

Universidade Federal da Paraíba
Centro de Ciências Exatas e da Natureza
Departamento de Física



Tese de Doutorado

**Fenomenologia do Bóson de Higgs
e Neutrinos Massivos
no Modelo 3-3-1 Mínimo Reduzido**

Wellington de Lima Caetano

João Pessoa - PB
2015

Universidade Federal da Paraíba
Centro de Ciências Exatas e da Natureza
Departamento de Física



Tese de Doutorado

Fenomenologia do Bóson de Higgs e Neutrinos Massivos no Modelo 3-3-1 Mínimo Reduzido

Wellington de Lima Caetano

Tese submetida ao Departamento de Física da Universidade Federal da Paraíba, sob orientação do Prof. Dr. Carlos Antônio de Sousa Pires, como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Física.

João Pessoa - PB
2015

C128f Caetano, Wellington de Lima.
Fenomenologia do bóson Higgs e Neutrinos massivos no
Modelo 3-3-1 mínimo reduzido / Wellington de Lima Caetano.-
João Pessoa, 2015.
91f. : il.
Orientador: Carlos Antônio de Sousa Pires
Tese (Doutorado) - UFPB/CCEN
1. Física. 2. Bóson de Higgs. 3. Neutrinos massivos.
4. Modelo 3-3-1.

UFPB/BC

CDU: 53(043)

Ata da Sessão Pública da Defesa de Tese de
Doutorado do aluno **Wellington de Lima
Caetano**, candidato ao Título de Doutor em
Física na Área de Concentração Física das
Partículas Elementares e Campos.

1 Aos vinte e dois dias do mês de maio do ano de dois mil e quinze, às 14h00, no
2 Auditório da Pós-Graduação em Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da
3 Universidade Federal da Paraíba, reuniram-se os membros da Banca Examinadora
4 constituída para examinar o candidato ao grau de Doutor em Física na área de Física das
5 Partículas Elementares e Campos, **Wellington de Lima Caetano**. A comissão
6 examinadora foi composta pelos professores doutores: *Carlos Antônio de Sousa Pires*
7 (UFPB), orientador e presidente da banca examinadora, *Laércio Losano* (UFPB), *José*
8 *Roberto Soares Nascimento* (UFPB), *Marcelo Guzzo* (Unicamp) e *Roberto Menezes da*
9 *Silva* (UFCG). Dando início aos trabalhos, o Prof. *Carlos Antônio de Sousa Pires*
10 comunicou aos presentes a finalidade da reunião. A seguir, passou a palavra ao
11 candidato para que o mesmo fizesse, oralmente, a exposição do trabalho de tese
12 intitulado “*Fenomenologia do boson de higgs e neutrinos massivos no modelo 3-3-1*
13 *mínimo reduzido*”. Concluída a exposição, o candidato foi argüido pela Banca
14 Examinadora que emitiu o seguinte parecer: “**aprovado**”. Assim sendo, deve a
15 Universidade Federal da Paraíba expedir o respectivo diploma de Doutor em Física na
16 forma da lei. E para constar, Danilo Wilson Lemos Menezes, servindo de Secretário,
17 redigiu a presente ata que vai assinada pelo mesmo e pelos membros da Banca
18 Examinadora. João Pessoa, Paraíba, **22 de maio de 2015**.

19

Prof. Dr. Carlos Antônio de Sousa Pires
Orientador - UFPB

Prof. Dr. Laércio Losano
UFPB

Prof. Dr. José Roberto Soares Nascimento
UFPB

Prof. Dr. Marcelo Guzzo
Unicamp

Prof. Dr. Roberto Menezes da Silva
UFCG

Danilo Wilson Lemos Menezes
Secretário

The image shows five handwritten signatures in purple ink, each written over a horizontal line. From top to bottom, the signatures correspond to: Carlos Antônio de Sousa Pires, Laércio Losano, José Roberto Soares Nascimento, Marcelo Guzzo, and Roberto Menezes da Silva. A large, diagonal signature in purple ink is also present, crossing over the bottom three lines and extending downwards.

Aos meus amores, Ana Paula e Alice.

“If the facts don’t fit the theory, change the facts.” Albert Einstein.

Sumário

Lista de Figuras	iii
Agradecimentos	v
Resumo	vi
Abstract	vii
Introdução	1
1 O Modelo 3-3-1 Mínimo Reduzido	8
1.1 Conteúdo de Matéria	10
1.1.1 Férmions	10
1.1.2 Escalares	11
1.2 Potencial Escalar	13
1.2.1 Escalares Físicos	14
1.2.2 Bóson de Higgs	15
1.3 Bósons de Gauge	16
1.4 Massa para os Férmions e Decaimento do Próton	18
1.4.1 Léptons Carregados	18
1.4.2 Neutrinos	18
1.4.3 Quarks	19
1.4.4 Quarks Exóticos	19
1.4.5 Decaimento do Próton	20
2 Fenomenologia do Bóson de Higgs	22
2.1 A partícula de 125 GeV, de 2012	23
2.2 Decaimentos do Higgs	25
2.2.1 Higgs em Férmions	27
2.2.2 Higgs em WW e ZZ	28
2.2.3 Higgs em dois fótons	29
2.3 Decaimento do Escalar Pesado, h_2	32

2.4	Decaimento do Escalar Carregado, h^{++}	33
2.5	Análise Numérica	33
2.5.1	Higgs 125 GeV @ LHC	34
2.5.2	Higgs Pesado, h_2	40
2.5.3	Higgs duplamente carregado, h^{++}	43
2.5.4	Higgs em dois fótons - análise de 2014	45
3	Neutrinos Massivos	48
3.1	Mecanismo Seesaw numa Extensão Mínima do Modelo Padrão	50
3.2	Mecanismo Seesaw no Modelo RM-331	52
3.3	Interações de Neutrinos Massivos	58
3.4	Futuro da Física de Neutrinos	60
	Conclusões	62
	Apêndices	65
A	Interações entre Quarks e Escalares no Modelo RM-331	65
B	Interações dos Escalares Neutros h_1, h_2 no Modelo RM-331	67
C	Massa dos Férmions do Mecanismo Seesaw no Modelo RM-331	69
D	Espectro de Escalares do Mecanismo Seesaw no Modelo RM-331	72

Lista de Figuras

2.1	Resultados para a intensidade de sinal para os principais canais de decaimento do bóson de Higgs divulgado pela colaboração CMS em julho de 2012. Figura retirada da Ref. [2].	24
2.2	Resultados para a intensidade de sinal para os principais canais de decaimento do bóson de Higgs divulgado pela colaboração CMS em julho de 2012. Figura retirada da Ref. [3].	25
2.3	<i>Branching Ratio</i> para os principais canais de decaimento para o bóson de Higgs do Modelo Padrão em função da massa, m_H , no intervalo entre 100 e 1000 GeV [4].	26
2.4	Diagramas de um <i>loop</i> que contribuem para o decaimento $h_1 \rightarrow \gamma\gamma$ mediado pelos bósons de gauge, $V = U^{++}$, V^+ e W^+ , pelo escalar duplamente carregado, h^{++} , e por férmions carregados Ψ	30
2.5	Resultado para a largura de decaimento total $\Gamma(h_1 \rightarrow all)$ no modelo RM-331 em função do ângulo de mistura escalar β , para diversos valores de v_χ	35
2.6	Plot da intensidade de sinal μ da análise combinada dos principais decaimentos do ATLAS, resultados de 2013. Figura retirada da Ref. [42].	36
2.7	Plot da intensidade de sinal μ da análise combinada dos principais decaimentos do CMS, resultados de 2013. Figura retirada da Ref. [42].	37
2.8	Intensidade de sinal dos principais decaimentos para $\tan\beta = -0.3227$ and $v_\chi = 2.0$ TeV. O plot compara os os dados combinados do ATLAS com o modelo RM-331.	37
2.9	Intensidade de sinal dos principais decaimentos para $\tan\beta = -0.4476$ and $v_\chi = 1.5$ TeV. O plot compara os os dados combinados do CMS com o modelo RM-331.	38
2.10	Plot da análise global da intensidade de sinal para todos os decaimentos do Higgs incluindo dados do ATLAS, CMS, $D\emptyset$ e CDF. Figura retirada da Ref. [55].	39

2.11	Intensidade de sinal para todos os decaimentos do Higgs no modelo RM-331. O plot compara o melhor ajuste da análise global e dois cenários dos parâmetros $\tan\beta$ e v_χ : (-0.3227, 2.0TeV) e (- 0.1556, 4.0TeV), respectivamente.	40
2.12	Branching Ratio de h_2 para decaimentos no modelo RM-331, para $v_\chi = 1.0$ TeV.	42
2.13	Branching Ratio de h_2 para decaimentos no modelo RM-331, para $v_\chi = 3.0$ TeV.	42
2.14	Branching Ratio de h_2 para decaimentos no modelo RM-331, para $v_\chi = 5.0$ TeV.	43
2.15	Largura total de decaimento do escalar duplamente carregado em léptons, $h^{++} \rightarrow \ell^+\ell^+$ para $v_\chi = 1.0, 1,5$ e 5.0 TeV.	44
2.16	Intensidade de sinal para o decaimento do Higgs em dois fótons para diferentes processos de produção. Resultado de 2014 da colaboração CMS, retirado da Ref. [58].	46
2.17	Análise combinada para a intensidade de sinal para o decaimento do Higgs em dois fótons em função da massa do Higgs. Resultado de 2014 da colaboração ATLAS, retirado da Ref. [59].	47

Agradecimentos

À CAPES, pelo auxílio financeiro.

