguinte (3.4.3), é feita com base na segunda análise com o foco na análise dos TGC, onde o $\Delta\chi^2_{\text{EWPD+EWDBD}}$ vinculam os 12 coeficientes de Wilson em $\Delta\mathcal{L}^{\text{EWPD}}_{\text{eff}} + \Delta\mathcal{L}^{\text{TGC}}_{\text{eff}}$. Primeiramente, lembre-se que f_W/Λ^2 e f_B/Λ^2 contribuem a EWDBD e dados envolvendo o Higgs, porém f_{WWW}/Λ^2 somente a EWDBD. Com relação ao f_B/Λ^2, nota-se que EWPD+EWDBD na ordem linear apresenta um vínculo fraco nesse acoplamento, somente a ordem quadrática traz um vínculo melhor. O canal dominante em EWDBD é o WW e apesar do $W\gamma$ ter uma luminosidade maior, ele vincula a soma $\left(f_B/\Lambda^2 + f_W/\Lambda^2\right)$ eq. (2.6.35), a qual permite cancelamentos entre eles. No canal WZ, o acoplamento f_B/Λ^2 tem um fator tg^2_w a mais que o acoplamento f_W/Λ^2 [97], por essa razão sua contribuição é uma ordem de grandeza menor. Para esse acoplamento o vínculo mais forte vem do setor do Higgs.

Com relação aos intervalos de confiança do f_W/Λ^2, entre os dados de EWDBD, os que trazem vínculos mais fortes são os canais WW e WZ. O canal $W\gamma$ não vincula bem, pela mesma razão que o f_B/Λ^2. Os vínculos na ordem linear são próximos da ordem quadrática, porém na ordem quadrática são mais fortes. O vínculo mais forte vem novamente do setor do Higgs.

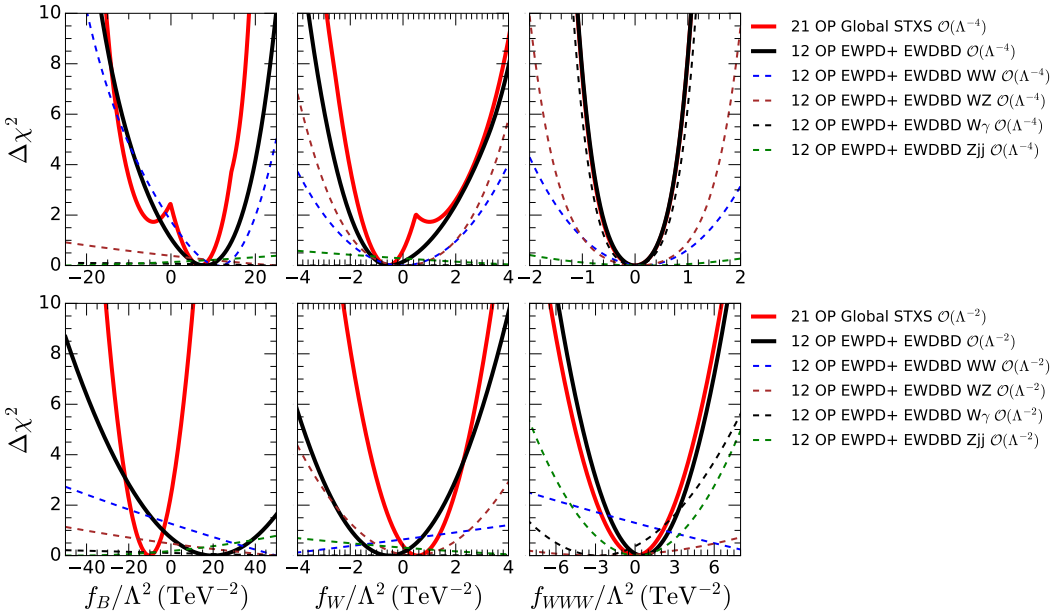

Figura 3.4.3: Dependência do $\Delta\chi^2$ nos acoplamentos f_B/Λ^2 (painel da esquerda) , f_W/Λ^2 (painel central) e f_{WWW}/Λ^2 (painel da direita) depois da marginalização sob os 11 parâmetros não exibidos para a análise com EWDBD e EWPD. Os paineis superiores mostram as análises feitas até a ordem quadrática na escala da nova física, enquanto que a inferior até a ordem linear.

Com o propósito de mostrar a importância dos diferentes conjuntos de dados para f_B/Λ^2

e f_W/Λ^2, a figura (3.4.4) trata-se disso. Nessa figura os observáveis receberam contribuições dos WCs até a ordem linear. Além disso, a figura acima e abaixo diferem no conjunto de dados incluídos do Higgs, acima incluimos SS e abaixo STXS. Primeiramente, note que o único conjunto de dados acompanhado de EWPD capaz de restringir fortemente os WCs é o STXS (abaixo, na cor verde). Temos também EWPD+SS e EWPD+EWDBD (acima, na cor verde e rosa), porém geram vínculos muito mais fracos. Todavia, quando combinamos EWPD+EWDBD+SS os vínculos melhoram bastante. Claramente o operador O_B recebe vínculos mais fortes do STXS, embora O_W receba vínculos comparáveis de EWDBD e STXS, indicando a complementaridade dos diferentes conjuntos de dados para vincular esse acoplamento anômalo.

Para concluir, falta comentar sobre f_{WWW}/Λ^2. Contrariamente ao f_B/Λ^2 e f_W/Λ^2, esse recebe fortes contribuições do canal $W\gamma$, devido as colaborações terem escolhido distribuições cinemáticas especiais para evitar a supressão da contribuição linear $\frac{1}{\Lambda^2}$ [2] [132, 133]. Como dito anteriormente, ele é apenas vinculado por reações que envolvem TGC e os canais mais importantes para esse acoplamento são $W\gamma$ e Zjj.

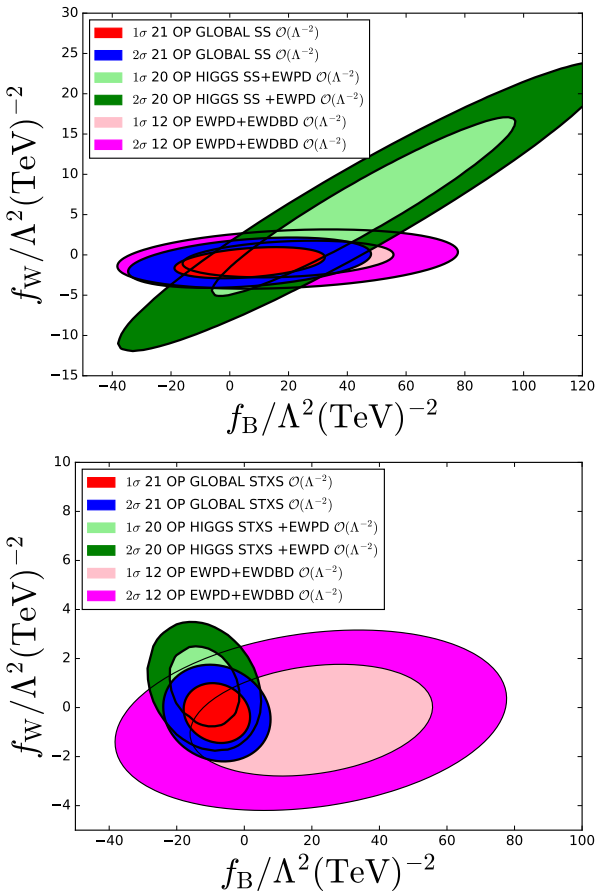

Figura 3.4.4: Regiões de confiança no plano $f_B/\Lambda^2 \times f_W/\Lambda^2$ obtidas pela análise de diferentes conjuntos de dados. Todos os observáveis foram calculados até a ordem $O(\Lambda^{-2})$ e os acoplamentos não apresentados estão marginalizados.

[2] Conhecida como *Interference ressurection.*

As figuras (3.4.5)-(3.4.11) tratam da análise global. Para ver a importância da inclusão das distribuições cinemáticas do canal do Higgs, fizemos duas análises globais diferentes, uma envolvendo o STXS e a outra SS. Nessa análise consideramos os efeitos de todos os operadores, totalizando em vinte e um. O operador O_{tG} recebe contribuições dos dados de Higgs, bem como da produção de top quarks [134, 135, 136, 137, 138]. Como não incluímos os dados de top quark, para incluir seus efeitos utilizamos o valor esperado e intervalo de confiança obtido pela análise estatística da ref. [135] da seguinte maneira

$$\chi^2_{\text{bias,top}}(f_{tG}) = \frac{\left(\frac{f_{tG}}{\Lambda^2} - 0.5\right)^2}{(0.22)^2}\,, \tag{3.4.1}$$

onde 0.5 é o valor esperado e 0.22 o erro associado.

Primeiramente, observe nas figuras (3.4.5)-(3.4.10) que para as análises incluindo contribuições dos operadores de dimensão-seis até $\frac{1}{\Lambda^2}$ não temos degenerescências (linhas tracejadas), enquanto que para ordem quadrática encontramos algumas (linhas sólidas). Conforme explicado na seção anterior, isso acontece devido à contribuição quadrática permitir soluções com o sinal do acoplamento do SM trocado.

Devido à grande quantidade de bins diferentes nos dados do STXS, esses foram capazes de quebrar muitas degenerescências que aparecem na ordem quadrática. Por exemplo, na figura (3.4.10) muitas degenerescências no $f_{\Phi,2}/\Lambda^2$ e f_{GG}/Λ^2 são quebradas, porém as responsáveis pela troca de sinal do acoplamento HWW ainda permanecem, veja fig. (3.4.5). Além disso, encontramos na análise uma leve preferência por essa solução degenerada em $f_{\Phi,2}/\Lambda^2$. Note também que a análise do STXS é capaz de quebrar as degenerescências para os coeficientes f_{GG}/Λ^2 e f_{tG}/Λ^2. Todavia, as distribuições de Higgs não conseguiram quebrar as degenerescências nos acoplamentos de Yukawa, segundo as figs. (3.4.5)-(3.4.8).

Os operadores O_{BB} e O_{WW} modificam o acoplamento do Higgs com dois fótons eq. (2.6.33), como esse canal do Higgs é bem medido, isso introduz uma forte correlação entre eles como pode ser visto na fig. (3.4.6), com a região mais abaixo centrada em aproxidamente $f_{WW} = f_{BB} = 0$ e a figura mais acima deslocada aproxidamente de ~ 3 TeV^{-2}, referente à análise do SS, eq. (3.3.18). Comparando a análise do STXS com SS, perceba que a inclusão do STXS excluem alguns pedaços dos intervalos de confiança comparado a análise com SS. Note também que na ordem linear os vínculos de ambos para esses WCs são similares em relação ao tamanho do intervalo, porém com os valores centrais deslocados de um relação ao outro.

Em relação ao f_{tG}/Λ^2, a inclusão dos dados de Higgs sugerem ser complementares aos dados de produção de top-quarks devido diminuir o intervalo de confiança obtido da análise com somente os dados de top quarks [135]. No entanto, deve-se fazer uma análise global com ambos os dados para observar de fato a complementaridade.

No geral, a análise envolvendo o STXS mostrou-se superior à análise do SS em diversos casos e muito similar em alguns outros, como por exemplo, veja as Yukawas logo abaixo:

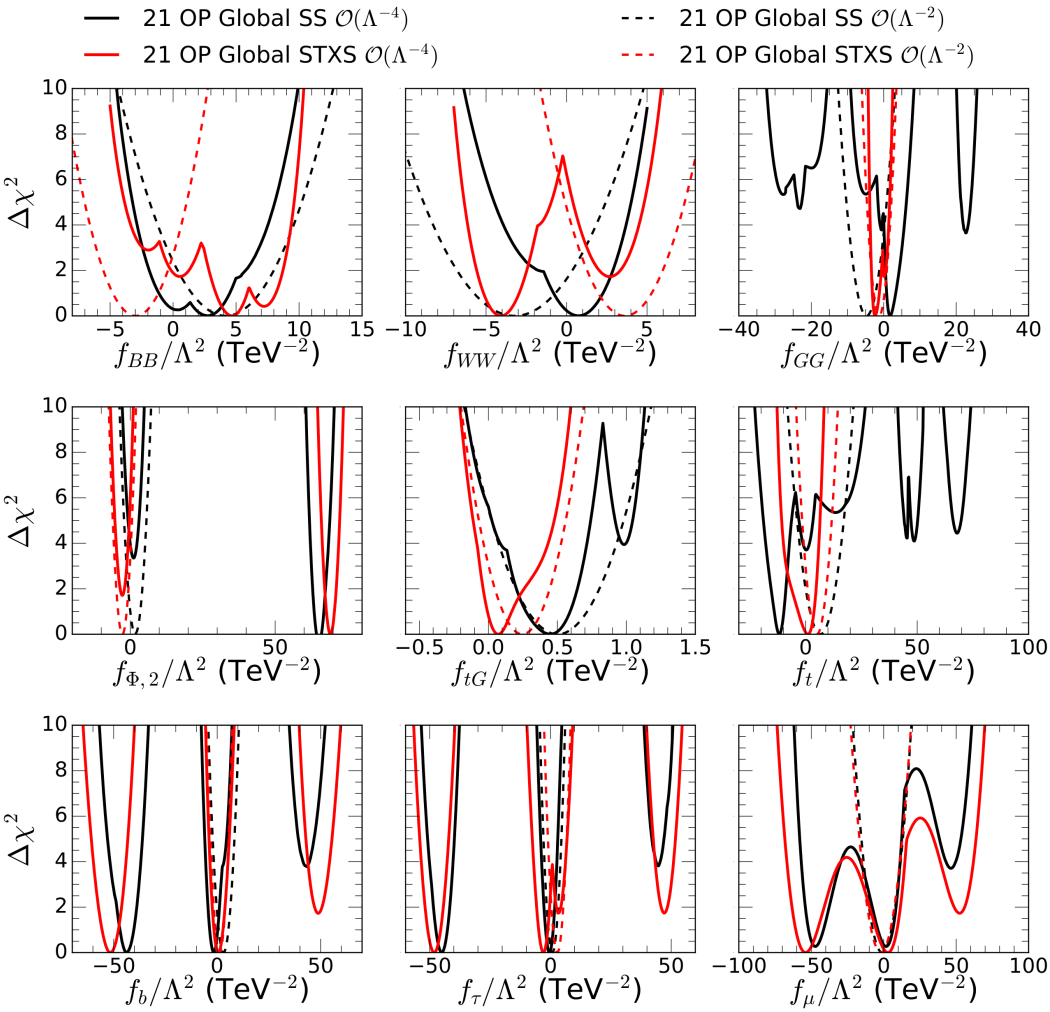

Figura 3.4.5: $\Delta\chi^2$ em termos dos nove coeficientes de Wilson que contribuem somente para a física do Higgs, comparando entre a expansão linear e quadrática na escala da nova física, bem como SS com STXS.

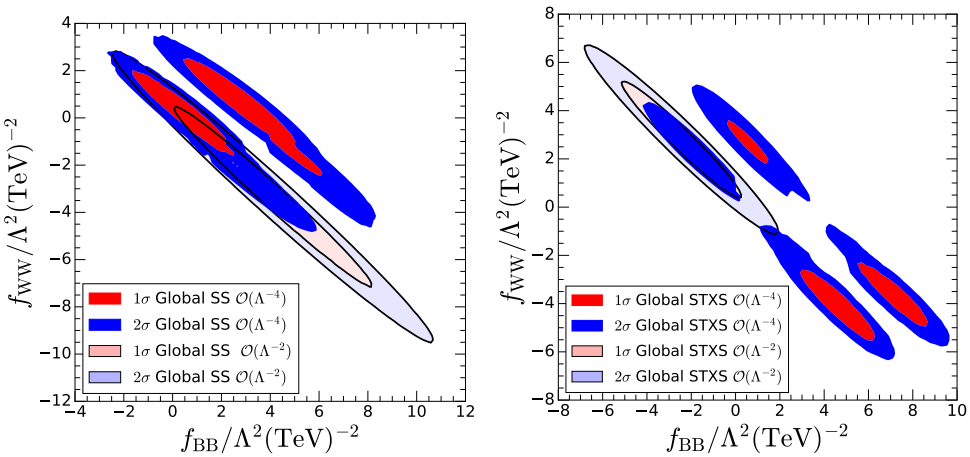

Figura 3.4.6: Regiões de confiança no plano $f_{BB}/\Lambda^2 \times f_{WW}/\Lambda^2$ com 1σ e 2σ de confiança. Resultados obtidos pela análise global, à esquerda utilizando SS e à direita STXS.

Com relação as interações anômalas envolvendo as Yukawas f_b/Λ^2, f_τ/Λ^2 e f_μ/Λ^2 , como previsto na seção anterior eq. (3.3.16), temos duas soluções degeneradas para $f_{\Phi,2}/\Lambda^2$ devido à troca de sinal do acoplamento efetivo HWW e duas soluções degeneradas nas Yukawas f_f devido ao vértice $H\bar{f}f$ para cada sinal do acoplamento do SM. Em uma figura bidimensional espera-se observar quatro valores centrais diferentes e de fato vemos isso na fig. (3.4.8). Todavia, em uma figura unidimensinal, ao projetar os limites no eixo da Yukawa perceba que apenas três regiões permanecem, como apresentado na fig. (3.4.5). Note também que os limites obtidos pela análise envolvendo STXS é muito similar ao obtido pela análise incluindo o SS.

Existe uma diferença nos limites para o acoplamento anômalo de Yukawa do top quark, veja que esse não ficou com nenhuma degenerescência, figs. (3.4.5)-(3.4.10), diferentemente dos outros acoplamentos do tipo Yukawa, os quais tem duas regiões a mais. Isso acontece devido a inclusão do dado de produção associada de tH (inclui tHW e tHj, veja fig. (3.4.9)). A quebra dessa ambiguidade acontece devido ao do sinal relativo dos diferentes diagramas envolvendo o $\frac{f_t}{\Lambda^2}$ e $\frac{f_{\Phi_2}}{\Lambda^2}$. Na fig. (3.4.7) isso se torna mais claro, as regiões coloridas correspondem a inclusão da informação experimental sobre a produção associada de tH, enquanto que as incolores não contém a inclusão desse dado no Global fit de 2018 [3].

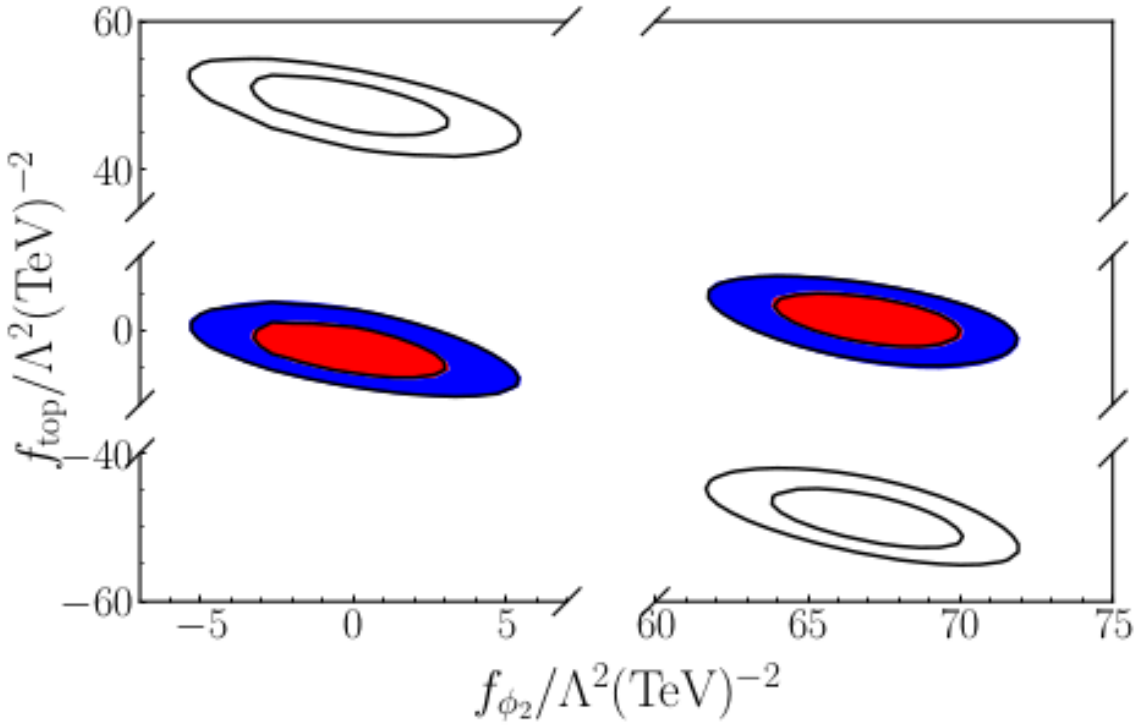

Figura 3.4.7: Regiões de confiança para 1σ e 95% CL. As regiões coloridas são obtidas pela análise global incluindo a contribuição de tH, enquanto que as incolores são soluções adicionais quando não incluimos esse dado. Figura adaptada do Global fit 2018.

[3]Dados de Higgs utilizados nessa análise global foram apenas SS.

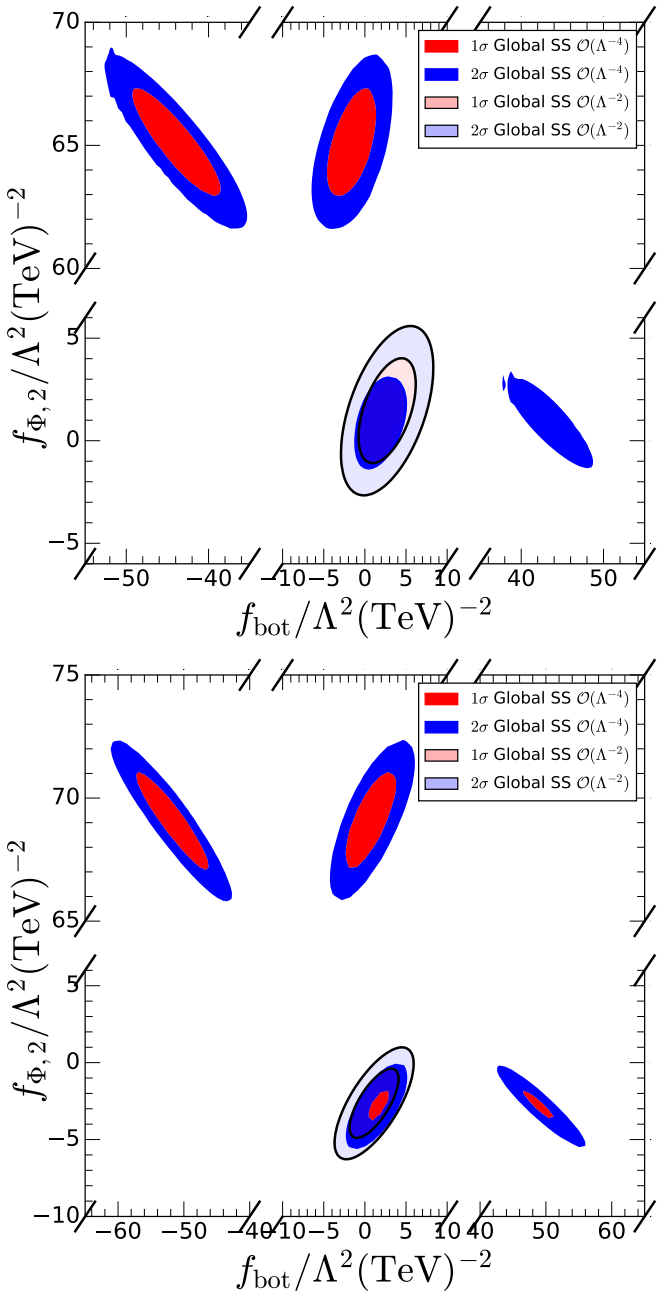

Figura 3.4.8: Regiões de confiança no plano $f_{\Phi,2}/\Lambda^2 \times f_{bot}/\Lambda^2$ com 1σ e 2σ de confiança. Resultados obtidos pela análise global, acima utilizando SS e abaixo STXS.

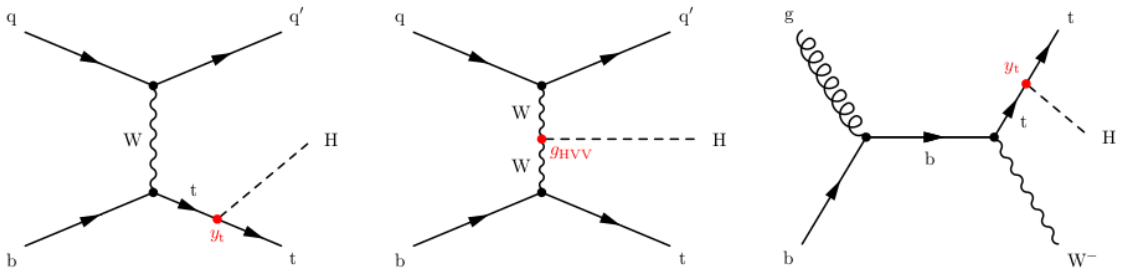

Figura 3.4.9: Alguns diagramas a nível de árvore para a produção associada de tH.

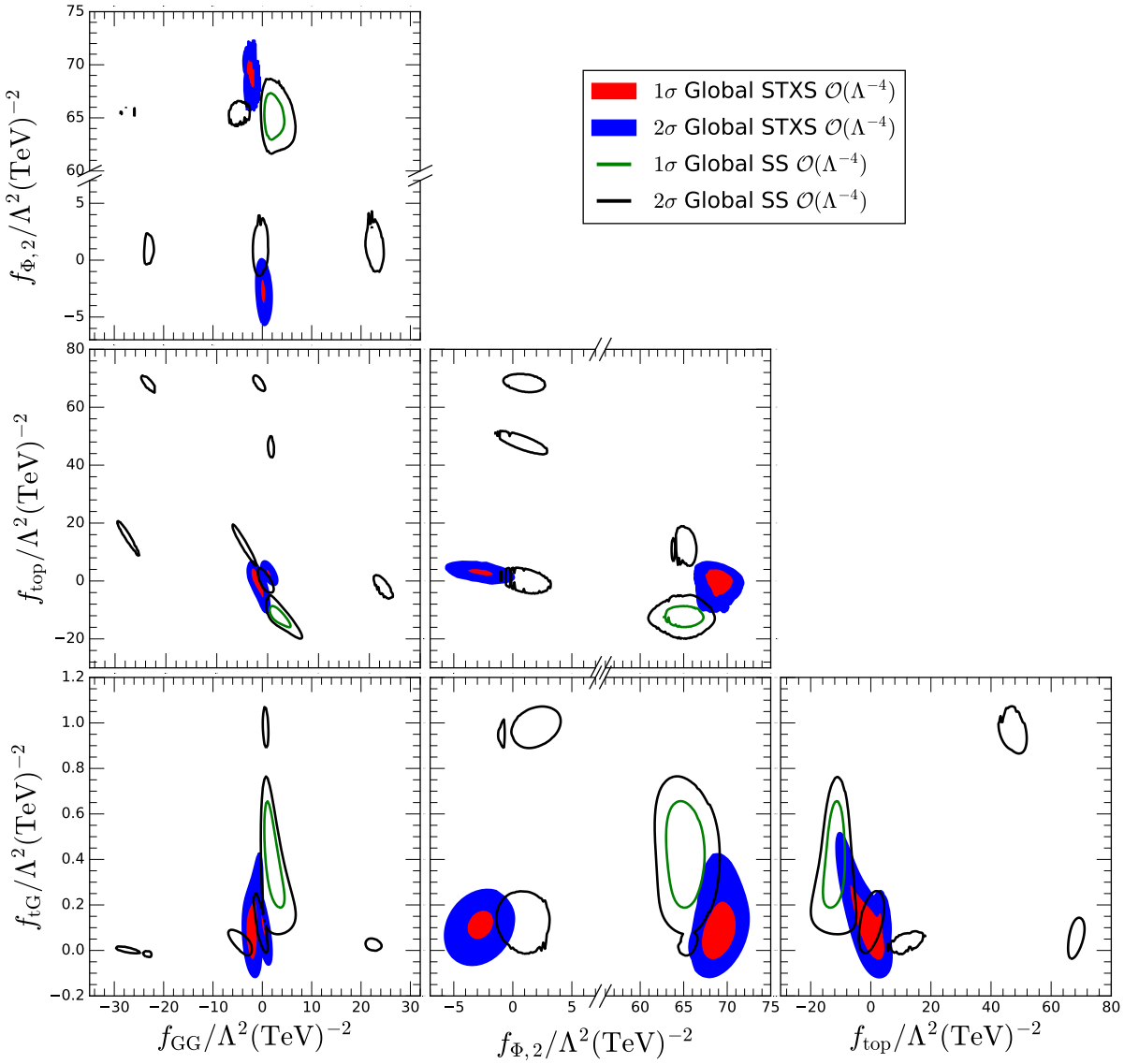

Figura 3.4.10: Regiões de confiança com 1σ e 95% de CL para a análise global do SS e STXS para os WCs que contribuem a fusão de glúons eq. (3.3.19).

