



UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE

CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA

COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Dissertação de Mestrado

Modelos Multi-Higgs

por

Pablo Vasconcelos

Campina Grande - Paraíba - Brasil

Setembro, 2014

UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Pablo Vasconcelos

Modelos Multi-Higgs

**Dissertação de mestrado apresentada à
Coordenação do Programa de Pós-graduação
em Física da Universidade Federal de Camp-
ina Grande como parte dos requisitos para a
obtenção do grau de Mestre em Física**

Orientador: Prof. Dr. Diego Cogollo

Campina Grande - Paraíba - Brasil

Setembro, 2014

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA CENTRAL DA UFCG

O45m Olegario, Pablo Wagner Vasconcelos.
Modelos multi-higgs / Pablo Wagner Vasconcelos Olegario. – Campina Grande, 2014.
58 f. : color.

Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia, 2014.

"Orientação: Prof. Dr. Diego Cogollo".
Referências.

1. Multi-Higgs. 2. Modelo Padrão. 3. Mecanismo de Higgs. 4. Corrente Neutra. 5. Física de Sabores. I. Cogollo, Diego. II. Título.

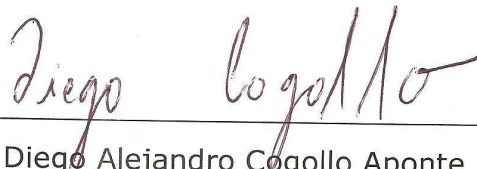
CDU 53(043)

PABLO WAGNER VASCONCELOS OLEGARIO

MODELOS MULTI-HIGGS

Dissertação aprovada em 05/09/2014

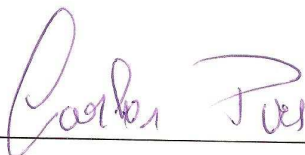
BANCA EXAMINADORA



Prof. Dr. Diego Alejandro Cogollo Aponte
Unidade Acadêmica de Física - UFCG
(Presidente)



Prof. Dr. Eduardo Marcos Rodrigues dos Passos
Unidade Acadêmica de Física - UFCG
(Membro Interno)



Prof. Dr. Carlos Antônio de Sousa Pires
Departamento de Física - UFPB
(Membro Externo)

Agradecimentos

Ao Prof. Diego Cogollo, pela orientação, dedicação, estímulo e competência durante todos estes anos com que condiziu nosso trabalho, e que sempre me motivou e inspirou.

Aos Professores Daisy Martins, Rômulo Rodrigues, Aécio Ferreira, Francisco de Assis, Memnandro Silva, por tudo apoio durante todos os anos de graduação e mestrado.

A todos os professores desta Unidade Acadêmica que contribuíram com a minha formação.

A Rodrigo Lima por toda a ajuda!

Aos meus familiares pelo apoio, confiança e incentivo.

Aos colegas de pós-graduação e graduação, Tico, Téo, Miguel, Kennedy, Paulin e funcionários da Unidade Acadêmica de Física pela grata convivência durante a minha permanência nesta Unidade.

À CAPES pelo suporte financeiro.

A todos que direta ou indiretamente possibilitaram a conclusão deste trabalho.

RESUMO

É um consenso que o Modelo Padrão (MP) não é a última palavra em teoria de partículas elementares, pois não responde várias questões pertinentes, das quais podemos exemplificar: quantização da carga, massa para os neutrinos, número de gerações de férmions, matéria e energia escura, e indícios sobre o excesso no canal $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Neste trabalho realizamos um estudo sobre algumas extensões do Modelo Padrão. Para tanto, escolhemos um problema em particular, sem solução no MP, e uma extensão com uma proposta de solução.

Para o Modelo com Dupleto de Higgs extra, abordamos o problema da matéria escura. O Modelo com Tripleto de Higgs, motivado pelo Modelo de Seesaw Tipo-II, temos a possibilidade de termos de massa para os neutrinos na escala de eV. O Modelo 331 Mínimo Reduzido, dentre outros, propõe uma solução para o excesso de fótons no canal $H \rightarrow \gamma\gamma$. Por fim, o modelo ainda proporciona processos de Trocas de Sabor na Corrente Neutra, em nível de árvore via bósons escalares e o novo bóson de *gauge*, o Z' .

Palavras chave: Multi-Higgs, Modelo Padrão, Mecanismo de Higgs, Higgs, HTM, THDM, RM331, Troca de Sabor, Corrente Neutra, Física de Sabores.

ABSTRACT

It is a consensus that the Standard Model is not the last word in particle theory elementares because it does not answer several pertinent questions, which we can exemplify: quantization of charge, mass for neutrinos, number of generations fermions, matter and dark energy, and clues about over the channel $H \rightarrow \gamma\gamma$.

In this work we conducted a study on some extensions of the Standard Model. To do this we chose a particular problem without solution in SM, and an extension to a proposed solution. For the model with Higgs Doublet, we have a candidate for dark matter. The Higgs Triplet Model, motivated by Type-II Seesaw Model, enables mass terms for the neutrinos in the eV scale. The Reduced Minimal 331 Model, among others, proposes a solution to the excess photon in the channel $H \rightarrow \gamma\gamma$. Finally, the model also provides processes FCNC at tree level.

Keywords: Multi-Higgs, Standard Model, Higgs mechanism, HTM, THDM, RM 331, FCNC.

Conteúdo

| | |
|--|--------|
| Lista de Figuras | p. iii |
| 1 Introdução | p. 1 |
| 2 Modelo Padrão | p. 5 |
| 2.1 Visão Geral | p. 6 |
| 2.2 Setor Escalar e Quebra Espontânea de Simetria | p. 8 |
| 2.3 Bósons de Gauge Físicos | p. 10 |
| 3 Modelo de Dois Dubletos de Higgs | p. 12 |
| 3.1 Setor Escalar THDM | p. 13 |
| 3.1.1 Modelo com dois dubletos ativos: $v_1 \neq 0$ e $v_2 \neq 0$ | p. 15 |
| 3.1.2 Modelo com dubletos inerte: $v_1 \neq 0$ e $v_2 = 0$ | p. 17 |
| 4 Modelo Tripleto de Higgs | p. 19 |
| 4.1 Setor Escalar HTM | p. 20 |
| 4.2 Quebra Espontânea de Simetria no HTM | p. 21 |
| 4.3 Bósons de Gauge Físicos do HTM | p. 24 |
| 4.4 Setor de Yukawa | p. 26 |
| 5 Modelo 3-3-1 Mínimo Reduzido | p. 28 |
| 5.1 Setor Fermiônico | p. 29 |

| | | |
|----------|---|-------|
| 5.2 | Setor Escalar e Quebra Espontanea de Simetria no <i>RM331</i> | p. 30 |
| 5.3 | Bósons de Gauge Físicos no <i>RM331</i> Model | p. 33 |
| 5.4 | Largura de Decaimento: Higgs tipo-padrão | p. 35 |
| 5.4.1 | Higgs - Decaimento em Férmions | p. 36 |
| 5.4.2 | Higgs - Decaimento em Bósons <i>WW</i> e <i>ZZ</i> | p. 37 |
| 5.4.3 | Higgs - Decaimento em Fótons | p. 38 |
| 5.5 | Troca de Sabor na Corrente Neutra | p. 41 |
| 5.5.1 | Correntes Neutras Mediadas por Escalares | p. 43 |
| 5.5.2 | Sistema $B^0 - \bar{B}^0$ | p. 45 |
| 5.5.3 | Sistemas $(K^0 - \bar{K}^0)$ e $(D^0 - \bar{D}^0)$ | p. 48 |
| 6 | Conclusões e Perspectivas | p. 49 |
| | Apêndice A | p. 51 |
| | Bibliografia | p. 55 |

Lista de Figuras

- 5.1 Diagramas *one-loop* para $h \rightarrow \gamma\gamma$. Decaimentos via bósons de *gauge* carregados ($V = U^{++}, V^+$ e W^+), escalar duplamente carregado (h^{++}), e férmions carregados (Ψ). p. 39
- 5.2 Resultados para $\Gamma(h \rightarrow all)$ no *RM331 Model* em função do ângulo de mistura β p. 41
- 5.3 Intensidade de Sinal para o decaimento do Higgs (h) no *RM331 Model*. Aqui temos o melhor ajuste para as análises globais para dois valores do parâmetro $\tan\beta$ e v_χ : (-0,3227; 2,0 TeV) e (-0,1556; 4,0 TeV), respectivamente. p. 42
- 5.4 Contribuição total do *RM331* para $(\Delta m_B) = (\Delta m_B)_{RM331} = (\Delta m_B)_{Z'} + (\Delta m_B)_h + (\Delta m_B)_H + (\Delta m_B)_{MP}$ como função da escala de quebra de simetria usando a parametrização da Ref.[1] (*à esquerda*) e a parametrização da Ref.[2] (*à direita*). A linha horizontal em negrito refere-se ao limite experimental atual. Concluimos que $v_\chi \gtrsim 2786$ GeV (consistente Ref.[1]), que implica $m_{Z'} \gtrsim 3326$ GeV, $m_{V^\pm} \gtrsim 910$ GeV, $m_{U^{++}} \gtrsim 914$ GeV, $m_H \gtrsim 889$ GeV. Usando a parametrização Ref.[2] encontramos $v_\chi \gtrsim 1023$ GeV que traduz-se em $m_{Z'} \gtrsim 1221$ GeV, $m_{V^\pm} \gtrsim 334$ GeV, $m_{U^{++}} \gtrsim 343$ GeV, $m_H \gtrsim 345$ GeV. Usamos $S_W^2 = 0.231$ p. 47

1 Introdução

Há muito se especula a respeito da constituição da matéria. Desde a antiguidade clássica, por volta do século V a.C., Leucipo de Mileto e Demócrito de Abdera discorriam sobre a natureza da matéria. Segundo eles, a matéria seria formada por átomos, ou seja, corpos microscópicos impenetráveis e indivisíveis. Porém a hipótese que vingou foi a da matéria contínua, proposta por Aristóteles e seguida por pensadores e cientistas até o século XVII d.C.. No final do século XVIII e início do século XIX, a hipótese clássica da constituição da matéria a partir de átomos é retomada. John Dalton, em 1808, propõe o que é considerada primeira teoria atômica moderna. Em suas publicações, *Absorption of gases by Water and Other Liquids* (1808) e *New System of Chemical Philosophy* (1810), Dalton resume os princípios de seu modelo atômico. A partir deste ponto o que temos é o desenvolvimento e propostas de novos modelos, principalmente por Joseph John Thompson, Ernest Rutherford e Niels Bohr, passando por Erwin Schroedinger, Luis de Broglie e Werner Heisenberg até chegar ao modelo atual de átomo. Durante esta evolução, o átomo deixa de ser indivisível e passa a ter uma estrutura complexa que sabemos é formada por elétrons, prótons e nêutron. Estes últimos, por sua vez, são formados por componentes elementares, chamados quarks, enquanto que o elétron não possui estrutura e assim é dito elementar. Ao longo de praticamente todo o século XX um verdadeiro zoológico dessas partículas foi descoberto, com as mais variadas propriedades e características.

As partículas elementares estão divididas ou classificadas em dois grupos: Férmions e Bósons. Esses dois grupos são fundamentalmente diferentes. Partículas fermiônicas são aquelas

que obedecem ao Princípio da Exclusão de Pauli, são descritas pela estatística de Fermi-Dirac e possuem spin semi-inteiro ($\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$), por exemplo: elétrons e quarks (possuem spin $\frac{1}{2}$). Nesse grupo está a matéria propriamente dita. Partículas bosônicas não obedecem ao Princípio de Pauli, são descritas pela estatística de Bose-Einstein e têm spin inteiro ($0, 1, 2, \dots$), por exemplo: Higgs (spin 0) e o fóton (spin 2). Neste grupo estão as partículas mediadoras das interações fundamentais. O Modelo Padrão das partículas elementares, ou simplesmente Modelo Padrão (MP), é a teoria que explica como esses dois grupos interagem.

O estudo da física de altas energias, conhecida também como física de partículas, teve no trabalho publicado em 1935 por Hideki Yukawa [3] um de seus pontos fundamentais. Este tratava das forças nucleares de curto alcance que agem entre nucleons (prótons e nêutrons). Yukawa apoiou-se no fato de que as forças eletromagnéticas podem ser compreendidas em termos de campos, dos quais os fótons são os *quanta*, o que era bem sabido à época. As primeiras experiências foram conduzidas com radiação cósmica, única fonte de partículas de alta energia disponível até a década de 50 [4]. O nascimento propriamente dito do MP pode ser atribuído à tentativa de explicar o decaimento β ($n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$), feita por Enrico Fermi, a partir de uma interação entre quatro férmions. A partir de então muitas ideias foram incorporadas até chegar a versão moderna dada por Sheldon Lee Glashow, Abdus Salam e Steven Weinberg.

Das quatro interações fundamentais que conhecemos na natureza, o MP descreve de maneira unificada apenas as interações eletromagnética e fraca, dando origem ao que chamamos de *força eletrofraca*.

O MP tem sido testado intensivamente ao longo dos anos, onde o mais importante teste ocorreu em Julho de 2012 [5, 6], quando foi observado uma partícula com várias características que apontavam ser um bóson escalar, o bóson de Higgs, e mesmo com o sucesso da teoria, o MP ainda é uma teoria efetiva, válida até uma certa escala de energia. Cabe então perguntar: qual teoria deve substituir o Modelo Padrão? Ainda não temos um substituto definitivo, mas devido ao sucesso das teorias de *gauge* na construção do MP, é natural buscar novas simetrias

que possam orientar a construção de novos modelos ou extensões do Modelo Padrão.

Uma das mais simples extensões do MP é o modelo que conhecemos por *The Two-Higgs-Doublet Model* (THDM) ou Modelo de dois Dubletos de Higgs. Está presente em modelos como *Minimal Supersymmetric Model* (MSSM) [7, 8, 9] e modelos *Seesaw radioativos* como o *Zee Model* [10, 11]. É uma extensão escalar e assim, contida no mesmo grupo de simetria do MP.

Extensões do Modelo Padrão que incluem um tripleto de Higgs, conhecidos na literatura como *Higgs Triplet Field*, ocorrem em vários modelos físicos, por exemplo, o *Left-Right Symmetric Model* [12], *Type-II Seesaw Model* [13], *Inert Triplet Model* (ITM) [14]. Nesta dissertação nosso foco será o *Higgs Triplet Model* (HTM), ou Modelo Tripleto de Higgs, motivado pelo *type-II Seesaw Model* que possibilita a geração de massa para os neutrinos em nível de árvore [15]. O HTM é também uma extensão escalar e como tal, contida também no mesmo grupo de simetria que o MP.

Extensões do tipo *gauge*, como o *331 Model*, têm ganhado muita força nos últimos tempo. Entre as versões disponíveis, o *Minimal 3 – 3 – 1 Model* [16] aparece como um dos mais interessantes do ponto de vista fenomenológico. Do lado teórico, o modelo resolve o problema de replicação de famílias e explica a quantização da carga elétrica [17, 18]. Essas são algumas das propriedades que tornam o Minimal 3 – 3 – 1 Model um candidato a Física além do Modelo Padrão. Em uma extensão de *gauge*, o grupo de simetria é estendido em relação ao grupo do Modelo Padrão.

Neste trabalho, vamos fazer um estudo de algumas extensões do MP, tais como o THDM, HTM e *RM331*, que consideramos importantes exemplos e resolvem alguns problemas que não são possíveis dentro do Modelo Padrão.

No capítulo 2 é feito uma brevíssima revisão do setor eletrofraco do MP, onde é tratado o Mecanismo de Higgs e a quebra espontânea de simetria (QES). O capítulo 3 traz uma revisão do setor escalar do Modelo de dois Dubletos de Higgs. O capítulo 4 faz uma revisão do setor

escalar do HTM, e como o Mecanismo Seesaw tipo-II pode ser implementado e dessa forma, gerar termos de massa para neutrinos. Por fim, no capítulo 5, verificamos a consistência do Modelo 331 Mínimo Reduzido com dados do ATLAS e CMS, e calculamos os limites sobre as Trocas de Sabor na Corrente Neutra, obtendo como principal resultado os limites sobre a massa do bóson vetorial Z' .

2 *Modelo Padrão*

O Modelo Padrão é uma elegante teoria que descreve as partículas elementares e suas interações. Com essa teoria, sabemos que a matéria como a conhecemos, é composta por férmions (quarks mais léptons), sujeitos às interações fundamentais. Tais interações são mediadas pelos bósons de *gauge*: γ (fóton), W e Z , e glúons.

O conteúdo de partículas do modelo é composto por três gerações de férmions (com spin $1/2$), cada geração apresenta dois quarks e dois léptons. Cada férmion tem, associado a ele, uma anti-partícula com mesma massa e largura de decaimento, mas carga elétrica oposta. Os bósons de *gauge* (spin 1) são responsáveis por mediar as interações fundamentais. O fóton responde pela interação eletromagnética entre partículas carregadas. Os bósons de *gauge* W^+, W^- e Z , são mediadores das interações fracas e decaimentos radioativos. O bóson de Higgs (spin 0), observado em 4 de julho de 2012 e confirmado em 13 de março de 2013, é o mediador da interação escalar ou de massa. Os gluons mediam a interação forte entre quarks e entre eles mesmos.

O Modelo Padrão é uma teoria de invariância de *gauge*, sua densidade lagrangiana é invariante de *gauge* sob transformações do grupo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. As interações eletrofracas estão baseadas na simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, enquanto que interações fortes são invariantes sob o grupo de simetria $SU(3)_C$, a teoria de Cromodinâmica Quântica¹.

¹do inglês, *Quantum Chromodynamics* (QCD)

Apesar de seu sucesso, é um consenso que o Modelo Padrão [19] não é a última palavra em teoria de Partículas Elementares. O modelo não explica questões fundamentais, por exemplo, massa dos neutrinos, matéria escura. Ainda assim, é a melhor teoria a respeito da natureza da matéria que temos.

2.1 Visão Geral

O setor eletrofraco do MP está contido no produto tensorial dos grupos $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. O conteúdo de partículas está disposto da seguinte forma: férmions de mão-esquerda na representação fundamental, ou dubleto do grupo $SU(2)_L$, e os férmions de mão-direita na representação singleto. Para os léptons temos:

$$f_L^a = \begin{bmatrix} \nu^a \\ \ell^a \end{bmatrix}_L ; \quad \ell_R^a \quad (2.1.1)$$

$$\nu^1 = \nu_e, \quad \nu^2 = \nu_\mu, \quad \nu^3 = \nu_\tau,$$

$$\ell^1 = e^-, \quad \ell^2 = \mu^-, \quad \ell^3 = \tau^-.$$

onde ν_e , ν_μ e ν_τ , são neutrino do elétron, neutrino do muon e neutrino do tau, respectivamente.