À UFPB, em especial, ao Departamento de Física.

Ao meu orientador Prof. Dr. Carlos Pires pela paciência, orientação e motivação.

Ao Prof. Dr. Paulo Sérgio Rodrigues da Silva pela participação direta na minha formação em Física de Partículas.

Ao Prof. Dr. Marcelo Guzzo pela influência na minha escolha pela Física de Partículas.

Ao Prof. Dr. Diego Cogollo e ao Dr. Farinaldo Queiroz pela colaboração nos artigos frutos deste trabalho e pela amizade.

Aos amigos da pós-graduação, em especial, Jivan LM e Breno Ferraz, com os quais tive os melhores cafés no impoluto Seu Mariano.

A minha família, meus pais, Rose e Caetano, e irmãos, Wesley, Kelly e Keyla, agradeço por todo o apoio que recebi durante minha vida.

Aos meus sogros Pedro e Doralice por todo o amor e preocupação, e por terem me aceitado como um filho na *Famiglia Lacchia*. *Grazie Mille*.

Agradeço muito à minha esposa Ana Paula pela paciência durante a escrita desta e agradeço-lhe, sobretudo, pela companhia e pela dedicação ao nosso amor.

A minha filha Alice por ser minha maior fonte inspiradora.

A Deus.

Resumo

A Física das Partículas Elementares apresentou um grande progresso nos últimos anos sobretudo no que se refere à fenomenologia do bóson de Higgs e à Física dos Neutrinos, que são os temas estudados nesta tese. Desde que o bóson de Higgs foi descoberto no LHC, em 2012, a área de Física das Partículas Elementares tem atraído o interesse de físicos teóricos e experimentais. Sob a perspectiva fenomenológica, um dos maiores desafios tem sido a interpretação dos decaimentos e seus desvios em relação às previsões teóricas do Modelo Padrão (MP). A Física dos Neutrinos também apresentou um progresso sensível nos últimos anos, pois, com novos experimentos foi possível a descoberta do ângulo de mistura θ_{13} e aumento na precisão das medidas para a diferença dos quadrados das massas. Contudo, algumas questões fundamentais ainda permanecem sem respostas e uma delas, talvez a mais importante, está relacionada a ausência de explicação para a origem das massas. No que concerne ao bóson de Higgs, (h), estudamos os resultados do LHC para os cinco principais canais de decaimento, a saber: $h \rightarrow \bar{b}b$, $h \rightarrow \tau^+\tau^-$, $h \rightarrow W^+W^-$, $h \rightarrow ZZ$ e $h \rightarrow \gamma\gamma$. Confrontando os dados experimentais com as previsões teóricas do Modelo 3-3-1 Mínimo Reduzido (RM-331), concluímos que, em uma escala de energia na faixa entre 2.0 – 4.0 TeV, o modelo apresenta ótima concordância com os resultados. Analisamos ainda os outros escalares propostos pelo modelo, um escalar neutro pesado e outro duplamente carregado para os quais fazemos um estudo sobre seus *Branching Ratio* (BR). No setor dos neutrinos, estudamos uma possível extensão do modelo RM-331 capaz de acomodar os termos de massa. Através da adição de um tripleto e um singleto de escalares, combinamos os mecanismos *Seesaw* do tipo I e II, e mostramos ser possível obter neutrinos ativos com massa na escala de eV, a partir de uma energia na escala dos TeV's.

Palavras Chaves: Bóson de Higgs, Neutrinos Massivos, Modelo 3-3-1.

Abstract

The Physics of Elementary Particles presented a great progress in recent years especially with regard to physics of the Higgs boson and Physics of Neutrinos, which are the topics studied in this thesis. Since the Higgs boson was discovered at LHC, in 2012, the area of Elementary Particle Physics has attracted the interest of theorist and experimental physicist. Under a phenomenological perspective, one of the biggest challenges has been interpreting the decay processes of this particle and its deviation from the theoretical prediction to the Standard Model (SM). The Physics of Neutrinos also presented a substantial progress in recent years, with new experiments it was possible the discovery of the mixing angle θ_{13} and increased accuracy of measurements of the difference of the value of the masses. However, some fundamental questions still remain unanswered and one of them, perhaps the most important, is related to lack of explanation for the mechanism that originated the masses of these particles. Regarding the Higgs boson, (h), we study the LHC results for the five main decay channels, namely: $h \rightarrow \bar{b}b$, $h \rightarrow \tau^+\tau^-$, $h \rightarrow W^+W^-$, $h \rightarrow ZZ$ and $h \rightarrow \gamma\gamma$. Comparing the experimental data with the Reduced Minimal 3-3-1 (RM-331) model, we conclude that in an energy scale mostly between 2.0 – 4.0 TeV the model shows good agreement with the results. We also analyze other scalar particles proposed by the model as a heavy Higgs and other doubly charged for which we study its branching ratio. In the sector of neutrinos, we study a possible extension of the RM-331 model to accommodate the mass terms for the neutrinos. Through the addition of a triplet and singlet scalar, we combine the mechanisms Seesaw type I and type II and we showed that is possible to obtain neutrinos with mass in eV range, from an energy scale in few TeV's.

Keywords: Higgs Boson, Massive Neutrinos, 3-3-1 Model.

Introdução

No início de julho de 2014, durante a realização da Conferência ICHEP (*International Conference on High Energy Physics*) o LHC (*Large Hadron Collider*), através das colaborações ATLAS e CMS¹, comemorou os dois anos da descoberta da partícula associada ao bóson de Higgs [1]. Dois anos depois da última conferência ICHEP, durante a qual foi anunciada a descoberta da partícula mensageira do mecanismo de Higgs, com massa de em torno de $125 - 126 \text{ GeV}$, este tema ainda tem presença certa nas apresentações do CERN (acrônimo francês para *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) e assim o fará por muitos anos, visto que esta descoberta já é certamente a maior descoberta científica do século XXI.

Desde o anúncio da descoberta, feito em 4 julho de 2012, onde ATLAS [2] e CMS [3] apresentaram o sinal de uma nova partícula com uma significância discretamente superior a $5\sigma^2$, outro evento marcou o ápice da celebração em torno da descoberta da nova partícula: a entrega do prêmio Nobel de Física de 2013 a dois dos físicos teóricos que propuseram o mecanismo na década de 1960. Prêmio este que foi dividido entre o físico belga François Englert e o britânico Peter Higgs. Ambos foram laureados pela "descoberta teórica de um mecanismo que contribui para nossa compreensão da origem da massa de partículas subatômicas, que recentemente foi confirmado por meio da descoberta da partícula fundamental prevista pelos experimentos ATLAS e CMS no LHC".

O anúncio da descoberta experimental desta partícula, a última faltante ao leque de partículas previstas pelo *Modelo Padrão das Partículas e Interações Elementares*, selou com êxito uma história escrita a partir dos resultados de vários testes experimentais [4] pelos quais passaram este modelo que foi construído formalmente a partir da ampliação da ideia de interação de contato entre quatro férmions, na teoria efetiva de Enrico Fermi [5]. O MP conseguiu agrupar de maneira simples, funcional e elegante, as partículas e interações oriundas da área da física das altas energias desde a descoberta do elétron, por

¹A *Toroidal LHC ApparatuS* ou Aparato Instrumental Toroidal para o LHC e *Compact Muon Solenoid* ou Solenóide de Muon Compacto são os dois maiores experimentos do LHC.

²Este é um critério estatístico que permite inferir a descoberta de uma nova partícula. Neste caso, há apenas uma chance em quase dois milhões de que uma flutuação aleatória produza o mesmo resultado.

J.J. Thomsom em 1897, até a descoberta do bóson de Higgs, em 2012, usando-se de uma pequena quantidade de partículas elementares, isto é, partículas sem estrutura interna.

O Modelo Padrão (MP) está baseado no grupo de simetria de *gauge* representado por $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ e descreve com excelente precisão tanto as partículas elementares quanto suas interações no nível mais ínfimo da matéria. O trabalho iniciado na década de 1930 por Fermi foi ampliado através de uma proposta de extensão para grupos de simetria maiores, não-abelianos, conforme trabalho de Yang-Mills, de 1954 [6]. As novas ideias visavam o desenvolvimento de uma teoria capaz de descrever a interação eletrofraca, como a sugestão de Schwinger através de um grupo $SU(2)$, em 1957 [7]. Contudo, um dos primeiros tijolos para a construção do MP, já na forma $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, foi a descoberta de Sheldon Glashow, que em 1961 encontrou uma maneira de combinar as interações eletromagnéticas e fracas [8]. Em 1967, Steven Weinberg [9] e Abdus Salam [10] incorporaram o mecanismo de Higgs [11] na teoria eletrofraca de Glashow, dando-lhe sua forma moderna, por isso modelo passou o frequentemente chamando de teoria Glashow-Weinberg-Salam. Em 1971, Weinberg acrescentou o grupo $SU(3)_C$, das interações fortes, completando o modelo como conhecemos hoje [12].