Como comentado anteriormente, o potencial do STXS em vincular as interações anômalas fica evidente na figura acima (3.4.10). Os dados de Higgs nesse formato é o que toda análise estatística precisa, quanto mais bins você tem, mais combinações diferentes de coeficientes de Wilson você consegue testar e por consequência mais soluções degeneradas são quebradas. Claro que o fator limitante é ter eventos suficientes em cada bin, por isso que muitos bins acabam sendo juntados a outros pelas colaborações. Isso mostra a importância de termos uma maior luminosidade integrada para sermos capazes de estudar cada vez mais regiões do espaço de fase. As análises globais envolvendo *Weak Effective Field Theory* analisam uma extensa quantidade de observáveis para também testar diferentes combinações dos WCs [51, 54].

A figura seguinte (3.4.11) apresenta a região de confiança em uma dimensão para todos os WCs e com todo o conjunto de dados incluído. A única diferença entre as curvas é a expansão no acoplamento ser feita até a ordem linear ou quadrática, veja:

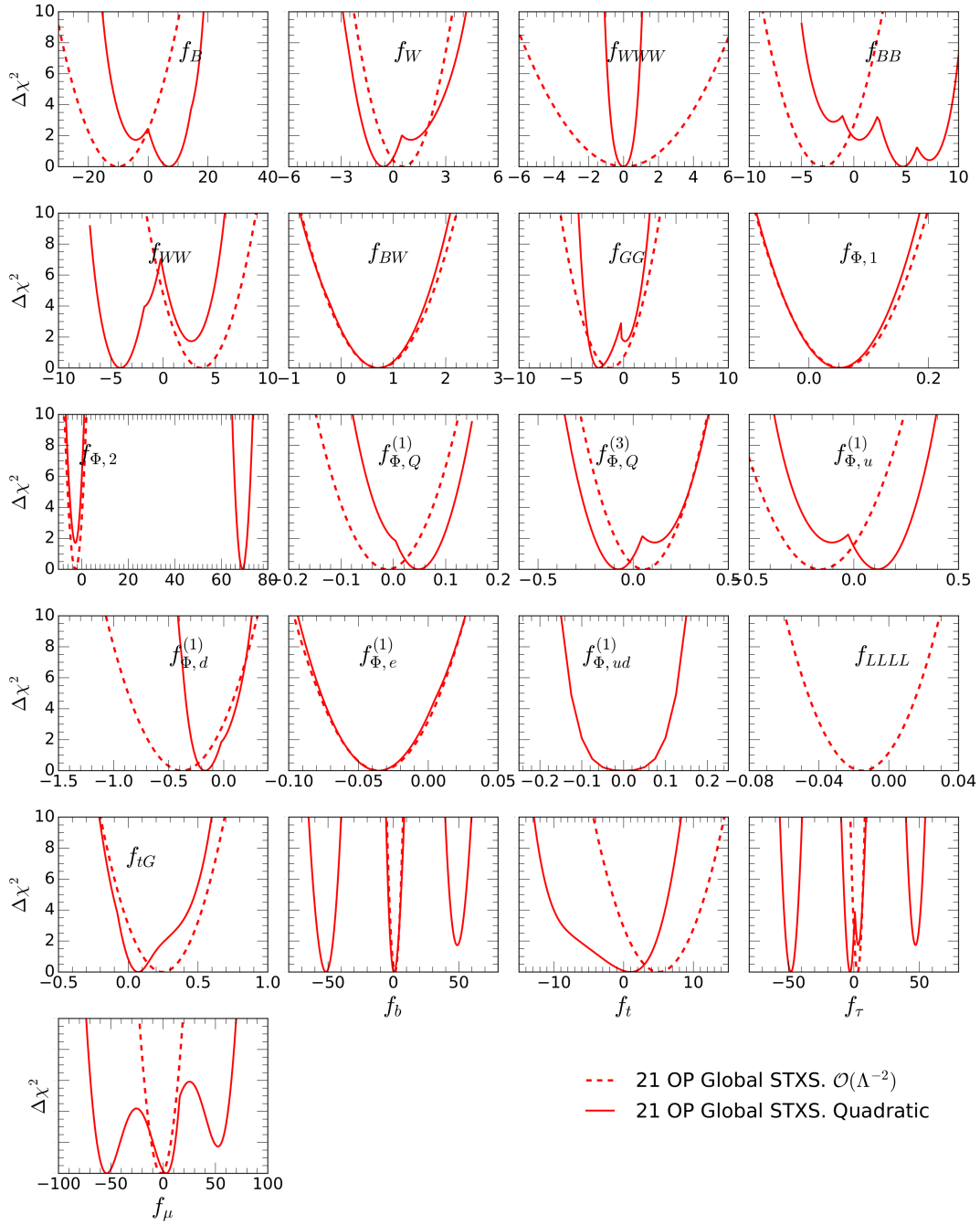

Figura 3.4.11: Depêndencia do $\Delta\chi^2$ em todos os coeficientes de Wilson como indicado em cada painel. As linhas tracejadas (sólidas) correspondem a expansão na ordem linear (quadrática). A unidade para todos eles é TeV^{-2}.

A respeito da figura acima, o único coeficiente anômalo que não comentamos ainda é o $f^{(1)}_{\Phi,ud}/\Lambda^2$. Como os observáveis do LEP foram calculados até a ordem linear nos WCs e como o operador $O^{(1)}_{\Phi,ud}$ não interfere com o SM nessa ordem, então $O^{(1)}_{\Phi,ud}$ não contribui a EWPD. Por outro lado, os observavéis do LHC foram calculados até a ordem quadrátrica nos coeficientes de Wilson e podem vincular esse acoplamento. Nota-se que o intervalo de confiança obtido para esse operador é da mesma ordem dos intervalos obtidos para os outros acoplamentos vin-

culados pelo LEP, além disso, observa-se uma simetria em relação a origem devido esse WC só contribuir quadraticamente aos observáveis do LHC.

Como explicado na eq. (3.3.16), os acoplamentos de Yukawa na figura unidimensional apresentam três degenerescências. Contudo, para o acoplamento de Yukawa do múon o Global fit de 2018 não foi capaz de apresentar as soluções das degenerescências nitidamente, porém agora com toda a luminosidade integrada do Run II somos capazes de observá-las, fig (3.4.12).

Concluindo a seção, seguem abaixo os intervalos de confiança numéricos para a análise global, diferenciados pela expansão em $1/\Lambda$ e pelo conjunto dados incluídos do Higgs:

Operator	95% CL f/Λ^2 (TeV^{-2})			
	Global SS $O(\Lambda^{-4})$,	Global SS $O(\Lambda^{-2})$,	Global STXS $O(\Lambda^{-4})$,	Global STXS $O(\Lambda^{-2})$,
O_B	(-9.8,14)	(-5.5,37)	(-11,15)	(-23,3.0)
O_W	(-2.0,2.8)	(-3.0,2.6)	(-2.0,2.7)	(-1.2,2.3)
O_{WWW}	(-0.80,0.81)	(-3.5,4.5)	(-0.81,0.78)	(-4.1,4.2)
O_{BB}	(-2.8,7,5)	(-1.2,9.6)	(-3.4,9.4)	(-6.6,0.65)
O_{WW}	(-3.9,3.7)	(-8.3,1.8)	(-6.1,-1.7) ∪ (0.78,4.5)	(0.30,7.9)
O_{GG}	(-1.0,5.7) ∪ (22,23)	(-9.7,0.23)	(-3.7,1.4)	(-4.3,1.7)
O_{tG}	(0.11,0.71)	(0.073,0.93)	(-0.010,0.48)	(-0.035,-0.53)
$O_{\Phi,2}$	(0.33,2.0)∪(62,68)	(-1.7,5.2)	(-4.7,-0.71)∪(66,72)	(-5.7,0.26)
$O_{u\Phi,33}$	(-18,-7,3)∪(-1.3,1.7)	(-2.8,16)	(-10,5.9)	(-0.89,11)
$O_{d\Phi,33}$	(-52,-37)∪(-5.6,3.3) ∪ (41,45)	(-1.6,7.8)	(-60,-44)∪(-3.5,5.2)∪ (44,54)	(-2.8,5.0)
$O_{e\Phi,33}$	(-50,-40)∪(-3.7,2.7) ∪(44,45)	(-2.5,4.2)	(-53,-43)∪(-7.0,6.2) ∪(43,51)	(-0.64,6.3)
$O_{e\Phi,22}$	(-57,-28)∪(-18,11) ∪(41,51)	(-14,12)	(-69,-30)∪(-22,15) ∪(39,62)	(-15,11)
O_{BW}	(-0.21,1.7)	(-0.064,1.8)	(-0.19,1.6)	(-0.22,1.7)
$O_{\Phi,1}$	(-0.040,0.14)	(-0.024,0.16)	(-0.037,0.14)	(-0.037,0.14)
$O^{(3)}_{\Phi,Q}$	(-0.23,0.23)	(-0.30,0.24)	(-0.25,0.26)	(-0.15,0.27)
$O^{(1)}_{\Phi,Q}$	(-0.041,0.10)	(-0.091,0.085)	(-0.034,0.11)	(-0.098,0.075)
$O^{(1)}_{\Phi,u}$	(-0.22,0.24)	(-0.34,0.22)	(-0.26,0.29)	(-0.41,0.094)
$O^{(1)}_{\Phi,d}$	(-0.42,0.10)	(-0.95,0.0096)	(-0.34,0.11)	(-0.81,-0.054)
$O^{(1)}_{\Phi,ud}$	(-0.13,0.13)	—	(-0.12,0.12)	—
$O^{(3)}_{\Phi,e}$	(-0.076,0.0040)	(-0.081,-0.0016)	(-0.072,0.0020)	(-0.074,-0.0040)
O_{LLLL}	(-0.046,0.0035)	(-0.047,0.0029)	(-0.045,0.0046)	(-0.046,0.0034)

Tabela 3.4.1: Intervalo de confiança com 95% para os coeficientes de Wilson nos quatro tipos diferentes de análises globais feitas nesse trabalho.

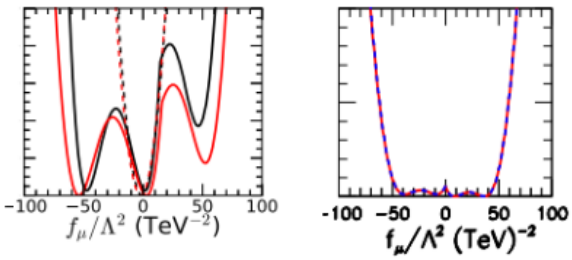

Figura 3.4.12: Depêndencia do $\Delta\chi^2$ em termos do acoplamento de Yukawa do muon. À direita Global fit 2018 (SS), à esquerda 2021 (curva preta SS, vermelha STXS).

3.5 Expansão na ordem linear Vs quadrática.

Com o propósito de interpretar a expansão na escala da nova física Λ nas eqs. (3.2.6)–(3.2.7), a contribuição até a ordem $\frac{1}{\Lambda^2}$ são dadas pela interfência entre a amplitude do SM com a parte anômala. Em princípio, se mantivermos a contribuição quadrática nos coeficientes de Wilson deveríamos incluir a interferência dos operadores de dimensão-oito com o SM.

No caso da ordem linear, existem cenários de nova física onde a EFT falha e apresenta seções de choque negativa em uma determinada região do espaço de fase, como na ref. [71].

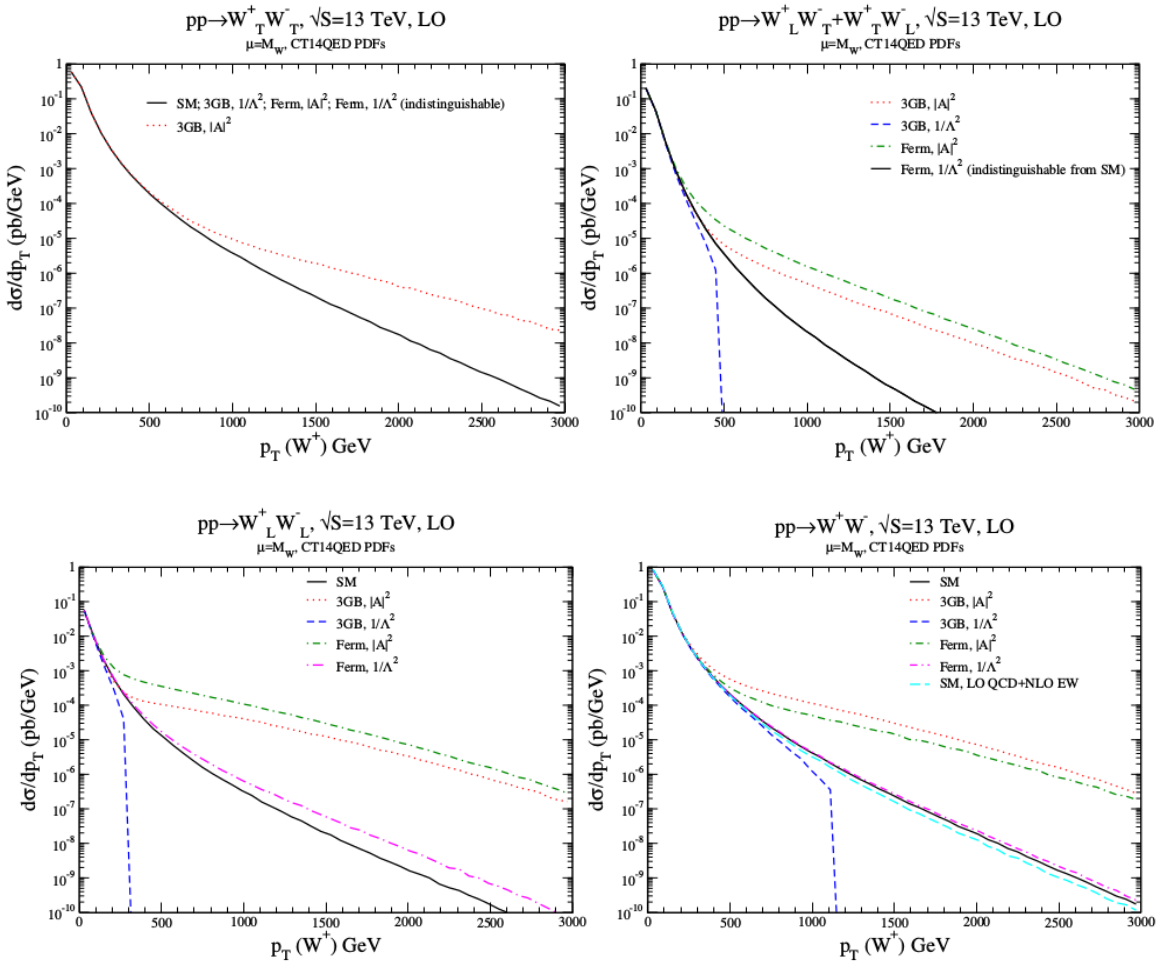

Figura 3.5.1: Distribuição da seção de choque em função do momento transverso do W^+, para os cenários 3GB, FERM e Modelo Padrão. O estado final pode ter polarizações diferentes em cada figura, L corresponde a polarização longitudinal, enquanto que T corresponde a transversal. Na última figura à direita, é somada sobre todas as polarizações e NLO EW são correções *next-to-leading-order* dos processos eletrofracos.

Nessa referência foi estudada a produção de pares de W^+W^- para diferentes polarizações no estado final. Eles consideram três cenários diferentes, um chamado de 3GB e outro de FERM. No cenário 3GB apenas os operadores O_{BW}, $O_{\Phi,1}$ e O_{WWW} são considerados, enquanto que no cenário FERM são considerados $O^{(1)}_{\Phi Q,ii}$, $O^{(3)}_{\Phi Q,ii}$, $O^{(1)}_{\Phi u,ii}$, $O^{(1)}_{\Phi d,ii}$ e $O_{\ell\ell\ell\ell}$. Em seguida, utilizaram valores específicos para cada acoplamento dentro dos intervalos de confiança obtidos pelo fit

das refs. [139, 140, 141], em um cenário fracamente acoplado, ou seja, os coeficientes de Wilson são $f_i \leq 1$. As figuras acima, apresentam a distruibuição da seção de choque em função do momento transverso do $W^{\pm}$ a nível de árvore.

Começando pela figura do canto superior à direita, em aproxidamente $p_T \simeq 500$ GeV a seção de choque começa a ter valores menores que zero, já nas duas figuras abaixo a partir 350 GeV e acima dos 1100 GeV a seção de choque também é negativa. Isso acontece devido a expansão em uma teoria efetiva ser truncada na ordem linear, não existe uma garantia de que a seção de choque seja sempre positiva ao fazer isso. Para resolver este problema existem duas estratégias que costumam ser utilizadas, ou eliminamos o espaço de fase problemático ou adicionamos o próximo termo da expansão. O que fizemos foi incluir apenas a contribuição do operador do operador de dimensão-seis na ordem $1/\Lambda^4$, devido à base de dimensão-oito ter muitos operadores.

Com relação ao uso das contribuições quadráticas dos operadores de dimensão-seis, elas podem ser justificadas se a nova física interage fortemente, ou seja, $f_i \geq 4\pi$. Assim os coeficientes de Wilson dos operadores de dimensão-seis ao quadrado devem ser maiores que os coeficientes de Wilson dos operadores de dimensão-oito $\left(f_i^{(6)}\right)^2 \gg f_i^{(8)}$, refs. [128, 74, 129].

3.6 Limites para os Modelos Simplificados e 2HDM

Até aqui, utilizamos as teorias efetivas de uma maneira "independente" de modelo, o chamado *bottom-up approach*. Agora, utilizaremos o conjunto de dados da análise global para por limites em alguns modelos simplificados, bem como para o 2HDM no limite de alinhamento. Uma vantagem do *top-down approach* é que teorias BSM geram coeficientes de Wilson correlacionados, aparecendo em diversas partes do qui-quadrado e isso resulta em vínculos mais fortes quando comparados com a utilização do modelo todo. Por simplicidade não consideramos as equações do grupo de renormalização (em inglês *renormalization group equations*, RGE) para os coeficientes anômalos [142, 143, 69], uma vez que para os modelos escolhidos levam a vínculos similares [65]. Os efeitos do grupo de renormalização se tornam importantes nos casos em que os WCs na escala de matching ao evoluírem para a escala eletrofraca, geram outros coeficientes anômalos com vínculos comparáveis ou mais fortes que os dele [144]. As extensões consideradas nesse trabalho foram [26]:

- *Neutral vector singlet*: $\mathscr{B}$ (acopla só com o Higgs) e $\mathscr{B}'$ (acopla com o Higgs e quarks) $\sim (1,1,0)$;

$$\begin{aligned} \mathscr{L}_{BSM} &= \frac{1}{2}\left(D_\mu \mathscr{B}_\nu D^\nu \mathscr{B}^\mu - D_\mu \mathscr{B}_\nu D^\mu \mathscr{B}^\nu + M^2 \mathscr{B}_\mu \mathscr{B}^\mu\right) \\ &- \sum_{\Psi} \left(g_B^{\Psi}\right)_{ij} \mathscr{B}^\mu \bar{\Psi}_i \gamma_\mu \Psi_j - \left(g_B^H \mathscr{B}^\mu \Phi^\dagger i D_\mu \Phi + h.c\right), \end{aligned} \tag{3.6.1}$$

onde Ψ são os férmions do SM. Além disso, consideramos apenas acoplamentos diago-

nais com as três famílias.

- *Neutral vector triplet*: $\mathscr{W} \sim (1,3,0)$;

$$\begin{aligned}\mathscr{L}_{BSM} &= \frac{1}{2}\left(D_\mu \mathscr{W}^a_\nu D^\nu \mathscr{W}^{a\mu} - D_\mu \mathscr{W}^a_\nu D^\mu \mathscr{W}^{a\nu} + M^2 \mathscr{W}^a_\mu \mathscr{W}^{a\mu}\right) \\ &- \frac{1}{2}\sum_{\Psi=q_L,\ell_L}\left(g_W^\Psi\right)_{ij}\bar{\Psi}_i \mathscr{W}^{a\mu}\sigma^a\gamma_\mu\Psi_j - \frac{1}{2}\left(g_W^H \Phi^\dagger \mathscr{W}^{a\mu}\sigma^a iD_\mu\Phi + h.c\right),\end{aligned} \tag{3.6.2}$$

- *Vector Like Quark Singlet*: $U \sim \left(3,1,\frac{2}{3}\right)$;

$$\mathscr{L}_{BSM} = i\bar{U}\not{D}U + M\bar{U}U - \left(\lambda_i \bar{U}_R \tilde{\Phi}^\dagger q_{Li} + h.c\right) \tag{3.6.3}$$

- *Vector Like Lepton Singlet*: $E \sim (1,1,-1)$;

$$\mathscr{L}_{BSM} = i\bar{E}\not{D}E + M\bar{E}E - \left(\lambda \bar{E}_R \Phi^\dagger \ell_L + h.c\right) \tag{3.6.4}$$

- *Scalar Singlet with Z_2 symmetry*: $S \sim (1,1,0), S \to -S$;

$$\mathscr{L} = \left(D_\mu\Phi\right)^\dagger D^\mu\Phi + \partial^\mu S\partial_\mu S - V(\Phi,S), \tag{3.6.5}$$

$$V(\Phi,S) = \mu_1^2\left(\Phi^\dagger\Phi\right) + \mu_2^2 S^2 + \lambda_1\left(\Phi^\dagger\Phi\right)^2 + \lambda_2 S^4 + \lambda_3\left(\Phi^\dagger\Phi\right)S^2 \tag{3.6.6}$$

- *2HDM Type-I, Type-II, Lepton-specific, Flipped*: $\Phi_1 \sim \left(1,2,\frac{1}{2}\right), \Phi_1 \to \Phi_1$ e $\Phi_2 \sim \left(1,2,\frac{1}{2}\right)$, $\Phi_2 \to -\Phi_2$;

$$\mathscr{L}_{scalar} = \left(D_\mu\Phi_1\right)^\dagger D^\mu\Phi_1 + \left(D_\mu\Phi_2\right)^\dagger D^\mu\Phi_2 - V(\Phi_1,\Phi_2), \tag{3.6.7}$$

$$\begin{aligned}V(\Phi_1,\Phi_2) &= m_1^2\Phi_1^\dagger\Phi_1 + m_2^2\Phi_2^\dagger\Phi_2 - \left(m_{12}^2\Phi_1^\dagger\Phi_2 + h.c\right) + \frac{\lambda_1}{2}\left(\Phi_1^\dagger\Phi_1\right)^2 \\ &+ \frac{\lambda_2}{2}\left(\Phi_2^\dagger\Phi_2\right)^2 + \lambda_3\left(\Phi_1^\dagger\Phi_1\right)\left(\Phi_2^\dagger\Phi_2\right) + \lambda_4\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2\right)\left(\Phi_2^\dagger\Phi_1\right) \\ &+ \frac{\lambda_5}{2}\left[\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2\right)^2 + h.c\right].\end{aligned} \tag{3.6.8}$$

Para o setor de Yukawa, os férmions não podem acoplar com os dois escalares, uma vez que as matrizes de Yukawa para cada um não são diagonalizadas pela mesma rotação, levando a *Flavor-Changing Neutral Currents* [145]. Por esta razão, temos os seguintes tipos de 2HDM:

2HDM	u_R	d_R	e_R
Type-I	Φ_2	Φ_2	Φ_2
Type-II	Φ_2	Φ_1	Φ_1
Lepton-specific	Φ_2	Φ_2	Φ_1
Flipped	Φ_2	Φ_1	Φ_2

Tabela 3.6.1: Tipos de 2HDM os quais impedem FCNC a nível de árvore. Cada tipo é definido de acordo como cada férmion de mão direita acopla com o escalar.

Os resultados do *matching* para os modelos acima estão sumarizados logo abaixo:

Additional state	Vector B	Vector B'	Vector W	Lepton E	Quark U
Rep $(SU(3)_c\,,\,SU(2)_L\,,\,U(1)_Y)$	$(1\,,\,1\,,\,0)$	$(1\,,\,1\,,\,0)$	$(1\,,\,3\,,\,0)$	$(1\,,\,1\,,\,-1)$	$(3\,,\,1\,,\,2/3)$
Couplings	Higgs	Higgs + quarks	Higgs + quarks	leptons	quarks
$f_{\Phi,1}/\Lambda^2$	-2	-2	–	–	–
$f_{\Phi,2}/\Lambda^2$	1	1	3/4	–	–
$f^{(1)}_{\Phi,Q}/\Lambda^2$	–	-1	–	–	1/4
$f^{(3)}_{\Phi,Q}/\Lambda^2$	–	–	-1/4	–	-1/4
$f^{(1)}_{\Phi u}/\Lambda^2$	–	-1	–	–	–
$f^{(1)}_{\Phi d}/\Lambda^2$	–	-1	–	–	–
f_b/Λ^2	–	–	$-\sqrt{2}/4$	–	–
f_t/Λ^2	–	–	$-\sqrt{2}/4$	–	$\sqrt{2}/2$
f_τ/Λ^2	–	–	–	$\sqrt{2}/2$	–
f_μ/Λ^2	–	–	–	$\sqrt{2}/2$	–
$f^{(1)}_{\Phi\ell}/\Lambda^2$	–	–	–	-1/4	–
$f^{(3)}_{\Phi\ell}/\Lambda^2$	–	–	–	-1/4	–

Tabela 3.6.2: Coeficientes de Wilson gerados por algumas extensões do SM. Todos os Coeficientes de Wilson são multiplicados por χ^2/M^2, onde χ parametriza o acoplamento universal do novo estado com as partículas do SM e M a massa desse novo estado.