Para os quarks temos:

$$Q_L^a = \begin{bmatrix} u^a \\ d^a \end{bmatrix}_L ; \quad u_R^a, \quad d_R^a \quad (2.1.2)$$

$$u^1 = u, \quad u^2 = c, \quad u^3 = t,$$

$$d^1 = d, \quad d^2 = s, \quad d^3 = b.$$

onde u , c e t , correspondendo aos quarks *up*, *charm* e *top*, e d , s e b , correspondendo aos quarks *down*, *strange* e *bottom*, respectivamente. Introduzimos os bósons de *gauge* através da substituição mínima na derivada parcial pela derivada covariante, $\partial_\mu \rightarrow D_\mu$. Essa substituição garante a invariância de gauge da lagrangeana pelas transformações locais de grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Experimentalmente observamos todo o conteúdo das famílias, mas somente a *primeira geração* (elétron e neutrino do elétron para os léptons e quarks *u-up* e *d-down*) é encontrada na matéria ordinária. As demais famílias contêm partículas instáveis que logo decaem na primeira. Isso

ocorre devido a grande diferença entre as massas das partículas de cada geração.

No setor eletrofraco do MP, a derivada covariante D_μ adquire a forma:

$$\begin{aligned} D_\mu^L &= \partial_\mu + igW_\mu^a \tau^a + ig_Y \frac{Y}{2} B_\mu, \\ D_\mu^R &= \partial_\mu + ig_Y \frac{Y}{2} B_\mu, \end{aligned} \quad (2.1.3)$$

com $a=1,2,3$; W_μ^a são os bósons de gauge simétricos do grupo $SU(2)_L$; B_μ é o bóson de gauge simétrico do grupo $U(1)_Y$; $\tau^a = \sigma^a/2$ são os geradores do grupo $SU(2)_L$; σ^a são as matrizes de Pauli; Y é a hipercarga.

Por construção, a densidade lagrangeana total do Modelo Padrão deve ser invariante frente as transformções de Lorentz, renormalizável e invariante pelas transformações do grupo no qual está contido, o $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Portanto temos:

$$\mathcal{L}_{MP} = \mathcal{L}_{leptons} + \mathcal{L}_{quarks} + \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{escalar}. \quad (2.1.4)$$

Nos dois primeiros termos de (2.1.4) está contido o setor fermiônico do modelo. Dele obtemos as interações entre férmion neutros e carregados:

$$\mathcal{L}_{fermions} = \sum_{a=1}^3 [\bar{\psi}_L^a i\gamma^\mu D_\mu^L \psi_L^a + \bar{\psi}_R^a i\gamma^\mu D_\mu^R \psi_R^a]. \quad (2.1.5)$$

Quando $\psi_L^a = f_L^a$ e $\psi_R^a = \ell_R^a$ temos as interações entre léptons; se $\psi_L^a = Q_L^a$ e $\psi_R^a = u_R^a$ ou d_R^a , entre os quarks.

A lagrangeana de *gauge* contém as interações tríplexes e quárticas entre os próprios bósons de gauge, como também sua dinâmica [20]:

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (2.1.6)$$

onde

$$G^{a\mu\nu} = \partial^\mu W^{a\nu} - \partial^\nu W^{a\mu} + g\varepsilon^{abc} W^{b\mu} W^{c\nu}; \quad B^{\mu\nu} = \partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu; \quad a = 1, 2, 3.$$

Os bósons de *gauge* na equação (2.1.6) são bósons de *gauge* simétricos (não físicos). Termos

explícitos de massa quebrariam a simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Uma vez que termos de massa nos lagrangeanos quebram as simetrias de gauge, por exemplo, um termo de massa para os léptons carregados do tipo $M\bar{\ell}\ell = M[\bar{\ell}_L\ell_R + \bar{\ell}_R\ell_L]$; devemos então exigir inicialmente que os léptons não tenham massa. Termos de massa para os férmions são obtidos por um procedimento conhecido como Mecanismo de Higgs. O mecanismo consiste em introduzir um campo escalar, dubleto de $SU(2)_L$, que se acopla aos campos de matéria da seguinte forma:

$$\mathcal{L}_{Y,leptons} = -G_{ab} \left[(\bar{f}_L^a \Phi) \ell_R^b \right] + H.C, \quad (2.1.7)$$

sendo G_{ab} as constantes de acoplamento de Yukawa. Vemos também que não há termos de massa para os léptons neutros.

No caso da massa dos quarks, precisamos definir um dubleto de escalares $\bar{\Phi}$ com $Y = -1$ para gerar termos de massa em uma forma invariante de *gauge*:

$$\mathcal{L}_{Y,quarks} = - \left[G_{ab}^D (\bar{Q}_L^a \Phi) d_R^b + G_{ab}^U (\bar{Q}_L^a \bar{\Phi}) u_R^b \right] + H.C, \quad (2.1.8)$$

sendo

$$\bar{\Phi} = i\sigma^2 \Phi^* = \begin{bmatrix} \Phi^{0*} \\ -\Phi^- \end{bmatrix}, \quad a, b = 1, 2, 3. \quad (2.1.9)$$

2.2 Setor Escalar e Quebra Espontânea de Simetria

Como dito anteriormente, a implementação do mecanismo de Higgs é feito introduzindo um campo escalar, um dubleto de $SU(2)_L$, às lagrangeanas de férmions e de *gauge*. A inclusão deste campo deve ser feita mantendo as lagrangeanas do modelo invariantes por transformações do grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. O campo escalar Φ é dado por:

$$\Phi = \begin{bmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{bmatrix}; \quad Y_\Phi = 1 \quad (2.2.10)$$

onde ϕ^+ e ϕ^0 são os campos carregado e neutro, respectivamente.

A lagrangeana escalar adquire então a seguinte forma:

$$\mathcal{L}_{escalar} = (D_{\mu}^L \Phi)^{\dagger} (D^{\mu L} \Phi) - V(\Phi) \quad (2.2.11)$$

onde o potencial $V(\phi)$ é dado por:

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^{\dagger} \Phi + \lambda (\Phi^{\dagger} \Phi)^2. \quad (2.2.12)$$

Tecnicamente a QES se dá quando a componente neutra do campo complexo, ϕ^0 , adquire valor esperado no vácuo (VEV) diferente de zero. Como estamos obrigados a recuperar a QED, esta quebra de simetria tem que ser da forma $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$:

$$\Phi = \begin{bmatrix} 0 \\ \phi^0 \end{bmatrix}; \quad (2.2.13)$$

Agora que a componente neutra do campo complexo, Φ^0 , assumiu um valor esperado no vácuo (VEV) diferente de zero, devemos expandir o campo em torno do seu VEV para obter os escalares físicos:

$$\phi^0 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (v_{\Phi} + H + iI) \quad (2.2.14)$$

Após a QES, com a ajuda das equações (2.2.12), (2.2.13) e (2.2.14), obtemos a seguinte condição de mínimo:

$$\mu^2 + \lambda v_{\Phi}^2 = 0 \quad (2.2.15)$$

Da análise dos termos quadráticos, obtem-se apenas um escalar físico, o campo neutro H , que identificamos como o bóson de Higgs do MP, \mathcal{H} , com massa dada por:

$$m_{\mathcal{H}}^2 = \lambda v_{\Phi}^2. \quad (2.2.16)$$

Por outro lado, os campos carregados ϕ^{\pm} e o pseudo escalar I , permanecem sem massa ($m_{\pm}^2 = 0$, $m_I^2 = 0$), ou seja, ϕ^{\pm} e I são bósons de Nambu-Goldstone (NG) e serão absorvidos pelos bósons de gauge físicos carregados W^{\pm} e neutro Z^0 , respectivamente.

2.3 Bósons de Gauge Físicos

Para determinar os bósons de *gauge* físicos do MP é necessário desenvolver o primeiro termo da lagrangeana (2.2.11) após a QES. Partindo da primeira equação de (2.1.3), temos:

$$D_\mu^L = \partial_\mu + \frac{i}{2}g \left(\begin{bmatrix} 0 & W_\mu^1 \\ W_\mu^1 & 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & -iW_\mu^2 \\ iW_\mu^2 & 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} W_\mu^3 & 0 \\ 0 & -W_\mu^3 \end{bmatrix} \right) + \frac{i}{2}g_y Y_\Phi I_{2 \times 2} B_\mu$$

O objetivo aqui é procurar por termos de massa para os bósons de *gauge*, portanto excluimos o termo ∂_μ , responsável unicamente pela cinética do campo de Higgs. Sabendo que a hipercarga do dubleto de Higgs é $Y_\Phi = 1$, temos:

$$D_\mu^L = \begin{bmatrix} \frac{i}{2}gW_\mu^3 + \frac{i}{2}g_y B_\mu & \frac{i}{\sqrt{2}}gW_\mu^+ \\ \frac{i}{\sqrt{2}}gW_\mu^- & -\frac{i}{2}gW_\mu^3 + \frac{i}{2}g_y B_\mu \end{bmatrix} \quad (2.3.17)$$

onde fizemos a seguinte substituição:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2). \quad (2.3.18)$$

Para o produto de (2.3.17) com (2.2.13) teremos:

$$D_\mu^L \langle \Phi \rangle_0 = \begin{bmatrix} \frac{i}{2}gW_\mu^3 + \frac{i}{2}g_y B_\mu & \frac{i}{\sqrt{2}}gW_\mu^+ \\ \frac{i}{\sqrt{2}}gW_\mu^- & -\frac{i}{2}gW_\mu^3 + \frac{i}{2}g_y B_\mu \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{v_\Phi + H}{\sqrt{2}} \end{bmatrix} \quad (2.3.19)$$

Usando a simplificação $t = g_y/g$, obtemos:

$$D_\mu^L \langle \Phi \rangle_0 = \begin{bmatrix} \frac{i}{2}g(v_\Phi + H)W_\mu^+ \\ -\frac{i}{2\sqrt{2}}g(v_\Phi + H)(W_\mu^3 - tB_\mu) \end{bmatrix} \quad (2.3.20)$$

Finalmente o primeiro termo de (2.2.11) fica,

$$\begin{aligned} |D_\mu^L \langle \Phi \rangle_0|^2 &= \frac{1}{4}g^2(v_\Phi + H)^2 W_\mu^+ W_\mu^- \\ &+ \frac{1}{4}g^2(v_\Phi + H)^2 (W_\mu^3 W_\mu^3 - tW_\mu^3 B_\mu - tB_\mu W_\mu^3 + t^2 B_\mu B_\mu) \end{aligned} \quad (2.3.21)$$

Podemos ver da equação (2.3.21) que os bósons vetoriais W^\pm constituem autoestados de massa; W_μ^3 e B_μ , associados aos geradores diagonais, se misturam e formam a matriz de mistura na base (B_μ, W_μ^3) . Os corretos termos de massa vêm com a diagonalização da matriz de mistura. Após a diagonalização temos uma matriz na base (A_μ, Z_μ) , onde os auto-vetores são o fóton, A_μ , e o bóson neutro Z_μ , e auto-valores,

$$\lambda_A = 0 \quad e \quad \lambda_Z = \frac{g^2 v_\Phi^2}{8} (t^2 + 1) \quad (2.3.22)$$

Como no Modelo Padrão não temos mais quebra de simetria, os auto-vetores são também autoestados de massa, ou seja, A_μ e Z_μ são os bósons de *gauge* neutros físicos do MP, onde identificamos A_μ com o fóton (massa zero). Os respectivos autoestados são:

$$\begin{bmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_W & -S_W \\ S_W & C_W \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{bmatrix} \quad (2.3.23)$$

onde,

$$C_W = \cos(\theta_W) = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad e \quad S_W = \sin(\theta_W) = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.3.24)$$

sendo θ_W o ângulo de Weinberg. As correspondentes massas para os bósons de *gauge* são:

$$m_A^2 = 0, \quad m_W^2 = \frac{g^2 v_\Phi^2}{4} \quad e \quad m_Z^2 = \frac{g^2 v_\Phi^2}{4C_W^2}. \quad (2.3.25)$$

No MP, o parâmetro

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W}, \quad (2.3.26)$$

nos fornece a intensidade relativa das interações de corrente carregada e neutra. Em nível de árvore, ou seja, sem correções radioativas, ρ é igual a 1.

3 *Modelo de Dois Dubletos de Higgs*

Não há uma razão fundamental para crer que o setor escalar contenha apenas um dubleto de escalares tal como o setor escalar padrão, em outras palavras, não há razão para não considerar outros Higgs. Uma das mais simples extensões do MP apresenta dois dubletos escalares, onde o dubleto extra apresenta os mesmos números quânticos que o dubleto padrão. Esta extensão é chamada de *Two Higgs Doublet Model* (THDM), ou Modelo de Dois Dubletos de Higgs [21]. São muitas as motivações para introduzir este modelo, e ele tem sido estudado exhaustivamente. Há vários tipos de THDM, por exemplo: o *Inert Higgs Doublet Model* (IHDM), ou Modelo de Dubleto Inerte [22, 23] (em que apenas um dos dubletos desenvolve seu VEV, e dessa maneira um dos escalares, gerado após a QES torna-se um WIMP, candidato natural à matéria escura), e o modelo em que os dois dubletos desenvolvem seus VEVs.

A principal motivação para estender o modelo é sua aplicação em supersimetria [24]. Os escalares aparecem na teoria supersimétrica como multipletos quirais e seus conjugados possuem quiralidade oposta, portanto eles não podem acoplar entre si. Como resultado, são necessários dois dubletos de Higgs para dar, simultaneamente, massas para quarks com cargas diferentes, e assim explicando a hierarquia para as massas dos quarks.

Outro razão para adicionar o segundo dubleto tem origem na hierarquia dos acoplamentos de Yukawa para a terceira geração dos quarks, quark-t e quark-b (top e bottom). No Modelo Padrão as massas desses quarks vêm dos acoplamentos com o Higgs padrão, o que não explica a grande diferença entre suas massas. Este problema pode ser resolvido com a introdução do

segundo dubleto, onde cada quark receberia sua massa de um escalar diferente.

THDM são fontes de *Flavour Changing Neutral Currents* (FCNC), ou trocas de sabor via corrente neutra. Esses tipos de processos são fortemente suprimidos por dados experimentais, embora não pareçam violar qualquer lei fundamental da natureza. O Modelo Padrão é compatível com os vínculos experimentais sobre FCNC, com exceção de oscilação de neutrinos [25]. Esses processos estão ausentes no setor de léptons, e são proibidos para o setor de quarks. O modelo mais simples que poderia explicar processos de FCNC é o THDM. As interações de Yukawa decorrentes do dubleto extra levam a FCNC em nível de árvore.

3.1 Setor Escalar THDM

Como já mencionado no capítulo anterior, o parâmetro ρ , dado pela equação (2.3.26), nos fornece a intensidade relativa das correntes neutra e carregada. Em nível de árvore, o parâmetro tem valor $\rho = 1$, e permanece assim mesmo com a adição de mais dubletos ($Y = \pm 1$) e sigletos ($Y = 0$) escalares.

Neste modelo introduzimos um dubleto complexo extra, assim o setor escalar apresenta,

$$\Phi_i = \begin{bmatrix} \phi_i^+ \\ \phi_i^0 \end{bmatrix}; \quad i = 1, 2 \quad (3.1.1)$$

A lagrangeana escalar do THDM, invariante pelas transformações do grupo $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, é:

$$\mathcal{L}_{escalar}^{THDM} = \mathcal{L}_{cin} - V(\Phi_1, \Phi_2), \quad (3.1.2)$$

onde \mathcal{L}_{cin} e $V(\Phi_1, \Phi_2)$ são respectivamente termos cinéticos e potencial escalar. O termo cinético corresponde a,

$$\mathcal{L}_{cin} = (D_\mu^L \Phi_1)^\dagger (D^{\mu L} \Phi_1) + (D_\mu^L \Phi_2)^\dagger (D^{\mu L} \Phi_2). \quad (3.1.3)$$

As derivadas covariantes são dadas por

$$D_\mu^L = \partial_\mu + ig\tau^a W_\mu^a + ig_Y Y_i B_\mu, \quad (3.1.4)$$

com $i = 1, 2$; $\tau^a = \sigma^a / 2$ geradores do grupo $SU(2)_L$; $\sigma^a =$ matrizes de Pauli.

O potencial mais geral é dado por:

$$\begin{aligned} V = & -\frac{1}{2}(m_1^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_2^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2) + \frac{\lambda_1}{2}(\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2}(\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 \\ & + \lambda_3(\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4(\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \frac{\lambda_5}{2}[(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + (\Phi_2^\dagger \Phi_1)^2] \end{aligned} \quad (3.1.5)$$

Os parâmetros m_1, m_2 e $\lambda_1 - \lambda_4$ são reais, e $\lambda_5 < 0$; Φ_i são dubletos idênticos aos do MP ($Y = 1$).

Este potencial possui uma simetria do tipo Z_2 (simetria discreta):

$$Z_2: \quad \Phi_1 \rightarrow +\Phi_1 \quad \text{e} \quad \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2. \quad (3.1.6)$$

As condições de estabilidade para o potencial (3.1.5), requerem que este seja limitado por baixo, e positivo para grandes valores dos campos Φ_i [26, 27]. Para esses valores os termos dominantes no potencial são:

$$\begin{aligned} V^{(4)} \approx & \frac{\lambda_1}{2}(\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2}(\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3(\Phi_1^\dagger \Phi_1)(\Phi_2^\dagger \Phi_2) \\ & + \lambda_4(\Phi_1^\dagger \Phi_2)(\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \frac{\lambda_5}{2}[(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + (\Phi_2^\dagger \Phi_1)^2], \end{aligned} \quad (3.1.7)$$

que nos leva as condições:

$$\lambda_1 > 0, \quad \lambda_2 > 0, \quad \lambda_3 + \sqrt{\lambda_1 \lambda_2} > 0, \quad \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5 + \sqrt{\lambda_1 \lambda_2} > 0. \quad (3.1.8)$$

Como é bem sabido, existem quatro modelos ou tipos de interações de Yukawa no THDM, invariantes pela simetria Z_2 [28, 29]. Cada modelo de interação depende de como atribuímos as cargas para os quarks e léptons sob a simetria Z_2 . Na literatura, nos referimos a tais modelos como: *type-I*, *type-II*, *type-X*, *type-Y*. A Tabela 3.1 mostra como é feito o arranjo para as cargas.

Tabela 3.1: Cargas atribuídas a quarks e léptons sob simetria Z_2 .

| Modelo | Φ_1 | Φ_2 | u_R | d_R | l_R | Q_L, f_L |
|---------|----------|----------|-------|-------|-------|------------|
| Type-I | + | - | - | - | - | + |
| Type-II | + | - | - | + | + | + |
| Type-X | + | - | - | - | + | + |
| Type-Y | + | - | - | + | - | + |

3.1.1 Modelo com dois dubletos ativos: $v_1 \neq 0$ e $v_2 \neq 0$

O THDM com a condição em que $v_1 \neq 0$ e $v_2 \neq 0$, ou seja, os dois dubletos do THDM desenvolvem seus VEVs, v_1 e v_2 , obtemos a matriz mistura dos escalares neutros, CP-par. As interações de Yukawa acontecem da seguinte maneira: o dubleto Φ_2 interage com os quarks que possuem carga $Q = \frac{2}{3}$, enquanto que, Φ_1 interage com quarks de carga $Q = -\frac{1}{3}$ e léptons de carga $Q = -1$, tendo assim o tipo-II das interações de Yukawa¹.

Os dubletos podem ser parametrizados como,

$$\Phi_i = \begin{bmatrix} \phi_i^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_i + H_i + iI_i) \end{bmatrix}, \quad (3.1.9)$$

com $i = 1, 2$, onde $v^2 = v_1^2 + v_2^2 = (246 \text{ GeV})^2$.