Com efeito, o poder de uma teoria científica pode ser avaliado através da sua capacidade de gerar previsões passíveis de testes experimentais. No caso do MP, o mais recente teste de verificação pelo qual passou foi a já citada descoberta do bóson de Higgs, no LHC. Anteriormente, o MP também já havia se mostrado uma teoria com ótimo poder de predição quando da descoberta do quark charm [13], na década de 1970, depois na medida da corrente neutra no então LEP [14], também com a descoberta do quark top, em 1995, no Tevatron [15] e, já nos anos 2000, com a descoberta do neutrino do tau [16], no FermiLab. Ao mesmo tempo que o MP confirmava a descoberta de novas partículas, como os quarks charm e top, também verificava-se que teoricamente o modelo era capaz de fornecer quantidades físicas compatíveis com os resultados experimentais como, por exemplo, a seção de choque dos processos físicos. Finalmente, a própria descoberta do bóson de Higgs decretou o sucesso deste modelo teórico, que apesar de não responder todas as questões que, *hoje*, permeiam a Física das Partículas Elementares, o faz com muito êxito aquilo que se propôs a explicar.

No parágrafo anterior referimo-nos aos novos resultados de descobertas experimentais, que por terem surgido após a formulação teórica do modelo, hoje são questões ainda sem respostas que permeiam a Física das Partículas. Em posição de destaque, cita-se a descoberta de que os neutrinos são partículas massivas e que durante sua propagação entre a fonte e detector podem oscilar entre seus três autoestados de sabor [17], por exemplo, nas transições $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$, ou ainda $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$.

Outro fato experimental memorável, foi a verificação experimental da existência de um tipo de matéria no universo que interage apenas gravitacionalmente, não interagindo com as partículas do MP através das outras interações fundamentais, por isso chamada de matéria escura, e que hoje constitui propriamente uma das grandes áreas de interesse da Física de Partículas. A existência da matéria escura também está estabelecida desde observações astronômicas [18] e cosmológicas [19]- [22].

Do ponto de vista teórico, outras questões levantadas, mas não contempladas pelo escopo teórico do modelo são, por exemplo, a não existência de uma explicação definitiva para os valores das massas dessas partículas, uma vez que os valores das massas das partículas (descobertos experimentalmente) são ajustadas através das constantes de acoplamento de Yukawa [23]. Todavia, vale ressaltar que esta técnica de ajuste numérico das massas ainda persiste entre os novos modelos teóricos que estendem o MP. Por que todos as massas dos férmions carregados têm os valores conhecidos, sendo as massas dos quarks do tipo *down* da mesma ordem que as dos léptons carregados, enquanto as massas dos quarks do tipo *up* apresentam uma hierarquia maior em relação aos outros férmions?

Ainda teoricamente, pode-se questionar, o fato de ter-se três famílias de férmions, enquanto apenas a primeira já seria capaz para explicar a abundância de matéria bariônica do universo. Ou ainda, perguntar-se-ia porque há uma discrepância entre as densidade de matéria e anti-matéria no universo, estaria esta assimetria associada ao universo primordial? Sob a perspectiva fenomenológica, questiona-se por que quarks e léptons têm padrões de mistura completamente diferentes, isto é, por que os ângulos de mistura CKM são menores que os ângulo da matriz de mistura dos léptons, com exceção do ângulo de Cabibbo que é da mesma ordem que o ângulo dos neutrinos de reator. Outra questão a ser respondida é a seguinte: por que a violação CP é tão pequena nas interações fortes. Finalmente, questões fundamentais como a quantização da carga elétrica ou ainda o por que do confinamento dos quarks em hádrons permanecem sem respostas.

Não obstante o inegável sucesso teórico do MP, como na predição das massas dos bósons de *gauge* W^+ , W^- e Z^0 , das correntes neutra e da existências de uma terceira família de quarks, dentre outros, as questões levantadas nos parágrafos anteriores fizeram necessárias teorias que fossem além da teoria padrão, isto é, teorias de extensão ao modelo capazes de fornecer respostas às novas indagações. Fundamentados em resultados experimentais ou capazes de responder as questões mais fundamentais, vários foram os modelos criados a fim de apresentar soluções aos problemas do MP, entre os quais podemos citar modelos de supersimetria, dimensões extras, Higgs composto, Technicolor, etc. Outra classe de modelos capazes de fornecer respostas às questões são os modelos de extensão de grupo de

simetria eletrofraco, que ampliam o grupo $SU(2)_L$ para $SU(3)_L$, criando os modelos 3-3-1.

Assim, com o objetivo de apresentar solução para alguns dos problemas descritos acima, com destaque para o problema da replicação das famílias de léptons e quarks, dois trabalhos do modelo baseado no grupo de simetria $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$, foram propostos no início da década de 1990. Obtidos a partir de uma extensão simples do grupo de *gauge* eletrofraco, os trabalhos independentes de F. Pisano, V. Pleitez [24] e P. Frampton [25] desenvolveram uma versão do modelo sem léptons exóticos, criando a versão que veio a ser conhecida como modelo 3-3-1 mínimo, para tanto estes autores retomaram a ideia de modelos anteriormente construídos, sob esse grupo de simetria, na década de 1970 [26], mas que acabavam embargados devido a existência de partículas exóticas.

Uma outra versão do do modelo 3-3-1 que substituía os léptons exóticos da terceira componente do tripleto por campos do neutrinos de mão-direita ($331RH'\nu$) foi desenvolvida [27] e estudada ao longo dos anos seguintes. Para esta versão foi mostrado ser possível gerar o padrão correto da quebra de simetria e de massas para os bósons de *gauge* considerando-se apenas dois tripletos de Higgs [28].

Ainda na versão mínima do modelo 3-3-1, os termos massas para os léptons e quarks surgiam a partir dos três tripletos e de um sexteto de campos escalares, contudo, com base nos resultados acerca do fenômeno da oscilação de sabor dos neutrinos, viu-se que o sexteto não era capaz de gerar as massas corretas para os neutrinos, tornando-se então dispensável em uma outra versão que criava os referidos termos de massas a partir de operadores renormalizáveis [29].

Recentemente, em 2010, uma versão reduzida do modelo 3-3-1 mínimo, o modelo RM-331 [30], foi desenvolvida na Universidade Federal da Paraíba. Utilizando-se apenas de dois tripletos de Higgs, os autores mostraram que é possível engendrar o correto padrão de quebra espontânea de simetria e de massa para os bósons de *gauge*. Esta é a versão mais enxuta do modelo mínimo 3-3-1, que, com seus dois escalares neutros, $h_{1,2}$, e um duplamente carregado, h^{++} , constitui uma variação apropriada para estudos fenomenológicos envolvendo partículas escalares no LHC (futuramente, no ILC), pois seu espectro de escalares possibilita uma fenomenologia mais “limpa” que aquela do Modelo Padrão com dois dubletos de Higgs, por exemplo.

O modelo RM-331 servirá de *background* teórico para os dois estudos desenvolvidos ao longo desta tese: (i) os resultados da física do bóson de Higgs, obtidos a partir da sua descoberta no LHC, e (ii) sobre a implementação de um mecanismo para a geração de termos de massa para neutrinos na escala de TeV.

Sobre o anúncio de 4 de julho de 2012, os resultados obtidos para a busca nos diferentes canais de decaimento eram consistentes com o bóson de Higgs do MP. Os resultados do LHC são anunciados em termos da intensidade de sinal μ^3 . Os valores apresentados foram, para a colaboração ATLAS, $\mu_{ATLAS} = 1.4 \pm 0.3$ e para a colaboração CMS, $\mu_{CMS} = 0.87 \pm 0.23$. Em particular, os resultados da colaboração CMS são claramente consistentes, dentro da barra de erros, com a hipótese de um bóson de Higgs padrão, onde $\mu_{MP} = 1.0$. Por outro lado, a análise global do sinal da colaboração ATLAS apontava um leve excesso em relação ao resultado esperado pela teoria, mas ainda que ainda corrobora com o cenário padrão.

Contudo, o que curiosamente mais chamava a atenção e provocou uma série de propostas teóricas para explicação, foi um excesso de eventos no canal de decaimento do bóson de Higgs em dois fótons, $h \rightarrow \gamma\gamma$, que ambas as colaborações relataram e que poderia ser explicado somente por modelos de extensão ao MP, como mostram as referências [31]- [41]. Na ocasião, as intensidades de sinal $\mu_{\gamma\gamma}$ obtidas para este canal foram $\mu_{\gamma\gamma}^{ATLAS} = 1.8 \pm 0.5$ e $\mu_{\gamma\gamma}^{CMS} = 1.56 \pm 0.46$, para as colaborações ATLAS e CMS, respectivamente.