A respeito do *scalar singlet*, o coeficiente de Wilson é obtido no limite em que a massa do novo escalar é muito maior que a massa do Higgs [65], sendo assim

$$\frac{f_{\Phi,2}}{\Lambda^2} = \frac{\mathrm{tg}^2\theta}{\mathrm{v}^2}\ , \tag{3.6.9}$$

onde θ é o ângulo de mistura entre os escalares. Para o 2HDM, no limite de alinhamento $\cos(\beta-\alpha) \ll 1$, temos [65]

$$\frac{f_b}{\Lambda^2} = -\eta_b \frac{\cos(\beta-\alpha)}{\mathrm{tg}\beta}\frac{\sqrt{2}}{\mathrm{v}^2}\ ;\ \frac{f_t}{\Lambda^2} = -\eta_t \frac{\cos(\beta-\alpha)}{\mathrm{tg}\beta}\frac{\sqrt{2}}{\mathrm{v}^2}\ ;\ \frac{f_\tau}{\Lambda^2} = -\eta_\tau \frac{\cos(\beta-\alpha)}{\mathrm{tg}\beta}\frac{\sqrt{2}}{\mathrm{v}^2}\ , \tag{3.6.10}$$

2HDM	η_t	η_b	η_τ
Type – I	1	1	1
Type – II	1	$-\,\mathrm{tg}^2\beta$	$-\,\mathrm{tg}^2\beta$
Lepton – specific	1	1	$-\,\mathrm{tg}^2\beta$
Flipped	1	$-\,\mathrm{tg}^2\beta$	1

As próximas figuras (3.6.1)-(3.6.2) apresentam os limites obtidos nos parâmetros das extensões consideradas nesse trabalho. Começando pelo *scalar singlet*, o único coeficiente de Wilson gerado é o $f_{\Phi,2}/\Lambda^2$ e o limite nesse WC é $\left|f_{\Phi,2}/\Lambda^2\right| < 1.4\ \mathrm{TeV}^{-2}$. Comparando esse limite com o obtido com os 21 WCs (tabela 3.4.1), observe que é um fator de 4 mais forte. Traduzindo esse limite para o ângulo de mistura entre o novo escalar e o Higgs, obtemos para a ordem $1/\Lambda^2$ o seguinte

$$|\,\mathrm{sen}\theta| < 0.279, \tag{3.6.11}$$

onde esse limite é comparável ao limite obtido pelo ATLAS [117]. A figura abaixo à esquerda apresenta o $\Delta\chi^2$ em função do ângulo de mistura para esse modelo e note que tanto para o STXS quanto para o SS, os vínculos são similares comparando a ordem linear com a quadrática, indicando estabilidade na expansão.

Com relação aos modelos simplificados da tabela (3.6.2), a figura à direita contém os resultados para essas extensões, veja:

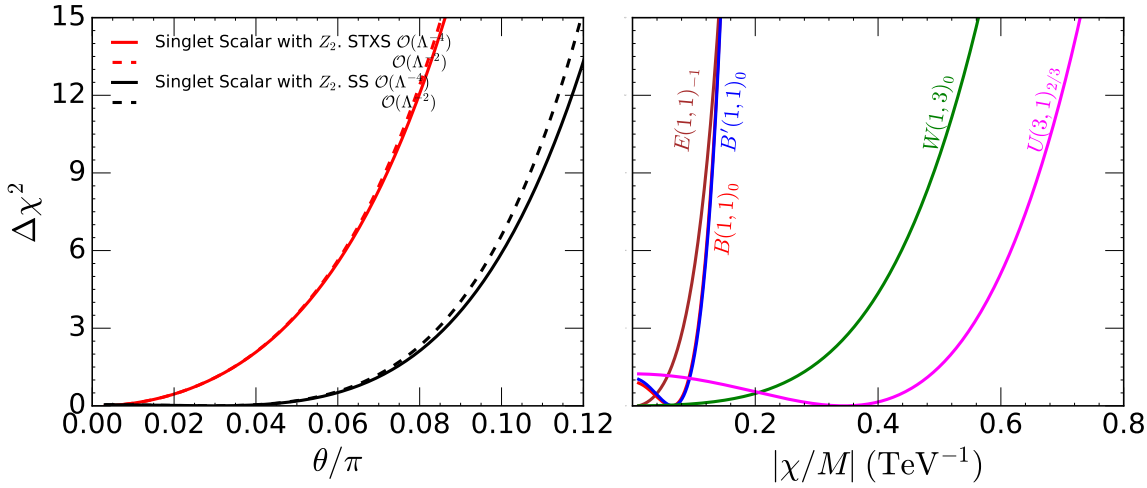

Figura 3.6.1: A figura à esquerda (direita) contém o $\Delta\chi^2$ como função do ângulo de mistura (acoplamento divido por massa) θ/π (χ/M) para o novo escalar singleto (modelos com um estado extra). Os resultados correspondem à análise global utilizando STXS. Os vínculos obtidos à direita correspondem à expansão até $1/\Lambda^2$.

Para esses modelos, os resultados na ordem linear e quadrática são praticamente idênticos, indicando também a estabilidade na expansão na escala da nova física. Para $\chi = 1$, segue abaixo

o limite na escala de massa para as extensões acima:

$$\begin{aligned}
\frac{\chi}{M} &< 0.084\ \text{TeV}^{-1} \qquad (M > 12\ \text{TeV}) \qquad \text{Model with } E(1,1)_{-1}\ , \\
\frac{\chi}{M} &< 0.15\ \text{TeV}^{-1} \qquad (M > 6.7\ \text{TeV}) \qquad \text{Model with } B'(1,1)_{0}\ , \\
\frac{\chi}{M} &< 0.16\ \text{TeV}^{-1} \qquad (M > 6.2\ \text{TeV}) \qquad \text{Model with } B(1,1)_{-1}\ , \\
\frac{\chi}{M} &< 0.35\ \text{TeV}^{-1} \qquad (M > 2.8\ \text{TeV}) \qquad \text{Model with } W(1,3)_{0}\ , \\
\frac{\chi}{M} &< 0.58\ \text{TeV}^{-1} \qquad (M > 1.7\ \text{TeV}) \qquad \text{Model with } U(3,1)_{2/3}\ .
\end{aligned} \tag{3.6.12}$$

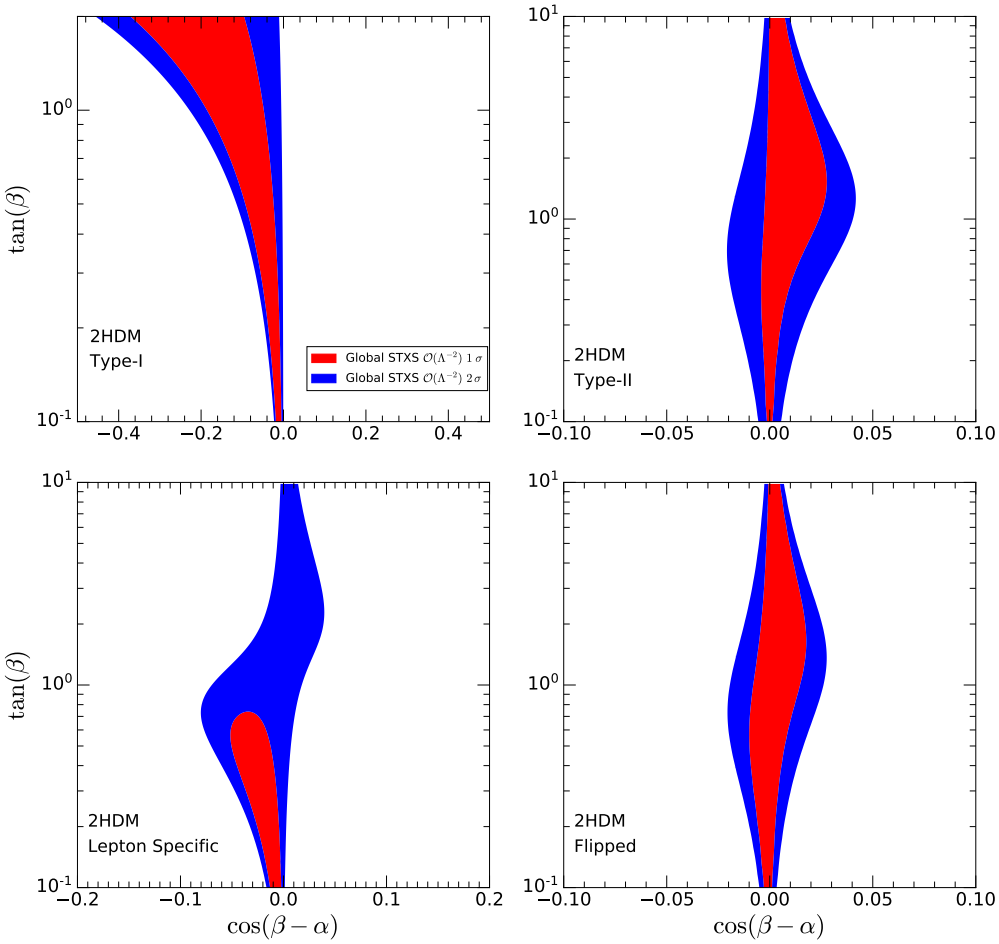

Figura 3.6.2: Regiões permitidas no plano $\tan\beta \times \cos(\beta-\alpha)$ para o 2HDM type-I, type-II, lepton-specific e flipped. Os resultados apresentados correspondem ao global fit envolvendo o STXS e contribuições dos WCs aos observáveis são até a ordem linear.

Dentre os modelos simplificados, o mais fortemente vinculado é a extensão do novo lépton E (curva marrom), devido esse modelo gerar os coeficientes de Wilson $f_{\Phi,e}/\Lambda^2$ e $f_{\Phi,1}/\Lambda^2$, eles aparecem ao rotacionar para a base de HSIZ, como vimos anteriormente (2.5.5)-(2.5.6). A

extensão do vetor $\mathscr{B}$ gera $f_{\Phi,1}/\Lambda^2$ e também é fortemente vinculado (curva azul e vermelha).

O *vector triplet* $\mathscr{W}$ e o extra *vector quark U* geram o coeficiente anômalo $f^{(3)}_{\Phi,Q}/\Lambda^2$, o qual é bem restringido por EWPD, EWDBD e produção associada de Higgs. No entanto, a extensão do quark também gera $f^{(1)}_{\Phi,Q}/\Lambda^2$. Como o acoplamento do bóson Z com os quarks de mão esquerda recebem uma contribuição proporcional à soma deles eq. (2.6.42), isso gera uma anticorrelação entre os WCs enfraquecendo o limite em comparação com a extensão do $\mathscr{W}$.

Por fim, a figura da página anterior (3.6.2) apresenta os resultados obtidos para as extensões do 2HDM. Os dados de Higgs utilizados foram STXS e os observáveis foram calculados até a ordem linear. Analisando os limites nas regiões envolvendo $\cos(\beta-\alpha)$, note que na maioria dos casos ele é fortemente vinculado em concordância com o limite de alinhamento, porém para o type-I em grandes valores de $\tan\beta$ temos $|\cos(\beta-\alpha)| \approx 0.4$. Para essa extensão no limite de β grande, o vínculo não pode ser aplicado. Comparando nossos resultados com os obtidos pelos experimentais na ref. [146], onde havia disponível apenas uma fração da luminosidade do Run II, encontramos vínculos mais fortes em $\cos(\beta-\alpha)$ por um fator de 4 dependendo do modelo e sinal de $\cos(\beta-\alpha)$. Além disso, nossa análise não encontrou regiões adicionais como na ref. [146]. Nossos vínculos para o Type-I e II são comparáveis com os obtidos nas refs. [65, 147].

3.7 Resumo e discussão dos principais resultados

Devido ao grande número de coeficientes de Wilson, em nosso caso vinte e um, é interessante fazer um sumário de todas as evoluções e os principais resultados obtidos dessa análise. Em resumo, os principais resultados desse capítulo são:

- Na base de operadores escolhida não existem *blind directions* na análise envolvendo EWPD. Portanto, o LEP é capaz de vincular fortemente os oito coeficientes de Wilson. De fato, os vínculos do LEP dominam nos operadores O_{LLLL}, $O^{(1)}_{\Phi,e}$, $O_{\Phi,1}$, O_{BW}, e $f^{(1)}_{\Phi,Q}/\Lambda^2$ a menos de contribuições pequenas mas não negligenciáveis dos dados do LHC (Fig. (3.4.1));

- Contrariamente, a análise global reduz significamente o intervalo de confiança do coeficiente $f^{(3)}_{\Phi,Q}/\Lambda^2$ em relação aos vínculos obtidos com EWPD. Isso é esperado devido sua contribuição à produção associada de Higgs [130, 131];

- Na análise de EWPD para o coeficiente $f^{(1)}_{\Phi d}/\Lambda^2$, encontramos um valor central diferente de zero devido a uma discrepância de 2.8σ na assimetria do bottom $A^{0,b}_{\rm FB}$ em relação a previsão do SM. Sob a hipótese da universalidade nos acoplamentos dos férmions com os bósons de gauge, a inclusão dos dados do LHC (seja SS ou STXS para o Higgs) é compatível com o SM com 95% de nível de confiança, além disso, as incertezas são reduzidas. Em adição, o vínculo no $f^{(1)}_{\Phi u}/\Lambda^2$ é levemente melhorado ao incluir os dados do LHC;

- Relaxando a hipótese de universalidade no coeficiente $f^{(1)}_{\Phi d}/\Lambda^2$, a análise global traz vínculos fortes nos acoplamentos para os quarks leves, porém para a terceira geração $f^{(1)}_{\Phi,d_{33}}$ é somente marginalmente afetado pela inclusão dos dados do LHC e o valor central permanece diferente de zero dentro de $\sim 2\sigma$;

- O operador $O^{(1)}_{\Phi,ud}$ induz acoplamentos de mão direita com o bóson W e por essa razão só pode ser vinculado por contribuições quadráticas ($O(\Lambda^{-4})$). Os únicos observáveis calculados nessa ordem são os observáveis do LHC e a precisão com que ele vincula é comparável à precisão do LEP nos acoplamentos mais bem vinculados, veja fig. (3.4.11);

- Os dados de EWDBD nos canais Zjj e $W\gamma$ trazem fortes vínculos no operador O_{WWW}, que é o único operador envolvendo TGC que não contribui aos dados de Higgs. Além disso, os vínculos no f_B/Λ^2 e f_W/Λ^2 são melhorados significamente, especialmente quando combinados os dados de EWDBD e dados de Higgs. De fato, é particularmente melhor com o dado de STXS, vejam as figs. (3.4.3) e (3.4.4);

- A análise do STXS no geral não só traz vínculos mais fortes aos coeficientes de Wilson, como também eliminam várias degenerescências nos vértices glúon-glúon-Higgs, veja fig. (3.4.10);

- As degenerescências associadas às trocas de sinais dos acoplamentos do Higgs com os bósons de gauge e com as Yukawas, que originam-se do operador $O_{\Phi,2}$, não são resolvidas nem na análise com STXS. De fato, podemos observar três mínimos locais nas Yukawas da fig. (3.4.11);

- Certificar-se da validade da EFT é de total relevância, uma vez que a EFT é baseada em uma expansão $\frac{E}{\Lambda}$. Como o Run II do LHC é capaz de produzir partículas que trocam bastante energia, pode-se em algum momento aproximarmos da escala da nova física $E \sim \Lambda$. Consequentemente, é importante saber se os vínculos obtidos nos coeficientes de Wilson estão em uma região em que a EFT é válida. Infelizmente, não existe nenhuma maneira prática de truncar o espaço de fase para os observáveis incluídos na análise para evitar essas regiões potencialmente problemáticas, o que se pode fazer é em cada evento verificar o momento trocado entre as partículas e eliminá-lo, eliminando também parte do dado, porém isso enfraqueceriam bastante os limites. Além desse problema, podemos estar violando unitariedade também em altas energias. Para ter uma ideia a respeito da estabilidade de nossos resultados, comparamos os vínculos da contribuição $1/\Lambda^2$ com a expansão até $1/\Lambda^4$. Observando a figura (3.4.11) pode-se notar que a expansão linear e quadrática produzem intervalos de confiança similares, exceto nos operadores em que as degenerescências permanecem. Veja que a produção de um par de bósons de gauge tem sérios problemas teóricos na expansão linear, uma vez que a seção de choque diferencial é negativa em algumas regiões do espaço de fase, então a ordem quadrática deve ser mantida nesse caso;

- Comparando com os resultados de análises anteriores, refs. [148, 149, 90], encontramos que os vínculos nos operadores bosônicos que modificam os acoplamentos do Higgs são mais fortes com a inclusão de toda a luminosidade integrada do Run II do LHC. Em particular, a análise com STXS permitiu vínculos da ordem de 2 a 10 mais fortes para os coeficientes de Wilson O_B, O_W, O_{BB}, O_W, e O_{GG} na expansão $1/\Lambda^2$;

- Na ordem linear $O(\Lambda^{-2})$, a incerteza nos acoplamentos de Yukawa f_t/Λ^2, f_b/Λ^2, f_τ/Λ^2, e f_μ/Λ^2 são similares utilizando SS ou STXS e seus intervalos de confiança são reduzidos de $\sim 30\%$ para f_b e f_τ, e ~ 2 para f_μ comparando com nossos resultados anteriores [90];

- Apesar da complexidade do vértice higgs-glúon-glúon (eq. (3.3.19) e fig. 3.4.10), os dados de Higgs são capazes de melhorar os vínculos obtidos no operador O_{tG} pelas reações envolvendo top quarks, porém é necessário fazer uma análise global com ambos para verificar como eles se complementam;

- Finalmente, o estudo de modelos simplificados mostram que o dado disponível é capaz de colocar fortes vínculos nos parâmetros dos modelos, fig. (3.6.1), bem como assegurar a validade dos resultados comparando os vínculos lineares com os quadráticos. No caso do 2HDM, nossa análise foi capaz de vincular o $\cos(\beta-\alpha)$ de algumas regiões para um β fixo por um fator de ~ 4 mais forte comparado aos vínculos derivados pelo CMS em 2018, ref. [146].

Capítulo 4

Operadores de dipolo no LHC

Essa seção é baseada no artigo *Light-Quark Dipole Operators at LHC* [150]. O objetivo desse capítulo é estudar os operadores de dipolo (para os quarks leves) gerados na lagrangiana de dimensão-seis na presença de observáveis do LHC e LEP. Como esse artigo foi publicado em 2019, o conjunto de dados do LHC é menor do que o utilizado em nosso último global fit e será explicitado durante o capítulo. Primeiramente, contextualizaremos o problema do momento de dipolo magnético, em seguida, apresentaremos o conjunto de dados e operadores relevantes na análise global. A seguir, estudamos como as amplitudes na base de helicidade são afetadas por esses operadores de dipolo e por fim, apresentamos os resultados.

4.1 Introdução

O momento de dipolo magnético (em inglês *Magnetic Dipole Moment*, MDM) do múon e do elétron são uma das quantidades melhores medidas que testam a validade do SM. Atualmente, os resultados do momento de dipolo magnético do muon e elétron diferem da predição do SM por alguns desvios padrões, os quais sugerem a existência de uma nova física para explicar essa diferença. A definição do momento de dipolo magnético é herdada do eletromagnetismo clássico e trazido para a mecânica quântica posteriormente, porém adaptado para explicar o experimento de Stern-Gerlach [151]. No eletrogmanetismo clássico, a energia de alinhamento de um dipolo magnético com o campo magnético $\vec{B}$ e o MDM são dados por:

$$H = -\vec{\mu}.\vec{B} \text{ e } \vec{\mu} = g_l \frac{Qe}{2m}\vec{L}, \tag{4.1.1}$$

onde H é o halmitoniano, $\vec{\mu}$ o momento de dipolo magnético, Qe a carga da partícula, m a massa, $\vec{L}$ o momento angular orbital e g_l o fator giromagnético, que no caso de uma carga pontual no eletromagnetismo é dado por um. No caso do experimento de Stern-Gerlach, o momento angular orbital é trocado pelo de spin e descobriram que o fator giromagnético nesse caso deveria ser dois. Através da equação relativística de Dirac para os férmions, Dirac conseguiu mostrar que sua teoria prevê o valor de dois para o fator giromagnético. No entanto, medidas da constante

de estrutura fina do átomo de hidrogênio indicaram que o valor de g_s é ligeiramente diferente de dois. J.Schwinger foi o primeiro a calcular a primeira correção ao fator giromagnético na QED em 1948, ref. [152] que se origina da contribuição mostrada na figura abaixo (4.1.1).

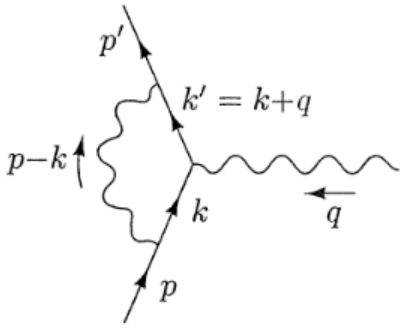

Figura 4.1.1: Diagrama ilustrativo da contribuição a 1-loop para o momento de dipolo magnético do elétron na QED. As linhas sólidas corresponde ao elétron, enquanto que as curvilíneas correspondem ao fóton.

Para parametrizar as correções radioativas do MDM, é conveniente escrever o MDM como

$$\vec{\mu} = 2\left(1 + a_f\right)\frac{Qe}{2m}\vec{S}, \quad \text{com} \quad a_f = \frac{g-2}{2}, \tag{4.1.2}$$

onde "a_f" mede o quanto o fator giromagnético está diferindo de 2 para o férmion "f". Note que se $g = 2 \Longrightarrow a = 0$ e recuperamos a expressão de Stern-Gerlach. A maior discrepância observada atualmente é o valor teórico do múon com relação ao valor experimental combinado do *Fermilab* $g-2$ *muon experiment* e *Brookenhaven National Laboratory* [28, 29, 30, 31], dada por

$$\delta a_\mu = a_\mu^{exp} - a_\mu^{SM} = (2.51 \pm 0.59) \times 10^{-9}, \tag{4.1.3}$$

onde "exp" indica o valor experimental e "SM" a previsão do SM, diferindo do SM por aproximadamente 4.2σ. A contribuição do "SM" é composta por QED, eletrofraca e hadrônica:

$$a_\mu^{SM} = a_\mu^{QED} + a_\mu^{EW} + a_\mu^{had}, \tag{4.1.4}$$

os diagramas abaixo representam a contribuição de 1-loop para o MDM do muon, veja

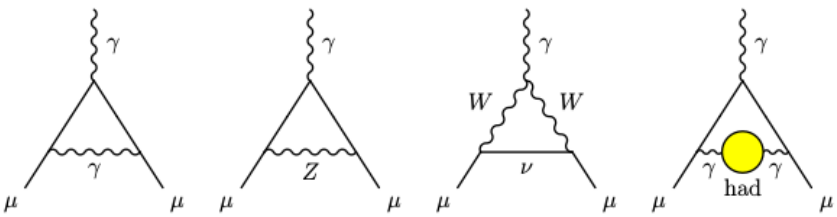

Figura 4.1.2: Diagrama ilustrativo da contribuição a 1-loop para o momento de dipolo magnético do múon. A esquerda temos a a contribuição da QED, seguida de dois diagramas com a contribuição eletrofraca e por fim a contribuição hadrônica.

Com relação ao MDM do elétron, com a atualização da constante de estrutura fina a discrepância entre o valor experimental e a previsão do SM aumentou, diferindo por aproxidamente 2.4σ [32, 33]:

$$\delta a_e = a_e^{exp} - a_e^{SM} = -(8.7 \pm 3.6) \times 10^{-13}. \tag{4.1.5}$$

Um dos grandes desafios contemporâneos é conseguir explicar a diferença de sinal entre o MDM anômalo do elétron e do múon, além disso, a ordem de magnitude diferente entre eles. Para o caso do tau, conseguir uma precisão similar ainda não foi possível, devido ser uma partícula muito instável com tempo de vida de $(290.3 \pm 0.3) \times 10^{-15}$ s. Enquanto que o valor teórico para o tau é conhecido com bastante precisão ref. [153], o valor experimental é ainda muito esparso, os vínculos podem ser vistos no website do Particle Data Group, onde extrairam essa informação da DELPHI Collaboration [154], dada por

$$-0.052 < a_\tau^{exp} < 0.013 \ (95\% \ CL), \tag{4.1.6}$$

e o valor teórico sendo $a_\tau^{SM} = 117721(5) \times 10^{-8}$. Note que a colaboração não foi capaz ainda de determinar o sinal do MDM do tau. O objetivo desse capítulo é vincular indiretamente o MDM para os quarks leves utilizando EWPD, EWDBD e Drell-Yan.

4.2 Dados experimentais e operadores relevantes à análise

Para vincular os operadores de dipolo, fizemos uso dos dados experimentais como EWPD, EWDBD e processos de Drell-Yan (DY, $q\bar{q} \to \ell^+\ell^-$). Com relação ao EWPD, utilizamos os mesmos observáveis do capítulo 3 que estão nas eqs. (3.2.1)–(3.2.2), porém para EWDBD havia disponível um conjunto de dados menor conforme a tabela abaixo:

Canal (a)	Distribuição	# bins	Conj. de Dados	Lum Int
$WW \to \ell^+\ell'^- + \not{E}_T \ (0j)$	$p_T^{\text{leading,lepton}}$	3	ATLAS 8 TeV,	20.3 fb^{-1} [98]
$WW \to \ell^+\ell^{(\prime)-} + \not{E}_T \ (0j)$	$m_{\ell\ell^{(\prime)}}$	8	CMS 8 TeV,	19.4 fb^{-1} [99]
$WZ \to \ell^+\ell^-\ell^{(\prime)\pm}$	m_T^{WZ}	6	ATLAS 8 TeV,	20.3 fb^{-1} [100]
$WZ \to \ell^+\ell^-\ell^{(\prime)\pm} + \not{E}_T$	Z candidate $p_T^{\ell\ell}$	10	CMS 8 TeV,	19.6 fb^{-1} [101]
$WW \to e^\pm\mu^\mp + \not{E}_T \ (0j)$	m_T	17	ATLAS 13 TeV,	36.1 fb^{-1} [106]
$WZ \to \ell^+\ell^-\ell^{(\prime)\pm}$	m_T^{WZ}	6	ATLAS 13 TeV,	36.1 fb^{-1} [107]

Tabela 4.2.1: Distribuições cinemáticas referentes a produção de WW e WZ no canal leptônico do Run I e II utilizadas no Global fit de 2018.

Drell-Yan é um dos processos mais limpos no LHC, o qual envolve a produção de pares de elétrons e múons com alta massa invariante, a tabela abaixo resume os observáveis utilizados nesse trabalho:

	Int.Luminosity (fb^{-1})	$m_{\ell\ell}$	# bins
ATLAS 13 TeV [155]	36 fb^{-1}	250–6000 GeV	12
CMS 13 TeV [156]	36 fb^{-1}	200–3000 GeV	12
ATLAS 8 TeV [157]	20.3 fb^{-1}	200–1500 GeV	8
CMS 8 TeV [158]	19.7 fb^{-1}	200-2000 GeV	11

Tabela 4.2.2: Distruibuições cinemáticas na massa invariante de $m_{\ell\ell}$ para os processos de DY.