Substituindo a equação (3.1.9) no potencial, equação (3.1.5), podemos obter os mínimos do mesmo a partir das condições:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial H_1} \right)_{H_1=0} = 0 \quad e \quad \left(\frac{\partial V}{\partial H_2} \right)_{H_2=0} = 0. \quad (3.1.10)$$

Os mínimos são:

$$-m_1^2 + \lambda_1 v_1^2 + \lambda_0 v_2^2 = 0 \quad e \quad -m_2^2 + \lambda_2 v_2^2 + \lambda_0 v_1^2 = 0 \quad (3.1.11)$$

onde $\lambda_0 = \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$.

A matriz de mistura para os escalares que constituem a matriz CP-par, na base (H_1, H_2) , é dada por:

$$M_{1,2}^2 = \begin{bmatrix} \lambda_1 v_1^2 & \lambda_0 v_1 v_2 \\ \lambda_0 v_1 v_2 & \lambda_2 v_2^2 \end{bmatrix}. \quad (3.1.12)$$

¹do inglês, type-II Yukawa interaction

Após a diagonalização, obtemos a seguinte matriz de massa, na base (h,H) :

$$M_{h,H}^2 = \begin{bmatrix} m_h^2 & 0 \\ 0 & m_H^2 \end{bmatrix}, \quad (3.1.13)$$

com,

$$\begin{aligned} m_h^2 &= \frac{v_1^2}{2} \left[\lambda_1 + \lambda_2 \tan^2 \beta - \sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2 \tan^2 \beta)^2 + 4\lambda_0 \tan^2 \beta} \right] \\ m_H^2 &= \frac{v_1^2}{2} \left[\lambda_1 + \lambda_2 \tan^2 \beta + \sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2 \tan^2 \beta)^2 + 4\lambda_0 \tan^2 \beta} \right] \end{aligned} \quad (3.1.14)$$

A matriz de mistura para os pseudo-escalares que constituem a matriz CP-ímpar, na base (I_1, I_2) , é dada por:

$$m_I^2 = -\lambda_5 \begin{bmatrix} v_2^2 & -v_1 v_2 \\ -v_1 v_2 & v_1^2 \end{bmatrix}. \quad (3.1.15)$$

Após a diagonalização, obtemos a seguinte matriz de massa, na base (ξ, A) :

$$M_{\xi,A}^2 = -\lambda_5 \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & v_1^2 + v_2^2 \end{bmatrix}, \quad (3.1.16)$$

e temos as seguintes massas para os escalares:

$$m_\xi^2 = 0 \quad \text{e} \quad m_A^2 = -\lambda_5(v_1^2 + v_2^2). \quad (3.1.17)$$

Os autoestados são dados por:

$$\begin{bmatrix} \xi \\ A \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \beta_0 & -\sin \beta_0 \\ \sin \beta_0 & \cos \beta_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad (3.1.18)$$

onde β_0 é o ângulo de mistura, e $\tan \beta_0 = \frac{v_2}{v_1}$.

Para os campos carregados, temos:

$$M_{\pm}^2 = -\frac{1}{2}(\lambda_4 + \lambda_5)v_1 v_2 \begin{bmatrix} \frac{v_2}{v_2} & -1 \\ -1 & \frac{v_1}{v_2} \end{bmatrix}. \quad (3.1.19)$$

Diagonalizando, temos a matriz de massa na base (h^+, H^+) ,

$$-\frac{1}{2}(\lambda_4 + \lambda_5)v_1 v_2 \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \frac{v_1^2 + v_2^2}{v_1 v_2} \end{bmatrix}, \quad (3.1.20)$$

com as massas para os escalares físicos carregados:

$$m_{h^\pm}^2 = 0 \quad \text{e} \quad m_{H^\pm}^2 = -\frac{1}{2}(\lambda_4 + \lambda_5)(v_1^2 + v_2^2). \quad (3.1.21)$$

Seus autoestados são:

$$\begin{bmatrix} h^+ \\ H^+ \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\beta_\pm) & -\sin(\beta_\pm) \\ \sin(\beta_\pm) & \cos(\beta_\pm) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{bmatrix} \quad (3.1.22)$$

onde β_\pm é o ângulo de mistura, e $\tan \beta_\pm = \frac{v_2}{v_1}$.

Em resumo, o modelo apresenta os escalares físicos, a saber: os carregados, h^\pm e H^\pm , e neutros h , H e A . Os escalares ξ e h^\pm são Goldstones da teoria.

3.1.2 Modelo com dubletos inerte: $v_1 \neq 0$ e $v_2 = 0$

O THDM com a condição em que $v_1 \neq 0$ e $v_2 = 0$, também é chamado de Modelos de Dubleto Inerte² (IHDM), e sua motivação é a Matéria Escura. Como já dito, no IHDM apenas um dos dubletos desenvolve VEV diferente de zero. Desta forma, apenas o dubleto Φ_1 interage com os férmions. As interações de Yukawa ocorrem apenas para o dubleto Φ_1 , temos agora o tipo-I das interações de Yukawa³.

Os dubletos são parametrizados como segue:

$$\Phi_1 = \begin{bmatrix} \phi_1^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + H_1 + iI_1) \end{bmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{bmatrix} \phi_2^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(H_2 + iI_2) \end{bmatrix}. \quad (3.1.23)$$

Substituindo a equação (3.1.23) no potencial, equação (3.1.5), podemos obter os mínimos do mesmo a partir das condições:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial H_1} \right)_{H_1=0} = 0 \quad \text{e} \quad \left(\frac{\partial V}{\partial H_2} \right)_{H_2=0} = 0. \quad (3.1.24)$$

Obtemos então o mínimo:

$$-m_1^2 + \lambda_1 v_1^2 = 0. \quad (3.1.25)$$

²do inglês, Inert Higgs Doublet Model

³do inglês, type-I Yukawa interaction

A matriz de mistura para os escalares neutros, na base (H_1, H_2) ⁴, é dada por:

$$M_{12}^2 = \begin{bmatrix} \lambda_1 v_1^2 & 0 \\ 0 & -\frac{m_2^2}{2} + \frac{\lambda_0}{2} v_1^2 \end{bmatrix}. \quad (3.1.26)$$

Uma vez que a matriz é diagonal, os elementos da diagonal principal nos fornecem as massas para os escalares físicos:

$$m_h^2 = \lambda_1 v_1^2 \quad \text{e} \quad m_H^2 = \frac{1}{2}(-m_2^2 + \lambda_0 v_1^2). \quad (3.1.27)$$

onde $\lambda_0 = \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5$.

A matriz de massa para os pseudo-escalares que constituem a matriz CP-ímpar, na base (I_1, I_2) , é dada por:

$$m_I^2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}(m^2 - \lambda'_0 v_1^2) \end{bmatrix}. \quad (3.1.28)$$

com $\lambda'_0 = \lambda_3 + \lambda_4 - \lambda_5$. A matriz apresenta-se diagonalizada; obtemos então as massas para os bósons físicos, na base (ξ, A) :

$$m_\xi^2 = 0 \quad \text{e} \quad m_A^2 = \frac{1}{2}(m^2 - \lambda'_0 v_1^2). \quad (3.1.29)$$

Para os campos carregados, obtemos:

$$M_{\pm}^2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{2}(m_2^2 - \lambda_3 v_1^2) \end{bmatrix}. \quad (3.1.30)$$

As massas para os escalares físicos carregados são:

$$m_{h^\pm}^2 = 0 \quad \text{e} \quad m_{H^\pm}^2 = -\frac{1}{2}(m_2^2 - \lambda_3 v_1^2). \quad (3.1.31)$$

Em resumo, o modelo apresenta os mesmos escalares físicos que o THDMM, a saber: os carregados, h^\pm e H^\pm , e neutros h , H e A . Os escalares ξ e h^\pm são Goldstones da teoria.

Neste modelo, apenas o dubleto Φ_1 interage com os férmions, logo identificamos o nosso h como sendo o Higgs-padrão com massa de 125 GeV, pois as demais partículas são Goldstones.

⁴renomearemos a base para h e H

4 *Modelo Tripleto de Higgs*

Neste ponto vamos discutir uma extensão do Modelo Padrão, a qual contém um campo tripleto de Higgs Δ (*Higgs triplet field*), dado por:

$$\Delta = \begin{bmatrix} \frac{\Delta^+}{\sqrt{2}} & \Delta^{++} \\ \Delta^0 & \frac{-\Delta^+}{\sqrt{2}} \end{bmatrix}, \quad (4.0.1)$$

O Modelo Tripleto de Higgs¹ (HTM) é uma extensão escalar do MP, e como tal, está contido no mesmo grupo de simetria que o modelo padrão, ou seja, $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Este estudo é motivado pelo *Type-II Seesaw Model*, que possibilita a geração de massa para os neutrinos em nível de árvore. Para isso incrementamos ao conteúdo de matéria do MP o campo Δ . Desta maneira o setor escalar do HTM é composto de um campo Φ (dubleto de $SU(2)_L$) com hipercarga $Y_\Phi = \frac{1}{2}$ mais o campo Δ (tripleto de $SU(2)_L$) com hipercarga $Y_\Delta = 1$. Na literatura também encontramos modelos de tripletos com hipercarga $Y = 2$, chamados *Inert Triplet Model* [14].

Na ausência de qualquer evidência direta para sua massa, os neutrinos foram introduzidos no Modelo Padrão como léptons sem massa. Os neutrinos não participam da interação forte ou eletromagnética, apenas interagem fracamente.

Os três neutrinos do MP residem no dubleto leptônico de $SU(2)_L$, ver equação (2.1.1), e

¹do inglês, Higgs Triplet Model

suas interações podem ser resumidas como,

$$-L_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\nu}^a_L \gamma^\mu \ell^-_L W_\mu^+ + H.C., \quad (4.0.2)$$

$$-L_{CN} = \frac{g}{2C_W} \bar{\nu}^a_L \gamma^\mu \nu^a_L Z_\mu^0, \quad (4.0.3)$$

com $\nu^1 = \nu_e$, $\nu^2 = \nu_\mu$, $\nu^3 = \nu_\tau$, e $\ell^1 = e^-$, $\ell^2 = \mu^-$, $\ell^3 = \tau^-$. As equações (4.0.2) e (4.0.3) são termos de interação da corrente carregada e neutra para os léptons, mediadas pelos bósons W^+ e Z respectivamente. Elas fornecem todas as interações para os neutrinos no MP.

4.1 Setor Escalar HTM

A lagrangeana escalar do HTM, invariante pelas transformações do grupo $SU(U)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, invariante de Lorentz e renormalizável é:

$$\mathcal{L}_{escalar}^{HTM} = \mathcal{L}_{cinético} - V(\Phi, \Delta), \quad (4.1.4)$$

onde $\mathcal{L}_{cinético}$ e $V(\Phi, \Delta)$ são respectivamente termos cinéticos e potencial escalar. O termo cinético corresponde,

$$\mathcal{L}_{cinético} = (D_\mu^L \Phi)^\dagger (D^{\mu L} \Phi) + Tr[(\mathcal{D}_\mu \Delta)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \Delta)]. \quad (4.1.5)$$

Os produtos das derivadas covariantes com os campos escalares são dadas por,

$$\begin{aligned} D_\mu^L \Phi &= (\partial_\mu + ig\tau^a W_\mu^a + ig_y Y B_\mu) \Phi, \\ \mathcal{D}_\mu^L \Delta &= \partial_\mu \Delta + i[\tau^a W_\mu^a, \Delta] + ig_y Y B_\mu \Delta, \end{aligned} \quad (4.1.6)$$

onde, $\tau^a = \sigma^a/2$ são geradores do grupo $SU(2)_L$; σ^a são as matrizes de Pauli.

O potencial mais geral que pode-se ter, invariante pelas transformações do grupo $SU(U)_c \otimes$

$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, invariante de Lorentz e renormalizável é:

$$\begin{aligned} V(\Phi, \Delta) = & m^2 \Phi^\dagger \Phi + M^2 \text{Tr}(\Delta^\dagger \Delta) + \lambda_1 (\Phi^\dagger \Phi)^2 + \lambda_2 [\text{Tr}(\Delta^\dagger \Delta)]^2 \\ & + \lambda_3 \text{Tr}[(\Delta^\dagger \Delta)^2] + \lambda_4 (\Phi^\dagger \Phi) \text{Tr}(\Delta^\dagger \Delta) + \lambda_5 (\Phi^\dagger \Delta \Delta^\dagger \Phi) \\ & + [\mu \Phi^T i \tau^2 \Delta^\dagger \Phi + H.C.], \end{aligned} \quad (4.1.7)$$

onde m e M são parâmetros reais, μ é um parâmetro complexo que viola explicitamente o número leptônico, e $\lambda_1 \dots \lambda_5$ são constantes de acoplamento reais.

O novo campo Δ acopla com os dubletos através da seguinte interação de Yukawa,

$$\mathcal{L}_{yukawa} = h_{ab} (\bar{f}_L^a)^c i \sigma^2 \Delta (f_L^b) + H.C.. \quad (4.1.8)$$

onde h_{ab} é uma matriz de Yukawa 3×3 simétrica e complexa. Nota-se que o campo Δ carrega número leptônico igual a +2.

4.2 Quebra Espontânea de Simetria no HTM

Neste modelo, a QES acontece quando os campos neutros do dubleto e tripleto desenvolvem seus valores esperados de vácuo (VEV) diferentes de zero, v_Φ e v_Δ , respectivamente; estes valores devem satisfazer $v^2 \equiv v_\Phi^2 + 2v_\Delta^2 \approx (246)^2 \text{ GeV}$.

Após a QES, os campos escalares neutros, ϕ^0 e Δ^0 , podem ser parametrizados da seguinte forma:

$$\langle \phi^0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (v_\Phi + \varphi + i\chi) \quad \text{e} \quad \langle \Delta^0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (v_\Delta + \delta + i\eta) \quad (4.2.9)$$

Após a QES os mínimos do potencial são:

$$m^2 = \frac{1}{2} [-2\lambda_1 v_\Phi^2 - (\lambda_4 + \lambda_5) v_\Delta^2 + 2\sqrt{2}\mu v_\Delta] = 0, \quad (4.2.10)$$

$$M^2 = M_\Delta^2 - \frac{1}{2} [-2(\lambda_2 + \lambda_3) v_\Delta^2 + (\lambda_4 + \lambda_5) v_\Phi^2], \quad M_\Delta^2 = \frac{\mu v_\Phi^2}{\sqrt{2} v_\Delta}. \quad (4.2.11)$$

Os campos duplamente carregados, Δ^{++} , contidos no tripleto constituem um autoestado de massa,

$$m_{\Delta^{++}} = m_{H^{++}}^2 = M_{\Delta}^2 - v_{\Delta}^2 \lambda_3 - \frac{\lambda_5}{2} v_{\Phi}^2 \quad (4.2.12)$$

Os campos φ e δ se misturam através da seguinte matriz:

$$\begin{bmatrix} \varphi & \delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 2\lambda_1 v_{\Phi}^2 & \frac{1}{2}[(\lambda_4 + \lambda_5)v_{\Phi}v_{\Delta} - 2\frac{v_{\Delta}}{v_{\Phi}}M_{\Delta}^2] \\ \frac{1}{2}[(\lambda_4 + \lambda_5)v_{\Phi}v_{\Delta} - 2\frac{v_{\Delta}}{v_{\Phi}}M_{\Delta}^2] & 2(\lambda_2 + \lambda_3)v_{\Delta}^2 + M_{\Delta}^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varphi \\ \delta \end{bmatrix} \quad (4.2.13)$$

ou

$$\begin{bmatrix} \varphi & \delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathcal{M}_{11}^2 & \mathcal{M}_{12}^2 \\ \mathcal{M}_{21}^2 & \mathcal{M}_{22}^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varphi \\ \delta \end{bmatrix} \quad (4.2.14)$$

onde destacamos os elementos da matriz CP-par escalar, na base (φ, δ) , como:

$$\mathcal{M}_{11}^2 = 2\lambda_1 v_{\Phi}^2 \quad (4.2.15)$$

$$\mathcal{M}_{22}^2 = M_{\Delta}^2 + 2v_{\Delta}^2(\lambda_2 + \lambda_3) \quad (4.2.16)$$

$$\mathcal{M}_{12}^2 = \mathcal{M}_{21}^2 = \frac{-2v_{\Delta}}{v_{\Phi}}M_{\Delta}^2 + v_{\Phi}v_{\Delta}(\lambda_4 + \lambda_5). \quad (4.2.17)$$

Os pseudo-escalares, χ e η , se misturam através da seguinte matriz escrita na base (χ, η) :

$$\begin{bmatrix} \chi & \eta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 2\frac{\mu}{\sqrt{2}}v_{\Delta} & -\frac{\mu}{\sqrt{2}}v_{\Phi} \\ -\frac{\mu}{\sqrt{2}}v_{\Phi} & \frac{1}{2}\frac{\mu}{\sqrt{2}}\frac{v_{\Phi}^2}{v_{\Delta}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \chi \\ \eta \end{bmatrix}. \quad (4.2.18)$$

Podemos ainda reescrever a matriz de mistura dos campos χ e η , com a seguinte substituição

$t = \frac{v_{\Delta}}{v_{\Phi}}$, da seguinte forma:

$$M_{\chi, \eta} = M_{\Delta}^2 \begin{bmatrix} 2t^2 & -t \\ -t & \frac{1}{2} \end{bmatrix}. \quad (4.2.19)$$

Após a diagonalização, temos a seguinte matriz na base (ξ, A) :

$$M_{\Delta}^2 \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}(1 + 4t^2) \end{bmatrix} \quad (4.2.20)$$

com autovalores $\sigma_\xi = 0$ e $\sigma_A = \frac{M_\Delta^2}{2}(1 + 4t^2)$.

Os autoestados físicos para os bósons escalares são:

$$\begin{bmatrix} \varphi \\ \delta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h \\ H \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} \chi \\ \eta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \beta_o & -\sin \beta_o \\ \sin \beta_o & \cos \beta_o \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi \\ A \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} \varphi^\pm \\ \Delta^\pm \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \beta_\pm & -\sin \beta_\pm \\ \sin \beta_\pm & \cos \beta_\pm \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h^\pm \\ H^\pm \end{bmatrix} \quad (4.2.21)$$

onde, temos as seguintes relações para os ângulos de mistura:

$$\tan 2\alpha = \frac{v_\Delta}{v_\Phi} \frac{2v_\Phi^2(\lambda_4 + \lambda_5) - 4M_\Delta^2}{2v_\Phi^2\lambda_1 - M_\Delta^2 - v_\Delta^2(\lambda_2 + \lambda_3)}, \quad \tan \beta_0 = \frac{2v_\Delta}{v_\Phi}, \quad \tan \beta_\pm = \frac{\sqrt{2}v_\Delta}{v_\Phi}, \quad (4.2.22)$$

Após a diagonalização das matrizes de massa, obtemos três bósons de Nambu-Goldstone (NG), h^\pm e ξ , que serão absorvidos pelos bósons de gauge padrão W^\pm e Z , mais outros sete escalares físicos: $H^{\pm\pm}$, H^\pm , A , H e h (que será identificado como o Higgs padrão).