No ano seguinte, ambas as colaborações continuaram a coleta de dados, atualizaram seus resultados preliminares de 2012 e os apresentaram na tradicional conferência *Rencontres de Moriond* [42], realizada em março de 2013, na Itália. Na análise global, as colaborações registraram os seguintes resultados, $\mu_{ATLAS} = 1.3 \pm 0.2$ e $\mu_{CMS} = 0.88 \pm 0.21$, para ATLAS e CMS, respectivamente. Esses resultados ainda concordavam com o MP dentro da barra de erros e mantiveram o mesmo panorama do ano anterior, quando do anúncio da descoberta.

Ademais, os novos resultados, com melhores estatísticas, ainda apontam um excesso de fótons, no canal $h \rightarrow \gamma\gamma$. As novas intensidades de sinal $\mu_{\gamma\gamma}$ obtidas para este canal foram $\mu_{\gamma\gamma}^{ATLAS} = 1.6 \pm 0.3$ e $\mu_{\gamma\gamma}^{CMS} = 1.6 \pm 0.5$, para as colaborações ATLAS e CMS, respectivamente, e que serão utilizadas neste trabalho.

A partir de fevereiro de 2013, e durante o ano de 2014, o LHC passou por um longo período desligado, o LS1 (*long shutdown*), que estava programado pela necessidade de consolidar as interconexões em seus complexos ímãs, de modo a permitir que, a partir de 2015, o LHC possa retomar o funcionamento e atingir a energia de 14 TeV, no centro de

³A intensidade de sinal, do inglês *signal strength* global é um observável frequente nos artigos das colaborações do LHC e trata-se de uma medida sobre o número de determinadas partículas medidas no estado final de um processo em relação à predição teórica do Modelo Padrão, levando em consideração os processos de produção e decaimento do bóson de Higgs. Sua definição matemática será apresentada no Cap. 2.

massa das colisões próton-próton, como previsto.

Mais recentemente, já em 2014, as colaborações ATLAS e CMS publicaram uma última análise que acreditamos ser a palavra final no decaimento em dois fótons, ao menos em relação a primeira etapa do LHC. O artigo da colaboração CMS de julho confirma que de fato há uma tendência de queda no valor da intensidade de sinal, contudo seu resultado, $\mu_{\gamma\gamma}^{CMS} = 1.14^{+0.26}_{-0.23}$, para um Higgs de massa igual a $124.70 \pm 0.34 GeV$. Pouco tempo depois, em setembro, a colaboração ATLAS publicou seus resultados para este mesmo processo obtendo $\mu_{\gamma\gamma}^{ATLAS} = 1.17 \pm 0.27$, para um Higgs de massa igual a $125.4 \pm 0.4 GeV$. Ambos os resultados ainda mantêm em aberto a questão sobre o decaimento em dois fótons, pois, dentro da barra de erros, ainda mantêm a questão sobre o decaimento $h \rightarrow \gamma\gamma$, uma vez que ao mesmo tempo que podem apontar um grande excesso no número de fótons, são capazes de recuperar um resultado puramente padrão. Mais surpreendente ainda será se o resultado for reduzido a uma falta de fótons em relação ao previsto teoricamente. Mas esta questão só será respondida a partir de novas análises a serem divulgadas somente com retorno do LHC em 2015.

Em relação à física dos neutrinos, uma das áreas classificadas na Fronteira de Intensidade, segundo classificação do Departamento de Energia dos EUA, nós ainda temos algumas questões teóricas que remanescem sem respostas definitivas, embora venham sendo abordadas em artigos científicos desde o final da década de 1970. Algumas das questões teóricas são: qual é origem da massa dos neutrinos?; ou por que as massas dos neutrinos são tão pequenas comparadas aos férmions carregados? Por outro lado, outras questões só poderão ser respondidas a partir dos resultados experimentais como, por exemplo, (i) Os autovalores de massa dos neutrinos têm hierarquia normal ou invertida?, (ii) Qual é o valor absoluto da massa do neutrino mais leve?, (iii) Os neutrinos são partículas de Dirac ou Majorana?

Assim, para tratarmos estes assuntos, em especial, os resultados da intensidade de sinal do decaimento do bóson de Higgs e, depois, como gerar a massa para os neutrinos no contexto do modelo RM-331 dividiremos esta tese em três partes. No **capítulo 1**, faremos uma revisão do artigo original da versão Mínima Reduzida do Modelo 3-3-1 (RM 3-3-1), onde apresentamos seu conteúdo de matéria fermiônica e escalar, o operador efetivo que gera os termos de massa para os férmions carregados, e finalmente, veremos as interações dos escalares neutros e carregadas do modelo.

Em seguida, a física bóson de Higgs será apresentada no **capítulo 2**, onde identificamos nossa partícula tipo bóson de Higgs, (do inglês, *Higgs-like particle*), todas as interações relevantes envolvendo-o, a fim de verificar as condições (i.é, o cenário de pa-

râmetros) em que ele se encaixa nos resultados experimentais. Para isso, comparamos os nossos resultados com as mais recentes análises do ATLAS e CMS sobre a intensidade de sinal do bóson Higgs, h_1 , com atenção especial ao canal de decaimento do Higgs em dois fótons. Além disso, por completeza, obtemos as taxas de decaimento do escalar neutro pesado, h_2 , e do escalar duplamente carregado, h^{++} .

No *capítulo 3*, abordaremos a física dos neutrinos, em especial, a geração dos termos de massa, necessidade consolidada após a observação do fenômeno da oscilação de sabores, que evidenciou não só a necessidade de neutrinos massivos, mas também que os neutrinos apresentassem autoestados não degenerados. Para isso, veremos como são implementados os mecanismos *seesaw* do tipo I e tipo II para a geração de neutrinos massivos, no contexto do modelo RM-331.

Capítulo 1

O Modelo 3-3-1 Mínimo Reduzido

O Modelo Padrão (MP) das partículas elementares é uma teoria de *gauge* que está baseada no grupo de simetria representado por $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ e descreve com precisão tanto a natureza das partículas elementares quanto suas interações.

Acrescenta-se ainda ao MP um caráter preditivo louvável, pois, uma vez que, pode-se avaliar o poder de uma teoria científica através da sua capacidade de gerar previsões passíveis de testes experimentais. Neste sentido, o MP se saiu muito bem quando da descoberta da corrente neutra, mediada por uma partícula sem carga elétrica. Um dos triunfos de modelo foi a predição de massa para os bósons mediadores W^\pm e Z^0 . Adicionalmente, pode-se citar a verificação da existência de uma terceira família de quarks, confirmada com a descoberta do quark top, confirmando o mecanismo GIM [44].

Por fim, mais recentemente, a descoberta da partícula de Higgs, uma partícula escalar capaz de fornecer as massas às partículas que pudessem, através de uma nova força fundamental, interagir com ela, mostrando ser correta a ideia por trás de um mecanismo de quebra espontânea de simetria.

Por outro lado, apesar do seu alto poder de predição e de descrição com sucesso de um grande número de fenômenos físicos, o MP não apresenta resposta a algumas questões teóricas fundamentais ou ainda a alguns resultados experimentais. Do ponto de vista teórico, o MP não apresenta razão para o fato do número de famílias fermiônicas ser três, ou ainda, uma explicação para o fato da carga elétrica ser quantizada, por exemplo.

Experimentalmente, destaca-se o problema da massa dos neutrinos, visto que quando o MP não possui embutido em sua estrutura um mecanismo capaz de gerar as pequenas, mas não nulas, massas para os neutrinos ativos, que, no MP, são partículas sem massa por construção, embora os experimentos afirmem que neutrinos não apenas têm massa,

mas que seus autoestados de sabor (i.e., autoestados de interação) são uma superposição dos autoestados de massa e que oscilam entre si.

Outros fatos experimentais não contemplados pelo MP são a existência (i) de uma matéria que não interage sob nenhuma das interações conhecidas, senão a gravitacional (ii) de uma forma de energia responsável pela expansão acelerada do Universo. Estes resultados conhecidos, respectivamente, como matéria e energia escuras, juntamente com o problema na geração das massas dos neutrinos, selaram a necessidade de uma teoria física nova, mais ampla, e que pudesse responder as questões que estavam fora do escopo e do espectro de partículas da teoria padrão quando do seu desenvolvimento inicial. Contudo, esta nova área ainda deveria ser capaz de recuperar os resultados já explicados pelo MP, criando desta forma uma nova área chamada Física Além do Modelo Padrão.