Para o conjunto de dados experimental acima, precisamos determinar qual o conjunto de operadores de dimensão-seis que contribuem a esses processos. Começando pelos operadores de dipolo, nosso foco é estudar os operadores do setor eletrofraco envolvendo os quarks leves, portanto temos:

$$\begin{aligned} O_{uW,ij} &= i\overline{q_{L_i}}\sigma^{\mu\nu}u_{R,j}\widehat{W}_{\mu\nu}\widetilde{\Phi} \quad , \qquad & O_{uB,ij} &= i\overline{q_{L_i}}\sigma^{\mu\nu}u_{R,j}\widehat{B}_{\mu\nu}\widetilde{\Phi} \quad , \\ O_{dW,ij} &= i\overline{q_{L_i}}\sigma^{\mu\nu}d_{R,j}\widehat{W}_{\mu\nu}\Phi \quad , \qquad & O_{dB,ij} &= i\overline{q_{L_i}}\sigma^{\mu\nu}u_{R,j}\widehat{B}_{\mu\nu}\Phi \quad . \end{aligned} \tag{4.2.1}$$

Os operadores de dipolo fazem parte da base de Warsaw e HISZ e pertencem à classe $\Psi^2 X\Phi$, note que os operadores envolvendo a terceira geração, léptons e glúons estão fora da análise. Por simplicidade, consideramos as interações dos bósons de gauge e férmions universais e independentes de geração, assim a lagrangiana efetiva para os operadores de dipolo é dada por:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{DIP}} = \frac{f_{uB}}{\Lambda^2}\sum_{i=1,2} O_{uB,ii} + \frac{f_{uW}}{\Lambda^2}\sum_{i=1,2} O_{uW,ii} + \frac{f_{dB}}{\Lambda^2}\sum_{i=1,2} O_{uB,ii} + \frac{f_{dW}}{\Lambda^2}\sum_{i=1,2} O_{uW,ii} + \text{h.c.} \ . \tag{4.2.2}$$

Os operadores que contribuem aos processos envolvendo EWPD são os mesmos do capítulo 3 conforme a eq. (3.3.5), porém na análise do capítulo anterior as amplitudes foram calculadas até a ordem linear nos coeficientes de Wilson. As amplitudes geradas pelos operadores de dipolo não interferem [1] com as amplitudes do SM, nem com as amplitudes geradas pelos operadores fermiônicos (*non-dipole operators*). Para incluirmos seu efeito, temos que calcular as amplitudes até a ordem quadrática nos coeficientes de Wilson, conforme a eq. (3.2.7). Contudo, para a expansão quadrática devemos incluir o operador $O^{(1)}_{\Phi,ud}$ na análise de EWPD. Juntando tudo, para a análise de EWPD temos 13 operadores dados por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{EWPD}} &= \frac{f^{(1)}_{\Phi Q}}{\Lambda^2}\sum_{i=1,2,3} O^{(1)}_{\Phi Q,ii} + \frac{f^{(3)}_{\Phi Q}}{\Lambda^2}\sum_{i=1,2,3} O^{(3)}_{\Phi Q,ii} + \frac{f^{(1)}_{\Phi u}}{\Lambda^2}\sum_{i=1,2} O^{(1)}_{\Phi u,ii} + \frac{f^{(1)}_{\Phi d}}{\Lambda^2}\sum_{i=1,2,3} O^{(1)}_{\Phi d,ii} \\ &+ \frac{f^{(1)}_{\Phi_e}}{\Lambda^2}\sum_{i=1,2,3} O^{(1)}_{\Phi e,ii} + \frac{f_{BW}}{\Lambda^2}O_{BW} + \frac{f_{\Phi,1}}{\Lambda^2}O_{\Phi,1} + \frac{f_{LLLL}}{\Lambda^2}O_{LLLL} \\ &+ \frac{f^{(1)}_{\Phi ud}}{\Lambda^2}\sum_{i=1,2} O^{(1)}_{\Phi ud,ii} + \mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{DIP}} \ , \end{aligned} \tag{4.2.3}$$

onde os 8 operadores são da análise anterior de EWPD, $O^{(1)}_{\Phi,ud}$ e 4 operadores de dipolo, tota-

[1] Na seção de fenomenologia dos operadores de dipolo explicamos o porquê.

lizando 13 operadores (sem contar gerações e conjugado hermitiano). Ao incluir os processos envolvendo EWDBD, mais operadores devem ser considerados, no caso são os mesmo da análise de TGC da eq. (3.3.7). Portanto, temos um total de 16 operadores e a lagrangiana efetiva é dada por

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\rm eff}^{\rm EWDBD} &= \frac{f_{\Phi Q}^{(1)}}{\Lambda^2}\sum_{i=1,2,3} O_{\Phi Q,ii}^{(1)} + \frac{f_{\Phi Q}^{(3)}}{\Lambda^2}\sum_{i=1,2,3} O_{\Phi Q,ii}^{(3)} + \frac{f_{\Phi u}^{(1)}}{\Lambda^2}\sum_{i=1,2} O_{\Phi u,ii}^{(1)} + \frac{f_{\Phi d}^{(1)}}{\Lambda^2}\sum_{i=1,2,3} O_{\Phi d,ii}^{(1)} \\
&+ \frac{f_W}{\Lambda^2}O_W + \frac{f_B}{\Lambda^2}O_B + \frac{f_{WWW}}{\Lambda^2}O_{WWW} + \frac{f_{BW}}{\Lambda^2}O_{BW} + \frac{f_{\Phi,1}}{\Lambda^2}O_{\Phi,1} + \frac{f_{LLLL}}{\Lambda^2}O_{LLLL} \\
&+ \frac{f_{\Phi e}^{(1)}}{\Lambda^2}\sum_{i=1,2,3} O_{\Phi e,ii}^{(1)} + \frac{f_{\Phi ud}^{(1)}}{\Lambda^2}\sum_{i=1,2} O_{\Phi ud,ii}^{(1)} + \mathcal{L}_{\rm eff}^{\rm DIP} \ . \qquad (4.2.4)
\end{aligned}$$

Note que na lagrangiana do TGC do capítulo 3, temos 12 operadores (8 de EWPD + 4 TGC), mas o $O_{\Phi,ud}^{(1)}$ não aparecia na lagrangiana de EWPD. Portanto, para a lagrangiana de EWDBD temos os 13 operadores da análise de EWPD + O_W, O_{WWW} e O_B (3 operadores) da eq. (3.3.7), totalizando em 16 operadores.

4.3 Fenomenologia dos operadores de dipolo

As interações efetivas geradas pelos operadores de dipolo (4.2.2) induzem acoplamentos do tipo dipolo com o fóton, bóson Z e bóson W, que por consequência geram correções ao momento de dipolo magnético, veja

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &= -\frac{e\,v}{\sqrt{2}}\left[\frac{F_{f\gamma}}{\Lambda^2}\bar{f}\sigma^{\mu\nu}f\,\partial_\mu A_\nu + \frac{F_{fZ}}{\Lambda^2}\bar{f}\sigma^{\mu\nu}f\,\partial_\mu Z_\nu\right] \\
&- ev\left[\bar{f}\sigma^{\mu\nu}\left(\frac{F_{ff'W}^L}{\Lambda^2}P_L + \frac{F_{ff'W}^R}{\Lambda^2}P_R\right)f'\,\partial_\mu W_\nu^+ + \text{h.c.}\right], \qquad (4.3.1)
\end{aligned}$$

com

$$\begin{aligned}
\frac{F_{u\gamma}}{\Lambda^2} &= \frac{f_{uW}}{\Lambda^2} + \frac{f_{uB}}{\Lambda^2}\ , & \frac{F_{uZ}}{\Lambda^2} &= \frac{c_W}{s_W}\frac{f_{uW}}{\Lambda^2} - \frac{s_W}{c_W}\frac{f_{uB}}{\Lambda^2}\ , \\
\frac{F_{d\gamma}}{\Lambda^2} &= \frac{f_{dW}}{\Lambda^2} - \frac{f_{dB}}{\Lambda^2}\ , & \frac{F_{dZ}}{\Lambda^2} &= \frac{c_W}{s_W}\frac{f_{dW}}{\Lambda^2} + \frac{s_W}{c_W}\frac{f_{dB}}{\Lambda^2}\ , \qquad (4.3.2) \\
\frac{F_{udW}^R}{\Lambda^2} &= \frac{1}{s_W}\frac{f_{uW}}{\Lambda^2}\ , & \frac{F_{udW}^L}{\Lambda^2} &= \frac{1}{s_W}\frac{f_{dW}}{\Lambda^2}\ .
\end{aligned}$$

Os operadores de dipolo contribuem também ao decaimento do bóson Z e W a nível de árvore, dados por

$$\frac{\Delta\Gamma_{ff}^Z}{\Gamma_{ff,SM}^Z} = \frac{1}{g_L^{f\,2}+g_R^{f\,2}}\frac{e^2v^4}{8\Lambda^4}|F_{fZ}|^2\ , \qquad \frac{\Delta\Gamma_{ud}^W}{\Gamma_{ud,SM}^W} = \frac{e^2v^4}{4\Lambda^4}(|F_{udW}^L|^2+|F_{udW}^R|^2)\ , \qquad (4.3.3)$$

onde $g_L^f = T_3^f - Q_f s_W^2$, $g_L^f = -Q_f s_W^2$ são os acoplamentos usuais do SM e $\Delta\Gamma = \Gamma - \Gamma_{SM}$, com Γ a contribuição da lagrangiana do SM acrescentado dos operadores de dipolo e Γ_{SM} somente a contribuição do SM. Para o cálculo das amplitudes foram utilizados os pacotes FEYNARTS [159] e FORMCALC [160]. O FeynArts é responsável por gerar os diagramas e calcular as amplitudes, enquanto que o FormCalc contrai todos os índices compactando a expressão ao máximo. As amplitudes a nível de partons abaixo foram calculadas a nível de árvore e na base de helicidade para a produção de WV e Drell-Yan, com $V = W^{\pm}$ e Z. Elas são dadas por:

$$\begin{aligned}
A(q_+\bar{q}_+ \to \ell_-^-\ell_+^+) &= A(q_-\bar{q}_- \to \ell_-^-\ell_+^+) = \frac{e^2 v}{\sqrt{2}}\sqrt{s}\,\mathrm{sen}\theta\left[-\frac{F_{q\gamma}}{\Lambda^2} + \frac{1}{c_W s_W}\left(-\frac{1}{2}+s_W^2\right)\frac{F_{qZ}}{\Lambda^2}\right],\\
A(q_+\bar{q}_+ \to \ell_+^-\ell_-^+) &= A(q_-\bar{q}_- \to \ell_+^-\ell_-^+) = \frac{e^2 v}{\sqrt{2}}\sqrt{s}\,\mathrm{sen}\theta\left[\frac{F_{q\gamma}}{\Lambda^2} - \frac{s_W}{c_W}\frac{F_{qZ}}{\Lambda^2}\right],
\end{aligned} \tag{4.3.4}$$

$$\begin{aligned}
&A(q_+\bar{q}_+ \to \ell_-^-\ell_+^+) = A(q_-\bar{q}_- \to \ell_-^-\ell_+^+) = \frac{e^2 v}{\sqrt{2}}\sqrt{s}\,\mathrm{sen}\theta\left[-\frac{F_{q\gamma}}{\Lambda^2} + \frac{1}{c_W s_W}\left(-\frac{1}{2}+s_W^2\right)\frac{F_{qZ}}{\Lambda^2}\right],\\
&A(q_+\bar{q}_+ \to \ell_+^-\ell_-^+) = A(q_-\bar{q}_- \to \ell_+^-\ell_-^+) = \frac{e^2 v}{\sqrt{2}}\sqrt{s}\,\mathrm{sen}\theta\left[\frac{F_{q\gamma}}{\Lambda^2} - \frac{s_W}{c_W}\frac{F_{qZ}}{\Lambda^2}\right],\\
&A(d_-\bar{d}_+ \to W_0^+W_0^-) = i\frac{s}{\Lambda^2}\,\mathrm{sen}\theta\left\{-\frac{g^2}{24c_W^2}(3c_W^2 f_W - s_W^2 f_B) + \frac{1}{4}(f_{\Phi Q}^{(3)} - 4f_{\Phi Q}^{(1)})\right\},\\
&A(d_-\bar{d}_+ \to W_\pm^+W_\pm^-) = -i\frac{s}{\Lambda^2}\,\mathrm{sen}\theta\frac{3g^4}{8}f_{WWW},\\
&A(d_+\bar{d}_- \to W_0^+W_0^-) = -i\frac{s}{\Lambda^2}\,\mathrm{sen}\theta\left\{\frac{g^2 s_W^2}{12c_W^2}f_B + f_{\Phi d}^{(1)}\right\},\\
&A(u_-\bar{u}_+ \to W_0^+W_0^-) = i\frac{s}{\Lambda^2}\,\mathrm{sen}\theta\left\{\frac{g^2}{24c_W^2}(3c_W^2 f_W + s_W^2 f_B) - \frac{1}{4}(f_{\Phi Q}^{(3)} + 4f_{\Phi Q}^{(1)})\right\},\\
&A(u_+\bar{u}_- \to W_0^+W_0^-) = i\frac{s}{\Lambda^2}\,\mathrm{sen}\theta\left\{\frac{g^2 s_W^2}{6c_W^2}f_B - f_{\Phi u}^{(1)}\right\},\\
&A(d_-\bar{u}_+ \to Z_\pm W_\pm^-) = i\frac{s}{\Lambda^2}\,\mathrm{sen}\theta\frac{3c_W g^4}{4\sqrt{2}}f_{WWW},\\
&A(d_-\bar{u}_+ \to W_0^-Z_0) = i\frac{s}{\Lambda^2}\,\mathrm{sen}\theta\left\{\frac{g^2}{4\sqrt{2}}f_W - \frac{1}{2\sqrt{2}}f_{\Phi Q}^{(3)}\right\},\\
&A(d_+\bar{u}_- \to W_0^-Z_0) = -i\frac{s}{\Lambda^2}\,\mathrm{sen}\theta\sqrt{2}f_{\Phi ud}^{(1)},\\
&A(d_-\bar{d}_- \to W_0^+W_+^-) = -A(d_+\bar{d}_+ \to W_-^+W_0^-) = -\frac{s}{\Lambda^2}\,\mathrm{sen}\theta\, g\, f_{dW} = -\frac{s}{\Lambda^2}\,\mathrm{sen}\theta\, e\left(s_W F_{d\gamma} + c_W F_{dZ}\right)),\\
&A(u_-\bar{u}_- \to W_0^+W_+^-) = -A(u_+\bar{u}_+ \to W_-^+W_0^-) = -\frac{s}{\Lambda^2}\,\mathrm{sen}\theta\, g\, f_{uW} = -\frac{s}{\Lambda^2}\,\mathrm{sen}\theta\, e\left(s_W F_{u\gamma} + c_W F_{uZ}\right)),\\
&A(d_-\bar{u}_- \to W_0^-Z_+) = \frac{s}{\Lambda^2}\,\mathrm{sen}\theta\frac{g}{\sqrt{2}c_W}\left\{s_W^2 f_{uB} + c_W^2 f_{uW}\right\} = \frac{s}{\Lambda^2}\,\mathrm{sen}\theta\frac{e}{\sqrt{2}}\left\{2c_W F_{udW}^R - F_{uZ}\right\},\\
&A(d_-\bar{u}_- \to W_+^-Z_0) = -\frac{s}{\Lambda^2}\,\mathrm{sen}\theta\frac{g}{\sqrt{2}}f_{uW} = -\frac{s}{\Lambda^2}\,\mathrm{sen}\theta\frac{e}{\sqrt{2}}F_{udW}^R,\\
&A(d_+\bar{u}_+ \to W_0^-Z_-) = -\frac{s}{\Lambda^2}\,\mathrm{sen}\theta\frac{g}{\sqrt{2}c_W}\left\{s_W^2 f_{dB} - c_W^2 f_{dW}\right\} = \frac{s}{\Lambda^2}\,\mathrm{sen}\theta\frac{e}{\sqrt{2}}\left\{2c_W F_{udW}^L - F_{dZ}\right\},\\
&A(d_+\bar{u}_+ \to W_+^-Z_0) = -\frac{s}{\Lambda^2}\,\mathrm{sen}\theta\frac{g}{\sqrt{2}}f_{dW} = -\frac{s}{\Lambda^2}\,\mathrm{sen}\theta\frac{e}{\sqrt{2}}F_{udW}^L.
\end{aligned} \tag{4.3.5}$$

onde +,- são as polarizações transversais, 0 a polarização longitudinal, θ o ângulo de espalhamento com eixo z e s a variável de Mandelstam. Fica evidente que o uso de distribuições cinemáticas é interessante, devido as amplitudes crescerem com a energia do centro de massa.

Por fim, vamos explicar o porquê das interferências entre as amplitudes dos operadores de dipolo com o SM e com outros operadores fermiônicos serem zero. Sabemos que a quiralidade de uma partícula é invariante de Lorentz, porém não é conservada se ela for massiva. Todavia, a helicidade é conservada para uma partícula livre, mas não é invariante de Lorentz. Por essa razão a helicidade não pode ser uma propriedade intrínseca de uma partícula. De fato, para partículas sem massa esse dilema não existe. Pode-se se mostrar que para partículas sem massa, helicidade e quiralidade são a mesma coisa [161], ou seja, a helicidade e a quiralidade tem o mesmo autoestado. Em altas energias, como o caso do LHC, podemos aproximar as massas dos férmions das primeiras gerações para zero e portanto helicidade é igual à quiralidade. O erro nessa aproximação é proporcional à massa do férmion, porém nesse caso o erro é ínfimo.

No limite em que as massas dos quarks vão para zero, os operadores de dipolo contribuem a diferentes amplitudes na base helicidade do que o SM ou qualquer outro operador fermiônico que não seja do tipo dipolo na produção de um par de bósons de gauge. Isso acontece devido à estrutura tensorial de suas interações. Considere por exemplo o efeito de uma interação anômala no vértice $Z\bar{q}q$ contribuindo à produção de dois bósons W, conforme a figura (4.3.1). A lagrangiana do SM para essa interação é algo do tipo $\bar{f}_L\gamma^\mu f_L Z_\mu$ ou $\bar{f}_R\gamma^\mu f_R Z_\mu$, porém para os operadores de dipolo a amplitude não pode existir para esse par de helicidades. Vamos tentar como exemplo aplicar a um anti-quark-up de mão direita com um quark-up de mão esquerda

$$(\bar{u}_L\sigma^{\mu\nu}u_L)\,\partial_\mu Z_\nu = (\bar{u}\,P_R\,\sigma^{\mu\nu}\,P_L\,u)\,\partial_\mu Z_\nu = (\bar{u}\,\sigma^{\mu\nu}\,P_R\,P_L\,u)\,\partial_\mu Z_\nu = 0 \tag{4.3.6}$$

Algo similar acontece com o $O^{(1)}_{\Phi,ud}$, uma vez que ele modifica o vértice do bóson W com os quarks de mão direita e portanto não pode interferir com o SM ou outro operador fermiônico.

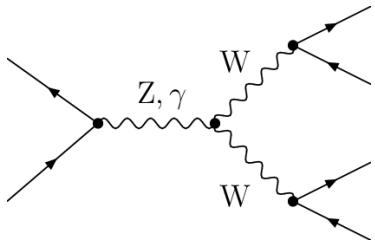

Figura 4.3.1: Diagrama de Feynman da reação $\bar{f}f \to W^+W^-$, onde f são os férmions. Os férmions estão representados pelas linhas sólidas.

4.4 Resultados

Nessa seção, apresentamos as análises globais feitas com base nos dados de EWPD, EWDBD e DY, onde diferentes análises podem incluir um conjunto de dados e operadores distintos. Listamos abaixo, os principais objetivos dessa análise:

- Verificar a robustez dos vínculos obtidos nos acoplamentos de TGC (e EWPD) do global fit de 2018 quando incluímos os operadores de dipolo, porque ao inclui-los pode ser (ou não) que os vínculos nos acoplamentos de TGC (EWPD) fiquem mais fracos. As figs. (4.4.1) e (4.4.2) apresentam esses resultados;

- Estudar como o LHC (EWPD) consegue vincular os operadores de dipolo e estudar de onde vem o vínculo mais forte separando a análise em: somente EWPD sem os operadores de dipolo (9 operadores), somente EWPD com os operadores de dipolo ($9+4=13$ operadores) e EWDBD (com os operadores de dipolo, 16 operadores) + EWPD (sem os operadores de dipolo, 9 operadores). As figs. (4.4.1) e (4.4.2) apresentam esses resultados. Além disso, as figs. (4.4.3) e (4.4.4) apresentam as regiões de confiança em duas dimensões para os WCs dos operadores de dipolo com os vínculos provenientes de EWPD e EWDBD;

- Estudar a sensibilidade dos processos de DY para vincular os operadores de dipolo, em uma análise que inclui somentes eles eq. (4.2.2), com os resultados na fig. (4.4.5). Além do mais, a fig. (4.4.4) apresenta regiões de confiança em duas dimenções para os coeficientes de Wilson dos operadores de dipolo envolvendo os dados de DY.

Os operadores de dipolo estudados nesse trabalho já foram estudados em outros artigos utilizando EWPD como nas refs. [162, 163], assim como *deep inelastic scattering* do HERA na ref. [163], obtendo vínculos nos coeficientes de Wilson da ordem 10 TeV^{-2}. No caso dos top quarks, *The TopFitter collaboration* [134] obteve limites nesses operadores da ordem de $O(12)$ TeV^{-2} utilizando dados do LHC Run-II na produção de top quarks. Aqui, mostraremos que o estudo na produção de pares de bósons de gauge (W^+W^-, $W^\pm Z$) no LHC Run I e II levam a vínculos nos coeficientes de Wilson dos operadores de dipolo considerados que são uma ordem de magnitude melhores que os vínculos provenientes da análise EWPD. Além de que, mostraremos que os dados de Drell-Yan podem ser complementares ao EWDBD,

Primeiramente, é notório como os vínculos nos operadores de dipolo fig. (4.4.1) estão mais fortes comparados à literatura mencionada acima. O observável responsável por isso é EWDBD. De fato, a figura seguinte (4.4.2) deixa isso evidente ao comparar as linhas sólidas vermelhas com as sólidas pretas. Observe que os vínculos são reduzidos de uma ordem de grandeza quando ambas as curvas são comparadas e a diferença entre elas está na inclusão de EWDBD, onde na linha vermelha os coeficientes de Wilson para os dipolos estão vinculados somente pela análise de EWPD, enquanto que na curva preta sólida somente por EWDBD.

Voltando para a fig. (4.4.1) , a única diferença entre as curvas azuis e vermelhas é a inclusão dos operadores de dipolo, eles encontram-se somente na análise de EWDBD da curva vermelha, enquanto que na azul eles não estão incluídos. Comparando ambas as curvas, observa-se que a inclusão dos operadores de dipolo na análise de EWDBD não afetam os vínculos dos operadores bosônicos quando não temos os operadores de dipolo na análise, evidenciando a robustez nos vínculos obtidos nos operadores bosônicos do global fit de 2018. Perceba que o valor cen-

tral dos coeficientes anômalos dos dipolos estão centrados em zero, isso é esperado uma vez que o $\Delta\chi^2$ é proporcional somente a contribuição quadrática dos coeficientes e por essa razão os limites dos outros coeficientes de Wilson são robustos na inclusão deles.

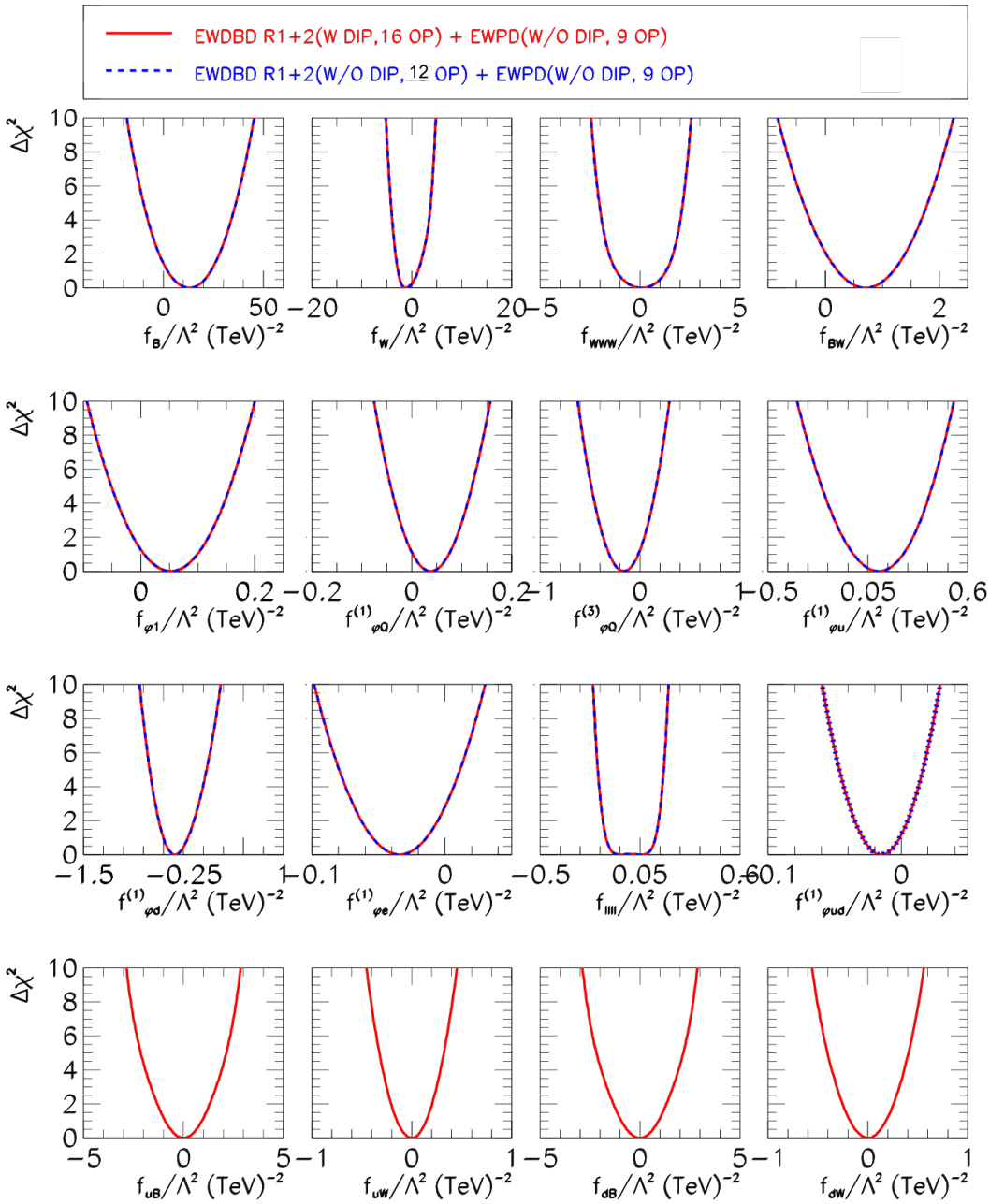

Figura 4.4.1: Dependência da função $\Delta\chi^2$ com os coeficientes de Wilson dos 16 operadores (depois de marginalizar em cada figura os coeficientes de Wilson não exibidos) que entram na análise de EWDBD do LHC Run I e II combinado com EWPD. As linhas vermelhas incluem o efeitos dos operadores de dipolo em EWDBD, mas eles não estão inclusos em EWPD. As linhas azuis tracejadas incluem também EWDBD e EWPD, mas não incluem os operadores de dipolo. Aqui "W" significa *with* e "W/O" *without*.

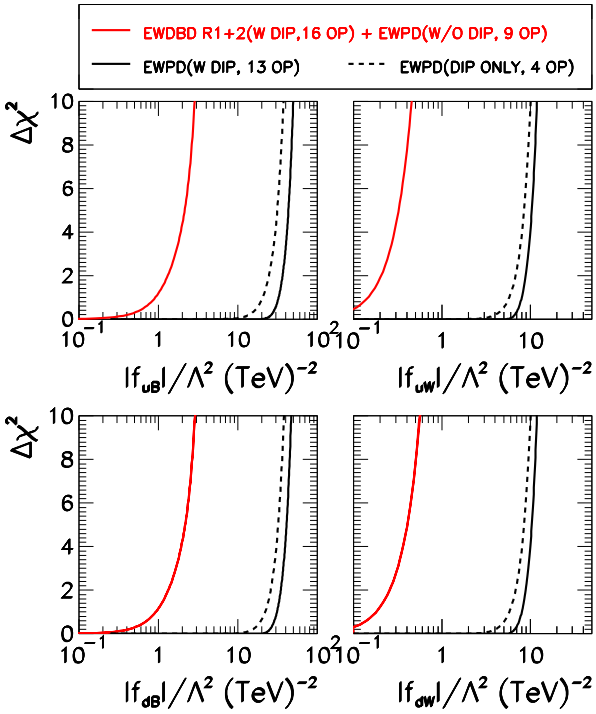

Figura 4.4.2: Dependência da função $\Delta\chi^2$ com os quatro coeficientes de Wilson para os operadores de dipolo através da análise combinada de EWDBD e EWPD após a marginalização sobre os 15 coeficientes não exibidos (linhas vermelhas), EWPD depois de marginalizar sobre os 12 coeficientes de Wilson não exibidos (linha preta contínua) e EWPD com somente os quatro operadores de dipolo depois de marginalizar sobre os 3 coeficientes de Wilson não exibidos (linha preta tracejada).