Temos então o seguinte espectro para os bósons escalares:

$$m_{H^{++}}^2 = M_\Delta^2 - v_\Delta^2\lambda_3 - \frac{\lambda_5}{2}v_\Phi^2 \quad (4.2.23)$$

$$m_{H^+}^2 = (M_\Delta^2 - \frac{\lambda_5}{4}v_\Phi^2)(1 + \frac{2v_\Delta^2}{v_\Phi^2}) \quad (4.2.24)$$

$$m_A^2 = M_\Delta^2(1 + \frac{4v_\Delta^2}{v_\Phi^2}) \quad (4.2.25)$$

$$m_H^2 = \mathcal{M}_{11}^2 \sin^2(\alpha) + \mathcal{M}_{22}^2 \cos^2(\alpha) + \mathcal{M}_{12}^2 \sin^2(2\alpha) \quad (4.2.26)$$

$$m_h^2 = \mathcal{M}_{11}^2 \cos^2(\alpha) + \mathcal{M}_{22}^2 \sin^2(\alpha) - \mathcal{M}_{12}^2 \sin^2(2\alpha). \quad (4.2.27)$$

Os coeficientes \mathcal{M}_{11}^2 , \mathcal{M}_{22}^2 e \mathcal{M}_{12}^2 são os elementos da matriz CP-par na base (φ, δ) , que são dados por

$$\mathcal{M}_{11}^2 = 2v_\Phi^2\lambda_1, \quad \mathcal{M}_{22}^2 = M_\Delta^2 + 2v_\Delta^2(\lambda_2 + \lambda_3)$$

$$\mathcal{M}_{12}^2 = \mathcal{M}_{21}^2 = \frac{-2v_\Delta}{v_\Phi} M_\Delta^2 + v_\Phi v_\Delta (\lambda_4 + \lambda_5). \quad (4.2.28)$$

Os seis parâmetros, μ e $\lambda_1 \dots \lambda_5$, presentes no potencial, podem ser escritos em termos das massas dos escalares físicos, ângulos de mistura e VEV's (v_Φ e v_Δ).

4.3 Bósons de Gauge Físicos do HTM

Para conhecer os bósons de *gauge* físicos do HTM, precisamos nos concentrar no termo cinético da lagrangeana escalar após a QES. Os termos de massa para os bósons de gauge são obtidos em nível de árvore a partir de:

$$(D_\mu^L \Phi)^\dagger (D^{\mu L} \Phi) + Tr[(\mathcal{D}_\mu \Delta)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \Delta)].$$

Para tanto, devemos escrever os produtos das derivadas covariantes em sua forma matricial.

Obtemos então:

$$D_\mu^L = \partial_\mu + ig\tau^a W_\mu^a + ig_Y Y B_\mu$$

$$D_\mu^L = \partial_\mu + \frac{i}{2}g \left(\begin{bmatrix} 0 & W_\mu^1 \\ W_\mu^1 & 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & -iW_\mu^2 \\ iW_\mu^2 & 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} W_\mu^3 & 0 \\ 0 & -W_\mu^3 \end{bmatrix} \right) + \frac{i}{2}g_Y B_\mu$$

$$D_\mu^L = \begin{bmatrix} \frac{i}{2}gW_\mu^3 + \frac{i}{2}g_Y B_\mu & \frac{i}{\sqrt{2}}gW_\mu^+ \\ \frac{i}{\sqrt{2}}gW_\mu^- & -\frac{i}{2}gW_\mu^3 + \frac{i}{2}g_Y B_\mu \end{bmatrix} \quad (4.3.29)$$

onde, mais uma vez, usamos a substituição (2.3.18),

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

Aqui nosso objetivo é determinar exclusivamente termos de massa para os bósons de gauge, portanto vamos excluir o termo ∂_μ nas derivadas covariantes, pois este termo é responsável

unicamente pela cinética do bóson de Higgs. Temos então:

$$D_\mu^L \langle \Phi \rangle_0 = \begin{bmatrix} \frac{ig}{2} W_\mu^3 + \frac{i}{2} g_y B_\mu & \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \\ \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^- & -\frac{ig}{2} W_\mu^3 + \frac{i}{2} g_y B_\mu \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ \frac{v_\Phi}{\sqrt{2}} \end{bmatrix}$$

$$D_\mu^L \langle \Phi \rangle_0 = \begin{bmatrix} \frac{igv_\Phi}{2} W_\mu^+ \\ -\frac{igv_\Phi}{2\sqrt{2}} W_\mu^3 + \frac{iv_\Phi}{2\sqrt{2}} g_y B_\mu \end{bmatrix}. \quad (4.3.30)$$

Fazendo o produto das derivadas covariantes temos:

$$|D_\mu^L \langle \Phi \rangle_0|^2 = \frac{1}{4} g^2 v_\Phi^2 W_\mu^+ W^{\mu-} \quad (4.3.31)$$

$$+ \frac{1}{8} g^2 v_\Phi^2 (W_\mu^3 W^{\mu 3} - t W_\mu^3 B^\mu - t B_\mu W^{\mu 3} + t^2 B_\mu B^\mu).$$

Para o tripleto Δ :

$$\mathcal{D}_\mu^L \Delta = \partial_\mu \Delta + ig[\tau^a W_\mu^a, \Delta] + ig' Y B_\mu \Delta.$$

$$\mathcal{D}_\mu \langle \Delta \rangle_0 = \begin{bmatrix} \frac{i}{2} g v_\Delta W_\mu^+ & 0 \\ -\frac{i}{\sqrt{2}} g v_\Delta W_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{2}} g_y v_\Delta B_\mu & -\frac{i}{2} g v_\Delta W_\mu^+ \end{bmatrix}$$

O traço, do produto matricial, é dado por:

$$Tr[(\mathcal{D}_\mu \langle \Delta \rangle_0)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \langle \Delta \rangle_0)] = \frac{1}{4} g^2 v_\Delta^2 W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{1}{4} g^2 v_\Delta^2 W_\mu^+ W^{\mu-} \quad (4.3.32)$$

$$+ \frac{1}{2} g^2 v_\Delta^2 (W_\mu^3 W^{\mu 3} - t W_\mu^3 B^\mu - t B_\mu W^{\mu 3} + t^2 B_\mu B^\mu)$$

Somando as equações (4.3.31) e (4.3.32), obtemos os termos de massa para os bósons carregados W^\pm :

$$\frac{1}{4} g^2 v^2 W_\mu^+ W^{\mu-},$$

com $v^2 \equiv v_\Phi^2 + 2v_\Delta^2 \approx (246)^2$. Por outro lado, os bósons W_μ^3 e B_μ se misturam da seguinte forma:

$$\frac{1}{4} g^2 (v_\Phi^2 + 4v_\Delta^2) (W_\mu^3 W^{\mu 3} - t W_\mu^3 B^\mu - t B_\mu W^{\mu 3} + t^2 B_\mu B^\mu).$$

Após a diagonalização, obtemos os bósons físicos Z e A_μ . Seus autoestados são dados por:

$$\begin{bmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_\psi & -S_\psi \\ S_\psi & C_\psi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{bmatrix}. \quad (4.3.33)$$

Temos a massa para o bóson Z :

$$m_Z^2 = \frac{g^2}{4C_W^2} (v_\Phi^2 + 4v_\Delta^2). \quad (4.3.34)$$

O bóson A_μ identificado como o fóton, tem massa zero, como deve ser, pois a simetria conservada é a simetria $U(1)_{EM}$.

O parâmetro eletrofraco ρ , é dado, segundo a equação (2.3.26), por:

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1.$$

Para o HTM temos:

$$\rho = \frac{\frac{g^2}{4} (v_\Phi^2 + 2v_\Delta^2)}{\frac{g^2}{4C_W^2} (v_\Phi^2 + 4v_\Delta^2) C_W^2} = \frac{(v_\Phi^2 + 2v_\Delta^2)}{(v_\Phi^2 + 4v_\Delta^2)} = \frac{(1 + \frac{2v_\Delta^2}{v_\Phi^2})}{(1 + \frac{4v_\Delta^2}{v_\Phi^2})} = 1. \quad (4.3.35)$$

Este resultado requer que $v_\Delta/v_\Phi \ll 1$, em nível de árvore. Neste caso, o estado h comporta-se principalmente como o Higgs padrão, enquanto os outros estados são originados das demais componentes do tripleto. Assim finalizamos o espectro de massa do HTM.

4.4 Setor de Yukawa

A Lagrangeana de Yukawa é onde obtemos os termos de massa para os férmions carregados do Modelo Padrão. Como bem sabemos, não há termos desta natureza no MP que possam gerar massa para os neutrinos após a QES. Quando adicionamos ao conteúdo escalar do MP o tripleto Δ , este terá que se acoplar aos campos fermiônicos de forma invariante, através da lagrangeana de Yukawa:

$$\mathcal{L}_{yukawa} = h_{ab} (\bar{f}_L^a)^c i \sigma^2 \Delta (f_L^b) + \text{H.C.} \quad (4.4.36)$$

Explicitamente as interações geradas por (4.4.36) são:

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^{\Delta} = h_{ab} \bar{\nu}_L^{a^c} \nu_L^b \Delta^0 + \frac{h_{ab}}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_L^{a^c} l_L^b \Delta^+ + \frac{h_{ab}}{\sqrt{2}} \bar{l}_L^{a^c} \nu_L^b \Delta^+ + h_{ab} \bar{l}_L^{a^c} l_L^b \Delta^{++} + \text{H.C.} \quad (4.4.37)$$

Após a quebra de simetria, ou seja, quando o campo escalar neutro Δ^0 adquire um VEV diferente de zero, termos de massa de Majorana são gerados:

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^{\Delta} = \frac{h_{ab}}{\sqrt{2}} v_{\Delta} (\bar{\nu}_L^{a^c} \nu_L^b) \quad (4.4.38)$$

e são proporcionais ao acoplamento do termo que viola explicitamente o número leptônico no potencial, μ (4.1.7),

$$m_{ab}^{\nu} = \frac{h_{ab}}{\sqrt{2}} v_{\Delta} = h_{ab} \frac{\mu v_{\Phi}^2}{M_{\Delta}^2}. \quad (4.4.39)$$

Se $\mu \ll M_{\Delta}$, o pequeno valor para a massa dos neutrinos é explicado pelo chamado *Type-II Seesaw Mechanism* [30]. Para $\mu = 10^{14}$ GeV e $v_{\Phi} = 246$ GeV, obtemos $v_{\Delta} \approx \text{eV}$, que é a escala da massa dos neutrinos.

Finalmente após substituir os bósons de *gauge* físicos na lagrangeana de Yukawa (4.4.37), encontramos os termos de interação dos bósons escalares físicos do tripleto com os léptons:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa}^{\Delta} &= \frac{h_{ab}}{\sqrt{2}} S_{\alpha} (h \bar{\nu}_L^{a^c} \nu_L^b) + \frac{h_{ab}}{\sqrt{2}} C_{\alpha} (H \bar{\nu}_L^{a^c} \nu_L^b) - \frac{h_{ab}}{\sqrt{2}} C_{\beta_{\pm}} (H^+ \bar{\nu}_L^{a^c} l_L^b) \\ &- \frac{h_{ab}}{\sqrt{2}} C_{\beta_{\pm}} (H^+ \bar{l}_L^{a^c} \nu_L^b) - h_{ab} (H^{++} \bar{l}_L^{a^c} l_L^b) + \text{H.C.} \end{aligned} \quad (4.4.40)$$

O último termo da lagrangeana (4.4.40), envolve o escalar duplamente carregado mediando interações que podem violar o número leptônico em duas unidades, com implicações em dinâmica de supernovas [31].

5 *Modelo 3-3-1 Mínimo Reduzido*

Agora vamos explorar uma extensão de *gauge* do Modelo Padrão, chamada Modelo 331 [16, 32]; contido no produto tensorial dos grupos $SU(3)_c \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$. Existem muitas versões disponíveis deste modelo, sendo uma das mais interessantes fenomenologicamente o Modelo 3 – 3 – 1 Mínimo¹ (M331).

Modelos 331 são extensões de *gauge* do setor eletrofraco do MP que podem resolver muitas questões deixadas de fora por ele, assim como a quantização da carga [17], o número de gerações de férmions [33], oscilações de neutrinos [34], radiação escura [35, 36] observada por Planck [37], entre outras. O M331 tem o setor escalar composto por três tripletos e um sexteto de escalares. Nosso foco será uma versão reduzida deste modelo, o Modelo 3 – 3 – 1 Mínimo Reduzido² (RM331) [38], que é composto apenas por dois tripletos escalares, apresentando assim um setor escalar reduzido em comparação com o M331.

Após a quebra de simetria, o conteúdo escalar é composto por dois escalares neutros e um escalar duplamente carregado. O escalar neutro mais leve será identificado como sendo o Higgs padrão, e como veremos, reproduz as medidas experimentais sobre as taxas de decaimento, incluindo os indícios sobre o excesso no canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ [39, 40]. Ao setor de *gauge* deste modelo é acrescentado cinco novos bósons de *gauge* que levam a novos processos físicos explorados na Ref.[41]. Em particular, na Ref.[42], tem sido mostrado, estudando efeitos da transição de fase, que o problema da assimetria bariônica pode também ser diretamente relacionada à massa do

¹do inglês, Minimal 3 – 3 – 1 Model

²do inglês, Reduced Minimal 3 – 3 – 1 Model

bóson Z' .

Um outro ponto investigado neste trabalho são processos de Troca de Sabor na Corrente Neutra³ (FCNC), que surgem em nível de árvore no $RM331$ model. Processos dessa natureza são proibidos no Modelo Padrão, em nível de árvore, podendo ocorrer através da interação fraca de segunda ordem intermediada pelo bóson W .

5.1 Setor Fermiônico

O conteúdo leptônico do $RM331$ é composto dos seguintes tripletos,

$$f_L = \begin{bmatrix} \nu_\ell \\ \ell \\ \ell^c \end{bmatrix}_L \sim (1, 3, 0), \quad (5.1.1)$$

onde $\ell = e, \mu, \tau$, e os números entre parênteses referem-se à forma como transformam pelo grupo de simetria $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$, respectivamente. Para setor de quarks, uma vez que o modelo deve ser livre de anomalias, uma geração deve estar na representação tripleto de $SU(3)_L$, as outras gerações na representa de anti-triplete:

$$Q_{iL} = \begin{bmatrix} u_i \\ d_i \\ J_i \end{bmatrix}_L \sim (3, 3, +\frac{2}{3}), \quad Q_{iR} = \begin{bmatrix} d_i \\ -u_i \\ J_i \end{bmatrix}_L \sim (3, 3^*, -\frac{1}{3}),$$

$$u_{1R} \sim (3, 1, +\frac{2}{3}), \quad d_{1R} \sim (3, 1, -\frac{1}{3}), \quad J_{1R} \sim (3, 1, +\frac{5}{3}), \quad (5.1.2)$$

$$u_{iR} \sim (3, 1, +\frac{2}{3}), \quad d_{iR} \sim (3, 1, -\frac{1}{3}), \quad J_{iR} \sim (3, 1, -\frac{4}{3}),$$

onde $i = 2, 3$; e J_1, J_2, J_3 são novos quarks exóticos, característicos destas teorias. Contudo, esta representação pode ser descartada porque induz contribuições para FCNC que excedem os limites atuais. O único caminho para evitar este excesso é definindo o limite para a massa do Z' numa escala acima de 100 TeV [43]. Uma vez que este modelo é válido até uma escala de energia de 5 TeV, uma massa tão elevada para o Z' não é permitida. Isto nos leva a conclusão

³do inglês, Flavor-Changing Neutral Current

que a representação (5.1.2), para as famílias de quarks de mão esquerda, está excluída. Por esta razão, escrevemos as gerações de quarks de mão esquerda tal qual as referências [44, 45]. Sendo assim, as famílias devem transformar-se da seguinte maneira:

$$\begin{aligned}
 Q_{iL} &= \begin{bmatrix} d_i \\ -u_i \\ J_i \end{bmatrix}_L \sim (3, 3^*, -\frac{1}{3}), & Q_{3L} &= \begin{bmatrix} u_3 \\ d_3 \\ J_3 \end{bmatrix}_L \sim (3, 3, +\frac{2}{3}), \\
 u_{iR} &\sim (3, 1, +\frac{2}{3}), & d_{iR} &\sim (3, 1, -\frac{1}{3}), & J_{iR} &\sim (3, 1, -\frac{4}{3}), \\
 u_{3R} &\sim (3, 1, +\frac{2}{3}), & d_{3R} &\sim (3, 1, -\frac{1}{3}), & J_{3R} &\sim (3, 1, +\frac{5}{3}),
 \end{aligned} \tag{5.1.3}$$

onde $i = 1, 2$, e $J_{1,2,3}$ são os novos quarks. Com esta representação a teoria continua livre de anomalias.

5.2 Setor Escalar e Quebra Espontânea de Simetria no RM331

O conteúdo escalar do modelo é composto por dois tripletos de escalares, ρ e χ , que são suficientes, após a QES, para gerar os corretos termos de massa para bósons de *gauge* e de todos os férmions, incluindo neutrinos. O conteúdo escalar é dado por:

$$\rho = \begin{bmatrix} \rho^+ \\ \rho^0 \\ \rho^{++} \end{bmatrix} \sim (1, 3, 1), \quad \chi = \begin{bmatrix} \chi^- \\ \chi^{++} \\ \chi^0 \end{bmatrix} \sim (1, 3, -1). \tag{5.2.4}$$

O potencial mais geral, renormalizável, invariante de *gauge* e Lorentz para o RM331 é dado por:

$$\begin{aligned}
 V(\rho, \chi) &= \mu_1^2 \rho^\dagger \rho + \mu_2^2 \chi^\dagger \chi + \lambda_1 (\rho^\dagger \rho)^2 + \lambda_2 (\chi^\dagger \chi)^2 \\
 &+ \lambda_3 (\rho^\dagger \rho)(\chi^\dagger \chi) + \lambda_4 (\rho^\dagger \chi)(\chi^\dagger \rho).
 \end{aligned} \tag{5.2.5}$$

Semelhante ao Modelo Padrão, a massa de todas as partículas no Modelo RM331 gera-se mediante quebra espontânea de simetria via *Mecanismo de Higgs*. Antes de prosseguir, vamos analisar a quebra espontânea de simetria no Modelo RM331. Diferente do Modelo Padrão, a

QES no $RM331$ ocorre em duas etapas. A primeira corresponde a,

$$SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N \rightarrow SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y,$$

que ocorre quando a componente escalar neutra, χ^0 , assume um valor esperado de vácuo (VEV) diferente de zero, v_χ , que espera-se estar na ordem de uns poucos TeVs. A segunda QES ocorre quando a componente escalar neutra, ρ^0 , assume um VEV diferente de zero,

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_{EM}.$$

Uma vez que a simetria $U(1)$ é mantida, um bóson de *gauge* permanecerá sem massa e será identificado como o fóton. Após a QES, os campos escalares neutros podem ser escritos da seguinte forma:

$$\rho^0, \chi^0 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(v_{\rho,\chi} + R_{\rho,\chi} + iI_{\rho,\chi}), \quad (5.2.6)$$

O efeito da QES no potencial (5.2.5) pode ser estudado substituindo os campos (5.2.6) no potencial. As equações para os mínimos do potencial são:

$$\mu_1^2 + \lambda_1 v_\rho^2 + \frac{\lambda_3}{2} v_\chi^2 = 0, \quad \mu_2^2 + \lambda_2 v_\chi^2 + \frac{\lambda_4}{2} v_\rho^2 = 0. \quad (5.2.7)$$

Analisando os termos quadráticos nos campos duplamente carregados e as condições de mínimo (5.2.7), encontramos a seguinte matriz de massa na base (χ^{++}, ρ^{++}) :

$$m_{++}^2 = \frac{\lambda_4}{2} v_\chi^2 \begin{bmatrix} t^2 & t \\ t & 1 \end{bmatrix}. \quad (5.2.8)$$

onde $t = \frac{v_\rho}{v_\chi}$. Diagonalizando esta matriz, nós obtemos os seguintes auto-valores quadrados para as massas,

$$m_{h^{++}}^2 = 0 \quad e \quad m_{H^{++}}^2 = \frac{\lambda_4}{2} (v_\chi^2 + v_\rho^2).$$

Os correspondentes autoestados são dados por:

$$\begin{bmatrix} h^{++} \\ H^{++} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_\alpha & -S_\alpha \\ S_\alpha & C_\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \chi^{++} \\ \rho^{++} \end{bmatrix} \quad (5.2.9)$$

com,

$$C_\alpha \equiv \cos \alpha = \frac{v_\chi}{\sqrt{v_\chi^2 + v_\rho^2}} \quad e \quad S_\alpha \equiv \sin(\alpha) = \frac{v_\rho}{\sqrt{v_\chi^2 + v_\rho^2}}$$

Assumindo $v_\chi \gg v_\rho$, então $h^{\pm\pm} \approx \chi^{\pm\pm}$ e $H^{\pm\pm} \approx \rho^{\pm\pm}$, onde $h^{\pm\pm}$ são Goldstones (absorvidos pelos bósons de *gauge* $U^{\pm\pm}$), enquanto que $H^{\pm\pm}$ resta como escalares físicos do modelo.