Neste contexto, surge então uma nova teoria de *gauge* representada pelo grupo de simetria $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$ (modelos 3-3-1) como uma alternativa ao MP no que diz respeito as questões em aberto supracitadas. Inicialmente, os modelos 3-3-1, diferem-se do MP pela disposição dos léptons em tripletos de $SU(3)_L$ invés dos dubletos usais e também pelo setor escalar mais amplo, pois ao aumentar o grupo de simetria, estes modelos requerem mais campos escalares capazes de engendrar o correto padrão do fenômeno da quebra espontânea de simetria (QES) do grupo $SU(3)_L \otimes U(1)_Y$ (Modelo 3-3-1) para $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (Modelo Padrão) e, depois, para o grupo $U(1)_{QED}$, que corresponde a própria eletrodinâmica quântica (QED). Salienta-se aqui que o grupo $SU(3)_C$, das interações fortes, permanece intacto ao longo desta sequência de etapas de QES.

Os modelos 3-3-1 lançam luz sobre questões teóricas como a replicação das famílias fermiônicas e também a quantização da carga elétrica, por exemplo. Por outro lado, resultados experimentais também podem ser explorados, como a existência da matéria escura ou da assimetria matéria-antimatéria do universo; algumas versões do modelo também apresentam mecanismos para o problema da geração de massa para neutrinos massivos. Podemos ainda destacar que nestes modelos há a possibilidade de se observar novos fenômenos físicos na escala de poucos TeV, o que permite uma exploração a partir do LHC.

Neste capítulo revisitamos a versão Mínima Reduzida do Modelo 3-3-1 (RM-331) tendo como base a referência [30]. Daremos enfoque especial às suas interações que compõem o setor eletrofraco, em particular, as interação entre os escalares e os férmions. Para tanto, inicialmente, apresentamos o seu conteúdo de matéria fermiônica. Depois, a partir dos campos que constituem o setor escalar, escrevemos uma potencial escala e, em seguida, veremos o fenômeno da QES que gera as massas para os bóson de *gauge* e também às partículas escalares da teoria. Veremos como o modelo aborda questões como a geração dos

termos de massa aos férmions carregados e também aos neutrinos, através de operadores efetivos e, como consequência, observamos como são modificadas as interações no setor dos férmions em relação ao MP. Finalmente, faremos um *tour* pelos problemas físicos que foram recentemente abordados dentro do contexto do modelo RM-331.

1.1 Conteúdo de Matéria

1.1.1 Férmions

Assim como na versão original do modelo 3-3-1 mínimo, [24]- [25], cada família do setor leptônico do modelo RM-331 está representada através de um tripleto de $SU(3)$ como segue,

$$f_L = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \\ l^c \end{pmatrix}_L \sim (1, 3, 0), \quad (1.1)$$

onde $l = e, \mu, \tau$.

Os números entre parênteses referem-se aos números quânticos dos grupos $SU(3)_C$, $SU(3)_L$ e $U(1)_N$, respectivamente. Esta versão do modelo tem como terceira componente do tripleto leptônico, um segundo lépton que representa a conjugação de carga do respectivo lépton da família. Outras versões do modelo 3-3-1 podem apresentar como terceira componente do tripleto um neutrino de mão-direita [27].

No setor dos quarks, o cancelamento de anomalias requer uma família na representação tripleto de $SU(3)_L$ e as outras duas na representação anti-tripletto, para que tenhamos um número igual de tripletos e antitripletos no modelo, considerando o grau de liberdade de cor. Desta forma, o cancelamento de anomalias quirais, neste modelo, ocorre nas três famílias em conjunto e não família a família como no MP [45]. Sendo assim, temos os seguintes quarks,

$$\begin{aligned} Q_{1L} &= \begin{pmatrix} u_1 \\ d_1 \\ J_1 \end{pmatrix}_L \sim (3, 3, +\frac{2}{3}), & Q_{iL} &= \begin{pmatrix} d_i \\ -u_i \\ J_i \end{pmatrix}_L \sim (3, 3^*, -\frac{1}{3}), \\ u_{iR} &\sim (3, 1, +\frac{2}{3}); & d_{iR} &\sim (3, 1, -\frac{1}{3}); & J_{iR} &\sim (3, 1, -\frac{4}{3}), \\ u_{1R} &\sim (3, 1, +\frac{2}{3}); & d_{1R} &\sim (3, 1, -\frac{1}{3}); & J_{1R} &\sim (3, 1, +\frac{5}{3}), \end{aligned} \quad (1.2)$$

com $i = 2, 3$.

Os quarks J_1 e J_i apresentados neste conteúdo de matéria não aparecem no MP e possuem cargas fracionárias, diferentes das cargas dos quarks tipo *up* e *down*, e por isso, são ditos serem quarks exóticos.

Assim como no MP, a identificação das cargas elétricas dos campos do conteúdo de matéria, dá-se através do operador de carga elétrica, escrito em termos dos operadores diagonais, agora do grupo $SU(3)$, da seguinte forma,

$$Q = \frac{1}{2} \left(\lambda_3 - \sqrt{3}\lambda_8 \right) + NI, \quad (1.3)$$

onde λ_i são as matrizes de Gell-Mann para o grupo $SU(3)_L$, com $i = 1, \dots, 8$; e N é número quântico associado ao grupo $U(1)_N$ multiplicado pela matriz identidade de dimensão 3×3 .

1.1.2 Escalares

Um desafio quando se constrói um modelo de extensão de *gauge* é determinar corretamente o conteúdo de escalares capazes de promover corretamente a QES, garantindo no final, a presença de um grupo $U(1)_{QED}$, onde a carga elétrica é conservada. Mais ainda, o conteúdo escalar também deve ser capaz de gerar a correta hierarquia para a massa dos bósons de *gauge* do MP e, por fim, fornecer termos de massas para os férmions. Assim as versões mínimas do modelo 3-3-1 apresentam três tripletos de escalares, usualmente representados por η , ρ e χ , para o correto padrão de QES e ainda um sexteto de campos escalares, que é capaz de fornecer os termos de massas para os férmions carregados, como pode ser visto nas referências [24] - [25].

Entretanto, versões com muitos campos escalares tornam bastante complexa a fenomenologia de escalares destes modelos. Desta forma, o grande feito dos autores da versão mínima reduzida foi mostrar que é possível engendrar a QES com apenas dois tripletos ao invés de três. Para tanto, apresentaram como conteúdo escalar apenas dois tripletos

de $SU(3)_L$, neste caso, ρ e χ^1 , como é mostrado a seguir,

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho^+ \\ \rho^0 \\ \rho^{++} \end{pmatrix} \sim (1, 3, 1), \quad \chi = \begin{pmatrix} \chi^- \\ \chi^{--} \\ \chi^0 \end{pmatrix} \sim (1, 3, -1), \quad (1.4)$$

sendo este o principal ponto de interesse do modelo RM-331, pois este enxuto conteúdo escalar mínimo reduzido, é verdadeiramente o conteúdo mínimo necessário e suficiente para garantir a correta geração das massas dos bósons de *gauge*, como mostra a Ref. [30].

Quanto a QES, como mencionado anteriormente, pode-se dizer que ela ocorre em duas etapas: primeiro, quando a componente neutra χ^0 , desenvolve um valor esperado no vácuo (VEV), v_χ , que faz a transição do grupo 3-3-1 para o MP que, em seguida, tem sua simetria quebrada através da componente neutra ρ^0 que desenvolve um VEV na escala eletrofraca, v_ρ , levando ao grupo $U(1)_{QED}$, de conservação da carga elétrica.

$$\langle \rho \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_\rho \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle \chi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v_\chi \end{pmatrix}. \quad (1.5)$$

Esquemáticamente, pode-se representar a QES da seguinte maneira,

$$SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N \quad (1.6)$$

$$\Downarrow \langle \chi^0 \rangle$$

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

$$\Downarrow \langle \rho^0 \rangle$$

$$SU(3)_C \otimes U(1)_{QED}.$$

Este padrão de QES permite a geração das massas dos escalares e o correto valor para

¹Para a construção desta versão mínima reduzida do modelo 3-3-1, outra possibilidade com apenas dois tripletos escalares, envolveria o campo escalar $\eta = (\eta_0, \eta_1^-, \eta_2^+) \sim (1, 3, 0)$ e o campo χ , contudo não foi a opção escolhida nesta versão, pois permitiria um operador efetivo de dimensão-5 para a massa do neutrinos $\frac{\kappa}{\Lambda} (\overline{f_L^c} \eta^*) (\eta^\dagger f_L)$, capaz de fornecer a massa para os neutrinos, mas a um alto custo de ajuste fino. Assim, para a versão RM-331 é preferível usar os campos ρ e χ e seu operador efetivo de dimensão-7 que será mostrado adiante.

as massas dos bósons de *gauge* já conhecidos, recuperando-se um resultado já previsto pelo MP como veremos adiante.