Na figura acima (4.4.2) não observamos a mesma robustez nos limites quando comparamos os vínculos provenientes de EWPD com somente os operadores de dipolo (4 operadores, curva preta pontilhada) com todo o conjunto de operadores que contribuem aos processos de EWPD ($9+4=13$ operadores, curva preta sólida). Observa-se que ao incluir os operadores fermiônicos que não são do tipo dipolo, os vínculos para os operadores de dipolo enfraquecem, estimamos que os vínculos nas curvas pretas tracejadas são da ordem de O(30%) mais fortes comparados com as curvas pretas contínuas. Isso é normalmente esperado em um *fit*, quanto mais parâmetros são adicionados mais os vínculos enfraquecerão.

Como comentado anteriormente, os vínculos provenientes de EWDBD nos operadores de dipolo são de uma ordem de grandeza mais fortes do que utilizando somente EWPD, isso pode ser entendido da seguinte maneira. Primeiramente, os vínculos provenientes de EWPD são principalmente dirigidos pelo decaimento do bóson Z em hádrons, o qual víncula F_{qZ}/Λ^2 conforme a eq. (4.3.1). Como eles são calculados na ordem quadrática, isso gera degenerescências nas combinações de F_{qZ}/Λ^2, mas elas são quebradas com o dado de decaimento do W, que tem menos precisão. As contribuições dos acoplamentos anômalos de dipolo crescem com a energia do centro de massa ao quadrado de acordo com as eqs. (4.3.4)-(4.3.5), assim o LHC explora melhor o comportamento a altas energias do que o LEP. Os comportamentos citados acima podem

ser observados nas figuras abaixo:

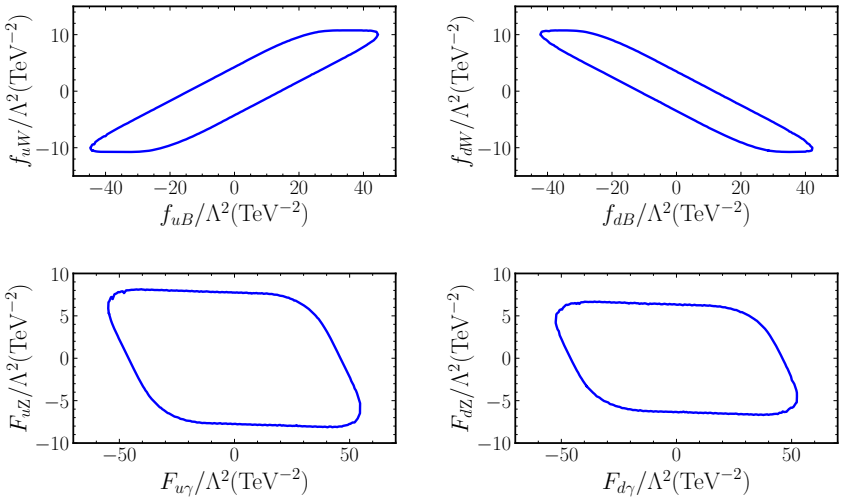

Figura 4.4.3: Regiões permitidas com 95% de nível de confiança através da análise de EWPD para os planos f_{qW}/Λ^2 vs f_{qB}/Λ^2 e F_{qZ}/Λ^2 vs $F_q\gamma/\Lambda^2$, eq. (4.3.2).

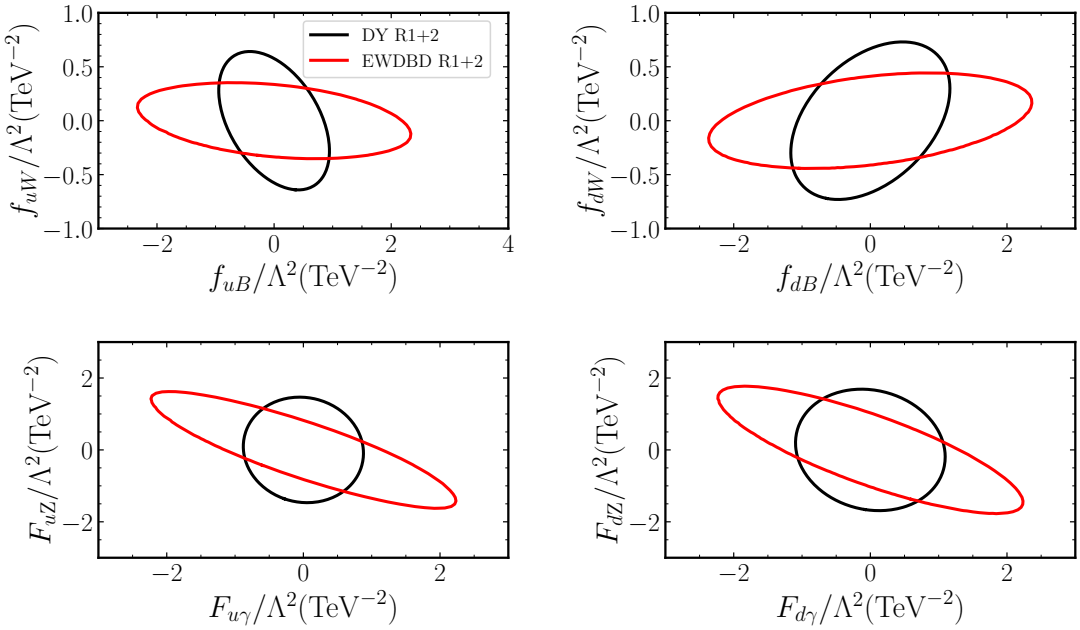

Figura 4.4.4: Regiões permitidas com 95% de nível de confiança através da análise combinada EWDBD (linhas vermelhas) e a análise combinada de DY (linhas pretas) dos planos f_{qW}/Λ^2 vs f_{qB}/Λ^2 e F_{qZ}/Λ^2 vs $F_q\gamma/\Lambda^2$.

Ainda sobre a fig. (4.4.3), nota-se que os vínculos no acoplamento total do fóton $F_{q\gamma}/\Lambda^2$ são visivelmente mais fracos. Além disso, os vínculos nos acoplamentos anômalos f_{uW}/Λ^2 e f_{dW}/Λ^2 são visivelmente mais fortes comparados aos vínculos dos coeficientes f_{uB}/Λ^2 e f_{dB}/Λ^2, isso pode ser entendido olhando o acoplamento F_{uZ}/Λ^2 e F_{dW}/Λ^2 da eq. (4.3.2). Veja que os acoplamentos com o B tem um fator de $\mathrm{tg}^2\theta_w$ a mais que os acoplamentos com o W, isso

resulta em uma menor contribuição nas amplitudes de espalhamento e acaba enfraquecendo o limite. Por outro lado, a produção de pares de bósons eletrofracos recebe diferentes combinações dos acoplamentos efetivos de dipolo (veja eqs. (4.3.4)-(4.3.5)) vinculando os acoplamentos de dipolo com os bósons Z, W e fóton com precisão similar, conforme a fig. (4.4.4).

Como os processos de DY são um dos mais limpos do LHC e com a saída de dados do Run II para a massa invariante no par de léptons (ainda não está com toda a luminosidade integrada), fizemos uma análise estatística similar a EWDBD com o propósito de estudar os acoplamentos de dipolo. Para isso construimos um qui-quadrado com apenas os acoplamentos anômalos de dipolo, dado por $\chi^2\left(f_{uB}, f_{uW}, f_{dB}, f_{dW}\right)$. As figuras (4.4.4) e (4.4.5) apresentam a dependência do delta qui-quadrado com os acoplamentos de dipolo utilizando os dados de DY, veja:

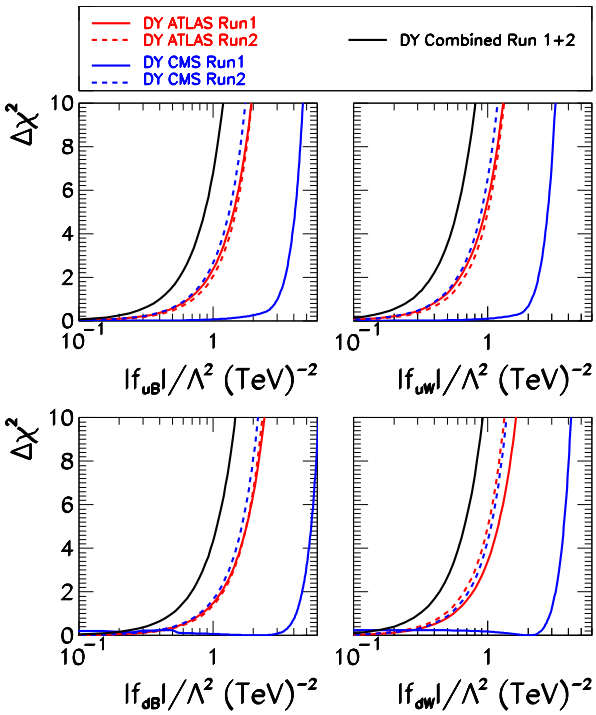

Figura 4.4.5: Dependência do $\Delta\chi^2$ em função dos coeficientes de Wilson para os operadores de dipolo na análise de DY. Em cada figura os 3 coeficientes de Wilson que não são exibidos estão marginalizados e os intervalos são obtidos com 95% de nível de confiança.

A respeito da fig. (4.4.4), perceba que os vínculos obtidos pelos dados de DY são comparáveis aos vínculos provenientes de EWDBD. Além disso, a figura sugere que eles sejam complementares para vincular os acoplamentos de dipolo.

Com relação a fig. (4.4.5), o Run I do ATLAS vinculou visivelmente mais forte os acoplamentos de dipolo quando comparado ao Run I do CMS. Para explicar essa diferença, temos que olhar o conjunto de dados selecionado no *fit*. Com relação ao ATLAS, seus resultados são levemente inferiores as predições do SM (veja tabela 12 na ref. [157]) em todos os bins incluídos na análise, de modo que resultam em vínculos fortes. Todavia, o Run I do CMS contém um excesso de eventos na massa invariante do par de léptons entre 200-500 GeV (veja figura

3 na ref. [158]), região onde o dado é mais preciso, isso acaba enfraquencendo o vínculo e a compensação desse excesso de eventos traduz-se em vínculos mais fracos para os acoplamentos anômalos. A tabela abaixo, resume as cotas superiores obtidas para os acoplamentos anômalos provenientes das diferentes análises:

	95% CL $\|f\|/\Lambda^2$ (TeV^{-2})		
	EWPD	EWDBD+EWPD	DY
f_{uB}	41	1.9	0.78
f_{uW}	10	0.29	0.53
f_{dB}	38	1.9	0.96
f_{dW}	10	0.36	0.60
$F_{u\gamma}$	51	1.8	0.78
F_{uZ}	7.0	1.3	1.2
$F_{d\gamma}$	48	1.8	0.91
F_{dZ}	5.8	1.4	1.4

Tabela 4.4.1: Comparação entre as cotas superiores obtidas para os coeficientes de Wilson dos operadores de dipolo em diferentes tipos de análise com 95% de CL.

Note que na maior parte dos casos, a cota superior utilizando os dados de DY são melhores ou da mesma ordem que EWDBD + EWPD, porém essa análise inclui um número menor de operadores. Portanto, isso sugere que os dados de DY possam ser complementares a EWDBD. Para poder concluir isso, deve-se se fazer uma análise global com todo o conjunto de dados e incluir também os operadores de quatro férmions que contribuem às reações do DY. Além disso, deve-se incluir mais dados para vincular os operadores de quatro férmions com intuito de conseguir atenuar suas contribuições e assim conseguir por limites fortes nos coeficientes de Wilson de dipolo utilizando os dados de DY.

Capítulo 5

Higgs off-shell

Esse capítulo é baseado na publicação *Impact of fermionic operators on the Higgs width measurement* [164]. A produção de Higgs off-shell em $pp \to ZZ$ até o momento é a medida mais precisa da largura do Higgs na ausência de nova física. Analisamos os efeitos dos operadores fermiônicos de dimensão-seis na determinação da largura do Higgs. As seções estão dividas em introdução, estrutura de análise e resultados.

5.1 Introdução

De acordo com o SM, o bóson de Higgs é uma resonância estreita de largura $\Gamma_h^{SM} \simeq 4.1$ MeV, muito abaixo da resolução experimental atual para ser medida diretamente. Por exemplo, na figura abaixo apresentamos os resultados do CMS [165], o qual a largura do Higgs é obtida através da reação $H \to ZZ^* \to 4\ell$, com o Higgs on-shell, veja:

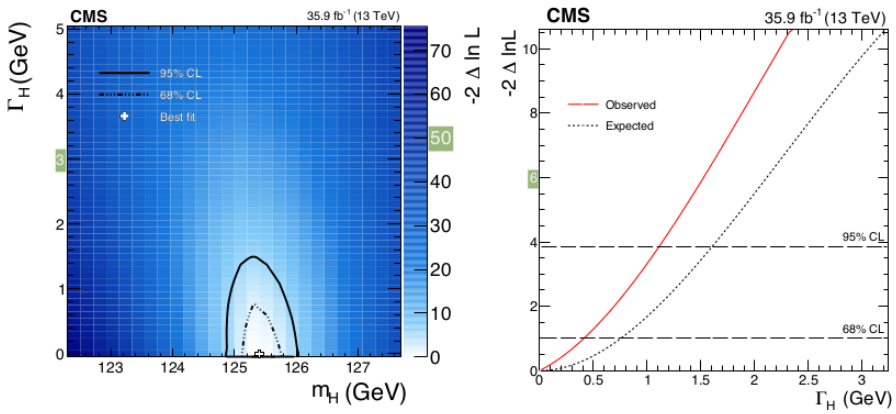

Figura 5.1.1: A figura à esquerda representa a região de confiança obtida no plano da largura e massa do Higgs (as cores indicam o $\Delta\chi^2$), enquanto que a figura à direita fornece o intervalo de confiança em termos do $\Delta\chi^2$ em função da largura do Higgs.

De acordo com a figura acima, o vínculo na largura do Higgs utilizando a reação on-shell

é da ordem de $\Gamma_h \leq 1.1$ GeV com 95% de nível de confiança. Contudo, Caola e Melnikov notaram que é possível extrair a largura através da produção de Higgs off-shell em $pp \to ZZ$ [166], assumindo que esse processo não receba contribuições de nova física. Como o Higgs é uma resonância estreita, podemos escrever a seção de choque para a reação $i \to H \to f$ no limite de largura fina ($\Gamma \ll m$) como

$$\sigma_{i\to H\to f}^{on-shell} \simeq \frac{g_i^2\left(m_h^2\right) g_f^2\left(m_h^2\right)}{\Gamma_h}, \tag{5.1.1}$$

onde os parâmetros g_i's são os acoplamentos com o estado inicial (final) i (f). No entanto, se rescalarmos os acoplamentos como $g_i \to \xi g_i$ e $\Gamma_h \to \xi^4 \Gamma_h$, reobtemos a mesma seção de choque. Pode-se concluir que medidas desse tipo no LHC permitem infinitas soluções para os acoplamentos e largura do Higgs, uma vez que a razão é invariante sob essa transformação. Para quebrar essas soluções degeneradas, medidas independentes da largura e dos acoplamentos são necessárias. A proposta de Caola e Melnikov foi utilizar a produção off-shell do Higgs, uma vez que

$$\sigma_{i\to H\to f}^{off-shell} \simeq \frac{g_i^2\left(\sqrt{\hat{s}}\right) g_f^2\left(\sqrt{\hat{s}}\right)}{\left(\hat{s}-m_{4\ell}^2\right)^2 + m_h^2\Gamma_h^2} \underbrace{\to}_{\hat{s}\gg m_{4\ell}^2} \frac{g_i^2\left(\sqrt{\hat{s}}\right) g_f^2\left(\sqrt{\hat{s}}\right)}{\hat{s}^2}. \tag{5.1.2}$$

com $\hat{s}$ a energia do centro de massa. Então, é possível obter os acoplamentos e a largura do Higgs de maneira independente. Aplicando novamente o *shift* nos acoplamentos, porém na produção off-shell, obtemos que

$$\sigma_{i\to H\to f}^{off-shell} \to \xi^4 \sigma_{i\to H\to f}^{off-shell} = \frac{\Gamma_h}{\Gamma_h^{SM}} \sigma_{i\to H\to f}^{off-shell}. \tag{5.1.3}$$

Como a seção de choque off-shell cresce com a largura do Higgs, é possível obter uma cota superior nela. Antes disso, seguem abaixo os diagramas da reação $pp \to 4\ell$:

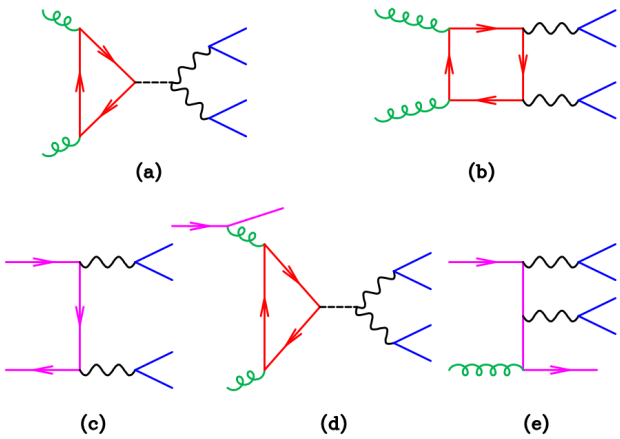

Figura 5.1.2: Diagramas principais para a reação $pp \to 4\ell$, linhas sólidas vermelhas, rosa e azuis representam os férmions, linhas verdes os glúons, linhas pretas os bósons vetoriais e a tracejada o Higgs. Figura extraída de [167].

Fazendo a contagem de potências para cada classe de diagramas, temos que as amplitudes de espalhamento são a) $\mathscr{M}_H \simeq \mathscr{O}\left(g_s^2 e^4\right)$, b) $\mathscr{M}_C \simeq \mathscr{O}\left(g_s^2 e^4\right)$, c) $\mathscr{M}_{q\bar{q}} \simeq \mathscr{O}\left(e^4\right)$, d) $\mathscr{M}_{qg,H} \simeq \mathscr{O}\left(g_s^3 e^4\right)$, e) $\mathscr{M}_{qg} \simeq \mathscr{O}\left(g_s e^4\right)$. Por conveniência o acoplamento eletromagnético não foi distinguido do fraco e Yukawa. Como uma primeira aproximação, o sinal receberá contribuição do diagrama a) e o background dos diagramas b) e c). Os diagramas a) e b) interferem, uma vez que tem os mesmos estados iniciais e finais, essa interferência é destrutiva e significativa o suficiente para vincular a largura, veja:

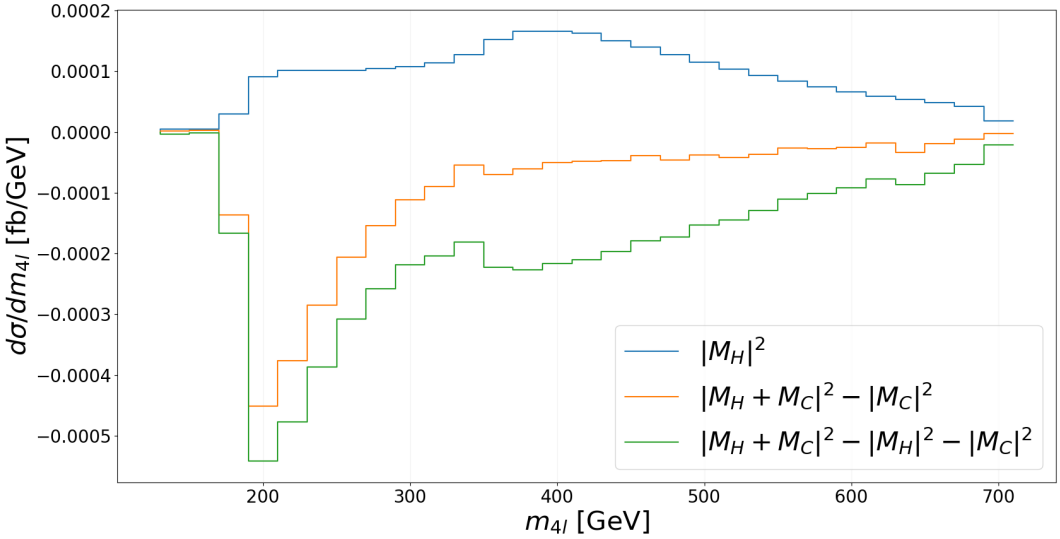

Figura 5.1.3: Seção de choque diferencial para a reação $pp \to 4\ell$, na variável $m_{4\ell}$ e com 8 TeV de energia do centro de massa. M_H refere-se à amplitude de espalhamento do diagrama a) da figura (5.1.2) e M_C à amplitude do diagrama b).

Desse modo, a amplitude ao quadrado para o estado inicial de glúons fica parametrizada como

$$|\mathscr{M}|^2 = |\mathscr{M}_C|^2 + \sqrt{\frac{\Gamma_h}{\Gamma_h^{SM}}}\mathscr{M}_H^* \mathscr{M}_C + \sqrt{\frac{\Gamma_h}{\Gamma_h^{SM}}}\mathscr{M}_C^* \mathscr{M}_H + \frac{\Gamma_h}{\Gamma_h^{SM}} |\mathscr{M}_H|^2 . \tag{5.1.4}$$

Sendo assim, Caola e Melkinov utilizaram a equação acima para vincular a largura do Higgs. O problema imediato que aparece, é que a seção de choque off-shell (5.1.2) parece ser muito pequena, mas Kauer e Passarino mostraram que existe um aumento na seção de choque na região off shell [168]. Esse aumento ocorre devido a possibilitade de decair em dois bósons Z longitudinais on-shell. De fato, a seção de choque off-shell ($m_{ZZ} > 160$ GeV) é aproximadamente 10% da seção de choque resonante. A produção off-shell do Higgs já vem sendo explorada pelas colaborações para examinar os acoplamentos HVV e para acessar o impacto de interações anômalas do tipo HVV na largura do Higgs [34]. Não foi observado nenhum desvio significativo nos acoplamentos anômalos de HVV. Veja na figura abaixo o vínculo obtido na largura do Higgs pelo CMS [34]:

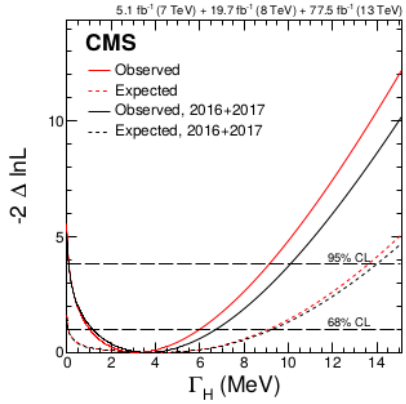

Figura 5.1.4: $\Delta\chi^2$ em termos da largura do Higgs utilizando dados do Run I e II disponíveis até 2019, ref. [34].

Note que o vínculo que era da ordem de GeV agora é da ordem MeV. Indo em direção ao objetivo desse capítulo, a ideia central consiste no seguinte. A produção de Higgs off-shell tem um background grande proveniente de $q\bar{q} \to ZZ$ (diagrama c da figura (5.1.2)), muito maior que o sinal. Então, mudanças nos acoplamentos do $Zq\bar{q}$ tem potencial de afetar a determinação da largura do Higgs. Essa reação é similar a estudada em TGC, $q\bar{q} \to W^+W^-/ZZ$, e apesar dos acoplamentos fermiônicos serem fortemente vinculados por EWPO, eles podem impactar na terminação dos TGC. Como na figura abaixo:

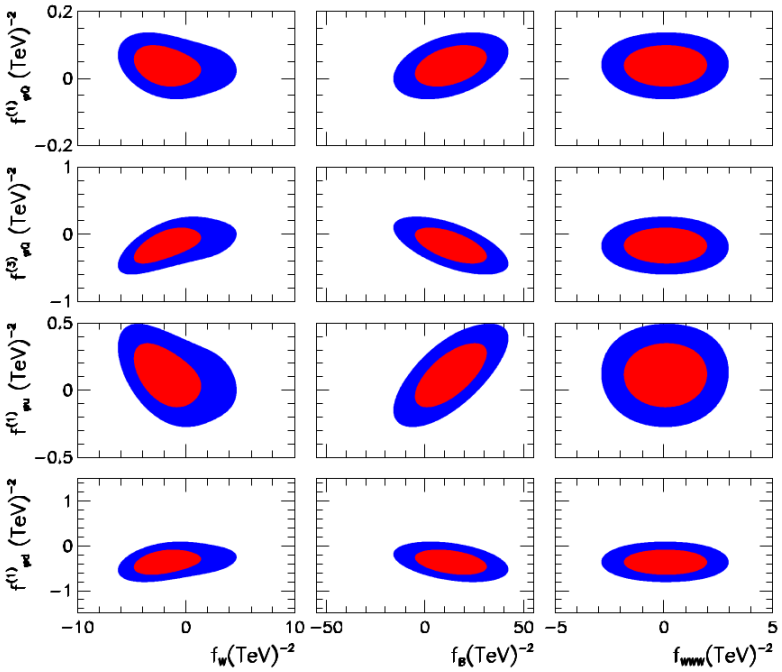

Figura 5.1.5: Regioẽs de confiança para os acoplamentos anômalos, onde no eixo vertical temos alguns fermiônicos vinculados por EWPO, enquanto que no horizontal os bosônicos. Região vermelha (azul) tem 68% (95%) de confiança. Figura adaptada de [90].

Perceba que devido a correlação entre eles no global fit, variações nos acoplamentos fermiô-

nicos impactam no intervalo de confiança do acoplamento bosônico. Desse modo, estudaremos os impactos dos acoplamentos anômalos em $Z\bar{q}q$ na determinação da largura do Higgs. De fato, as interações anômalas em $Z\bar{t}t$ já foram testadas na produção de Higgs off-shell, veja [169]. Contudo, o efeito das interações dos quarks leves com o Z ainda não tinham sido testadas no background $q\bar{q}$, nem no loop de glúons.