Para os campos simplesmente carregados, ρ^\pm e χ^\pm , obtemos os seguintes termos de massa com a ajuda de (5.2.7):

$$(\mu_1^2 + \lambda_1 v_\rho^2 + \frac{\lambda_3}{2} v_\chi^2) \rho^+ \rho^- = 0, \quad (\mu_2^2 + \lambda_2 v_\chi^2 + \frac{\lambda_3}{2} v_\rho^2) \chi^+ \chi^- = 0.$$

Usando as condições de mínimo do potencial:

$$m_{\rho^\pm} = 0 \quad e \quad m_{\chi^\pm} = 0. \quad (5.2.10)$$

Assim, ρ^\pm e χ^\pm , são Goldstones que serão absorvidos pelos bósons de *gauge* W^\pm e V^\pm , respectivamente.

Reagrupando os escalares neutros, sua matriz de massa assume a seguinte forma na base (R_χ, R_ρ) :

$$m_0^2 = \frac{v_\chi^2}{2} \begin{bmatrix} 2\lambda_2 & \lambda_3 t \\ \lambda_3 t & 2\lambda_1 t^2 \end{bmatrix}. \quad (5.2.11)$$

Diagonalizando esta matriz de massa, nós obtemos, assumindo $v_\chi \gg v_\rho$, os seguintes autovalores de massa:

$$m_h^2 = (\lambda_1 - \frac{\lambda_3^2}{4\lambda_2}) v_\rho^2 \quad e \quad m_H^2 = \lambda_2 v_\chi^2 + \frac{\lambda_3}{4\lambda_2} v_\rho^2 \quad (5.2.12)$$

e os correspondentes autoestados são:

$$\begin{bmatrix} h \\ H \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_\beta & -S_\beta \\ S_\beta & C_\beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_\rho \\ R_\chi \end{bmatrix} \quad (5.2.13)$$

com

$$C_\beta \equiv \cos \beta \approx 1 - \frac{\lambda_3^2}{8\lambda_2^2} \frac{v_\rho^2}{v_\chi^2} \quad e \quad S_\beta \equiv \sin \beta \approx \frac{\lambda_3}{2\lambda_2} \frac{v_\rho}{v_\chi}$$

Fixando a massa do escalar h em 125 GeV, obtemos o seguinte vínculo,

$$\lambda_1 - \frac{\lambda_3^2}{4\lambda_2} \geq \frac{1}{4},$$

o que implica que λ_1 e λ_2 são maiores do que zero.

A respeito dos pseudo-escalares, I_ρ e I_χ , esses não se misturam entre eles mesmos e são sem massa, significando que também são Goldstones, absorvidos pelos bósons Z e Z' , respectivamente.

Até aqui, o espectro de escalares físicos do $RM331$ é composto pelos escalares duplamente carregados $H^{\pm\pm}$, os escalares neutros h e H , sendo h mais leve e identificado como o Higgs padrão. Surgem os seguintes Goldstones: $h^{\pm\pm}$, ρ^\pm e χ^\pm , I_ρ e I_χ , absorvidos mais tarde pelos bósons de *gauge* $U^{\pm\pm}$, W^\pm e V^\pm , Z e Z' , respectivamente.

5.3 Bósons de Gauge Físicos no $RM331$ Model

A fim de obter uma expressão para as massas dos bósons de *gauge* do modelo, temos que substituir a forma dos campos (5.2.6) na densidade lagrangeana,

$$\mathcal{L}_{cinético}^{RM331} = (D_\mu \chi)^\dagger (D^\mu \chi) + (D_\mu \rho)^\dagger (D^\mu \rho), \quad (5.3.14)$$

onde

$$D_\mu = \partial_\mu - igW_\mu^a \frac{\lambda^a}{2} - ig_N N W_\mu^N, \quad (5.3.15)$$

com $a = 1, \dots, 8$; W_μ^a são os bósons de *gauge* simétricos do grupo $SU(3)_L$; g e g_N são as constantes de acoplamento dos grupos $SU(3)_L$ e $U(1)_N$; N é um número quântico associado ao grupo $U(1)_N$.

Iniciamos por descrever a derivada covariante na forma matricial. O segundo termo do

lado direito da equação (5.3.15) pode ser reescrito como:

$$i\frac{g}{2}W_\mu^a\lambda^a = i\frac{g}{2} \begin{bmatrix} W_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}}W_\mu^8 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 & W_\mu^4 - iW_\mu^5 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}}W_\mu^8 & W_\mu^6 - iW_\mu^7 \\ W_\mu^4 + iW_\mu^5 & W_\mu^6 + iW_\mu^7 & -\frac{2}{\sqrt{3}}W_\mu^8 \end{bmatrix}, \quad (5.3.16)$$

onde os autoestados de massa dos bósons de *gauge* do grupo $SU(3)_L$ são as combinações desses campos. Assim quando os campos χ e ρ desenvolvem seus VEVs, temos:

$$\begin{aligned} (D_\mu\langle\chi\rangle)^\dagger(D^\mu\langle\chi\rangle) &+ (D_\mu\langle\rho\rangle)^\dagger(D^\mu\langle\rho\rangle) \\ &= \frac{g^2}{4}(v_\chi^2 + v_\rho^2)U_\mu^{++}U^{\mu--} + \frac{g^2v_\chi^2}{4}V_\mu^+V^{\mu-} + \frac{g^2v_\rho^2}{4}W_\mu^+W^{\mu-} \\ &+ \frac{g^2v_\chi^2}{2}\left(\frac{1}{3}W_\mu^8W^{8\mu} + \frac{t}{\sqrt{3}}W_\mu^8W^{N\mu} + \frac{t}{\sqrt{3}}W_\mu^NW^{8\mu} + t^2W_\mu^NW^{N\mu}\right) \\ &+ \frac{g^2v_\rho^2}{2}\left(\frac{1}{4}W_\mu^3W^{3\mu} - \frac{t}{4\sqrt{3}}W_\mu^3W^{8\mu} - \frac{t}{4\sqrt{3}}W_\mu^8W^{3\mu} + \frac{1}{12}W_\mu^8W^{8\mu}\right. \\ &- \frac{t}{2}W_\mu^3W^{N\mu} - \frac{t}{2}W_\mu^NW^{3\mu} + \frac{t}{2\sqrt{3}}W_\mu^8W^{N\mu} + \frac{t}{2\sqrt{3}}W_\mu^NW^{8\mu} \\ &+ \left. t^2W_\mu^NW^{N\mu}\right) \end{aligned} \quad (5.3.17)$$

Os bósons de *gauge* duplamente carregados, $U^{\pm\pm}$, e simplesmente carregados, V^\pm e W^\pm adquirem seus corretos termos de massa. Entretanto os bósons simétricos neutros (W^3 , W^8 , W^N) surgem, após a QES, misturados. Até aqui temos o seguinte espectro de bósons de *gauge* físicos:

$$\begin{aligned} W^\pm &= \frac{W^1 \mp iW^2}{\sqrt{2}} \rightarrow M_W^2 = \frac{g^2v_\rho^2}{4}, \\ V^\pm &= \frac{W^4 \pm iW^5}{\sqrt{2}} \rightarrow M_V^2 = \frac{g^2v_\chi^2}{4}, \\ U^{\pm\pm} &= \frac{W^6 \pm iW^7}{\sqrt{2}} \rightarrow M_U^2 = \frac{g^2(v_\chi^2 + v_\rho^2)}{4}, \end{aligned} \quad (5.3.18)$$

A matriz de massa para o bósons neutros, na base (W^3, W^8, W^N) , é dada por:

$$\frac{g^2}{2} \begin{bmatrix} \frac{v_\rho^2}{2} & -\frac{v_\rho^2}{2\sqrt{3}} & -tv_\rho^2 \\ -\frac{v_\rho^2}{2\sqrt{3}} & \frac{1}{12}(v_\rho^2 + 4v_\chi^2) & \frac{t}{\sqrt{3}}(v_\rho^2 + 2v_\chi^2) \\ -tv_\rho^2 & \frac{t}{\sqrt{3}}(v_\rho^2 + 2v_\chi^2) & t^2(v_\chi^2 + v_\rho^2) \end{bmatrix}, \quad (5.3.19)$$

onde usamos a substituição $t = g_N/g$. Após a diagonalização, temos os termos de massa corretos para os bósons de *gauge* neutros, a saber: A_μ (fóton), Z_μ (padrão) e o novo bóson Z'_μ . Considerando o caso em que $v_\chi^2 \gg v_\rho^2$, a mistura entre Z_μ e Z'_μ é negligenciada. Seus respectivos auto-valores de massa são:

$$m_Z^2 \approx \frac{g^2}{4C_W^2} v_\rho^2 \quad e \quad m_{Z'}^2 \approx \frac{g^2 C_W^2}{3(1 - 4S_W^2)} v_\chi^2, \quad (5.3.20)$$

com $C_W = \cos \theta_W$, $S_W = \sin \theta_W = \frac{t}{\sqrt{1+4t^2}}$, $t_W = \tan \theta_W$ e θ_W é o ângulo de mistura de Weinberg ou ângulo de mistura eletrofraco.

5.4 Largura de Decaimento: Higgs tipo-padrão

Um dos principais pontos deste trabalho é o estudo da largura total de decaimento dos escalares do modelo *RM331* e seus *Branching Ratios*. A respeito do bóson de Higgs, irei mostrar como os resultados neste modelo diferem dos resultados do MP. Para isso devemos obter a intensidade do sinal (μ), em cada canal individualmente. Embora o modelos *RM331* não tenha novas contribuições significativas na produção do bóson de Higgs (h), a forma da interação entre o h e os quarks do MP são um pouco diferentes, devido à mistura entre h e H , ver (5.2.13). Isso também deve tornar um pouco diferente as expressões para a largura de decaimento no MP e *RM331*. Os decaimentos para o Higgs no contexto do Modelo Mínimo foram todos calculados nas referências [40, 46].

A intensidade de sinal no *RM331 Model* deve então incluir as taxas de produção e decai-

mento do Higgs,

$$\mu_{xy} = \frac{\sigma_{331}(pp \rightarrow h)}{\sigma_{MP}(pp \rightarrow \mathcal{H})} \frac{BR_{331}(h \rightarrow xy)}{BR_{MP}(\mathcal{H} \rightarrow xy)}, \quad (5.4.21)$$

para qualquer estado final x e y . Considerando a fusão de gluons como dominante na produção do Higgs, e destacando que o acoplamento $\bar{t}th$ no modelo $RM331$ difere do caso padrão por C_β , então teremos a seguinte relação entre as seções de choque:

$$\frac{\sigma_{331}(pp \rightarrow h)}{\sigma_{MP}(pp \rightarrow \mathcal{H})} \approx C_\beta^2.$$

Fator pelo qual será alterada a produção do h .

A largura total de decaimento para o Higgs será dada por [39]:

$$\begin{aligned} \Gamma(h \rightarrow all) = & \Gamma(h \rightarrow \bar{l}l, \bar{q}q) + \Gamma(h \rightarrow Z^*Z) + \Gamma(h \rightarrow W^*W) \\ & + \Gamma(h \rightarrow gg) + \Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma). \end{aligned} \quad (5.4.22)$$

5.4.1 Higgs - Decaimento em Férmions

O cálculo da largura de h decaindo em um par de léptons nos dá como resultado [39]:

$$\Gamma_{331}(h \rightarrow \bar{l}l) = \frac{g^2}{32\pi} \frac{m_h m_l^2}{m_W^2} \left(1 - \frac{4m_l^2}{m_h^2} \right)^{3/2} \left(C_\beta - \frac{v_\rho}{v_\chi} S_\beta \right)^2. \quad (5.4.23)$$

Enquanto que, a largura do h em quarks nos dá como resultado:

$$\Gamma_{331}(h \rightarrow \bar{q}q) = \frac{3g^2}{32\pi} \frac{m_h m_q^2}{m_W^2} \left(1 - \frac{4m_q^2}{m_h^2} \right)^{3/2} C_\beta^2, \quad (5.4.24)$$

e

$$\Gamma_{331}(h \rightarrow \bar{q}'q') = \frac{3g^2}{32\pi} \frac{m_h m_{q'}^2}{m_W^2} \left(1 - \frac{4m_{q'}^2}{m_h^2} \right)^{3/2} \left(C_\beta + \frac{v_\rho}{v_\chi} S_\beta \right)^2, \quad (5.4.25)$$

onde $q = d, c, t$ e $q' = u, s, b$.

As intensidades de sinal para estes canais são:

$$\mu_{ll} = C_\beta^2 \left(C_\beta - \frac{v_\rho}{v_\chi} S_\beta \right)^2 \frac{\Gamma_{MP}(\mathcal{H} \rightarrow all)}{\Gamma_{331}(h \rightarrow all)}, \quad (5.4.26)$$

$$\mu_{qq} = C_\beta^4 \frac{\Gamma_{MP}(\mathcal{H} \rightarrow all)}{\Gamma_{331}(h \rightarrow all)}, \quad (5.4.27)$$

$$\mu_{q'q'} = C_\beta^2 \left(C_\beta + \frac{v_\rho}{v_\chi} S_\beta \right)^2 \frac{\Gamma_{MP}(\mathcal{H} \rightarrow all)}{\Gamma_{331}(h \rightarrow all)}, \quad (5.4.28)$$

respectivamente.

Uma vez que a mistura entre h e H , dada na equação (5.2.13), depende do ângulo β , no limite $v_\chi \gg v_\rho$ temos $\beta \rightarrow 0$, e h de fato recupera o caso padrão. O Motivo de existir duas equações para as larguras do h , interagindo com os quarks, está no fato de que as massas para os quarks vêm de diferentes fontes.

5.4.2 Higgs - Decaimento em Bósons WW e ZZ

O decaimento do h com massa típica de 125 GeV, em WW^* e ZZ^* , que por sua vez decaem em um par de léptons ou quarks, é dado por [47],

$$\Gamma_{331}(h \rightarrow W^*W) = C_\beta^2 \frac{3g^4 m_h}{512\pi^2} F(m_W/m_h), \quad (5.4.29)$$

$$\Gamma_{331}(h \rightarrow Z^*Z) = C_\beta^2 \frac{g^4 m_h}{2048\pi^2} \left(\frac{7 - \frac{40}{3} S_W^2 + \frac{160}{9} S_W^4}{C_W^4} \right) F(m_Z/m_h), \quad (5.4.30)$$

onde,

$$F(x) = - |1 - x^2| \left(\frac{47}{2} x^2 - \frac{13}{2} + \frac{1}{x^2} \right) + 3(1 - 6x^2 + 4x^4) |\ln(x)| \\ + \frac{3(1 - 8x^2 + 20x^4)}{\sqrt{4x^2 - 1}} \cos^{-1} \left(\frac{3x^2 - 1}{2x^3} \right) \quad (5.4.31)$$

Para a intensidade de sinal no Modelo $RM331$, com h indo em pares de bósons de *gauge* do MP, temos

$$\mu_{W^*W, Z^*Z} = C_\beta^4 \frac{\Gamma_{MP}(\mathcal{H} \rightarrow all)}{\Gamma_{331}(h \rightarrow all)}, \quad (5.4.32)$$

e, no limite $\beta \rightarrow 0$, quando $h \equiv \mathcal{H}$, temos $\mu_{W^*W, Z^*Z} \rightarrow 1$.

Tabela 5.1: Interações Padrão para o Higgs (h) no $RM331$.

| Interactions | Couplings |
|---------------|--|
| $\bar{l}lh$ | $\frac{m_l}{v_\rho} \left(c_\beta - \frac{v_\rho}{v_\chi} s_\beta \right)$ |
| $\bar{q}qh$ | $\frac{m_q}{v_\rho} c_\beta$ |
| $\bar{q}'q'h$ | $\frac{m_{q'}}{v_\rho} \left(c_\beta - \frac{v_\rho}{v_\chi} s_\beta \right)$ |
| W^+W^-h | $\frac{1}{2}g^2 v_\rho c_\beta$ |
| ZZh | $\frac{1}{4}g^2 v_\rho \sec^2_{\theta_W} c_\beta$ |

5.4.3 Higgs - Decaimento em Fótons

Os processos que mais contribuem no contexto do MP, para $\mathcal{H} \rightarrow \gamma\gamma$, são aqueles mediados pelo *quark-top*, o lépton *tau*, e bósons de *gauge* W^\pm . Por outro lado, o $RM331$ que apresenta um conteúdo escalar maior, novos diagramas para o canal difóton são esperados. Estas novas contribuições são devidas aos novos bósons de *gauge* $V^\pm, U^{\pm\pm}$, e ao escalar duplamente carregado $H^{\pm\pm}$. As principais contribuições podem ser vistas em Fig.(5.1). As novas contribuições que surgem para o decaimento em fótons, $\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)$, são calculadas como [40, 48, 49, 50],

$$\Gamma_{331}(h \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 g^2}{1024\pi^3} \frac{m_h^3}{m_W^2} \left| \sum_i N_c e_i F_i \right|^2. \quad (5.4.33)$$

A soma ocorre sobre todos os escalares carregados, férmions e bósons da teoria; e_i é a carga correspondente à partícula que participa do *loop*, F_i são fatores que contêm informação sobre a nova física.