1.2 Potencial Escalar

Utilizando-se os dois tripletos de escalares (χ, ρ) , o potencial escalar mais geral, invariante por transformações de *gauge* e Lorentz é escrito como,

$$V(\chi, \rho) = \mu_1^2 \rho^\dagger \rho + \mu_2^2 \chi^\dagger \chi + \lambda_1 (\rho^\dagger \rho)^2 + \lambda_2 (\chi^\dagger \chi)^2 + \lambda_3 (\rho^\dagger \rho)(\chi^\dagger \chi) + \lambda_4 (\rho^\dagger \chi)(\chi^\dagger \rho), \quad (1.7)$$

onde μ_i são termos de massa para os escalares e λ_i são os acoplamentos entre os escalares que serão particularmente úteis para ajustar a massa dos escalares físicos do modelo.

Devido a presença de duas componentes escalares neutras na Eq. (1.5), estes campos são capazes de desenvolver um VEV diferente de zero. Para estas componentes neutras, pode-se escrever um deslocamento do vácuo da seguinte maneira,

$$\begin{aligned} \chi^0 &\rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(v_\chi + R_\chi + iI_\chi), \\ \rho^0 &\rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(v_\rho + R_\rho + iI_\rho), \end{aligned} \quad (1.8)$$

onde supõe-se que $v_\chi > v_\rho$, garantindo, assim, a sequência desejada para o padrão de QES. Substituindo a Eq. (1.8) em (1.7), pode-se calcular o mínimo do potencial escalar, donde obtém-se o seguinte conjunto de equações de vínculo,

$$\begin{aligned} \mu_1^2 + \lambda_1 v_\rho^2 + \frac{\lambda_3}{2} v_\chi^2 &= 0, \\ \mu_2^2 + \lambda_2 v_\chi^2 + \frac{\lambda_4}{2} v_\rho^2 &= 0, \end{aligned} \quad (1.9)$$

que serão utilizadas na próxima seção na diagonalização da matriz de massa para os escalares físicos.

1.2.1 Escalares Físicos

A partir do conjunto de equações de vínculo acima, tem-se a matriz de massa para os escalares de CP-par, isto é, escalares reais na base (R_χ, R_ρ) ,

$$m_R^2 = \frac{v_\chi^2}{2} \begin{pmatrix} 2\lambda_2 & \lambda_3 t \\ \lambda_3 t & 2\lambda_1 t^2 \end{pmatrix}, \quad (1.10)$$

onde, por conveniência, definiu-se $t = \frac{v_\rho}{v_\chi}$. Ao diagonalizar esta matriz, os autovalores correspondentes às massas dos dois escalares reais são,

$$m_{h_1}^2 = \left(\lambda_1 - \frac{\lambda_3^2}{4\lambda_2} \right) v_\rho^2, \quad m_{h_2}^2 = \lambda_2 v_\chi^2 + \frac{\lambda_3^2}{4\lambda_2} v_\rho^2, \quad (1.11)$$

e seus respectivos autoestados são,

$$h_1 = c_\beta R_\rho - s_\beta R_\chi, \quad h_2 = c_\beta R_\chi + s_\beta R_\rho, \quad (1.12)$$

onde,

$$c_\beta \equiv \cos(\beta) \approx 1 - \frac{\lambda_3^2}{8\lambda_2^2} \frac{v_\rho^2}{v_\chi^2} \quad \text{e} \quad s_\beta \equiv \sin(\beta) \approx \frac{\lambda_3}{2\lambda_2} \frac{v_\rho}{v_\chi}. \quad (1.13)$$

Neste ponto, é importante enfatizar que um limite particularmente interessante e natural para o modelo RM-331 se dá quando a primeira QES acontece em uma escala superior de energia, isto é, quando $v_\chi \gg v_\rho$, o que garante o padrão da QES e a hierarquia normal das massas entre os escalares, h_1 e h_2 , e ainda faz com que $c_\beta \rightarrow 1$, sendo possível a identificação de h_1 como sendo o bóson de Higgs descoberto no LHC, como veremos adiante, na Seção 1.2.2.

Em relação aos escalares CP-ímpar, os pseudoescalares, neste caso, correspondentes as componentes I_ρ e I_χ da Eq. (1.8) são ambos bósons de Goldstone que são “engolidos”, tecnicamente diz-se que os bósons Goldstone foram absorvidos pelos bósons de *gauge* neutros Z e Z' , respectivamente.

Da mesma forma, os escalares simplesmente carregados ρ^+ e χ^+ são ambos bósons de Goldstone “engolidos” pelos bósons de *gauge* eletricamente carregados W^+ and V^+ , respectivamente.

Para os escalares duplamente carregados tem-se a seguinte matriz de massa, na base (χ^{++}, ρ^{++}) ,

$$m_{++}^2 = \frac{\lambda_4 v_\chi^2}{2} \begin{pmatrix} t^2 & t \\ t & 1 \end{pmatrix}, \quad (1.14)$$

que possui os seguintes autovalores,

$$m_{\tilde{h}^{++}}^2 = 0 \quad \text{and} \quad m_{h^{++}}^2 = \frac{\lambda_4}{2}(v_\chi^2 + v_\rho^2), \quad (1.15)$$

e seus correspondentes autovetores,

$$\begin{pmatrix} \tilde{h}^{++} \\ h^{++} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\alpha & -s_\alpha \\ s_\alpha & c_\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi^{++} \\ \rho^{++} \end{pmatrix}. \quad (1.16)$$

onde,

$$c_\alpha = \frac{v_\chi}{\sqrt{v_\chi^2 + v_\rho^2}}, \quad s_\alpha = \frac{v_\rho}{\sqrt{v_\chi^2 + v_\rho^2}}. \quad (1.17)$$

Como $v_\chi \gg v_\rho$, então $\tilde{h}^{++} \approx \chi^{++}$ and $h^{++} \approx \rho^{++}$, onde $\tilde{h}^{\pm\pm}$ são bósons de Goldstones engolidos pelos bósons de *gauge* $U^{\pm\pm}$, enquanto $h^{\pm\pm}$ remanescem como escalares físicos no espectro e serão referidos neste trabalho como escalares duplamente carregados.

1.2.2 Bóson de Higgs

Ao diagonalizar a matriz dos escalares reais, Eq.(1.11), obtivemos dois autoestados com massas, $m_{h_{1,2}}$, como pode-se ver abaixo,

$$\begin{aligned} m_{h_1} &= \sqrt{\left(\lambda_1 - \frac{\lambda_3^2}{4\lambda_2}\right)v_\rho}, \\ m_{h_2} &= \sqrt{\left(\lambda_2 + \frac{\lambda_3^2}{4\lambda_2} \frac{v_\rho^2}{v_\chi^2}\right)v_\chi}, \end{aligned} \quad (1.18)$$

onde vemos explicitamente a presença de um escalar tipo bóson de Higgs, h_1 , com valor de massa, m_{h_1} , que pode ser escrito na forma $m_{h_1} \sim \sqrt{\lambda_{eff}}v$, proporcional a um acoplamento efetivo λ_{eff} e ao VEV da escala eletrofraca, neste caso representado por v_ρ , também vemos a presença de um escalar neutro pesado h_2 , com valor de massa, m_{h_2} , proporcional ao VEV da escala de quebra da simetria 3-3-1 para o Modelo Padrão, neste caso representado por v_χ .

Após as colaborações do LHC, ATLAS e CMS, anunciarem a descoberta de um escalar

neutro com massa $\simeq 125$ GeV, um novo vínculo foi imposto aos parâmetros λ' s no potencial escalar do modelo. Mais ainda, fixando o VEV da quebra da simetria eletrofraca em $v_\rho = 246$ GeV, o escalar mais leve do espectro acima é identificado como o bóson de Higgs h_1 , então a expressão para a massa de h_1 , Eq. (1.11), impõem a seguinte restrição,

$$\lambda_1 - \frac{\lambda_3^2}{4\lambda_2} \approx \frac{1}{4}, \quad (1.19)$$

um vínculo que deve ser respeitado ao longo deste trabalho, garantido sempre que o modelo seja capaz de fornecer a massa adequada ao bóson de Higgs.

1.3 Bósons de Gauge

A lagrangiana com os termos cinéticos e que fornecerá a massa dos bósons de *gauge* é dada por,

$$\mathcal{L} = (\mathcal{D}_\mu \chi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \chi) + (\mathcal{D}_\mu \rho)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \rho), \quad (1.20)$$

com a seguinte derivada covariante

$$D_\mu = \partial_\mu - igW_\mu^a \frac{\lambda^a}{2} - ig_N N W_\mu^N, \quad (1.21)$$

onde o índice $a = 1, \dots, 8$ e λ^a representa as matrizes de Gellmann.