5.2 Estrutura de análise

Parametrizamos os efeitos da nova física nos acoplamentos do Z com os quarks em baixas energias pela lagrangiana de dimensão-seis, onde a simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ é realizada linearmente

$$\mathscr{L}_{eff} = \mathscr{L}_{\rm SM} + \sum_i \frac{f_i^{(i)}}{\Lambda^2} O_i^{(6)} \ . \tag{5.2.1}$$

Os operadores considerados nesse trabalho foram:

$$\begin{aligned} O^{(1)}_{\phi Q,ij} &= \phi^\dagger (i\overleftrightarrow{D}_\mu \phi)(\bar{Q}_i \gamma^\mu Q_j) \ , & O^{(3)}_{\phi Q,ij} &= \phi^\dagger (i\overleftrightarrow{D}^a_\mu \phi)(\bar{Q}_i \gamma^\mu T_a Q_j) \ , \\ O^{(1)}_{\phi u,ij} &= \phi^\dagger (i\overleftrightarrow{D}_\mu \phi)(\bar{u}_{R_i} \gamma^\mu u_{R_j}) \ , & O^{(1)}_{\phi d,ij} &= \phi^\dagger (i\overleftrightarrow{D}_\mu \phi)(\bar{d}_{R_i} \gamma^\mu d_{R_j}) \ , \end{aligned} \tag{5.2.2}$$

onde i e j são os índices de família, porém consideramos apenas os operadores diagonais. Em adição, consideramos também os operadores de dipolo

$$\begin{aligned} O_{uW,ij} &= i\overline{Q}_i \sigma^{\mu\nu} u_{R,j} \widehat{W}_{\mu\nu} \tilde{\phi} \ , & O_{uB,ij} &= i\overline{Q}_i \sigma^{\mu\nu} u_{R,j} \widehat{B}_{\mu\nu} \tilde{\phi} \ , \\ O_{dW,ij} &= i\overline{Q}_i \sigma^{\mu\nu} d_{R,j} \widehat{W}_{\mu\nu} \phi \ , & O_{dB,ij} &= i\overline{Q}_i \sigma^{\mu\nu} u_{R,j} \widehat{B}_{\mu\nu} \phi \ , \end{aligned} \tag{5.2.3}$$

com as mesmas convenções e definições utilizadas nesse trabalho.

Com o propósito de extrair a largura do Higgs, a seção de choque da fusão de glúons é parametrizada como nas colaborações [34] por

$$\sigma(gg \to \ell^+\ell^-\ell^+\ell^-) = \sigma_{\rm cont} + \sqrt{X}\sigma_{\rm inter} + X\sigma_H \ , \tag{5.2.4}$$

onde o coeficiente X é dado por

$$X = \mu_{4\ell} \times \frac{\Gamma_H}{\Gamma_H^{SM}}, \tag{5.2.5}$$

$\mu_{4\ell}$ é o *signal strength* para a produção do Higgs no canal 4ℓ, que pode ser vinculado independemente com dados de Higgs on-shell e X será a variável a ser determinada nesse trabalho. Denotamos por $\sigma_{\rm cont}$ a seção de choque diferencial do contínuo, σ_H a contribuição do Higgs e $\sigma_{\rm inter}$ a interferência entre eles, diagramas a) e b) da figura (5.1.2).

O efeito dos operadores anômalos foram incluídos tanto na fusão de glúons, como na aniqui-

lação de quarks $q\bar{q} \to \ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$, diagrama c). Para a aniquilação de quarks usamos o pacote do FEYNRULES [111] para gerar os arquivos UFO, que serviram de entrada no MADGRAPH5 [109], o qual calculamos as seções de choque. Para a fusão de glúons, utilizamos uma versão modificada do MCFM-9.1 [167]. O efeito dos operadores dipolo surgem apenas na ordem $\frac{1}{\Lambda^4}$, já os operadores fermiônicos que não são de dipolo podemos considerar até $\frac{1}{\Lambda^2}$, uma vez que são fortemente vinculados por EWPO. Todavia, na fusão de glúons não consideramos os efeitos dos operadores de dipolo, por não estarem disponibilizados ainda no pacote, então eles entram somente na aniquilação de quarks.

O principal observável é a seção de choque diferencial na massa dos quatro léptons. Os cortes são aplicados no estado final de léptons e são similares aos da ref. [167], veja

$$p_T^\ell > 10\,\text{GeV},\ |\eta| < 2.4,\ p_{T,hardest}^\ell > 20\,\text{GeV}\ \text{ e }\ 40 < m_{\ell^+\ell^-} < 120\,\text{GeV}, \tag{5.2.6}$$

onde p_T é o momento transversal, η a pseudorapidez, $m_{\ell^+\ell^-}$ a massa invariante, *hardest* é o lépton de maior momento e $\ell = e, \mu$. Para utilizar os dados experimentais das colaborações, precisariamos utilizar variáveis mais sofisticadas de acordo com um método chamado *Matrix Element Method*, então o que nós fizemos foi ao invés de usar o dado experimental, estimamos o que aconteceria na largura do Higgs se o dado (no caso seria um dado sintético produzido por Monte Carlo) tivesse uma contribuição anômala dos operadores efetivos, em diversos cenários de energia do centro de massa e luminosidade. Entre eles são 4: Run II(III) com 13(14) TeV e luminosidade de 140 (400 e 3000) fb^{-1}, além do cenário de alta energia com 27 TeV e 15 ab^{-1}.

5.3 Resultados

Nesse trabalho, consideramos o efeito de um operador de cada vez. Descobrir qual operador produz o maior efeito na distribuição diferencial é importante, uma vez que os outros operadores geram um efeito menor. A figura abaixo (5.3.1) apresenta os efeitos dos operadores que consideramos em comparação com a previsão do SM. Por conveniência, todas as contribuições anômalas foram calculados para $\frac{f}{\Lambda^2} = 1$ TeV^{-2}. De acordo com a figura, verifica-se que os operadores com maior potencial de afetar a largura do Higgs são $\mathcal{O}_{\phi,Q}^{(3)}$ e $\mathcal{O}_{dW}$ e serão os operadores estudados nesse trabalho. Além disso, o f_{dW}/Λ^2 tem uma distribuição diferencial um pouco diferente do Modelo Padrão, isso é esperado devido sua amplitude crescer com a energia do centro de massa [97]. A princípio, esses efeitos podem impactar mais facilmente em alguma mudança na largura do Higgs.

Para quantificar o impacto das interações anômalas no vértice $Z\bar{q}q$ na determinação da largura do Higgs, apresentamos na figura seguinte (5.3.2) a mudança relativa entre o número eventos induzidos pelo acoplamento anômalo (N_D) com o número de eventos induzidos por um shift na largura do Higgs (N_X)

$$\frac{N_D - N_X}{N_D}, \tag{5.3.1}$$

onde

$$N_D = \mathcal{L} \times \left[\sigma^{SM}_{q\bar{q}} + \sigma^{ano}_{q\bar{q}}(f) + \sigma_{gg}(X=1,f)\right] \text{ e } N_X = \mathcal{L} \times \left[\sigma^{SM}_{q\bar{q}} + \sigma_{gg}(X,f=0)\right], \quad (5.3.2)$$

com $\mathcal{L}$ sendo a luminosidade integrada.

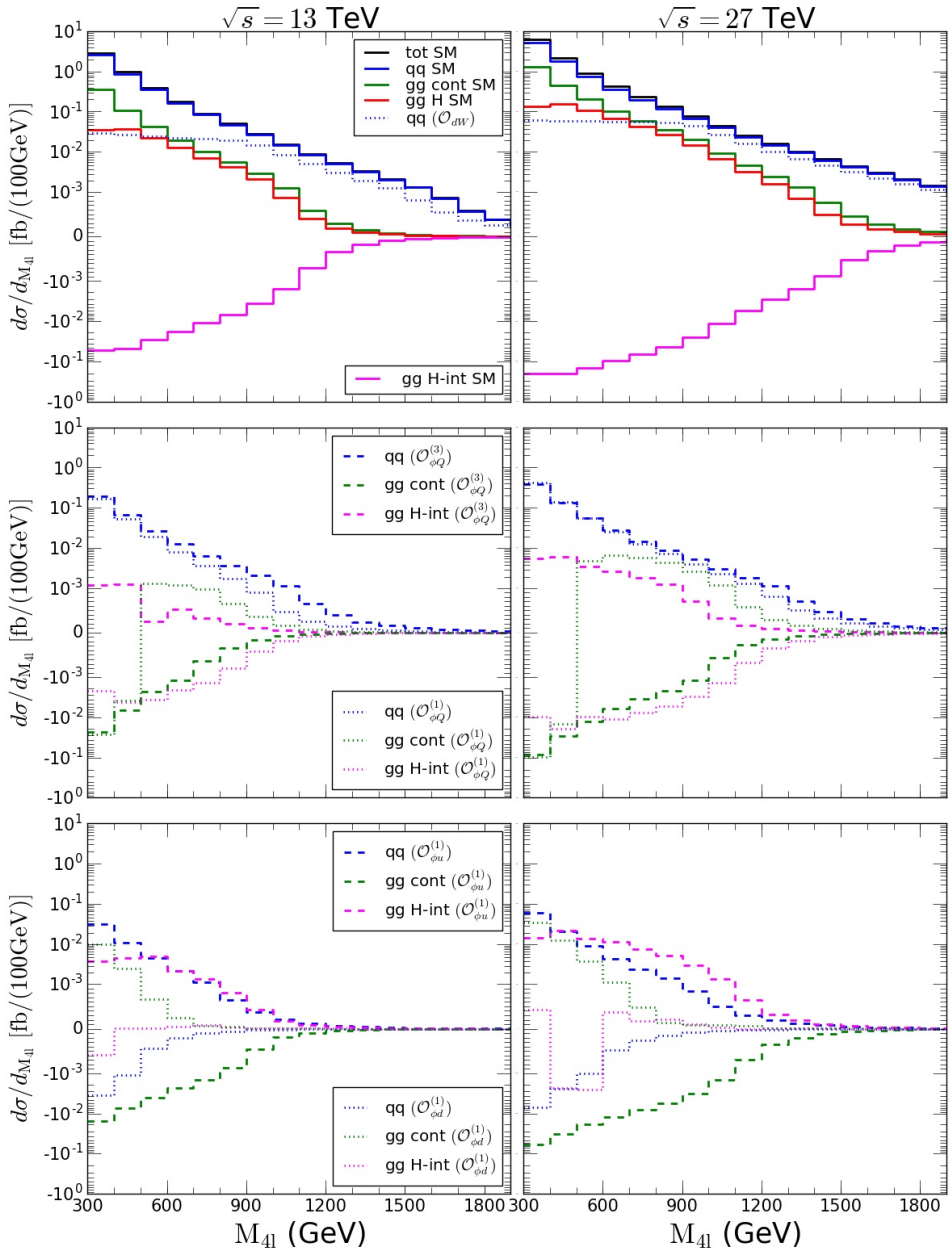

Figura 5.3.1: Distribuição diferencial na massa dos quatro léptons para diferentes termos de interferência como apresentado nas legendas. Todas as contribuições anômalas foram calculadas com $\frac{f}{\Lambda^2} = 1$ TeV^{-2}

Os painéis superiores da figura abaixo correspondem a $f_{\phi Q}^{(3)}/\Lambda^2 = -0.2$ TeV^{-2} enquanto que os inferiores a $f_{dW}/\Lambda^2 = 0.2$ TeV^{-2}. Esses valores estão dentro do intervalo permitido do global fit de 2018 [93], com 95% de nível de confiança. Os painéis da esquerda, do meio e direita correspondem a Run II, Run III/HL e HE-LHC. Para efetuar a comparação, apresentamos como barra de erros o erro estatístico de uma observação hipotética de N_D eventos, veja

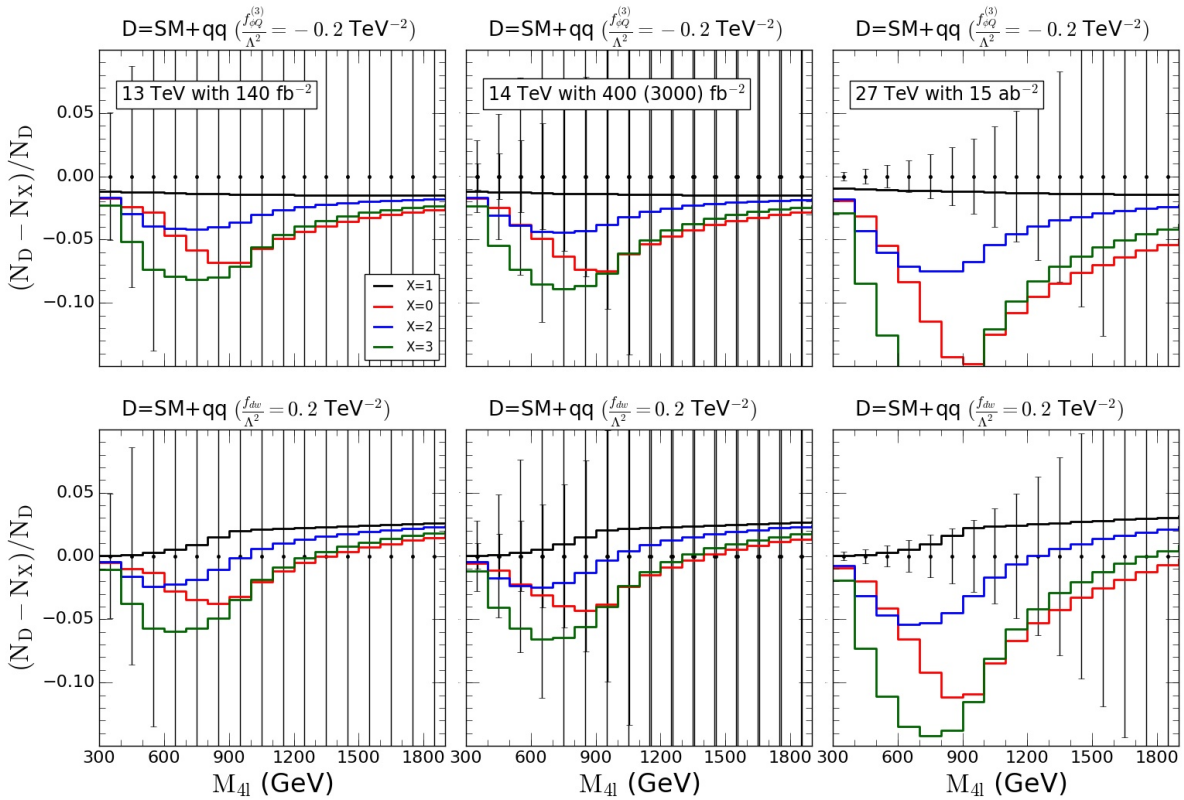

Figura 5.3.2: Diferença relativa do número de eventos induzidos pelo acoplamento anômalo $Z\bar{q}q$ contra o número de eventos induzidos pelo coeficiente X na variável da massa de quatro léptons.

Primeiramente note o erro estatístico está centralizado ao redor do zero, o que corresponde a $N_D = N_X$, ou seja, se alguma distribuição referente ao *shift* na largura do Higgs estiver dentro do erro, isso indica que o efeito dos operadores anômalos podem corresponder a uma largura do Higgs diferente do Modelo Padrão. Pode-se perceber facilmente que os primeiros bins tem o menor erro estatístico, uma vez que neles a seção de choque é maior gerando a maior parte dos eventos (no caso do SM, por não violar unitariedade). Note também que apesar do crescimento da seção de choque com a energia do centro de massa para os operadores de dipolo, ela não é estatisticamente significante nem na cauda. Para o Run II e III, os efeitos dos operadores anômalos não conseguem ser separados dos efeitos da largura do Higgs. Já no cenário de HE-LHC, entre os bins de 900-1200 aproximadamente, somente os shifts com $X = 1$ ($\Gamma_H = \Gamma_{SM}$)

e 2 estão dentro do erro estatístico para $N_D = N_X$.

Com o propósito de estimar o efeito quantitativo dos operadores anômalos na largura do Higgs, realizamos um *fit* em que N_D é o número de eventos hipoteticamente medidos e X a variável a ser determinada. A distribuição utilizada é a massa dos quatro léptons, começando de 300 GeV com bins de largura de 100 GeV. Desse modo, o qui-quadrado é dado por

$$\chi^2(X) = 2 \min_{\xi} \left\{ \sum_{j=bins} \left[(1+\xi) N^j_{model}(X) - N^j_{data} + N^j_{data} \ln \frac{N^j_{data}}{(1+\xi) N^j_{model}(X)} \right] + \frac{\xi^2}{\delta^2_\xi} \right\} . \tag{5.3.3}$$

onde $N_{data} = N_D$, $N_{model} = N_X$ e ξ o *pull* para parametrizar os efeitos dos erros sistemáticos. A incerteza na luminosidade para o Run II do LHC é da ordem de 2.5% e espera-se que seja reduzida em cenários de alta luminosidade para 1% (HL-LHC) [170]. Em adição, as colaborações do LHC estimam uma incerteza para escolha de escala da QCD em torno de $\simeq 3-5\%$ [171, 172].

Na figura a seguir (5.3.3), estudamos a qualidade do fit através do qui-quadrado mínimo (χ^2_{min}) e a influência das contribuições anômalas na largura do Higgs em X_{best}. X_{best} denota o valor encontrado para X no mínimo do qui-quadrado. Obviamente que para o coeficiente de Wilson igual a zero, o valor de X_{best} é sempre 1.

Começando pelas figuras de cima, as linhas sólidas referem-se ao *fit* com erro sistemático e as tracejadas sem erro sistemático. No caso do $f^{(3)}_{\phi,Q}/\Lambda^2$, o cenário do r Run III de alta luminosidade (14 TeV e $\mathscr{L} = 3000$ fb^{-1}) e HE-LHC sem a inclusão da estimativa no erro sistemático, não tem uma boa qualidade no *fit*, exceto para valores pequenos do coeficiente de Wilson. Ao incluir o erro sistemático, a qualidade do *fit* é boa para todo o intervalo, ou seja, modelar o dado somente com o erro estatístico não é suficiente. Todavia, para o $\frac{f_{dW}}{\Lambda^2}$, a inclusão do erro sistemático não tem tanta influência na qualidade do fit, porque a distribuição do operador de dipolo é suficientemente diferente do SM, para ser absorvida apenas na largura do Higgs X, veja figura (5.3.1),

A respeito das figuras de baixo, a banda amarela refere-se ao intervalo de confiança obtido no global fit de 2018, tudo que estiver dentro da banda amarela está dentro do intervalo com 95% de confiança. Observando o $f^{(3)}_{\phi,Q}/\Lambda^2$, nota-se que nos extremos da banda amarela a largura do Higgs sofre um *shift* com relação a 1 (curva vermelha e azul) em uma região em que a qualidade do *fit* é boa, porém nos cenários de alta luminosidade e alta energia (rosa e preto), esse efeito é atenuado, essa atenuação será observada também na próxima figura (5.3.4), onde estudamos o efeito dos operadores anômalos na precisão da medida da largura do Higgs. Note também que para valores negativos (positivos) a largura do Higgs diminui (aumenta) devido a contribuição em $\bar{q}q$ ter o mesmo sinal que o WC, além disso a fusão de glúons é subdominante para esse WC, figura (5.3.1). Para o operador de dipolo, nos limites do intervalo de confiança a largura do Higgs muda significamente (curva azul e rosa), porém para os cenários de alta energia e luminosidade, a qualidade do *fit* não é tão boa. Além disso, como o operador de dipolo

contribui apenas na ordem $\frac{1}{\Lambda^4}$, seu efeito é sempre positivo.

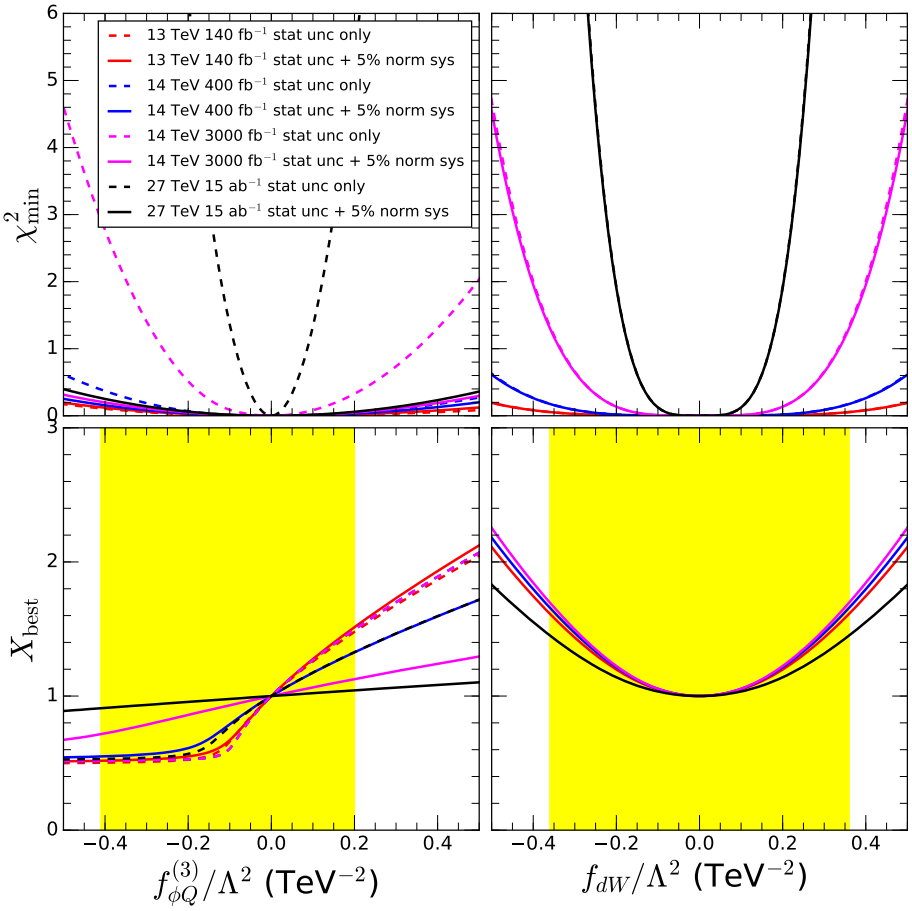

Figura 5.3.3: Os painéis superiores (inferiores) mostram o qui-quadrado mínimo χ^2_{min} (valor esperado de $X = X_{best}$) em termos dos coeficientes de Wilson $f^{(3)}_{\phi,Q}/\Lambda^2$(esquerda) e f_{dW}/Λ^2 (direita). A banda amarela representa o intervalo de confiança obtido pelo Global fit de 2018. As diferentes luminosidades e energia do centro de massa correspondem as cores indicadas na figura. As linhas tracejadas correspondem aos *fits* sem erro sistemático enquanto que as linhas cheias correspondem ao fit com erro sistemático, $\delta_\xi = 5\%$.

Para concluir o estudo, avaliamos o impacto das interações anômalas com $Z\bar{q}q$ na precisão da medida da largura do Higgs. Para isso, introduzimos o erro normalizado de 1σ inferior e superior por

$$\hat{\sigma}^{\pm} \equiv \frac{\sigma^{\pm}(f, \sqrt{s}, \mathcal{L})}{\sigma^{\pm}(0, 13\text{TeV}, 140\text{fb}^{-1})}. \tag{5.3.4}$$

Definindo dessa maneira o erro normalizado, para 68% de nível de confiança e considerando o Run II, o coeficiente X é dado por $X = 1 \pm 1$. Assim, fica fácil comparar com os outros cenários de energia do centro de massa e luminosidade, basta apenas comparar com o 1 do

valor central e o 1 do erro normalizado.

Com relação a figura abaixo (5.3.4), a primeira coisa a notar é que os coeficientes de Wilson afetam a precisão da largura do Higgs em vários cenários, por exemplo, no caso do Run II do $f^{(3)}_{\phi,Q}/\Lambda^2$, a precisão diminui conforme o WC aumenta. Ainda sobre o $f^{(3)}_{\phi,Q}/\Lambda^2$, observamos que ainda existe essa dependência com o WC até o Run III com alta luminosidade (14 TeV e 3000 fb^{-1}). No entanto, no cenário de mais alta energia (27 TeV) e com a mais alta luminosidade, esses efeitos são atenuados e essa dependência desaparece. Com relação ao operador de dipolo, note que fizemos apenas para os cenários em que os fits estão melhores (figura (5.3.3)), nesses casos um valor diferente de zero do WC sempre implica em uma menor precisão da largura do Higgs.

Conclui-se então que a presença de contribuições anômalas no dado afetam a precisão na largura do Higgs nos Runs 2 e 3 do LHC, e também induz um *shift* em seu valor central. Nossos resultados mostram também que para altas luminosidades no HL-LHC e HE-LHC, os efeitos são mitigados, resultando em uma determinação robusta da largura do Higgs na presença de interações anômalas dentro dos vínculos presentes, mesmo que elas sejam ignoradas nas colaborações.

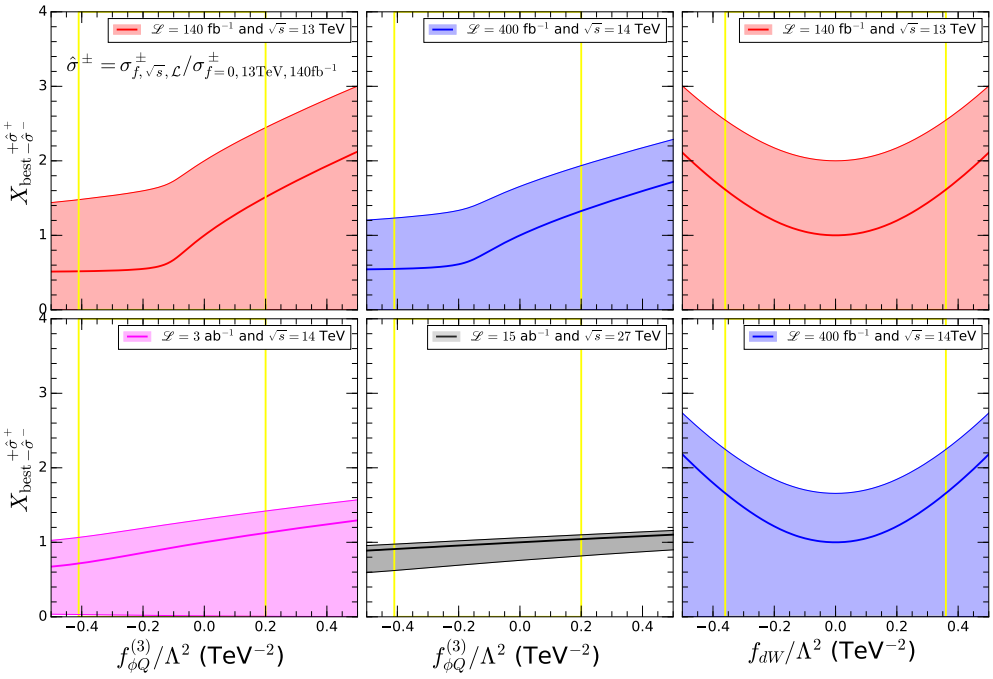

Figura 5.3.4: Dependência do erro normalizado e do valor central com os coeficientes de Wilson $f^{(3)}_{\phi,Q}/\Lambda^2$ (esquerda e central) e f_{dW}/Λ^2 (direita). As linhas verticais amarelas representam os limites do intervalo de confiança do global fit de 2018. Em todos os casos, consideramos um erro sistemático da ordem de $\delta_\xi = 5\%$.