Cada F_i tem uma expressão analítica específica para o tipo de partícula que participa do *loop*, temos assim:

$$\begin{aligned} F_{\phi_i} &= [X_{\phi_i}(1 - X_{\phi_i}I^2)] \frac{M_{\phi_i}^2}{m_{\phi_i}^2}, \\ F_{\psi_i} &= -2X_{\psi_i}[1 + (1 - X_{\psi_i})I^2] \frac{M_{\psi_i}}{m_{\psi_i}}, \\ F_{V_i} &= [2 + 3X_{V_i} + 3X_{V_i}(2 - X_{V_i})I^2] \frac{m_W^2}{m_{V_i}^2} c_{V_i}, \end{aligned} \quad (5.4.34)$$

onde $m_{\phi_i}, m_{\psi_i}, m_{V_i}$ são as massas das partículas carregadas, c_{V_i} são dados na tabela 5.2.

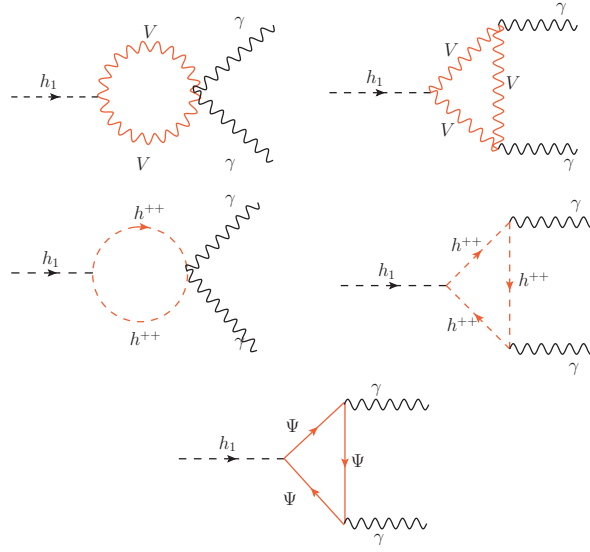


Figura 5.1: Diagramas *one-loop* para $h \rightarrow \gamma\gamma$. Decaimentos via bósons de *gauge* carregados ($V = U^{++}, V^+$ e W^+), escalar duplamente carregado (h^{++}), e férmions carregados (Ψ).

Tabela 5.2: Coeficientes c_{V_i} .

| Higgs | c_W | c_V | c_U |
|-------|-----------|----------------------------------|---|
| h_1 | c_β | $-\frac{v_\chi}{v_\rho} s_\beta$ | $(c_\beta - \frac{v_\chi}{v_\rho} s_\beta)$ |
| h_2 | s_β | $\frac{v_\chi}{v_\rho} c_\beta$ | $(s_\beta + \frac{v_\chi}{v_\rho} c_\beta)$ |

Os coeficientes das massas, $M_{\phi_i}^2$ e M_{ψ_i} , são dados por,

$$M_{\phi_i}^2 = m_{h^{++}}^2 \frac{v_\rho^2}{(v_\chi + v_\rho)^2} (c_\beta - \frac{v_\rho}{v_\chi} s_\beta) \quad , \quad M_{\psi_i} = m_{(l,q')} (c_\beta - \frac{v_\rho}{v_\chi} s_\beta), \quad (5.4.35)$$

com todos os léptons (e quarks $q' = u, s, b$) apresentando os mesmos coeficientes, e para os demais quarks ($q = d, c, t$), $M_{\psi_i} = m_q c_\beta$.

A função $I(\tau_i)$ é dada por:

$$I(\tau_i) \equiv \begin{cases} \arcsin\left(\sqrt{\frac{1}{X_i}}\right), & \text{para, } X_i \geq 1 \\ \frac{1}{2} \left[\pi + i \ln \left[\frac{1 + \sqrt{1 - X_i}}{1 - \sqrt{1 - X_i}} \right] \right] & \text{para } X_i \leq 1 \end{cases} \quad (5.4.36)$$

com

$$X_i = \frac{4m_i^2}{m_{h_1}^2},$$

e m_i é a massa correspondente da partícula no *loop*.

A nossa análise especialmente concentra-se no canal difóton ($\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)$). Este canal é particularmente interessante pois existe ainda a evidência de um desvio na intensidade de sinal

μ , do valor sugerido pelo MP, que foi reportado pelos experimentos ATLAS e CMS conjuntamente, e que deverão ser motivos de uma análise mais profunda quando o LHC for novamente colocado em operação no ano de 2015. Vamos analisar como este modelo comporta-se relativamente a este excesso e que tipo de informação podemos extrair quando comparado às últimas análises do CMS e ATLAS sobre o Higgs. Temos dois parâmetros que são importantes para a reprodução dos resultados do Higgs, a saber: $\tan\beta$ (que leva informação sobre a mistura entre h e H), e V_χ (que nos dizer em que escala de energia surgem os efeitos da nova física além *RM331*).

O comportamento da largura de decaimento total para o h como uma função de $\tan\beta$ para valores típicos de v_χ pode ser visto na Fig.(5.2). As medições no LHC apontam para um valor $\Gamma(\mathcal{H} \rightarrow \gamma\gamma) \sim 6.1 \text{ MeV}$ [51].

Contudo, este valor sofre uma incerteza que nos permite uma escolha de um dos parâmetro da Fig.(5.2)[39] de tal maneira que, o *RM331* é capaz de reproduzir a largura total dentro das margens de erro. É importante deixar claro que a largura total de decaimento não revela as propriedades deste escalar (h) como o Higgs, também não nos diz se ele é compatível com medições atuais para cada canal individual. Para concluir isso, é necessário confrontar o *RM331* com as medidas precisas da intensidade de sinal para o bóson de Higgs.

As análises do ATLAS com $\mu_{\gamma\gamma}^{ATLAS} = (1.6 \pm 0,3)$ e $m_h = 125,5 \text{ GeV}$, e as análises do CMS com $\mu_{\gamma\gamma}^{ATLAS} = (1.6 \pm 0,3)$ para $m_h 125,8 \text{ GeV}$, indicam em ambos os casos um excesso no canal difóton. Além desses resultados individuais, um resultado global tem sido executado, incluindo dados do ATLAS, CMS, D ϕ e CDF [52, 53]. Mesmo após esses ajustes, o excesso persiste no canal. A Fig.(5.3) mostra que, para diferentes escolhas de v_χ e $\tan\beta$, o *RM331* é capaz de reproduzir os resultados globais.

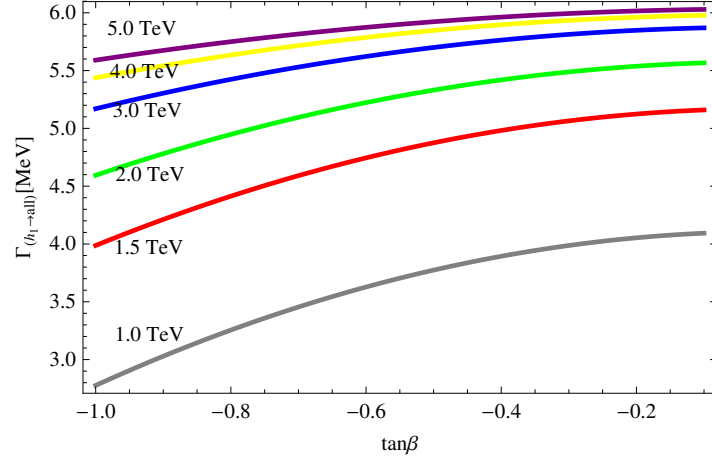


Figura 5.2: Resultados para $\Gamma(h \rightarrow \text{all})$ no *RM331 Model* em função do ângulo de mistura β .

5.5 Troca de Sabor na Corrente Neutra

Nesta seção é estudado um fenômeno conhecido na literatura como troca de sabor na corrente neutra, FCNC⁴ (*Flavor Changed Neutral Current*) [54].

A troca de sabor em correntes neutras contribui com diagramas em nível de árvore para oscilação de mésons neutros, e neste modelo será mediada pelo bóson Z' e pelos bósons escalares neutros h e H .

As correntes neutras dos quarks tipo-*down* mediadas pelo bóson de *gauge* neutro Z' , são derivadas da seguinte lagrangiana [38],

$$\mathcal{L}_{Z'd}^{NC} = \left(\frac{g}{2C_W} \bar{D}' \gamma_\mu (1 - \gamma_5) Y_{Z'} D' \right) Z'_\mu, \quad (5.5.37)$$

onde

$$Y_{Z'} = \frac{1}{\sqrt{12}h_W} (1 - 2S_W^2, 1 - 2S_W^2, 1), \quad (5.5.38)$$

$D' = (d'_1, d'_2, d'_3)$, é a base de sabor para os quarks-down e $h_W = 1 - 4S_W^2$. A função $Y_{Z'}$ destaca que a universalidade das interações mediadas por Z' foi perdida. Explicitamente temos

⁴do inglês, Flavor-Changed Neutral Current

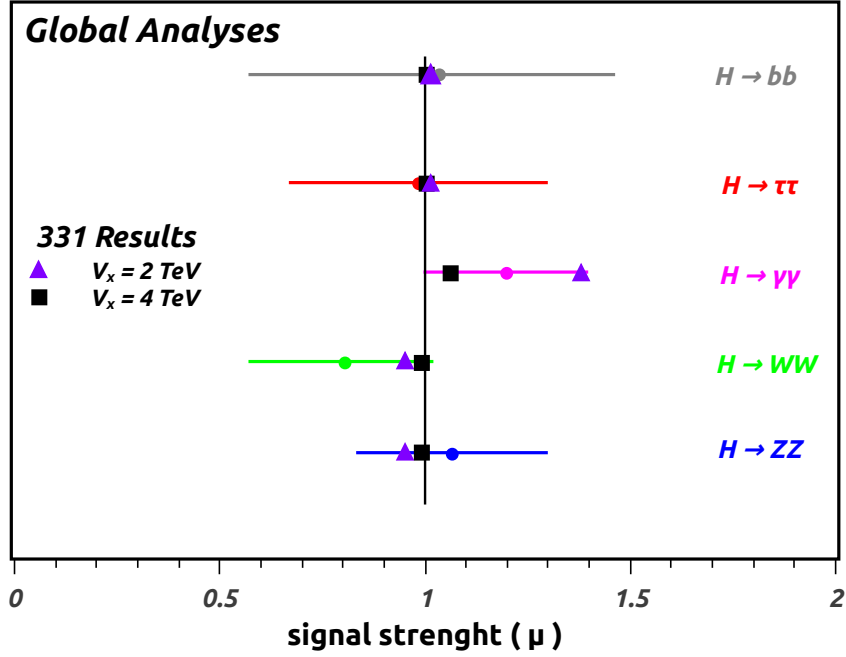


Figura 5.3: Intensidade de Sinal para o decaimento do Higgs (h) no *RM331 Model*. Aqui temos o melhor ajuste para as análises globais para dois valores do parâmetro $\tan\beta$ e v_χ : (-0,3227; 2,0 TeV) e (-0,1556; 4,0 TeV), respectivamente.

a equação (5.5.37) com

$$\mathcal{L}_{Z'd}^{NC} = \frac{g}{C_W \sqrt{12} h_W} (\bar{d}'_{3L} \gamma^\mu d'_{3L} + \bar{d}'_{iL} \gamma^\mu (1 - 2S_W^2) d'_{iL}) Z'_\mu, \quad (5.5.39)$$

reagrupando os termos

$$\mathcal{L}_{Z'd}^{NC} = \frac{g}{C_W \sqrt{12} h_W} \left[\sum_{a=1}^3 (\bar{d}'_{aL} \gamma^\mu (1 - 2S_W^2) d'_{aL} + \bar{d}'_{3L} \gamma^\mu (2S_W^2) d'_{3L}) \right] Z'_\mu, \quad (5.5.40)$$

com $a = 1, 2, 3$ (índice de família). Nota-se da equação (5.5.40) que somente o segundo termo induz FCNC em nível de árvore. Da mesma maneira, a corrente neutra para os quarks-*up*, mediadas pelo bóson Z' são:

$$\mathcal{L}_{Z'u}^{NC} = \frac{g}{C_W \sqrt{12} h_W} \left[\sum_{a=1}^3 (\bar{u}'_{aL} \gamma^\mu (1 - 2S_W^2) u'_{aL} + \bar{u}'_{3L} \gamma^\mu (2S_W^2) u'_{3L}) \right] Z'_\mu, \quad (5.5.41)$$

onde apenas o último termo é fonte de FCNC em nível de árvore. A relação entre a base de

sabor e a base física é dada por:

$$\begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_{L,R} = V_{L,R}^u \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}_{L,R}, \quad \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{L,R} = V_{L,R}^d \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_{L,R}. \quad (5.5.42)$$

As matrizes $V_{L,R}^u$ e $V_{L,R}^d$, são matrizes unitárias 3×3 , que diagonalizam as matrizes de massa para os quarks *up* e *down*. Aplicando as transformações (5.5.42) em (5.5.40) e (5.5.41), tem-se as interações entre os quarks físicos e o bóson Z' .

5.5.1 Correntes Neutras Mediadas por Escalares

Para estudar a contribuição de FCNC, primeiro devemos obter as matrizes de massa dos quarks. As matrizes de massa dos quarks, são derivadas de uma lagrangeana de Yukawa mais operadores efetivos de dimensão cinco,

$$\begin{aligned} & \lambda_{3a}^d \bar{Q}_{3L} \rho d_{aR} + \frac{\lambda_{ia}^d}{\Lambda} \epsilon_{nmp} (\bar{Q}_{iLn} \rho_m \chi_p) d_{aR} + \\ & \lambda_{ia}^u \bar{Q}_{iL} \rho^* u_{aR} + \frac{\lambda_{3a}^u}{\Lambda} \epsilon_{nmp} (\bar{Q}_{3Ln} \rho_m^* \chi_p^*) u_{aR} + H.C. \end{aligned} \quad (5.5.43)$$

com $i = 1, 2$ e $\Lambda = 4 - 5$ TeV [55] a escala mais alta de energia onde o modelo é válido. A partir da equação (5.5.43), temos as matrizes de massa para os quarks na base de sabor, U' e D' respectivamente:

$$m^u \approx \begin{pmatrix} \frac{-\lambda_{11}^u v_\rho}{\sqrt{2}} & \frac{-\lambda_{12}^u v_\rho}{\sqrt{2}} & \frac{-\lambda_{13}^u v_\rho}{\sqrt{2}} \\ \frac{-\lambda_{21}^u v_\rho}{\sqrt{2}} & \frac{-\lambda_{22}^u v_\rho}{\sqrt{2}} & \frac{-\lambda_{23}^u v_\rho}{\sqrt{2}} \\ \frac{\lambda_{31}^u v_\rho}{2} & \frac{\lambda_{32}^u v_\rho}{2} & \frac{\lambda_{33}^u v_\rho}{2} \end{pmatrix}, \quad m^d \approx \begin{pmatrix} \frac{\lambda_{11}^d v_\rho}{2} & \frac{\lambda_{12}^d v_\rho}{2} & \frac{\lambda_{13}^d v_\rho}{2} \\ \frac{\lambda_{21}^d v_\rho}{2} & \frac{\lambda_{22}^d v_\rho}{2} & \frac{\lambda_{23}^d v_\rho}{2} \\ \frac{\lambda_{31}^d v_\rho}{\sqrt{2}} & \frac{\lambda_{32}^d v_\rho}{\sqrt{2}} & \frac{\lambda_{33}^d v_\rho}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (5.5.44)$$

onde a aproximação $v_\chi \approx \Lambda$ tem sido usada. As interações entre os autoestados de sabor e os escalares físicos, h e H , podem ser derivados da equação (5.5.43),

$$\mathcal{L} = \bar{U}'_L \Gamma_1^u U'_R h_1^0 + \bar{U}'_L \Gamma_2^u U'_R h_2^0 + \bar{D}'_L \Gamma_1^d D'_R h_1^0 + \bar{D}'_L \Gamma_2^d D'_R h_2^0 + h.c., \quad (5.5.45)$$

com,

$$\Gamma_1^u = \frac{m^u}{v_\rho} \cos\beta - \frac{\sin\beta}{v_\chi} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ m_{31}^u & m_{32}^u & m_{33}^u \end{pmatrix}, \quad (5.5.46)$$

$$\Gamma_1^d = \frac{m^d}{v_\rho} \cos\beta - \frac{\sin\beta}{v_\chi} \begin{pmatrix} m_{11}^d & m_{12}^d & m_{13}^d \\ m_{21}^d & m_{22}^d & m_{23}^d \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (5.5.47)$$

$$\Gamma_2^u = \frac{m^u}{v_\rho} \sin\beta + \frac{\cos\beta}{v_\chi} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ m_{31}^u & m_{32}^u & m_{33}^u \end{pmatrix}, \quad (5.5.48)$$

$$\Gamma_2^d = \frac{m^d}{v_\rho} \sin\beta + \frac{\cos\beta}{v_\chi} \begin{pmatrix} m_{11}^d & m_{12}^d & m_{13}^d \\ m_{21}^d & m_{22}^d & m_{23}^d \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (5.5.49)$$

Abaixo temos os termos que induzem FCNC após aplicar as transformções dadas na equação (5.5.42),

$$\mathcal{L}_h^{FCNC} = -\sin\beta \bar{U}_L K^U U_R h - \sin\beta \bar{D}_L K^D D_R h + H.C., \quad (5.5.50)$$

$$\mathcal{L}_H^{FCNC} = \cos\beta \bar{U}_L K^U U_R H + \cos\beta \bar{D}_L K^D D_R H + H.C., \quad (5.5.51)$$

onde,

$$K^U = V_L^u \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ \frac{m_{31}^u}{v_\chi} & \frac{m_{32}^u}{v_\chi} & \frac{m_{33}^u}{v_\chi} \end{pmatrix} (V_R^u)^\dagger, \quad (5.5.52)$$

$$K^D = V_L^d \begin{pmatrix} \frac{m_{11}^d}{v_\chi} & \frac{m_{12}^d}{v_\chi} & \frac{m_{13}^d}{v_\chi} \\ \frac{m_{21}^d}{v_\chi} & \frac{m_{22}^d}{v_\chi} & \frac{m_{23}^d}{v_\chi} \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} (V_R^d)^\dagger. \quad (5.5.53)$$

Tendo as lagrangeanas de FCNC, mediada pelo bóson de *gauge* Z' e pelos escalares neutros h e H , seguimos para o cálculo das contribuições do $RM331$ na diferença de massa nos sistemas de mésons $K^0 - \bar{K}^0$, $D^0 - \bar{D}^0$, $B^0 - \bar{B}^0$.