Após a QES, a Eq. (1.20) fornecerá as massas para os bósons de *gauge* carregados do MP, W^\pm , e também para os novos bósons simplesmente e duplamente carregados do modelo RM- 331, V^+ e U^{++} , respectivamente. Seus autoestados e massas são dados por,

$$\begin{aligned} W^\pm &= \frac{W^1 \mp W^2}{\sqrt{2}} \longrightarrow M_{W^\pm}^2 = \frac{g^2 v_\rho^2}{4}, \\ V^\pm &= \frac{W^4 \pm W^5}{\sqrt{2}} \longrightarrow M_{V^\pm}^2 = \frac{g^2 v_\chi^2}{4}, \\ U^{\pm\pm} &= \frac{W^6 \pm W^7}{\sqrt{2}} \longrightarrow M_{U^{\pm\pm}}^2 = \frac{g^2 (v_\rho^2 + v_\chi^2)}{4}, \end{aligned} \quad (1.22)$$

Para garantir o valor correto da massa dos bósons W^\pm , a Eq. (1.22) implica que $v_\rho = 246$ GeV, e ainda estabelece um padrão de hierarquia nas massas, tal que, $M_U^2 - M_V^2 = M_W^2$, o que é uma consequência direta do reduzido setor escalar do modelo RM-331 e, portanto, uma assinatura do modelo.

No setor dos bósons de *gauge* neutros, a matriz de massa é construída na base

(W^3, W^8, W^N) ,

$$\frac{g^2}{2} \begin{pmatrix} -\frac{v_\chi^2}{2} & -\frac{v_\chi^2}{2\sqrt{3}} & -t'v_\rho^2 \\ -\frac{v_\chi^2}{2\sqrt{3}} & \frac{1}{6}(v_\rho^2 + 4v_\chi^2) & \frac{t'}{2\sqrt{3}}(v_\rho^2 + 2v_\chi^2) \\ -t'v_\rho^2 & \frac{t'}{2\sqrt{3}}(v_\rho^2 + 2v_\chi^2) & 2t'(v_\rho^2 + v_\chi^2) \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

onde $t' = g_N/g$.

O espectro dessa matriz deve ter ao menos um bóson sem massa, identificado como o fóton, A_μ , e os outros dois correspondem ao bóson Z_μ , do MP, e a um novo bóson neutro, Z'_μ , característico dos modelo 3-3-1. As massas destes bósons são dadas por,

$$M_Z^2 = \frac{g^2}{4c_W^2}v_\rho^2 \quad \text{e} \quad M_{Z'}^2 = \frac{g^2 c_W^2}{3(1 - 4s_W^2)}v_\chi^2, \quad (1.24)$$

onde $c_W \equiv \cos \theta_W$ e $s_W \equiv \sin \theta_W$, sendo θ_W o ângulo de Weinberg.

Finalmente, podemos escrever os autoestados dos bósons de *gauge*, $(W_\mu^N, W_\mu^8, W_\mu^3)$ em termos dos autoestados de massa (Z_μ, Z'_μ, A_μ) ,

$$\begin{aligned} W_\mu^N &= -t_W \sqrt{h_W} Z_\mu + \sqrt{3} t_W Z'_\mu + \sqrt{h_W} A_\mu, \\ W_\mu^8 &= \sqrt{3} t_W s_W Z_\mu + \frac{h_W}{c_W} Z'_\mu - \sqrt{3} s_W A_\mu, \\ W_\mu^3 &= c_W Z_\mu + s_W A_\mu, \end{aligned} \quad (1.25)$$

com $t_W = \tan \theta_W$, $h_W = 1 - 4s_W^2$.

Com a quebra espontânea de simetria, podemos relacionar os acoplamentos de *gauge* dos grupos $U(1)_N$ e $U(1)_N$. Para tanto ainda usaremos ainda o fato que $g/g' = c_W/s_W$, assim temos,

$$\frac{g_N^2}{g^2} = \frac{6s_W^2}{1 - 4s_W^2}, \quad (1.26)$$

desse modo, o modelo RM-331 tem um polo de Landau [46] quando $s_W^2 = 1/4$. De fato, observa que o existência do pólo de Landau indica que o acoplamento g_N diverge em energias suficientemente altas. Por outro lado, o acoplamento g do grupo $SU(2)_L$, que está incorporado ao grupo $SU(3)_L$, é bem conhecido e não pode ser diminuído para satisfazer a Eq. (1.26). Nesse sentido, o regime perturbativo do modelo já é perdido no limite em que $s_W^2 \rightarrow 1/4$, e o pólo de Landau, $\Lambda = 4 - 5$ TeV, consequentemente, constitui um *cutoff* para o modelo RM 3-3-1.

1.4 Massa para os Férmiões e Decaimento do Próton

1.4.1 Léptons Carregados

Os termos de massa para os léptons carregados oriundos do conteúdo de matéria do modelo RM-331 podem ser gerados através de um operador efetivo de dimensão-5, da seguinte forma,

$$\frac{\kappa_l}{\Lambda} (\overline{f_L^e \rho^*}) (\chi^\dagger f_L) + h.c., \quad (1.27)$$

onde $l = e, \mu, \tau$, identifica as famílias leptônicas, κ_l é o parâmetro de ajuste para a massa dos léptons (acomplamento de Yukawa) e Λ representa a maior energia acessível ao modelo, correspondente ao polo de Landau, mas que, neste caso, também está associada à escala de energia da transição do grupo de simetria 3-3-1 para o grupo de simetria do MP, que vimos acontece na escala de TeV.

Com a QES, os campos ρ e χ desenvolvem seus VEVs, v_ρ e v_χ , respectivamente, gerando a seguinte expressão para a massa para os léptons carregados,

$$m_l = \frac{\kappa_l v_\rho v_\chi}{2\Lambda}. \quad (1.28)$$

Supondo que a primeira quebra de simetria ocorra em altas energias, isto é, quando a transição,

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

ocorre no limite particular onde $v_\chi \rightarrow \Lambda$, o termo de massa leptônico gerado tem estrutura semelhante àquele produzido pelo MP,

$$m_l \approx \frac{\kappa_l v_\rho}{2}.$$

1.4.2 Neutrinos

No que concerne aos neutrinos, o modelo RM-331 ainda dispõe de um operador efetivo de dimensão-7 capaz de fornecer um termo de massa para os neutrinos na escala de eV,

$$\frac{\kappa_\nu}{\Lambda^3} \epsilon_{ijk} \epsilon_{lmn} \left(\overline{f_{Li}^C} \rho_j \chi_k \right) (f_{Ll}^C \rho_m \chi_n) + h.c., \quad (1.29)$$

mas que necessita de um *fine-tuning* no acoplamento adimensional κ^ν da ordem de 10^{-5} , o que é ainda, de certa forma, um bom resultado, em relação ao ajuste realizado na versão original do 3-3-1 e também ao ajuste do mecanismo *Seesaw* do tipo I. Por outro lado, como veremos no capítulo 3, combinando os tipo I e tipo II do mecanismo *Seesaw*, termos de massa para neutrinos ativos serão gerados na escala de TeV sem ajuste fino.

1.4.3 Quarks

As massas para os quarks são geradas a partir de uma combinação de operadores de interação de Yukawa e também de operadores de dimensão-5,

$$\begin{aligned} & \lambda_{1a}^d \bar{Q}_{1L} \rho d_{aR} + \frac{\lambda_{ia}^d}{\Lambda} \varepsilon_{nmp} (\bar{Q}_{iLn} \rho_m \chi_p) d_{aR} + \\ & \lambda_{ia}^u \bar{Q}_{iL} \rho^* u_{aR} + \frac{\lambda_{1a}^u}{\Lambda} \varepsilon_{nmp} (\bar{Q}_{1Ln} \rho_m^* \chi_p^*) u_{aR} + h.c., \end{aligned} \quad (1.30)$$

onde, novamente, os coeficientes λ 's são parâmetros adimensionais.

Após a quebra espontânea de simetria, a matriz de massa para os quarks do tipo up é dada na base $u = (u_1, u_2, u_3)$ por,

$$M^u = \begin{pmatrix} \lambda_{11}^u \frac{v_\rho v_\chi}{2\Lambda} & \lambda_{12}^u \frac{v_\rho v_\chi}{2\Lambda} & \lambda_{13}^u \frac{v_\rho v_\chi}{2\Lambda} \\ -\lambda_{21}^u \frac{v_\rho}{\sqrt{2}} & -\lambda_{22}^u \frac{v_\rho}{\sqrt{2}} & -\lambda_{23}^u \frac{v_\rho}{\sqrt{2}} \\ -\lambda_{31}^u \frac{v_\rho}{\sqrt{2}} & -\lambda_{32}^u \frac{v_\rho}{\sqrt{2}} & -\lambda_{33}^u \frac{v_\rho}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (1.31)$$

enquanto a matriz de massa para os quarks down é dada na base $d = (d_1, d_2, d_3)$,

$$M^d = \begin{pmatrix} \lambda_{11}^d \frac{v_\rho}{\sqrt{2}} & \lambda_{12}^d \frac{v_\rho}{\sqrt{2}} & \lambda_{13}^d \frac{v_\rho}{\sqrt{2}} \\ \lambda_{21}^d \frac{v_\rho v_\chi}{2\Lambda} & \lambda_{22}^d \frac{v_\rho v_\chi}{2\Lambda} & \lambda_{23}^d \frac{v_\rho v_\chi}{2\Lambda} \\ \lambda_{31}^d \frac{v_\rho v_\chi}{2\Lambda} & \lambda_{32}^d \frac{v_\rho v_\chi}{2\Lambda} & \lambda_{33}^d \frac{v_\rho v_\chi}{2\Lambda} \end{pmatrix}, \quad (1.32)$$

Veja o apêndice A para uma análise numérica do valor das massas dos quarks.