Conclusões

Com o acúmulo de dados experimentais dos últimos tempos no Run II do LHC, é possível constatar com precisão uma série de previsões do Modelo Padrão. Apesar de não existir dado que contrarie de forma definitiva o Modelo Padrão no LHC, existem anômalias que vem se tornando importantes como as medidas do momento de dipolo magnético do múon e elétron, $R_{D^{(*)}}$ e $R_{K^{(*)}}$, bem como observações definitivas como os neutrinos serem massivos e a existência de uma matéria invisível no universo. Contudo, nenhum estado novo ainda foi descoberto, por essa razão alguns grupos estudam possíveis desvios nos acoplamentos do modelo com o objetivo de encontrar algum indício de nova física. Nessa tese analisamos os dados do LEP e do LHC disponíveis no contexto de teorias efetivas de campo. No capítulo 3, realizamos uma análise global envolvendo 21 coeficientes de Wilson. Para vinculá-los utilizamos dados de precisão eletrofracos, produção de um par de bósons de gauge eletrofracos e dados de Higgs, com um total de 167 observáveis quando usamos *Signal Strength* e 255 observáveis quando usamos o *Simplified Template Cross Sections*. De todas as análises estatísticas que fizemos, nenhuma apresentou desvios significativos com relação ao Modelo Padrão. Os resultados de nossa análise são os seguintes

$$\begin{aligned}
\chi^2_{\text{min EWPD+EWDBD, SM}} &= 91\ , \qquad 111 \text{ observáveis}\ ,\\
\chi^2_{\text{min Global SS, SM}} &= 133\ , \qquad 166 \text{ observáveis}\ ,\\
\chi^2_{\text{min Global STXS, SM}} &= 304\ , \qquad 255 \text{ observáveis}\ ,
\end{aligned}$$

para ser comparado com

$$\begin{aligned}
\chi^2_{\text{min EWPD+EWDBD, SMEFT } O(\Lambda^{-4})\ [\text{SMEFT } O(\Lambda^{-2})]} &= 87\ [85], \qquad 111 \text{ observáveis \& 12 operadores}\ ,\\
\chi^2_{\text{min Global SS,SMEFT } O(\Lambda^{-4})\ [\text{SMEFT } O(\Lambda^{-2})]} &= 115\ [112], \qquad 166 \text{ observáveis \& 21 operadores}\ ,\\
\chi^2_{\text{min Global STXS, SMEFT } O(\Lambda^{-4})\ [\text{SMEFT } O(\Lambda^{-2})]} &= 266\ [264], \qquad 255 \text{ observáveis \& 21 operadores}\ .
\end{aligned}$$

Veja que os valores do qui-quadrado mínimo são muito similares quando comparados o SM com SM+EFT e nenhum deles resultaria em um p-value significativo, ou seja, ambas as hipóteses não podem ser descartadas por esse conjunto de dados. O valor máximo de cada coeficiente de Wilson pode ser traduzido em uma cota inferior na escala da nova física, desse modo

$$\Lambda_{\text{min,CL}} \equiv \frac{1}{\sqrt{|f/\Lambda^2|_{\text{max,CL}}}} \ .$$

A figura abaixo apresenta essa estimativa na escala da nova física, veja

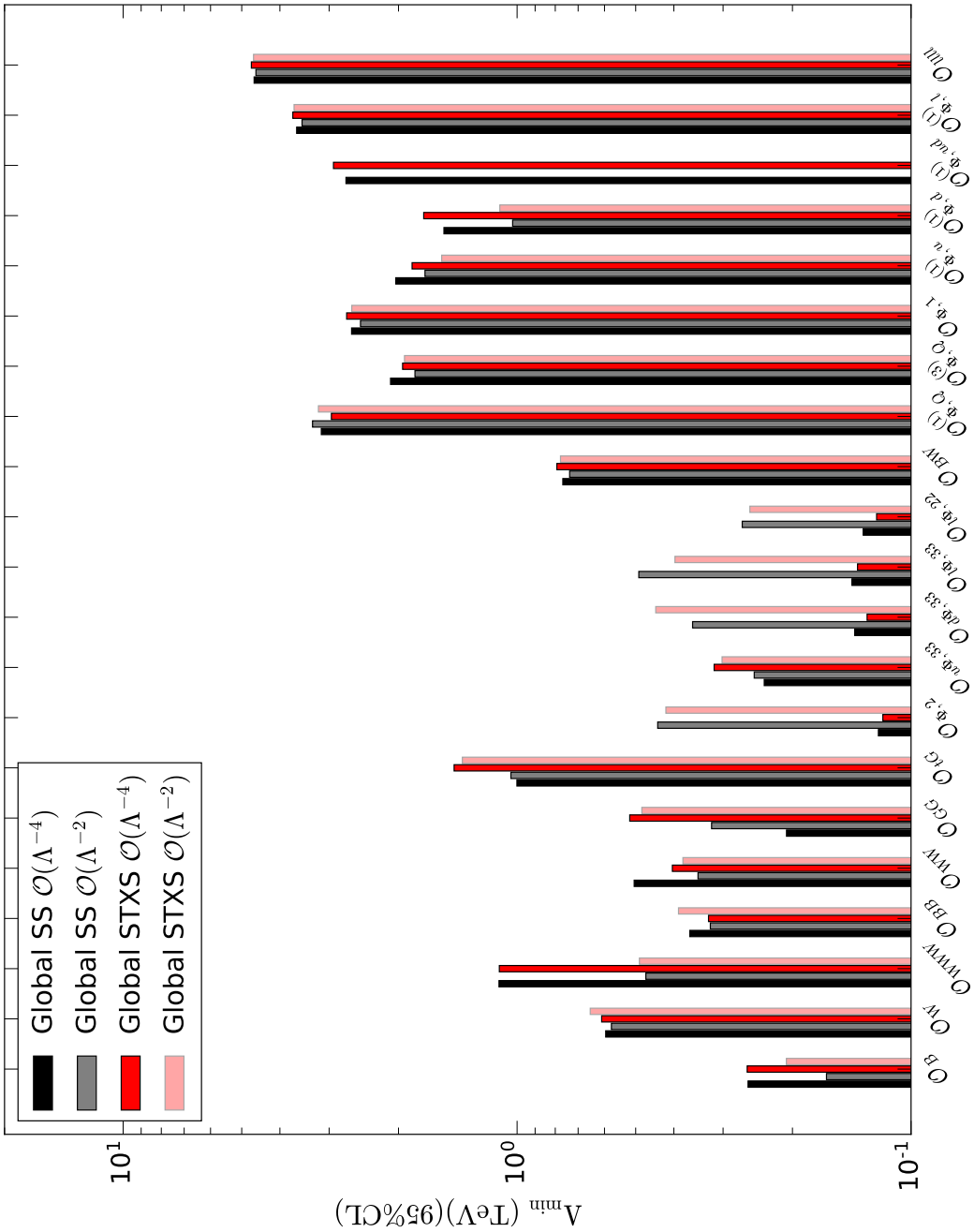

Figura 5.3.5: Regiões de exclusão na escala da nova física calculada para cada um dos 21 coeficientes de Wilson com 95% de confiança. As cores indicam o conjunto de dados utilizados e a ordem do cálculo dos observáveis.

Em termos dos coeficientes de Wilson, os intervalos de confiança estão resumidos na figura abaixo

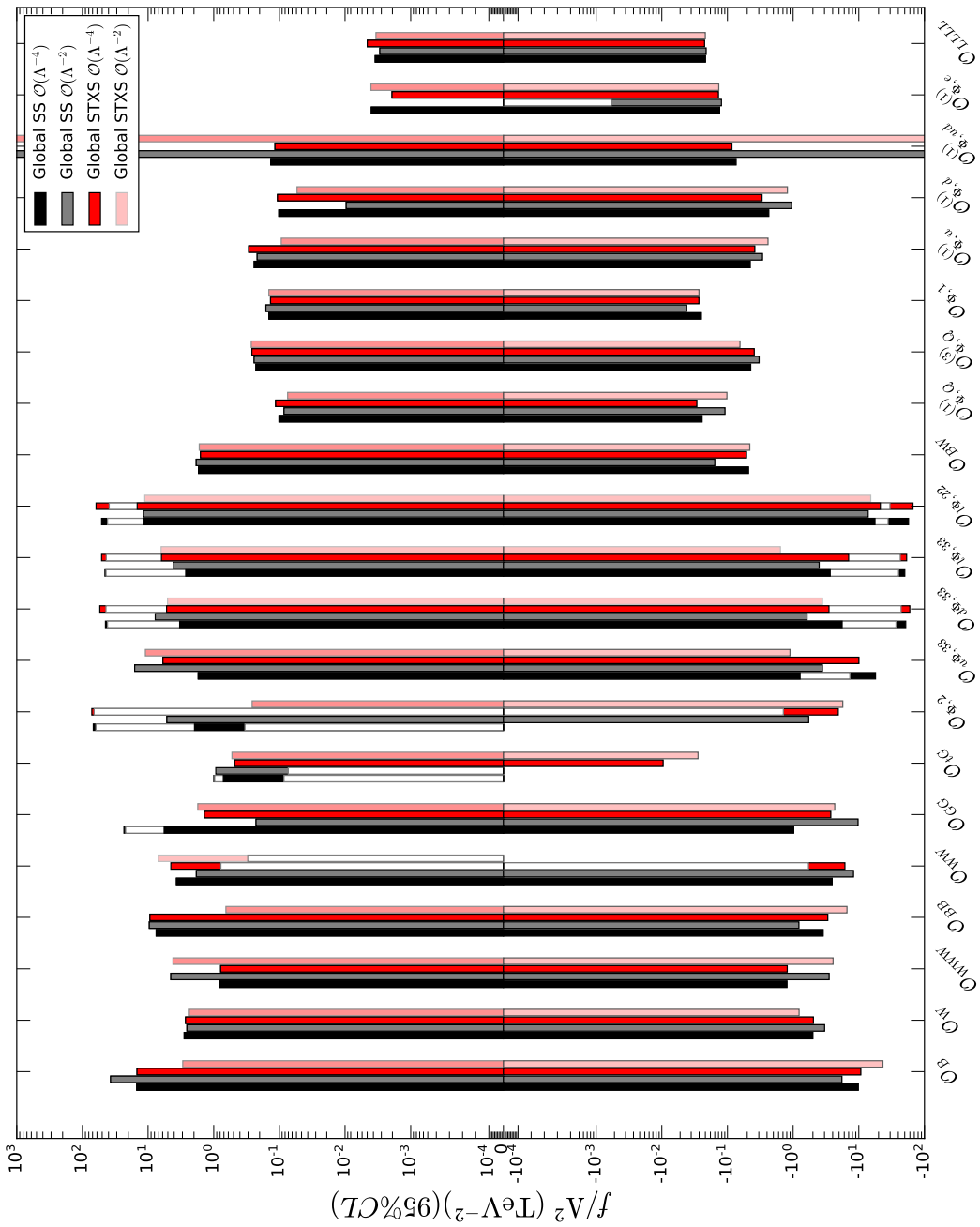

Figura 5.3.6: Intervalos de confiança para todos os coeficientes de Wilson considerados nesse trabalho com 95% de confiança. As cores indicam o conjunto de dados utilizados e a ordem do cálculo dos observáveis.

Como comentado anteriormente os operadores Yukawas (devido às degenerescências) e os

operadores bosônicos resultam nas menores escalas. Porém, para determinar o valor concreto da escala, precisamos saber qual é o coeficiente de Wilson f, ou seja, precisamos de um modelo específico. Note que os vínculos na expansão quadrática e linear são muito similares para grande parte dos operadores, tabela (3.4.1), isso pode ser visto como um indício da validade da expansão, porém não há como garantir para os operadores que tem degenerescências. Uma forma de contornar isso é eliminar no Monte Carlo e no dado possíveis partículas que estariam trocando momentos elevados. Isso enfraqueceria os limites, além de que decidimos nesse trabalho tentar explorar toda a luminosidade integrada do LHC.

Para concluir o capítulo 3, colocamos limites nos parâmetros dos modelos simplificados e do 2HDM, as principais conclusões foram as seguintes:

- Com a atual luminosidade integrada do LHC, ele já é capaz de vincular fortemente o espaço de parâmetros dos modelos simplificados. Observa-se limites na massa das novas partículas sendo maiores que alguns TeVs, segundo a eq. (3.6.12);

- Comparando os vínculos da ordem linear e quadrática para os modelos simplificados, nota-se através da fig. (3.6.1) que eles são praticamente idênticos indicando estabilidade na expansão na escala da nova física;

- Os vínculos no 2HDM foram obtidos utilizando a expansão até a ordem linear. Nossa análise foi capaz de vincular o $\cos(\beta - \alpha)$ para alguns tipos de 2HDM e sinal do cosseno por um fator de 4 mais forte, fig. (3.6.2);

- Todavia, para o 2HDM type-I os vínculos para grandes valores de $\mathrm{tg}\beta$ não estão dentro do limite de alinhamento e por essa razão não podem ser aplicados nessa região, fig. (3.6.2).

No capítulo 4, estudamos a capacidade dos dados do LHC em vincular os operadores de dipolo para os quarks leves da lagrangiana de dimensão-seis. Nesse caso, utilizamos os dados de precisão eletrofracos, produção de um par de bósons eletrofracos e Drell-Yan disponíveis até 2019. As análises envolvendo dados de precisão + produção de um par de bósons de gauge envolvem 16 coeficientes de Wilson, enquanto que na análise com Drell-Yan foi considerado somente os 4 coeficientes de Wilson dos operadores de dipolo. Nenhum desvio significativo do Modelo Padrão foi verificado dentro das hipóteses consideradas. Além disso, os vínculos são mais fortes do que os encontrados em algumas referências que utilizaram dados de precisão eletrofracos [162, 163] e espalhamento inelástico profundo [163]. Os principais resultados dessa análise estão sumarizados logo abaixo:

- Robustez dos resultados para os acoplamentos anômalos bosônicos ao incluir os operadores de dipolo na análise de EWDBD, fig. (4.4.1). Porém, na análise de EWPD, a inclusão de outros operadores que não são do tipo dipolo enfraquecem os vínculos nos operadores de dipolo, fig. (4.4.2);

- Os vínculos mais fortes vêm da análise de EWDBD, eles são de uma ordem de grandeza mais forte quando considera-se somente EWPD. Isso se deve ao fato que as amplitudes crescem com a energia do centro de massa para os operadores de dipolo,eq. (4.3.5). Esses efeitos podem ser bem testados no LHC com o uso de distribuições cinemáticas;

- Observando os resultados das cotas superiores nos coeficientes de Wilson dos operadores de dipolo da tabela (4.4.1) e as figs. (4.4.4)-(4.4.5), tudo isso sugere que os dados de DY trazem restrições complementares aos vínculos obtidos da análise de EWDBD, mas para para concluir isso definitivamente é necessário fazer uma análise global com todo o conjunto de dados incluindo também os operadores de quatro férmions;

No último capítulo, estudamos o impacto dos operadores fermiônicos na largura do Higgs. Nesse caso não utilizamos os dados do LHC, mas estimamos o que aconteceria com a largura do Higgs se no dado hipotético tivessemos interações anômalas no *background*. A produção de Higgs fora da camada de massa tem um *background* grande proveniente de $q\bar{q} \to ZZ$, muito maior que o sinal. Então, mudanças nos acoplamentos do bóson Z com os quarks tem potencial de afetar a determinação da largura do Higgs. O observável utilizado foi a distribuição diferencial na massa invariante dos quatro férmions do estado final. Constatamos na figura (5.3.1), que os operadores que podem produzir os maiores efeitos na largura do Higgs são O_{dW} e $O^{(3)}_{\Phi,Q}$. Adicionando os vértices anômalos no dado gerado por Monte Carlo, chegamos as seguintes conclusões:

- Afeta a precisão na determinação da largura do Higgs nos Runs II e III do LHC, fig. (5.3.4);

- Induz um *shift* no valor central nos Runs II e III do LHC, fig. (5.3.3);

- Nossos resultados mostram que no cenário de alta luminosidade e energia do LHC esses efeitos podem ser atenuados, fazendo com que a determinação da largura do Higgs seja robusta na presença de acoplamentos anômalos dentro dos vínculos presentes nos coeficientes de Wilson, mesmo que sejam ignorados na análise, fig. (5.3.4).

Apêndice A

Análise estatística

Likelihood

Considere $f(x|m) = f(x)$ a função densidade de probabilidade (em inglês *probability density function*, PDF), onde "x" é o valor do dado e "m" os parâmetros do pdf fixos. A Likelihood L é uma função dos parâmetros do modelo "m" com o dado fixo denotado por "x_0", dada por $L(m) = f(x_0|m) = f(m)$. Em outras palavras, a Likelihood é a probabilidade de observar o conjunto de dados "x_0" para diferentes escolhas dos parâmetros "m". Enquanto que o pdf é uma função genérica do dado, na Likelihood o dado está fixo. No contexto desse trabalho, os parâmetros "m" da Likelihood serão os coeficientes de Wilson.

Para estimar os coeficientes de Wilson, calcularemos o máximo da Likelihood, assim estaremos maximizando a probabilidade de observar o conjunto de dados que desejamos descrever. Os parâmetros obtidos por esse método são chamados de *maximum likelihood estimators*. O método de MLE não é o único, porém ele é amplamente utilizado e tem propriedades que desejamos no limite de grandes amostras.

O máximo da *likelihood* pode ser obtido através da primeira derivada dessa função. Por conveniência ao lidar com as derivadas, ao invés de derivarmos a *likelihood*, derivaremos seu logaritmo natural, dado por

$$L(m) = \prod_j f\left(x_j \,|\, m\right), \tag{A1}$$

$$\ell(m) = -2\ln L(m) = -2\sum_j \ln f\left(x_j \,|\, m\right), \tag{A2}$$

onde $\ell(m)$ é conhecida como *log-likelihood*, j a soma no conjunto de dados e m é um vetor de parâmetros com p deles. O máximo da *likelihood* corresponde ao mínimo da *log-likelihood*, então minimizando a *log-likelihood* temos

$$\frac{\partial \ell}{\partial m_i} = 0\,,\; i = 1, \ldots, p. \tag{A3}$$

Para as distribuições de Poisson e Gaussianas

$$f_P(n|\mu) = \frac{\mu^n}{n!}e^{-\mu}, \tag{A4}$$

$$f_G(x|\mu,\sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\exp\left\{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right\}, \tag{A5}$$

as *log-likelihoods* são dadas por

$$\ell(m) = -2\ln L(m) = 2\sum_j\left(\mu_j(m) - n_j + n_j\ln\frac{n_j}{\mu_j(m)}\right), \tag{A6}$$

$$\ell(m) = -2\ln L(m) + \text{const} = \chi^2 = \sum_j\frac{\left(x_j - \mu_j(m)\right)^2}{\sigma_j^2}, \tag{A7}$$

onde χ^2 é o qui-quadrado. Então, minimizando a *log-likelihood* estimaremos os valores centrais dos coeficientes de Wilson.

Método dos Pulls

Comentaremos agora um pouco sobre o método dos pulls [173, 174, 175]. O método dos pulls consiste em parametrizar os erros sistemáticos em termos do conjunto de váriaveis $\{\xi_i\}$, chamada de pulls. Esse método é utilizado quando as matrizes de covariância não são dadas publicamente ou quando o número de dados é muito grande [174], dificultando a inversão da matriz de correlação.

Seguindo a notação da ref. [174], considere que R_j^{exp} são os valores experimentais dos observáveis e R_j^{theor} os valores teóricos dos observáveis. Primeiramente, cada observável é descolocado pelos pulls da seguinte maneira:

$$R_j^{theor} \to \left(1 + \sum_i f_j^i\xi_i\right)R_j^{theor},\ R_j^{exp} \to \left(1 + \sum_i f_j'^i\xi_i\right)R_j^{exp}, \tag{A8}$$

onde os pulls são tratados da mesma maneira que os outros parâmetros "m" da log-likelihood, ou seja, minimizamos o qui-quadrado com relação a eles também $\frac{\partial\chi^2}{\partial\xi_i} = 0$. As constantes f_j^i são utilizadas para acertar o fit. Os pulls também são uma variável aleatória, porque dependem do dado e por consequência seguem uma distruibuição. Para compensar o acréscimo dessa nova variável aleatória e considerando que cada pull segue uma distruibuição gaussiana, multiplicamos a likelihood por gaussianas envolvendo os pulls centradas em zero e desvio padrão σ_i^{SYS}. De modo que a log-likelihood parametrizando somente as fontes de erros sistemático téorico e no caso gaussiano é dada por

$$\chi^2_{pulls} = \min_{\xi_i} \sum_j \left(\frac{R_j^{exp} - R_j^{theor}\left[1 + \sum_i f_j^i \xi_i\right]}{\sigma_j^{stat}} \right)^2 + \sum_i \left(\frac{\xi_i}{\sigma_i^{sys}} \right)^2, \tag{A9}$$

onde σ_j^{stat} é o desvio padrão para o erro estatístico. Note que os pulls afetam todos os bins simultaneamente, ou seja, é uma maneira de parametrizar o erro correlacionado. Diferentemente de σ_j^{stat}, o qual afeta cada bin separadamente, fazendo o papel do erro descorrelacionado. As constantes f_j^i e σ_i^{sys} são livres e serão usadas para parametrizar os erros sistemáticos quando não temos a matriz de correlação. Tomando como exemplo o LEP, essa colaboração fornece a matriz de correlação dos erros sistemáticos, porém nem todas as colaborações públicas fornecem. Nos casos em que não tivermos a matriz de correlação, o erro correlacionado será estimado pelo método dos pulls.

Intervalos de Confiança

Uma vez que cada estimador é uma variável aleatória (depende do dado), eles possuem uma distruibuição de probabilidade. Desse modo, a cada estimador teremos uma incerteza associada, denotando um resultado por $\widehat{\theta} \pm \sigma_{\widehat{\theta}}$. Além disso, podemos interpretar como uma probalidade de que o valor verdadeiro esteja contido no intervalo $\widehat{\theta} - \sigma_{\widehat{\theta}} < \theta_{true} < \widehat{\theta} + \sigma_{\widehat{\theta}}$. Como os estimadores são variáveis aleatórias, os intervalos também são aleatórios, então podemos fixar uma probabilidade de modo que cada vez que repetimos um experimento, temos x% de probabilidade do valor verdadeiro estar contido nesse intervalo. Esses intervalos são comumente chamados de intervalos de confiança. O intervalo de confiança é obtido calculando [70]

$$\Delta\chi^2(\theta) = \chi^2(\theta) - \chi^2_{min} \leq K_{\beta,\nu}, \tag{A10}$$

onde $K_{\beta,\nu}$ é um número real, que depende do nível de confiança e do número de graus de liberdade, que no caso é o número de coeficientes de Wilson. A tabela abaixo resume alguns desses valores

$\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{min} \leq K_{\beta,\nu}$					
	ν				
β	1	2	3	4	5
68.3%	1.00	2.30	3.53	4.72	5.89
90%	2.71	4.61	6.25	7.78	9.24
95.4%	4.00	6.17	8.02	9.70	11.3
99%	6.63	9.21	11.3	13.3	15.1
99.73%	9.00	11.8	14.2	16.3	18.2
99.99%	15.1	18.4	21.1	23.5	25.7

Tabela A1: Valores dos coeficientes $K_{\beta,\nu}$ para diferentes graus de liberdade ν e diferentes níveis de confiança β. Valores extraídos do livro "*Numerical Recipes*" [176].

Bibliografia

[1] S. L. Glashow, "Partial Symmetries of Weak Interactions," *Nucl. Phys.*, vol. 22, pp. 579–588, 1961.

[2] A. Salam, "Weak and Electromagnetic Interactions," *Conf. Proc. C*, vol. 680519, pp. 367–377, 1968.

[3] S. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, "Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry," *Phys. Rev. D*, vol. 2, pp. 1285–1292, 1970.

[4] S. Weinberg, "A Model of Leptons," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 19, pp. 1264–1266, 1967.

[5] S. Chatrchyan *et al.*, "Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC," *Phys. Lett. B*, vol. 716, pp. 30–61, 2012.

[6] G. Aad *et al.*, "Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC," *Phys. Lett. B*, vol. 716, pp. 1–29, 2012.

[7] P. W. Higgs, "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, pp. 508–509, 1964.

[8] F. Englert and R. Brout, "Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, pp. 321–323, 1964.

[9] B. W. Lee, C. Quigg, and H. B. Thacker, "Weak Interactions at Very High-Energies: The Role of the Higgs Boson Mass," *Phys. Rev. D*, vol. 16, p. 1519, 1977.

[10] G. 't Hooft, "Naturalness, chiral symmetry, and spontaneous chiral symmetry breaking," *NATO Sci. Ser. B*, vol. 59, pp. 135–157, 1980.

[11] H. M. Lee, "Lectures on Physics Beyond the Standard Model," *J. Korean Phys. Soc.*, vol. 78, p. 985, 2021.

[12] R. Zukanovich Funchal, B. Schmauch, and G. Giesen, "The Physics of Neutrinos," 8 2013.

[13] D. Baumann, "Inflation," in *Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics: Physics of the Large and the Small*, pp. 523–686, 2011.

[14] G. Degrassi, S. Di Vita, J. Elias-Miro, J. R. Espinosa, G. F. Giudice, G. Isidori, and A. Strumia, "Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO," *JHEP*, vol. 08, p. 098, 2012.

[15] S. Schael *et al.*, "Precision electroweak measurements on the Z resonance," *Phys. Rept.*, vol. 427, pp. 257–454, 2006.

[16] A. V. Manohar, "Introduction to Effective Field Theories," 4 2018.

[17] C. Burgess, "Introduction to Effective Field Theory," *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, vol. 57, pp. 329–362, 2007.

[18] D. B. Kaplan, "Five lectures on effective field theory," 10 2005.

[19] A. Pich, "Effective field theory: Course," in *Les Houches Summer School in Theoretical Physics, Session 68: Probing the Standard Model of Particle Interactions*, pp. 949–1049, 6 1998.

[20] W. Buchmuller and D. Wyler, "Effective Lagrangian Analysis of New Interactions and Flavor Conservation," *Nucl. Phys.*, vol. B268, pp. 621–653, 1986.

[21] B. Grzadkowski, M. Iskrzynski, M. Misiak, and J. Rosiek, "Dimension-Six Terms in the Standard Model Lagrangian," *JHEP*, vol. 10, p. 085, 2010.

[22] T. Corbett, O. J. P. Eboli, J. Gonzalez-Fraile, and M. C. Gonzalez-Garcia, "Robust Determination of the Higgs Couplings: Power to the Data," *Phys. Rev.*, vol. D87, p. 015022, 2013.

[23] J. Chisholm, "Change of variables in quantum field theories," *Nucl. Phys.*, vol. 26, no. 3, pp. 469–479, 1961.

[24] S. R. Coleman, J. Wess, and B. Zumino, "Structure of phenomenological Lagrangians. 1.," *Phys. Rev.*, vol. 177, pp. 2239–2247, 1969.

[25] R. Haag, "Quantum field theories with composite particles and asymptotic conditions," *Phys. Rev.*, vol. 112, pp. 669–673, 1958.

[26] J. de Blas, J. C. Criado, M. Perez-Victoria, and J. Santiago, "Effective description of general extensions of the Standard Model: the complete tree-level dictionary," *JHEP*, vol. 03, p. 109, 2018.

[27] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher, and J. P. Silva, "Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models," *Phys. Rept.*, vol. 516, pp. 1–102, 2012.

[28] B. Abi *et al.*, "Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 126, no. 14, p. 141801, 2021.

[29] G. W. Bennett *et al.*, "Final Report of the Muon E821 Anomalous Magnetic Moment Measurement at BNL," *Phys. Rev. D*, vol. 73, p. 072003, 2006.

[30] T. Aoyama *et al.*, "The anomalous magnetic moment of the muon in the Standard Model," *Phys. Rept.*, vol. 887, pp. 1–166, 2020.

[31] T. Blum, P. Boyle, V. Gülpers, T. Izubuchi, L. Jin, C. Jung, A. Jüttner, C. Lehner, A. Portelli, and J. Tsang, "Calculation of the hadronic vacuum polarization contribution to the muon anomalous magnetic moment," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 121, no. 2, p. 022003, 2018.

[32] R. H. Parker, C. Yu, W. Zhong, B. Estey, and H. Müller, "Measurement of the fine-structure constant as a test of the Standard Model," *Science*, vol. 360, p. 191, 2018.

[33] D. Hanneke, S. Fogwell, and G. Gabrielse, "New Measurement of the Electron Magnetic Moment and the Fine Structure Constant," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, p. 120801, 2008.

[34] A. M. Sirunyan *et al.*, "Measurements of the Higgs boson width and anomalous HVV couplings from on-shell and off-shell production in the four-lepton final state," *Phys. Rev. D*, vol. 99, no. 11, p. 112003, 2019.

[35] R. D. Peccei, "The Strong CP Problem," *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.*, vol. 3, pp. 503–551, 1989.

[36] Y. Nambu, "Axial vector current conservation in weak interactions," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 4, pp. 380–382, 1960.