5.5.2 Sistema $B^0 - \bar{B}^0$

Iniciamos com a contribuição de Z' . A lagrangiana efetiva que induz a transição $B_d^0 \rightarrow \bar{B}_d^0$ é obtida diretamente da equação (a.3),

$$\mathcal{L}_{Z' eff}^{B^0 - \bar{B}^0} = \frac{4\sqrt{2}G_F S_W^4}{(3h_W)} \frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} [(V_L^d)^*_{13} (V_L^d)_{33}]^2 [\bar{d}_{3L} \gamma_\mu d_{1L}]^2. \quad (5.5.54)$$

Mais uma vez, negligenciamos a mistura entre Z_1 e Z_2 , assim temos $Z_1 = Z$ e $Z_2 = Z'$. A contribuição ($RM331$) $(\Delta m_B)_{Z'}$ será

$$\begin{aligned} (\Delta m_B)_{Z'} &= \langle \bar{B}^0 | \mathcal{L}_{Z' eff}^{B^0 - \bar{B}^0} | B^0 \rangle \\ &= \frac{4\sqrt{2}G_F S_W^4}{(3h_W)} \frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} [(V_L^d)^*_{13} (V_L^d)_{33}]^2 \langle \bar{B}^0 | (\bar{d}_3 d_1)_{V-A}^2 | K^0 \rangle, \end{aligned} \quad (5.5.55)$$

onde,

$$\langle \bar{B}^0 | (\bar{d}_3 d_1)_{V-A}^2 | B^0 \rangle = \frac{M_B B_B f_B^2}{3}, \quad (5.5.56)$$

de acordo com a inserção de vácuo [56]. B_B e f_B são, respectivamente, parâmetro “bag” e constante de decaimento do méson. Para correção em QCD da equação (5.5.56), ver [57].

Como já dito, os escalares h e H mediam processos FCNC. Também a Lagrangeana efetiva que induz transições $B_d^0 \rightarrow \bar{B}_d^0$ é obtida da equação (a.7) como segue,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{h,H eff}^{B^0 - \bar{B}^0} &= \frac{\sin^2 \beta}{m_h^2} \left[[K_{3,1}^D + (K_{1,3}^D)^*]^2 (\bar{d}_3 d_1)^2 + [K_{3,1}^D - (K_{1,3}^D)^*]^2 (\bar{d}_3 \gamma_5 d_1)^2 \right] \\ &+ \frac{\cos^2 \beta}{m_H^2} \left[[K_{3,1}^D + (K_{1,3}^D)^*]^2 (\bar{d}_3 d_1)^2 + [K_{3,1}^D - (K_{1,3}^D)^*]^2 (\bar{d}_3 \gamma_5 d_1)^2 \right]. \end{aligned} \quad (5.5.57)$$

Definindo

$$(K_{i,j}^{U,D})^\pm = K_{i,j}^{U,D} \pm (K_{j,i}^{U,D})^*, \quad (5.5.58)$$

temos

$$\begin{aligned}
(\Delta m_B)_{h,H} &= \langle \bar{B}^0 | \mathcal{L}_{h,H}^{B_0-\bar{B}_0} | B^0 \rangle \\
&= \left\{ \frac{\sin^2 \beta}{4m_h^2} \left[-(K_{3,1}^{D+})^2 \left(1 - \frac{M_B^2}{(m_d + m_b)^2}\right) + (K_{3,1}^{D-})^2 \left(1 - 11 \frac{M_B^2}{(m_d + m_b)^2}\right) \right] \right. \\
&\quad \left. + \frac{\cos^2 \beta}{4m_H^2} \left[-(K_{3,1}^{D+})^2 \left(1 - \frac{M_B^2}{(m_d + m_b)^2}\right) + (K_{3,1}^{D-})^2 \left(1 - 11 \frac{M_B^2}{(m_d + m_b)^2}\right) \right] \right\} \\
&\quad \times \langle \bar{B}^0 | (\bar{d}_3 d_1)_{V-A}^2 | B^0 \rangle, \tag{5.5.59}
\end{aligned}$$

com

$$\begin{aligned}
\langle \bar{B}^0 | (\bar{d}_3 d_1)^2 | B^0 \rangle &= -\frac{1}{4} \left[1 - \frac{M_B^2}{(m_b + m_d)^2} \right] \langle \bar{B}^0 | (\bar{d}_3 d_1)_{V-A}^2 | B^0 \rangle, \\
\langle \bar{B}^0 | (\bar{d}_3 \gamma_5 d_1)^2 | B^0 \rangle &= \frac{1}{4} \left[1 - 11 \frac{M_B^2}{(m_b + m_d)^2} \right] \langle \bar{B}^0 | (\bar{d}_3 d_1)_{V-A}^2 | B^0 \rangle, \tag{5.5.60}
\end{aligned}$$

em acordo com [58].

Combinando as equações (5.5.55) e (5.5.59), temos as contribuições dadas pelo *RM331* à diferença de massa do sistema. Este último deve ser complementado com a contribuição do MP, que é bem conhecida:

$$(\Delta m_B)_{MP} = \frac{G_f^2 M_W^2}{12\pi^2} S_0(x_t) [(V_{CKM})_{td}^* (V_{CKM})_{tb}]^2 \langle \bar{B}^0 | (\bar{d}_2 d_1)_{V-A}^2 | B^0 \rangle, \tag{5.5.61}$$

onde $x_t = \frac{m_t^2}{M_W^2}$ e $S_0(x_t) \approx 0.784x_t^{0.76}$ [58].

É importante enfatizar que: forçamos o valor $M_h = 125$ GeV, porque h é identificado como o Higgs do MP neste modelo. Neste caso temos $\sin \beta \rightarrow 0$, e assim o Higgs padrão não participa de maneira relevante de processos FCNC, em acordo com os dados atuais [5]. A contribuição total do *RM331 Model* $(\Delta m_B)_{RM331} = (\Delta m_B)_{Z'} + (\Delta m_B)_h + (\Delta m_B)_H + (\Delta m_B)_{MP}$ depende principalmente da escala de energia da quebra de simetria do modelo (v_χ).

Dito isto, os resultados foram obtidos usando duas parametrizações diferentes de Fritzech para as matrizes dos quarks [1]-[2] e suas respectivas matrizes unitárias $V_{L,R}^{u,d}$ que as diagonalizam. Chamaremos a parametrização da Ref.[1] como parametrização-1, e de parametrização-2 da Ref.[2] (ver apêndice A).

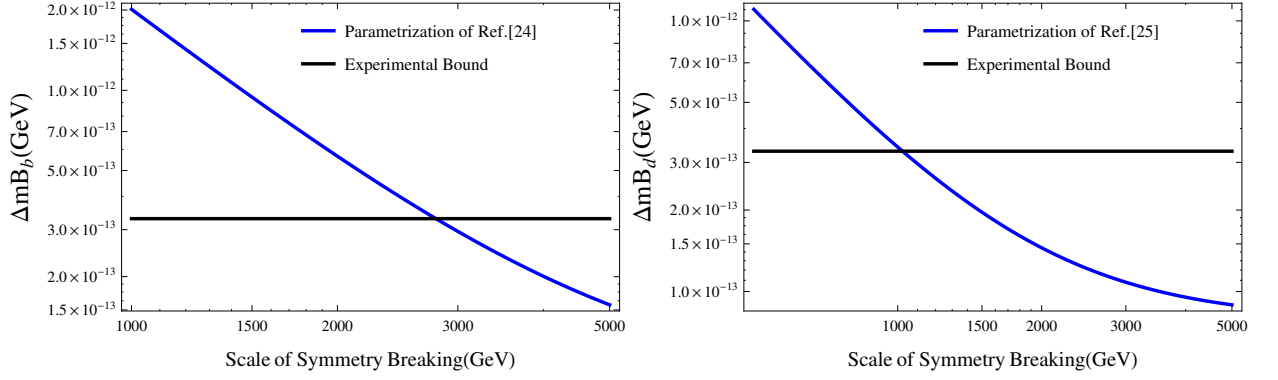


Figura 5.4: Contribuição total do $RM331$ para $(\Delta m_B) = (\Delta m_B)_{RM331} = (\Delta m_B)_{Z'} + (\Delta m_B)_h + (\Delta m_B)_H + (\Delta m_B)_{MP}$ como função da escala de quebra de simetria usando a parametrização da Ref.[1] (à esquerda) e a parametrização da Ref.[2] (à direita). A linha horizontal em negro refere-se ao limite experimental atual. Concluimos que $v_\chi \gtrsim 2786$ GeV (consistente Ref.[1]), que implica $m_{Z'} \gtrsim 3326$ GeV, $m_{V^\pm} \gtrsim 910$ GeV, $m_{U^{++}} \gtrsim 914$ GeV, $m_H \gtrsim 889$ GeV. Usando a parametrização Ref.[2] encontramos $v_\chi \gtrsim 1023$ GeV que traduz-se em $m_{Z'} \gtrsim 1221$ GeV, $m_{V^\pm} \gtrsim 334$ GeV, $m_{U^{++}} \gtrsim 343$ GeV, $m_H \gtrsim 345$ GeV. Usamos $S_W^2 = 0.231$.

A FIG.5.4 mostra a contribuição total do $RM331$ Model, $(\Delta m_B)_{RM331} = (\Delta m_B)_{Z'} + (\Delta m_B)_h + (\Delta m_B)_H + (\Delta m_B)_{MP}$, em termos de v_χ . À esquerda temos os resultados usando a parametrização-1, descrita em Ref.[1]; enquanto que à direita aplicamos a parametrização-2, descrita em Ref.[2]. Nota-se que as duas parametrizações levam a resultados distintos e conseqüentemente diferentes limites sobre v_χ . Comparando os resultados obtidos com o limite experimental atual sobre a diferença de massa do sistema de méson B, nomeadamente, $(\Delta m_{B_d}) \leq 3.33 \times 10^{-13}$ GeV, e usado os valores $m_{B_d} = 5279.5$ MeV, $\sqrt{B_{B_d}} f_{B_d} = 208$ MeV, de acordo com [59], nós obtemos $v_\chi \gtrsim 2786$ GeV (parametrização-1) e $v_\chi \gtrsim 1023$ GeV (parametrização-2).

Esses limites sobre a escala onde ocorre a quebra de simetria do modelo são importantes, pois eles têm impacto direto sobre as massas dos bósons de *gauge* e do escalar H (*heavy Higgs*). A tabela (5.3) apresenta um resumo dos resultados.

| Tabela 5.3: Limites de FCNC no Modelo $RM331$. Sistema $B^0 - \bar{B}^0$, com $S_W^2 = 0.231$ | |
|---|--|
| Parametrização-1 (Ref.[1]) | $m_{Z'} \gtrsim 3.326$ TeV , $m_{V^\pm} \gtrsim 0.910$ TeV $m_{U^{++}} \gtrsim 0.914$ TeV , $m_H \gtrsim 0.889$ TeV |
| Parametrização-2 (Ref.[2]) | $m_{Z'} \gtrsim 1.221$ TeV, $m_{V^\pm} \gtrsim 0.334$ TeV $m_{U^{++}} \gtrsim 0.343$ TeV, $m_H \gtrsim 0.345$ TeV |

não encontramos qualquer limite relevante na escala de quebra de simetria

5.5.3 Sistemas $(K^0 - \bar{K}^0)$ e $(D^0 - \bar{D}^0)$

Para esses dois sistemas de mésons, não encontramos qualquer limite relevante na escala de quebra de simetria. Por exemplo, comparando nossos resultados de $(\Delta m_D)_{RM331}$, com o limite experimental atual, $(\Delta m_D) \leq 9.478 \times 10^{-15}$ GeV, chegamos a $v_\chi \gtrsim 18$ GeV com a parametrização dada por Ref.[1], que é completamente irrelevante. A forma explícita de $(\Delta m_D)_{RM331}$ e $(\Delta m_K)_{RM331}$ são mostradas em Apêndice A.

Em particular, usando a parametrização-1, esse modelo mostrou-se consistente com os limites de FCNC quando,

- $M_{Z'} \gtrsim 3326$ GeV,
- $M_{V^\pm} \gtrsim 910$ GeV,
- $M_{U^{++}} \gtrsim 914$ GeV,
- $m_H \gtrsim 889$ GeV.

É importante salientar que diferentes esquemas de parametrização, no setor de quarks, podem afetar as nossas conclusões.

6 *Conclusões e Perspectivas*

Diante do fato de que o Modelo Padrão é uma teoria efetiva, e não resolve diversas questões, algumas delas apontadas aqui, é natural buscar uma teoria substituta para o Modelo Padrão, que carregue consigo soluções aos atuais problemas. O sucesso das teorias de *gauge* na construção do MP, pode nos orientar na busca de novos modelos ou extensões. Neste trabalho foi feito um estudo de algumas extensões do MP, e destacamos alguns problemas específicos que esperamos ser resolvidos por eles.

O estudo do THDM, e por conseguinte da Supersimetria, pode resolver um problema importante da Física, a existência de Matéria Escura. A partir do potencial do modelo, determinamos os escalares físicos e as condições para a estabilidade. O bósons escalar H, surge como um candidato à matéria escura.

O HTM, motivado pelo *Type II Seesaw mechanism*, é capaz de gerar massa para neutrinos. Para tanto, apresenta em seu potencial um termo que quebra explicitamente o número leptônico, o que ocorre em alta energia. Embora esse cenário seja desfavorável, é interessante por relatar a pequena massa para neutrinos em uma nova física de altas energias.

O estudo do Modelo *RM331* feito aqui, teve como foco os limites sobre as Trocas de Sabor na Corrente Neutra, obtendo como principal resultado os limites sobre a massa do bóson vetorial Z' . Nós distinguimos as fontes de FCNC no *RM331*. Concluimos que a terceira geração de quarks *left-handed* deve transformar-se na representação de triplete de $SU(3)_L$, enquanto que a primeira e segunda gerações devem transformar-se como anti-triplete, caso contrário uma enorme contribuição FCNC surge, excedendo assim os limites experimentais atuais. De acordo

com os resultados anteriores, a única maneira de contornar este limite é através da criação de Z' , com massa acima de 100 TeV que é, de longe, para além do limite perturbativo do modelo ~ 5 TeV. Além disso, percebemos que ao lado do bóson Z' , os escalares que compõem a matriz CP-par podem mediar consideravelmente processos de FCNC. Ademais, calculamos os termos de diferença de massa para $D^0 - \bar{D}^0$, $K^0 - \bar{K}^0$, e $B^0 - \bar{B}^0$ usando duas parametrizações diferentes para as matrizes de massa dos quarks e matrizes unitárias $V_{L,R}^{u,d}$. Apenas o sistema $B^0 - \bar{B}^0$ oferece um limite relevante para a quebra de simetria do modelo. Comparando nossos resultados com os limites experimentais atuais sobre Δm_B , chegamos aos valores $v_\chi \gtrsim 2786$ GeV usando a parametrização da Ref.[1, 60]; e $v_\chi \gtrsim 1023$ GeV usando a parametrização da Ref.[2]. O Modelo quando confrontado com as análises globais para o Higgs tipo-padrão, em particular com $v_\chi = 2$ TeV, continua consistente (dentro da margem de erro). Por fim, concluímos que o modelo é consistente, em uma escala de poucos TeV, e constitui uma atraente alternativa ao MP, pois, é capaz de explicar as recentes medidas do LHC em relação a intensidade do sinal (μ).

APÊNDICE A

- Interações entre os quarks físicos do MP e o bóson Z' que contribuem para os FCNC estudados neste trabalho:

$$\mathcal{L}_{Z'}^{K^0-\bar{K}^0} = \left(\frac{g}{2C_W} \frac{4S_W^2}{\sqrt{12}h_W} \right) \{ (V_L^d)_{13}^* (V_L^d)_{23} \} [d_{2L} \bar{\gamma}^\mu d_{1L}] Z'_\mu \quad (\text{a.1})$$

$$\mathcal{L}_{Z'}^{D^0-\bar{D}^0} = \left(\frac{g}{2C_W} \frac{4S_W^2}{\sqrt{12}h_W} \right) \{ (V_L^u)_{13}^* (V_L^u)_{23} \} [u_{2L} \bar{\gamma}^\mu u_{1L}] Z'_\mu \quad (\text{a.2})$$

$$\mathcal{L}_{Z'}^{B_d^0-\bar{B}_d^0} = \left(\frac{g}{2C_W} \frac{4S_W^2}{\sqrt{12}h_W} \right) \{ (V_L^d)_{13}^* (V_L^d)_{33} \} [d_{3L} \bar{\gamma}^\mu d_{1L}] Z'_\mu. \quad (\text{a.3})$$

Além dessas, temos as interações entre os quarks do MP e os escalares físicos, h e H , que também contribuem para os processos aqui estudados:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{h_1^0, h_2^0}^{K^0-\bar{K}^0} &= -\sin\beta \left[[K_{2,1}^D + (K_{1,2}^D)^*] \bar{d}_2 d_1 + [K_{2,1}^D - (K_{1,2}^D)^*] \bar{d}_2 \gamma_5 d_1 \right] h_1^0 \\ &+ \cos\beta \left[[K_{2,1}^D + (K_{1,2}^D)^*] \bar{d}_2 d_1 + [K_{2,1}^D - (K_{1,2}^D)^*] \bar{d}_2 \gamma_5 d_1 \right] h_2^0 + H.C \end{aligned} \quad (\text{a.4})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{h_1^0, h_2^0}^{D^0-\bar{D}^0} &= -\sin\beta \left[[K_{2,1}^U + (K_{1,2}^U)^*] \bar{u}_2 u_1 + [K_{2,1}^U - (K_{1,2}^U)^*] \bar{u}_2 \gamma_5 u_1 \right] h_1^0 \\ &+ \cos\beta \left[[K_{2,1}^U + (K_{1,2}^U)^*] \bar{u}_2 u_1 + [K_{2,1}^U - (K_{1,2}^U)^*] \bar{u}_2 \gamma_5 u_1 \right] h_2^0 + H.C \end{aligned} \quad (\text{a.5})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{h_1^0, h_2^0}^{B^0-\bar{B}^0} &= -\sin\beta \left[[K_{3,1}^D + (K_{1,3}^D)^*] \bar{d}_3 d_1 + [K_{3,1}^D - (K_{1,3}^D)^*] \bar{d}_3 \gamma_5 d_1 \right] h_1^0 \\ &+ \cos\beta \left[[K_{3,1}^D + (K_{1,3}^D)^*] \bar{d}_3 d_1 + [K_{3,1}^D - (K_{1,3}^D)^*] \bar{d}_3 \gamma_5 d_1 \right] h_2^0 + H.C. \end{aligned} \quad (\text{a.6})$$

- Matrizes unitárias $V_{L,R}^{u,d}$ from [1]:

$$V_L^u = V_R^u = \begin{pmatrix} 0.89397 & -0.44813 & 0.00046 \\ -0.44735 & -0.89233 & 0.06019 \\ 0.02656 & 0.05401 & 0.99819 \end{pmatrix}, \quad (\text{a.7})$$

$$V_L^d = V_R^d = \begin{pmatrix} 0.97361 & -0.22669 & -0.0169663 \\ -0.223738 & 0.96825 & 0.0583041 \\ -0.0341856 & 0.0536757 & 0.99512 \end{pmatrix}. \quad (\text{a.8})$$

Comparando as matrizes de massa de Ref.[1] com as matrizes de massa em (5.5.44), nós obtemos a matriz de elementos (em GeVs) que entra na expressão da equação Eq.(5.5.52) e Eq.(5.5.53) como segue: $m_{11}^d = m_{12}^d = m_{21}^d = 0$, $m_{13}^d = 0.127037$, $m_{22}^d = -0.0269844$, $m_{23}^d = 0.262835$; and of Eq.(5.5.52): $m_{31}^u = 4.5398$, $m_{32}^u = 9.2318$ $m_{33}^u = 170$.

- Matrizes unitárias $V_{L,R}^{u,d}$ Ref.[2]:

$$V_L^u = \begin{pmatrix} 0.99987 & 0.0163 & 0.00062 \\ -0.0163 & 0.99987 & 0.00064 \\ -0.00061 & -0.00064 & 1 \end{pmatrix}, \quad (\text{a.9})$$

$$V_R^u = \begin{pmatrix} 1 & 0.00003 & 8.15 \times 10^{-9} \\ -0.00003 & 1 & 4.62 \times 10^{-6} \\ -8.01 \times 10^{-9} & -4.62 \times 10^{-6} & 1 \end{pmatrix}, \quad (\text{a.10})$$

$$V_L^d = \begin{pmatrix} 0.97741 & -0.21126 & 0.00624 \\ 0.21134 & 0.97656 & -0.04079 \\ 0.00252 & 0.04119 & 0.99915 \end{pmatrix}, \quad (\text{a.11})$$

$$V_R^d = \begin{pmatrix} 0.99993 & -0.01138 & 7.43 \times 10^{-6} \\ 0.01138 & 0.99993 & -0.00092 \\ 3.08 \times 10^{-6} & 0.00924 & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{a.12})$$

Comparando as matrizes de massa de Ref.[2], com as matrizes de massa da equação (5.5.44), obtemos a matriz de elementos (em MeV) que entra na expressão Eq.5.5.52 e Eq.(5.5.53), como segue: $m_{11}^d = 5.11523$, $m_{12}^d = 20.03$, $m_{13}^d = 10.5861$, $m_{21}^d = 0$, $m_{22}^d = 92.9391$, $m_{23}^d = 172.911$; e em q.(5.5.52) $m_{31}^u = 0$, $m_{32}^u = 0$, $m_{33}^u = 172500$.

- Sistema $K^0 - \bar{K}^0$

Partindo da equação (a.1):

$$\mathcal{L}_{Z' eff}^{K_0 - \bar{K}_0} = \frac{4\sqrt{2}G_F S_W^4}{(3h_W)} \frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} [(V_L^d)^*_{13} (V_L^d)_{23}]^2 [\bar{d}_{2L} \gamma_\mu d_{1L}]^2, \quad (\text{a.13})$$

então

$$\begin{aligned} (\Delta m_K)_{Z'} &= \langle \bar{K}^0 | \mathcal{L}_{Z' eff}^{K_0 - \bar{K}_0} | K^0 \rangle \\ &= \frac{4\sqrt{2}G_F S_W^4}{(3h_W)} \frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} [(V_L^d)^*_{13} (V_L^d)_{23}]^2 \langle \bar{K}^0 | (\bar{d}_2 d_1)_{V-A}^2 | K^0 \rangle. \end{aligned} \quad (\text{a.14})$$

Da equação (a.5):

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{h_1^0, h_2^0 eff}^{K_0 - \bar{K}_0} &= \frac{\sin^2 \beta}{m_{h_1^0}^2} \left[[K_{2,1}^D + (K_{1,2}^D)^*]^2 (\bar{d}_2 d_1)^2 + [K_{2,1}^D - (K_{1,2}^D)^*]^2 (\bar{d}_2 \gamma_5 d_1)^2 \right] \\ &+ \frac{\cos^2 \beta}{m_{h_2^0}^2} \left[[K_{2,1}^D + (K_{1,2}^D)^*]^2 (\bar{d}_2 d_1)^2 + [K_{2,1}^D - (K_{1,2}^D)^*]^2 (\bar{d}_2 \gamma_5 d_1)^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{a.15})$$

então

$$\begin{aligned} (\Delta m_K)_{h_1^0, h_2^0} &= \left\{ \frac{\sin^2 \beta}{4m_{h_1^0}^2} \left[-(K_{2,1}^{D+})^2 \left(1 - \frac{M_K^2}{(m_s + m_d)^2}\right) + (K_{2,1}^{D-})^2 \left(1 - 11 \frac{M_K^2}{(m_s + m_d)^2}\right) \right] \right. \\ &+ \left. \frac{\cos^2 \beta}{4m_{h_2^0}^2} \left[-(K_{2,1}^{D+})^2 \left(1 - \frac{M_K^2}{(m_s + m_d)^2}\right) + (K_{2,1}^{D-})^2 \left(1 - 11 \frac{M_K^2}{(m_s + m_d)^2}\right) \right] \right\} \\ &\times \langle \bar{K}^0 | (\bar{d}_2 d_1)_{V-A}^2 | K^0 \rangle. \end{aligned} \quad (\text{a.16})$$

As contribuições do MP são dadas por:

$$(\Delta m_K)_{SM} = \frac{G_f^2 m_c^2}{16\pi^2} [(V_{CKM})_{cd}^* (V_{CKM})_{cs}]^2 \langle \bar{B}^0 | (\bar{d}_2 d_1)_{V-A}^2 | B^0 \rangle. \quad (\text{a.17})$$

Finalmente,

$$\begin{aligned} (\Delta m_K)_{RM331} &= (\Delta m_K)_{Z'} + (\Delta m_K)_{h_1^0} + (\Delta m_K)_{h_2^0} + (\Delta m_K)_{SM} \\ &\leq 3.483 \times 10^{-12} (\text{MeV}). \end{aligned} \quad (\text{a.18})$$

- Sistema $D^0 - \bar{D}^0$

Partindo da equação (a.2), temos:

$$\mathcal{L}_{Z' eff}^{D_0-\bar{D}_0} = \frac{4\sqrt{2}G_F S_W^4}{(3h_W)} \frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} [(V_L^u)^*_{13} (V_L^u)_{23}]^2 [\bar{u}_2 \gamma_\mu u_{1L}]^2, \quad (\text{a.19})$$

e consequentemente

$$\begin{aligned} (\Delta m_D)_{Z'} &= \langle \bar{D}^0 | \mathcal{L}_{Z' eff}^{D_0-\bar{D}_0} | D^0 \rangle \\ &= \frac{4\sqrt{2}G_F S_W^4}{(3h_W)} \frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} [(V_L^u)^*_{13} (V_L^u)_{23}]^2 \langle \bar{D}^0 | (\bar{u}_2 u_1)_{V-A}^2 | D^0 \rangle. \end{aligned} \quad (\text{a.20})$$

Da equação (a.6):

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{h_1^0, h_2^0 eff}^{D_0-\bar{D}_0} &= \frac{\sin^2 \beta}{m_{h_1^0}^2} \left[[K_{2,1}^U + (K_{1,2}^U)^*]^2 (\bar{u}_2 u_1)^2 + [K_{2,1}^U - (K_{1,2}^U)^*]^2 (\bar{u}_2 \gamma_5 u_1)^2 \right] \\ &+ \frac{\cos^2 \beta}{m_{h_2^0}^2} \left[[K_{2,1}^U + (K_{1,2}^U)^*]^2 (\bar{u}_2 u_1)^2 + [K_{2,1}^U - (K_{1,2}^U)^*]^2 (\bar{u}_2 \gamma_5 u_1)^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{a.21})$$

então,

$$\begin{aligned} (\Delta m_D)_{h_1^0, h_2^0} &= \langle \bar{D}^0 | \mathcal{L}_{h_1^0, h_2^0 eff}^{D_0-\bar{D}_0} | D^0 \rangle \\ &= \left\{ \frac{\sin^2 \beta}{4m_{h_1^0}^2} \left[-(K_{2,1}^{U+})^2 \left(1 - \frac{M_D^2}{(m_u + m_c)^2}\right) + (K_{2,1}^{U-})^2 \left(1 - 11 \frac{M_D^2}{(m_u + m_c)^2}\right) \right] \right. \\ &+ \left. \frac{\cos^2 \beta}{4m_{h_2^0}^2} \left[-(K_{2,1}^{U+})^2 \left(1 - \frac{M_D^2}{(m_u + m_c)^2}\right) + (K_{2,1}^{U-})^2 \left(1 - 11 \frac{M_D^2}{(m_u + m_c)^2}\right) \right] \right\} \\ &\times \langle \bar{D}^0 | (\bar{u}_2 u_1)_{V-A}^2 | D^0 \rangle. \end{aligned} \quad (\text{a.22})$$

Finalmente

$$\begin{aligned} (\Delta m_D)_{RM331} &= (\Delta m_D)_{Z'} + (\Delta m_D)_{h_1^0} + (\Delta m_D)_{h_2^0} \\ &\leq 9.478 \times 10^{-15} (GeV). \end{aligned} \quad (\text{a.23})$$

A aproximação (a.23) é justificada dado o pouco conhecimento das contribuições do MP para (Δm_D) .

Bibliografia

- [1] BENAVIDES, R. H.; GIRALDO, Y.; PONCE, W. A. FCNC in the 3-3-1 model with right-handed neutrinos. *Phys.Rev.*, D80, p. 113009, 2009.
- [2] TATUR, S.; BARTELSKI, J. Mass matrices for quarks and leptons in triangular form. *Acta Phys.Polon.*, B39, p. 2903–2920, 2008.
- [3] FUKUDA, Y. et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys.Rev.Lett.*, v. 81, p. 1562–1567, 1998.
- [4] ENDLER, A. M. F. Introdução à física de partículas, coleção cbpf-tópicos de física. *São Paulo: Editora Livraria da Física*, 2010.
- [5] AAD, G. 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.*, B716, p. 1–29, 2012.
- [6] CHATRCHYAN, S. et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys.Lett.*, B716, p. 30–61, 2012.
- [7] FAYET, P. Supergauge Invariant Extension of the Higgs Mechanism and a Model for the electron and Its Neutrino. *Nucl.Phys.*, B90, p. 104–124, 1975.
- [8] FAYET, P. Supersymmetry and Weak, Electromagnetic and Strong Interactions. *Phys.Lett.*, B64, p. 159, 1976.
- [9] FAYET, P. Spontaneously Broken Supersymmetric Theories of Weak, Electromagnetic and Strong Interactions. *Phys.Lett.*, B69, p. 489, 1977.
- [10] ZEE, A. A Theory of Lepton Number Violation, Neutrino Majorana Mass, and Oscillation. *Phys.Lett.*, B93, p. 389, 1980.
- [11] ZEE, A. Charged Scalar Field and Quantum Number Violations. *Phys.Lett.*, B161, p. 141, 1985.
- [12] PATI, J. C.; SALAM, A. Lepton Number as the Fourth Color. *Phys.Rev.*, D10, p. 275–289, 1974.
- [13] FOOT, R. et al. Seesaw Neutrino Masses Induced by a Triplet of Leptons. *Z.Phys.*, C44, p. 441, 1989.
- [14] ARAKI, T.; GENG, C.; NAGAO, K. I. Signatures of Dark Matter in Inert Triplet Models. *Int.J.Mod.Phys.*, D20, p. 1433–1440, 2011.
- [15] PIRES, C. D. S. Explicitly broken lepton number at low energy in the Higgs triplet model. *Modern Physics Letters A*, World Scientific, v. 21, n. 12, p. 971–977, 2006.

- [16] PISANO, F.; PLEITEZ, V. An $SU(3) \times U(1)$ model for electroweak interactions. *Phys.Rev.*, D46, p. 410–417, 1992.
- [17] PIRES, C. A. de S.; RAVINEZ, O. Charge quantization in a chiral dilepton gauge model. *Phys.Rev.*, D58, p. 035008, 1998.
- [18] PIRES, C. A. de S. Remark on the vector - like nature of the electromagnetism and the electric charge quantization. *Phys.Rev.*, D60, p. 075013, 1999.
- [19] MOREIRA, M. A. O modelo padrao da fisica de particulas. *Revista brasileira de ensino de fisica*, SciELO Brasil, v. 31, n. 1, p. 1306, 2009.
- [20] QUIGG, C. *Gauge theories of the strong, weak, and electromagnetic interactions*. [S.l.]: Princeton University Press, 2013.
- [21] BRANCO, G. et al. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models. *Phys.Rept.*, v. 516, p. 1–102, 2012.
- [22] LUNDSTROM, E.; GUSTAFSSON, M.; EDSJO, J. The Inert Doublet Model and LEP II Limits. *Phys.Rev.*, D79, p. 035013, 2009.
- [23] ARHRIB, A.; BENBRIK, R.; GAUR, N. $H \rightarrow \gamma\gamma$ in Inert Higgs Doublet Model. *Phys.Rev.*, D85, p. 095021, 2012.
- [24] HABER, H. E.; KANE, G. L. The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard Model. *Phys.Rept.*, v. 117, p. 75–263, 1985.
- [25] VALDIVIESSO, G. d. A.; GUZZO, M. M. Compreendendo a oscilação dos neutrinos. *Revista Brasileira de Ensino de Fisica*, SciELO Brasil, v. 27, n. 4, p. 495–506, 2005.
- [26] ARHRIB, A. et al. The Higgs Potential in the Type II Seesaw Model. *Phys.Rev.*, D84, p. 095005, 2011.
- [27] CHUN, E. J.; LEE, H. M.; SHARMA, P. Vacuum Stability, Perturbativity, EWPD and Higgs-to-diphoton rate in Type II Seesaw Models. *JHEP*, v. 1211, p. 106, 2012.
- [28] PICH, A.; TUZON, P. Yukawa Alignment in the Two-Higgs-Doublet Model. *Phys.Rev.*, D80, p. 091702, 2009.
- [29] AOKI, M. et al. Models of Yukawa interaction in the two Higgs doublet model, and their collider phenomenology. *Phys.Rev.*, D80, p. 015017, 2009.
- [30] CHENG, T.; LI, L.-F. Neutrino masses, mixings, and oscillations in $su(2) \times u(1)$ models of electroweak interactions. *Physical Review D*, APS, v. 22, n. 11, p. 2860, 1980.
- [31] LYCHKOVSKIY, O.; BLINNIKOV, S.; VYSOTSKY, M. Lepton flavor violating New Physics and supernova explosion. 2010.
- [32] FRAMPTON, P. Chiral dilepton model and the flavor question. *Phys.Rev.Lett.*, v. 69, p. 2889–2891, 1992.
- [33] COGOLLO, D. et al. Fermion family number and the $Z - Z'$ mixing in the 3-3-1 model with right-handed neutrinos. *Mod.Phys.Lett.*, A23, p. 3405–3410, 2009.

- [34] RUIZ-ALVAREZ, J. et al. On the Connection of Gamma-Rays, Dark Matter and Higgs Searches at LHC. *Phys.Rev.*, D86, p. 075011, 2012.
- [35] KELSO, C. et al. A 331 WIMPy Dark Radiation Model. *Eur.Phys.J.*, C74, p. 2797, 2014.
- [36] QUEIROZ, F. S. Non-thermal WIMPs as Dark Radiation. *AIP Conf.Proc.*, v. 1604, p. 83–90, 2014.
- [37] KELSO, C.; PROFUMO, S.; QUEIROZ, F. S. Nonthermal WIMPs as Dark Radiation in Light of ATACAMA, SPT, WMAP9 and Planck. *Phys.Rev.*, D88, n. 2, p. 023511, 2013.
- [38] FERREIRA J.G., J. et al. The Minimal 3-3-1 model with only two Higgs triplets. *Phys.Rev.*, D84, p. 095019, 2011.
- [39] CAETANO, W. et al. Explaining ATLAS and CMS Results Within the Reduced Minimal 3-3-1 model. *Eur.Phys.J.*, C73, p. 2607, 2013.
- [40] ALVES, A. et al. Explaining the Higgs Decays at the LHC with an Extended Electroweak Model. *Eur.Phys.J.*, C73, p. 2288, 2013.
- [41] BARRETO, E. R.; COUTINHO, Y.; BORGES, J. S. Vector- and Scalar-Bilepton Pair Production in Hadron Colliders. *Phys.Rev.*, D83, p. 075001, 2011.
- [42] PHONG, V. Q.; VAN, V. T.; LONG, H. N. Electroweak phase transition in the reduced minimal 3-3-1 model. *Phys.Rev.*, D88, p. 096009, 2013.
- [43] HUYEN, V. et al. Neutral currents in reduced minimal 3-3-1 model. 2012.
- [44] MACHADO, A.; MONTERO, J.; PLEITEZ, V. Flavor-changing neutral currents in the minimal 3-3-1 model revisited. *Phys.Rev.*, D88, n. 11, p. 113002, 2013.
- [45] DIAS, A. G.; MARTINEZ, R.; PLEITEZ, V. Concerning the Landau pole in 3-3-1 models. *Eur.Phys.J.*, C39, p. 101–107, 2005.
- [46] ALVES, A. Is the New Resonance Spin 0 or 2? Taking a Step Forward in the Higgs Boson Discovery. *Phys.Rev.*, D86, p. 113010, 2012.
- [47] RIZZO, T. G. Decays of Heavy Higgs Bosons. *Phys.Rev.*, D22, p. 722, 1980.
- [48] ALVES, A. et al. Probing 3-3-1 Models in Diphoton Higgs Boson Decay. *Phys.Rev.*, D84, p. 115004, 2011.
- [49] ELLIS, J. R.; GAILLARD, M. K.; NANOPOULOS, D. V. A Phenomenological Profile of the Higgs Boson. *Nucl.Phys.*, B106, p. 292, 1976.
- [50] SHIFMAN, M. A. et al. Low-Energy Theorems for Higgs Boson Couplings to Photons. *Sov.J.Nucl.Phys.*, v. 30, p. 711–716, 1979.
- [51] BARGER, V.; ISHIDA, M.; KEUNG, W.-Y. Total Width of 125 GeV Higgs Boson. *Phys.Rev.Lett.*, v. 108, p. 261801, 2012.
- [52] AALTONEN, T. et al. Evidence for a particle produced in association with weak bosons and decaying to a bottom-antibottom quark pair in Higgs boson searches at the Tevatron. *Phys.Rev.Lett.*, v. 109, p. 071804, 2012.

- [53] ELLIS, J.; YOU, T. Updated Global Analysis of Higgs Couplings. *JHEP*, v. 1306, p. 103, 2013.
- [54] COGOLLO, D.; QUEIROZ, F. S.; VASCONCELOS, P. Flavor Changing Neutral Current Processes in a Reduced Minimal Scalar Sector. 2013.
- [55] DIAS, A. G.; MARTINEZ, R.; PLEITEZ, V. Concerning the Landau pole in 3-3-1 models. *Eur.Phys.J.*, C39, p. 101–107, 2005.
- [56] LOVE, T. R. Causality in kaon oscillations and decay. *Florentin Smarandache*, p. 72, 2011.
- [57] GILMAN, F. J.; WISE, M. B. K_0 anti- K_0 Mixing in the Six Quark Model. *Phys.Rev.*, D27, p. 1128, 1983.
- [58] MACHADO, A.; MONTERO, J.; PLEITEZ, V. Flavor-changing neutral currents in the minimal 3-3-1 model revisited. *Phys.Rev.*, D88, n. 11, p. 113002, 2013.
- [59] BERINGER, J. et al. Review of Particle Physics (RPP). *Phys.Rev.*, D86, p. 010001, 2012.
- [60] COGOLLO, D. et al. Novel sources of Flavor Changed Neutral Currents in the 331_{RHN} model. *Eur.Phys.J.*, C72, p. 2029, 2012.