[37] J. Goldstone, "Field Theories with Superconductor Solutions," *Nuovo Cim.*, vol. 19, pp. 154–164, 1961.

[38] N. Cabibbo, "Unitary Symmetry and Leptonic Decays," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 10, pp. 531–533, 1963.

[39] M. Kobayashi and T. Maskawa, "CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction," *Prog. Theor. Phys.*, vol. 49, pp. 652–657, 1973.

[40] Q. R. Ahmad *et al.*, "Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, p. 011301, 2002.

[41] R. Becker-Szendy, C. B. Bratton, D. Casper, S. T. Dye, W. Gajewski, M. Goldhaber, T. J. Haines, P. G. Halverson, D. Kielczewska, W. R. Kropp, J. G. Learned, J. M. LoSecco, S. Matsuno, G. McGrath, C. McGrew, R. Miller, L. R. Price, F. Reines, J. Schultz, H. W. Sobel, J. L. Stone, L. R. Sulak, and R. Svoboda, "Electron- and muon-neutrino content of the atmospheric flux," *Phys. Rev. D*, vol. 46, pp. 3720–3724, Nov 1992.

[42] B. Pontecorvo, "Mesonium and Antimesonium," *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, vol. 6, p. 429, Jan. 1958.

[43] F. Zwicky, "On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae," *Astrophysical Journal*, vol. 86, p. 217, Oct. 1937.

[44] M. e. G. A. H. e. M. M. e. R. S. W. e. J. C. e. Z. D. Clowe, Douglas e Bradac, "Uma prova empírica direta da existência de matéria escura," *Astrotrofes. J. Lett.*, vol. 648.

[45] N. Aghanim *et al.*, "Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters," *Astron. Astrophys.*, vol. 641, p. A6, 2020. [Erratum: Astron.Astrophys. 652, C4 (2021)].

[46] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, "Remarks on the unified model of elementary particles," *Prog. Theor. Phys.*, vol. 28, pp. 870–880, 1962.

[47] G. Caria *et al.*, "Measurement of $\mathcal{R}(D)$ and $\mathcal{R}(D^*)$ with a semileptonic tagging method," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 124, no. 16, p. 161803, 2020.

[48] R. Aaij *et al.*, "Test of lepton universality in beauty-quark decays," 3 2021.

[49] R. Aaij *et al.*, "Search for lepton-universality violation in $B^+ \to K^+\ell^+\ell^-$ decays," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 122, no. 19, p. 191801, 2019.

[50] R. Aaij *et al.*, "Test of lepton universality with $B^0 \to K^{*0}\ell^+\ell^-$ decays," *JHEP*, vol. 08, p. 055, 2017.

[51] J. Kriewald, C. Hati, J. Orloff, and A. M. Teixeira, "Leptoquarks facing flavour tests and $b \to s\ell\ell$ after Moriond 2021," in *55th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories*, 3 2021.

[52] R. Aaij *et al.*, "Measurement of *CP*-Averaged Observables in the $B^0 \to K^{*0}\mu^+\mu^-$ Decay," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 125, no. 1, p. 011802, 2020.

[53] R. Aaij *et al.*, "Angular Analysis of the $B^+ \to K^{*+}\mu^+\mu^-$ Decay," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 126, no. 16, p. 161802, 2021.

[54] A. Angelescu, D. Bečirević, D. A. Faroughy, F. Jaffredo, and O. Sumensari, "Single leptoquark solutions to the B-physics anomalies," *Phys. Rev. D*, vol. 104, no. 5, p. 055017, 2021.

[55] M. Algueró, B. Capdevila, S. Descotes-Genon, P. Masjuan, and J. Matias, "Are we overlooking lepton flavour universal new physics in $b \to s\ell\ell$?," *Phys. Rev. D*, vol. 99, no. 7, p. 075017, 2019.

[56] J. C. Pati and A. Salam, "Lepton Number as the Fourth Color," *Phys. Rev. D*, vol. 10, pp. 275–289, 1974. [Erratum: Phys.Rev.D 11, 703–703 (1975)].

[57] P. Langacker, "Grand Unified Theories," *eConf*, vol. C810824, p. 823, 1981.

[58] J. Wess and B. Zumino, "Supergauge Transformations in Four-Dimensions," *Nucl. Phys. B*, vol. 70, pp. 39–50, 1974.

[59] G. Panico and A. Wulzer, *The Composite Nambu-Goldstone Higgs*, vol. 913. Springer, 2016.

[60] M. Schmaltz, "Physics beyond the standard model (theory): Introducing the little Higgs," *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, vol. 117, pp. 40–49, 2003.

[61] P. W. Graham, D. E. Kaplan, and S. Rajendran, "Cosmological Relaxation of the Electroweak Scale," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 115, no. 22, p. 221801, 2015.

[62] F. Abu-Ajamieh, "Model-independent Veltman condition, naturalness and the little hierarchy problem *," *Chin. Phys. C*, vol. 46, no. 3, p. 013101, 2022.

[63] M. J. G. Veltman, "The Infrared - Ultraviolet Connection," *Acta Phys. Polon. B*, vol. 12, p. 437, 1981.

[64] A. G. Riess *et al.*, "Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant," *Astron. J.*, vol. 116, pp. 1009–1038, 1998.

[65] S. Dawson, S. Homiller, and S. D. Lane, "Putting standard model EFT fits to work," *Phys. Rev. D*, vol. 102, no. 5, p. 055012, 2020.

[66] D. Marzocca *et al.*, "BSM Benchmarks for Effective Field Theories in Higgs and Electroweak Physics," 9 2020.

[67] G. Magni and R. Gomez-Ambrosio, "SMEFT analysis of the electroweak sector: challenges beyond dimension 6," *PoS*, vol. EPS-HEP2021, p. 475, 2022.

[68] J. Ellis, M. Madigan, K. Mimasu, V. Sanz, and T. You, "Top, Higgs, Diboson and Electroweak Fit to the Standard Model Effective Field Theory," *JHEP*, vol. 04, p. 279, 2021.

[69] R. Alonso, E. E. Jenkins, A. V. Manohar, and M. Trott, "Renormalization Group Evolution of the Standard Model Dimension Six Operators III: Gauge Coupling Dependence and Phenomenology," *JHEP*, vol. 04, p. 159, 2014.

[70] "Particle data group." https://pdg.lbl.gov/. Accessed: 2021.

[71] J. Baglio, S. Dawson, and I. M. Lewis, "An NLO QCD effective field theory analysis of W^+W^- production at the LHC including fermionic operators," *Phys. Rev.*, vol. D96, no. 7, p. 073003, 2017.

[72] C. W. Murphy, "Dimension-8 operators in the Standard Model Eective Field Theory," *JHEP*, vol. 10, p. 174, 2020.

[73] A. Biekötter, J. Brehmer, and T. Plehn, "Extending the limits of Higgs effective theory," *Phys. Rev. D*, vol. 94, no. 5, p. 055032, 2016.

[74] R. Contino, A. Falkowski, F. Goertz, C. Grojean, and F. Riva, "On the Validity of the Effective Field Theory Approach to SM Precision Tests," *JHEP*, vol. 07, p. 144, 2016.

[75] R. Alonso, M. B. Gavela, L. Merlo, S. Rigolin, and J. Yepes, "The Effective Chiral Lagrangian for a Light Dynamical "Higgs Particle"," *Phys. Lett. B*, vol. 722, pp. 330–335, 2013. [Erratum: Phys.Lett.B 726, 926 (2013)].

[76] I. Brivio, T. Corbett, O. J. P. Éboli, M. B. Gavela, J. Gonzalez-Fraile, M. C. Gonzalez-Garcia, L. Merlo, and S. Rigolin, "Disentangling a dynamical Higgs," *JHEP*, vol. 03, p. 024, 2014.

[77] T. Plehn, "Lectures on LHC Physics," *Lect. Notes Phys.*, vol. 844, pp. 1–193, 2012.

[78] R. Contino, C. Grojean, M. Moretti, F. Piccinini, and R. Rattazzi, "Strong Double Higgs Production at the LHC," *JHEP*, vol. 05, p. 089, 2010.

[79] A. Azatov, R. Contino, and J. Galloway, "Model-Independent Bounds on a Light Higgs," *JHEP*, vol. 04, p. 127, 2012. [Erratum: JHEP 04, 140 (2013)].

[80] B. Grinstein and M. Trott, "A Higgs-Higgs bound state due to new physics at a TeV," *Phys. Rev. D*, vol. 76, p. 073002, 2007.

[81] B. Henning, X. Lu, and H. Murayama, "How to use the Standard Model effective field theory," *JHEP*, vol. 01, p. 023, 2016.

[82] J. Criado and M. Pérez-Victoria, "Field redefinitions in effective theories at higher orders," *JHEP*, vol. 03, p. 038, 2019.

[83] B. Grzadkowski, Z. Hioki, K. Ohkuma, and J. Wudka, "Probing anomalous top quark couplings induced by dimension-six operators at photon colliders," *Nucl. Phys.*, vol. B689, pp. 108–126, 2004.

[84] P. J. Fox, Z. Ligeti, M. Papucci, G. Perez, and M. D. Schwartz, "Deciphering top flavor violation at the LHC with *B* factories," *Phys. Rev.*, vol. D78, p. 054008, 2008.

[85] J. A. Aguilar-Saavedra, "A Minimal set of top anomalous couplings," *Nucl. Phys.*, vol. B812, pp. 181–204, 2009.

[86] J. A. Aguilar-Saavedra, "A Minimal set of top-Higgs anomalous couplings," *Nucl. Phys.*, vol. B821, pp. 215–227, 2009.

[87] K. Hagiwara, S. Ishihara, R. Szalapski, and D. Zeppenfeld, "Low-energy effects of new interactions in the electroweak boson sector," *Phys. Rev.*, vol. D48, pp. 2182–2203, 1993.

[88] J. F. Nieves and P. B. Pal, "Generalized Fierz identities," *Am. J. Phys.*, vol. 72, pp. 1100–1108, 2004.

[89] M. E. Peskin and T. Takeuchi, "A New constraint on a strongly interacting Higgs sector," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, pp. 964–967, 1990.

[90] A. Alves, N. Rosa-Agostinho, O. J. P. Éboli, and M. C. Gonzalez-Garcia, "Effect of Fermionic Operators on the Gauge Legacy of the LHC Run I," *Phys. Rev. D*, vol. 98, no. 1, p. 013006, 2018.

[91] J. de Blas Mateo., "Effective Lagrangian Description of Physics Beyond the Standard Model and Electroweak Precision Tests," 2010.

[92] E. d. S. Almeida, A. Alves, O. J. P. Éboli, and M. C. Gonzalez-Garcia, "Electroweak legacy of the LHC Run II," 8 2021.

[93] E. da Silva Almeida, A. Alves, N. Rosa Agostinho, O. J. P. Éboli, and M. C. Gonzalez-Garcia, "Electroweak Sector Under Scrutiny: A Combined Analysis of LHC and Electroweak Precision Data," *Phys. Rev.*, vol. D99, no. 3, p. 033001, 2019.

[94] S. Weinberg, "Baryon and Lepton Nonconserving Processes," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 43, pp. 1566–1570, 1979.

[95] C. Patrignani *et al.*, "Review of Particle Physics," *Chin. Phys.*, vol. C40, no. 10, p. 100001, 2016.

[96] L. E. W. Group, "Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model," 2010.

[97] T. Corbett, O. J. P. Éboli, and M. C. Gonzalez-Garcia, "Unitarity Constraints on Dimension-six Operators II: Including Fermionic Operators," *Phys. Rev. D*, vol. 96, no. 3, p. 035006, 2017.

[98] G. Aad *et al.*, "Measurement of total and differential W^+W^- production cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector and limits on anomalous triple-gauge-boson couplings," *JHEP*, vol. 09, p. 029, 2016.

[99] V. Khachatryan *et al.*, "Measurement of the $\mathrm{W^+W^-}$ cross section in pp collisions at $\sqrt{s} =$ 8 TeV and limits on anomalous gauge couplings," *Eur. Phys. J.*, vol. C76, no. 7, p. 401, 2016.

[100] G. Aad *et al.*, "Measurements of $W^{\pm}Z$ production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} =$ 8 TeV with the ATLAS detector and limits on anomalous gauge boson self-couplings," *Phys. Rev.*, vol. D93, no. 9, p. 092004, 2016.

[101] V. Khachatryan *et al.*, "Measurement of the WZ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV and search for anomalous triple gauge couplings at $\sqrt{s} = 8\,\text{TeV}$," *Eur. Phys. J.*, vol. C77, no. 4, p. 236, 2017.

[102] M. Aaboud *et al.*, "Measurement of $WW/WZ \to \ell\nu qq'$ production with the hadronically decaying boson reconstructed as one or two jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with ATLAS, and constraints on anomalous gauge couplings," *Eur. Phys. J. C*, vol. 77, no. 8, p. 563, 2017.

[103] CMS Collaboration, "Measurement of the pp $\to$ WZ inclusive and differential cross sections, polarization angles and search for anomalous gauge couplings at $\sqrt{s} = 13$ TeV." CMS-PAS-SMP-20-014, https://cds.cern.ch/record/2758362, 2021.

[104] A. M. Sirunyan *et al.*, "W^+W^- boson pair production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} =$ 13 TeV," *Phys. Rev. D*, vol. 102, no. 9, p. 092001, 2020.

[105] CMS Collaboration, "$W^{\pm}\gamma$ differential cross sections and effective field theory constraints at $\sqrt{s} = 13\,\text{TeV}$," 2021. CMS-PAS-SMP-20-005, https://cds.cern.ch/record/2757267.

[106] M. Aaboud *et al.*, "Search for heavy resonances decaying into WW in the $e\nu\mu\nu$ final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector," *Eur. Phys. J.*, vol. C78, no. 1, p. 24, 2018.

[107] ATLAS Collaboration, "Measurement of $W^{\pm}Z$ production cross sections and gauge boson polarisation in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector." ATLAS-CONF-2018-034 , https://cds.cern.ch/record/2630187.

[108] G. Aad *et al.*, "Differential cross-section measurements for the electroweak production of dijets in association with a Z boson in proton–proton collisions at ATLAS," *Eur. Phys. J. C*, vol. 81, no. 2, p. 163, 2021.

[109] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H. S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, and M. Zaro, "The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations," *JHEP*, vol. 07, p. 079, 2014.

[110] N. D. Christensen and C. Duhr, "FeynRules - Feynman rules made easy," *Comput. Phys. Commun.*, vol. 180, pp. 1614–1641, 2009.

[111] A. Alloul, N. D. Christensen, C. Degrande, C. Duhr, and B. Fuks, "FeynRules 2.0 - A complete toolbox for tree-level phenomenology," *Comput. Phys. Commun.*, vol. 185, pp. 2250–2300, 2014.

[112] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, "PYTHIA 6.4 Physics and Manual," *JHEP*, vol. 05, p. 026, 2006.

[113] J. de Favereau, C. Delaere, P. Demin, A. Giammanco, V. Lemaitre, A. Mertens, and M. Selvaggi, "DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment," *JHEP*, vol. 02, p. 057, 2014.

[114] R. Vogt, "The Usage of the K factor in heavy ion physics," *Acta Phys. Hung.*, vol. A17, p. 75, 2003.

[115] G. Aad *et al.*, "Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV," *JHEP*, vol. 08, p. 045, 2016.

[116] G. Aad *et al.*, "Measurements of the Higgs boson production and decay rates and coupling strengths using pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV in the ATLAS experiment," *Eur. Phys. J.*, vol. C76, no. 1, p. 6, 2016.

[117] Atlas Collaboration, "A combination of measurements of Higgs boson production and decay using up to 139 fb^{-1} of proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV collected with the ATLAS experiment." ATLAS-CONF-2020-027, https://cds.cern.ch/record/2725733, 8 2020.

[118] G. Aad *et al.*, "A search for the $Z\gamma$ decay mode of the Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 13 TeV with the ATLAS detector," *Phys. Lett. B*, vol. 809, p. 135754, 2020.

[119] G. Aad *et al.*, "A search for the dimuon decay of the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector," *Phys. Lett. B*, vol. 812, p. 135980, 2021.

[120] ATLAS collaboration, "Interpretations of the combined measurement of Higgs boson production and decay," 10 2020. ATLAS-CONF-2020-053, https://cds.cern.ch/record/2743067.

[121] CMS Collaboration, "Combined Higgs boson production and decay measurements with up to 137 fb-1 of proton-proton collision data at sqrts = 13 TeV." CMS-PAS-HIG-19-005, urlhttps://cds.cern.ch/record/2706103, 2020.

[122] CMS collaboration, "Measurements of Higgs boson properties in the diphoton decay channel at $\sqrt{s}$ = 13 TeV." CMS-PAS-HIG-19-015, https://cds.cern.ch/record/2725142, 2020.

[123] CMS collaboration, "Measurements of properties of the Higgs boson in the four-lepton final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV." CMS-PAS-HIG-19-001, https://cds.cern.ch/record/2668684, 2019.

[124] CMS Collaboration, "Measurement of Higgs boson production in the decay channel with a pair of τ leptons," 2020. CMS-PAS-HIG-19-010, https://cds.cern.ch/record/2725590.

[125] CMS Collaboration, "Measurement of Higgs boson production in association with a W or Z boson in the H $\rightarrow$ WW decay channel." CMS-PAS-HIG-19-017, urlhttps://cds.cern.ch/record/2758367, 2021.

[126] C. Degrande, G. Durieux, F. Maltoni, K. Mimasu, E. Vryonidou, and C. Zhang, "Automated one-loop computations in the standard model effective field theory," *Phys. Rev. D*, vol. 103, no. 9, p. 096024, 2021.

[127] A. Buckley, J. Butterworth, D. Grellscheid, H. Hoeth, L. Lonnblad, J. Monk, H. Schulz, and F. Siegert, "Rivet user manual," *Comput. Phys. Commun.*, vol. 184, pp. 2803–2819, 2013.

[128] A. Biekötter, A. Knochel, M. Krämer, D. Liu, and F. Riva, "Vices and virtues of Higgs effective field theories at large energy," *Phys. Rev.*, vol. D91, p. 055029, 2015.

[129] A. Falkowski, M. Gonzalez-Alonso, A. Greljo, D. Marzocca, and M. Son, "Anomalous Triple Gauge Couplings in the Effective Field Theory Approach at the LHC," *JHEP*, vol. 02, p. 115, 2017.

[130] A. Biekoetter, T. Corbett, and T. Plehn, "The Gauge-Higgs Legacy of the LHC Run II," *SciPost Phys.*, vol. 6, no. 6, p. 064, 2019.

[131] J. Brehmer, S. Dawson, S. Homiller, F. Kling, and T. Plehn, "Benchmarking simplified template cross sections in WH production," *JHEP*, vol. 11, p. 034, 2019.

[132] A. Azatov, J. Elias-Miro, Y. Reyimuaji, and E. Venturini, "Novel measurements of anomalous triple gauge couplings for the LHC," *JHEP*, vol. 10, p. 027, 2017.

[133] A. Azatov, D. Barducci, and E. Venturini, "Precision diboson measurements at hadron colliders," *JHEP*, vol. 04, p. 075, 2019.

[134] A. Buckley, C. Englert, J. Ferrando, D. J. Miller, L. Moore, M. Russell, and C. D. White, "Constraining top quark effective theory in the LHC Run II era," *JHEP*, vol. 04, p. 015, 2016.

[135] I. Brivio, S. Bruggisser, F. Maltoni, R. Moutafis, T. Plehn, E. Vryonidou, S. Westhoff, and C. Zhang, "O new physics, where art thou? A global search in the top sector," *JHEP*, vol. 02, p. 131, 2020.

[136] A. M. Sirunyan *et al.*, "Search for new physics in top quark production in dilepton final states in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV," *Eur. Phys. J. C*, vol. 79, no. 11, p. 886, 2019.

[137] S. Bißmann, C. Grunwald, G. Hiller, and K. Kröninger, "Top and Beauty synergies in SMEFT-fits at present and future colliders," *JHEP*, vol. 06, p. 010, 2021.

[138] J. J. Ethier, G. Magni, F. Maltoni, L. Mantani, E. R. Nocera, J. Rojo, E. Slade, E. Vryonidou, and C. Zhang, "Combined SMEFT interpretation of Higgs, diboson, and top quark data from the LHC," 4 2021.

[139] A. Falkowski and F. Riva, "Model-independent precision constraints on dimension-6 operators," *JHEP*, vol. 02, p. 039, 2015.

[140] L. Berthier and M. Trott, "Consistent constraints on the Standard Model Effective Field Theory," *JHEP*, vol. 02, p. 069, 2016.

[141] L. Berthier, M. Bjørn, and M. Trott, "Incorporating doubly resonant $W^{\pm}$ data in a global fit of SMEFT parameters to lift flat directions," *JHEP*, vol. 09, p. 157, 2016.

[142] E. E. Jenkins, A. V. Manohar, and M. Trott, "Renormalization Group Evolution of the Standard Model Dimension Six Operators I: Formalism and lambda Dependence," *JHEP*, vol. 10, p. 087, 2013.

[143] E. E. Jenkins, A. V. Manohar, and M. Trott, "Renormalization Group Evolution of the Standard Model Dimension Six Operators II: Yukawa Dependence," *JHEP*, vol. 01, p. 035, 2014.

[144] C.-Y. Chen, S. Dawson, and C. Zhang, "Electroweak Effective Operators and Higgs Physics," *Phys. Rev. D*, vol. 89, no. 1, p. 015016, 2014.

[145] S. L. Glashow and S. Weinberg, "Natural Conservation Laws for Neutral Currents," *Phys. Rev. D*, vol. 15, p. 1958, 1977.

[146] A. M. Sirunyan *et al.*, "Combined measurements of Higgs boson couplings in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13\,\text{TeV}$," *Eur. Phys. J. C*, vol. 79, no. 5, p. 421, 2019.

[147] C. K. Khosa and V. Sanz, "On the impact of the LHC Run2 data on general Composite Higgs scenarios," 2 2021.

[148] T. Corbett, O. J. P. Éboli, D. Goncalves, J. González-Fraile, T. Plehn, and M. Rauch, "The Higgs Legacy of the LHC Run I," *JHEP*, vol. 08, p. 156, 2015.

[149] A. Butter, O. J. P. Éboli, J. Gonzalez-Fraile, M. C. Gonzalez-Garcia, T. Plehn, and M. Rauch, "The Gauge-Higgs Legacy of the LHC Run I," *JHEP*, vol. 07, p. 152, 2016.

[150] E. da Silva Almeida, N. Rosa-Agostinho, O. J. P. Éboli, and M. C. Gonzalez-Garcia, "Light-quark dipole operators at the LHC," *Phys. Rev.*, vol. D100, no. 1, p. 013003, 2019.

[151] W. Gerlach and O. Stern, "Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfelds," *Zeitschrift für Physik.*, vol. 9, pp. 349–352, 1922.

[152] J. S. Schwinger, "On Quantum electrodynamics and the magnetic moment of the electron," *Phys. Rev.*, vol. 73, pp. 416–417, 1948.

[153] S. Eidelman and M. Passera, "Theory of the tau lepton anomalous magnetic moment," *Mod. Phys. Lett. A*, vol. 22, pp. 159–179, 2007.

[154] J. Abdallah *et al.*, "Study of tau-pair production in photon-photon collisions at LEP and limits on the anomalous electromagnetic moments of the tau lepton," *Eur. Phys. J. C*, vol. 35, pp. 159–170, 2004.

[155] M. Aaboud *et al.*, "Search for new high-mass phenomena in the dilepton final state using 36 fb^1 of proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector," *JHEP*, vol. 10, p. 182, 2017.

[156] A. M. Sirunyan *et al.*, "Search for high-mass resonances in dilepton final states in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV," *JHEP*, vol. 06, p. 120, 2018.

[157] G. Aad *et al.*, "Measurement of the double-differential high-mass Drell-Yan cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector," *JHEP*, vol. 08, p. 009, 2016.

[158] V. Khachatryan *et al.*, "Measurements of differential and double-differential Drell-Yan cross sections in proton-proton collisions at 8 TeV," *Eur. Phys. J.*, vol. C75, no. 4, p. 147, 2015.

[159] T. Hahn, "Generating Feynman diagrams and amplitudes with FeynArts 3," *Comput. Phys. Commun.*, vol. 140, pp. 418–431, 2001.

[160] T. Hahn, S. Paßehr, and C. Schappacher, "FormCalc 9 and Extensions," *PoS*, vol. LL2016, p. 068, 2016.

[161] P. B. Pal, "Dirac, Majorana and Weyl fermions," *Am. J. Phys.*, vol. 79, pp. 485–498, 2011.

[162] R. Escribano and E. Masso, "Constraints on fermion magnetic and electric moments from LEP-1," *Nucl. Phys.*, vol. B429, pp. 19–32, 1994.

[163] G. Kopp, D. Schaile, M. Spira, and P. M. Zerwas, "Bounds on radii and magnetic dipole moments of quarks and leptons from LEP, SLC and HERA," *Z. Phys.*, vol. C65, pp. 545–550, 1995.

[164] E. d. S. Almeida, O. J. P. Éboli, and M. C. Gonzalez-Garcia, "Impact of fermionic operators on the Higgs width measurement," *Phys. Rev. D*, vol. 102, p. 113002, 2020.

[165] A. M. Sirunyan *et al.*, "Measurements of properties of the Higgs boson decaying into the four-lepton final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV," *JHEP*, vol. 11, p. 047, 2017.

[166] F. Caola and K. Melnikov, "Constraining the Higgs boson width with ZZ production at the LHC," *Phys. Rev. D*, vol. 88, p. 054024, 2013.

[167] J. M. Campbell, R. K. Ellis, and C. Williams, "Bounding the Higgs Width at the LHC Using Full Analytic Results for $gg->e^-e^+\mu^-\mu^+$," *JHEP*, vol. 04, p. 060, 2014.

[168] N. Kauer and G. Passarino, "Inadequacy of zero-width approximation for a light Higgs boson signal," *JHEP*, vol. 08, p. 116, 2012.

[169] A. Azatov, C. Grojean, A. Paul, and E. Salvioni, "Taming the off-shell Higgs boson," *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, vol. 147, pp. 410–425, 2015.

[170] A. Dainese, M. Mangano, A. B. Meyer, A. Nisati, G. Salam, and M. A. Vesterinen, eds., *Report on the Physics at the HL-LHC,and Perspectives for the HE-LHC*, vol. 7/2019 of *CERN Yellow Reports: Monographs*. Geneva, Switzerland: CERN, 2019.

[171] M. Aaboud *et al.*, "Constraints on off-shell Higgs boson production and the Higgs boson total width in $ZZ \to 4\ell$ and $ZZ \to 2\ell 2\nu$ final states with the ATLAS detector," *Phys. Lett. B*, vol. 786, pp. 223–244, 2018.

[172] A. M. Sirunyan *et al.*, "Measurements of the Higgs boson width and anomalous *HVV* couplings from on-shell and off-shell production in the four-lepton final state," *Phys. Rev. D*, vol. 99, no. 11, p. 112003, 2019.

[173] M. Gonzalez-Garcia and M. Maltoni, "Atmospheric neutrino oscillations and new physics," *Phys. Rev. D*, vol. 70, p. 033010, 2004.

[174] G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, D. Montanino, and A. Palazzo, "Getting the most from the statistical analysis of solar neutrino oscillations," *Phys. Rev.*, vol. D66, p. 053010, 2002.

[175] W. Wang, *Studies of non-standard effects in atmospheric neutrino oscillations of Super-Kamiokande*. PhD thesis, Boston U., 2007.

[176] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, "Numerical Recipes in FORTRAN: The Art of Scientific Computing," 9 1992.