1.4.4 Quarks Exóticos

A matriz de massa para os quarks exóticos J_1 e J'_j é obtida através de combinações com os dubletos padrões Q_1 e Q_i que formam termos de Yukawa,

$$\lambda_{11}^J \bar{Q}_1 L \chi J_1 R + \lambda_{ij}^J \bar{Q}_i L \chi^* J'_j R + h.c., \quad (1.33)$$

onde $i, j = 2, 3$ e os acoplamentos de Yukawa λ_{11}^J e λ_{ij}^J são adimensionais. Neste caso, quando o campo χ desenvolve seu VEV, v_χ , os acoplamentos de Yukawa geram uma matriz de massa na base (J_1, J'_2, J'_3) ,

$$M_J = v_\chi \begin{pmatrix} \lambda_{11}^J & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_{22}^J & \lambda_{23}^J \\ 0 & \lambda_{32}^J & \lambda_{33}^J \end{pmatrix}, \quad (1.34)$$

dessa forma temos os autoestados de massa na faixa dos TeV, a mesma da escala de quebra de simetria do modelo RM-331 para o MP.

1.4.5 Decaimento do Próton

Um aspecto que preocupa quando se trabalha em modelo de extensão de *gauge* como o RM-331 é um possível decaimento do próton e, de fato, em todas versões mínimas dos modelos tipo 3-3-1 esta questão deve ser considerada, pois estes modelos apresentam em suas suas versões mínimas um *cutoff* em $\Lambda = 4 - 5\text{TeV}$. O que significa que esta é a maior escala de energia em que uma abordagem usando teoria de perturbação ainda mostra-se adequada [46].

A partir desta escala de energia surgem novas interações, o que implica o surgimento de novos acoplamentos eficazes a energias mais baixas, como os operadores efetivos que foram utilizados na geração das massas dos léptons carregados, neutrinos, quarks e quarks exóticos, por exemplo.

Por outro lado, a partir desta escala de energia, devemos considerar os efeitos indesejáveis de certos operadores efetivos envolvendo os quarks. Assim, quando considerados em uma escala de energia, tal que $\Lambda \sim 5\text{TeV}$, alguns operadores efetivos não conseguem evitar, por exemplo, o decaimento do próton.

Assim como no versão mínima do modelo 3-3-1, o modelo RM-331 também apresenta este potencial desastre, onde o mais "perigoso" dos operadores efetivos para o decaimento do próton é o seguinte operador de dimensão-7,

$$\frac{C_1 \epsilon_{ijk} \overline{(Q_{1iL}^c)} f_{1jL} \chi_k \overline{(u_{1R}^c)} d_{1R} + h.c., \quad (1.35)$$

onde C_1 é um acoplamento sem dimensão, os índices de cor estão omitidos (mas contraídos com o tensor completamente antissimétrico), i, j, k são índices $SU(2)_L$ e o índice 1 do acoplamento significa que estamos considerando apenas a primeira família. Este operador permite o decaimento rápido do próton através da seguinte interação,

$$\frac{C_1 v_\chi}{\Lambda^3} \overline{u_L^c} e_L \overline{u_R^c} d_L + h.c., \quad (1.36)$$

Para evitar este decaimento indesejado um caminho é impor uma simetria discreta Z_2 sobre os campos dos quarks, como mostrado no trabalho da Ref. [29], onde,

$$Q_{aL} \rightarrow -Q_{aL}, \quad q_{aR} \rightarrow -q_{aR}, \quad (1.37)$$

de modo a eliminar os operadores efetivos da Eq. (1.35).

Uma grande quantidade de artigos abordando questões da Física Além do Modelo Padrão usando o *background* teórico dos modelos 3-3-1 tem sido publicada recentemente.

Com destaque, pode-se citar os trabalhos que oferecem explicação aos problemas da origem da massa dos neutrinos, partículas candidatas à serem componentes da matéria escura, modelo de versões supersimétricas, etc.

Nesta tese trataremos de dois artigos que usaram o modelo RM-331 para explicar os resultados dos decaimentos do bóson de Higgs no LHC e a origem das massas dos neutrinos, como mostram as Ref. [47] e [48], respectivamente.

Capítulo 2

Fenomenologia do Bóson de Higgs

A comunidade física em geral e, em especial, aqueles da área da Física das Partículas Elementares celebraram com muito entusiasmo o anúncio da descoberta do bóson de Higgs, em 4 de julho de 2012, no LHC [2] - [3]. A descoberta não só foi bastante comemorada pelas colaborações experimentais ATLAS e CMS, mas por físicos do mundo inteiro. Sejam eles teóricos ou experimentais. Não importa, os especialistas na área estavam diante de uma descoberta e com ela muito trabalho a se realizar, como a identificação experimental de algumas propriedades, como a massa exata desta partícula, o primeiro escalar fundamental descoberto. Havia ainda a questão da intensidade do acoplamento com outras partículas massivas e, por fim, os físicos deveriam verificar se seus decaimentos nos possíveis canais existentes concordavam com as previsões teóricas, isto é, com o Modelo Padrão (MP).

Estas questões cercavam de dúvidas esta partícula escalar, do tipo bóson de Higgs (aqui vale lembrar a expressão em inglês "*Higgs-like particle*" que usualmente designava tal partícula nos artigos científicos da época). Seria esta partícula escalar exatamente aquela proposta pelo MP? Ou teria alguma propriedade diferente daquelas propostas na época da construção do modelo?. Seria esta a partícula responsável pelo mecanismo da quebra espontânea de simetria (QES) e pelo mecanismo de geração das massas?

Para responder as questões acima, coube como trabalho para os físicos analisar os dados divulgados pelas colaborações, que são apresentados em termos das intensidades de sinal¹ e comparar com diversos cenários de parâmetros ajustáveis em seus diferentes modelos, incluindo próprio MP.

Numa visão mais drástica, a partícula agora descoberta poderia descartar, ou pelo me-

¹Usualmente nos artigos, expressa-se a intensidade de sinal em inglês como *signal strength*.

nos, criar novos vínculos a serem obdecidos por diversos modelos, por exemplo, aqueles de supersimetria e suas variações, modelo com simetria *left-right*, modelos de *technicolor*, modelos com Higgs compostos e ainda os modelos com extensões no grupo de simetria de *gauge* como os modelos 3-3-1 e suas diferentes versões.

O objetivo deste capítulo é estudar o setor escalar da versão Mínima Reduzida do Modelo 3-3-1 (RM-331) e algumas de suas predições como a intensidade de sinal nos principais decaimentos da partícula tipo bóson de Higgs, h_1 , a largura total de decaimento do outros escalares, como o escalar neutro pesado, h_2 , e o escalar duplamente carregado, h^{++} . Especificamente, estudaremos como estes escalares decaem e seus valores para o *Branching Ratio*² (BR) para os principais canais de decaimentos permitidos no contexto deste modelo.

2.1 A partícula de 125 GeV, de 2012

O anúncio da descoberta de uma partícula escalar do tipo bóson de Higgs, com massa em torno de 125 GeV feito pelo LHC, apresentou à comunidade internacional o primeiro escalar fundamental (uma vez confirmado seu spin nulo), o que confirmou a previsão teórica do MP de que a origem das massas das partículas tivera acontecido em um mecanismo *à la* Higgs. Em outras palavras, as partículas adquiriram massa através da interação com um campo escalar neutro, que adquiriu valor esperado no vácuo (VEV) não nulo.

Desse modo, a partícula do tipo bóson de Higgs descoberta deveria apresentar os vértices, i.e., intensidade das interações, proporcionais as massa das partículas dos campos interagentes. Assim, o vértice poderia ter intensidade de acordo com a massa do elétron (ou qualquer outro lépton carregado), dos quarks ou ainda do bóson de *gauge* W^\pm . Em particular, por exemplo, sua interação deveria ser mais intensa com o quark top que tem massa $m_t = 174$ GeV, do que com os elétrons que têm massa $m_e = 0,5$ MeV.

Os resultados mais importantes que os físicos da área de fenomenologia das partículas elementares, devem utilizar, além da massa, obviamente, são as intensidades dos acoplamentos, a seção de choque para determinados processos e a largura de decaimento em outras partículas. Neste sentido, torna-se extremamente importante interpretar os resultados divulgados pelas colaborações experimentais, que, neste caso, são expressos através da intensidade de sinal que o bóson de Higgs, através dos seus sub-produtos de decaimentos, deixam ao passar pelos diversos detectores.

²Embora a expressão *Branching Ratio* possa ser traduzida para o português como razão de ramificação, o uso da expressão inglesa já está tão difundido nos textos acadêmicos que foi aqui mantida.

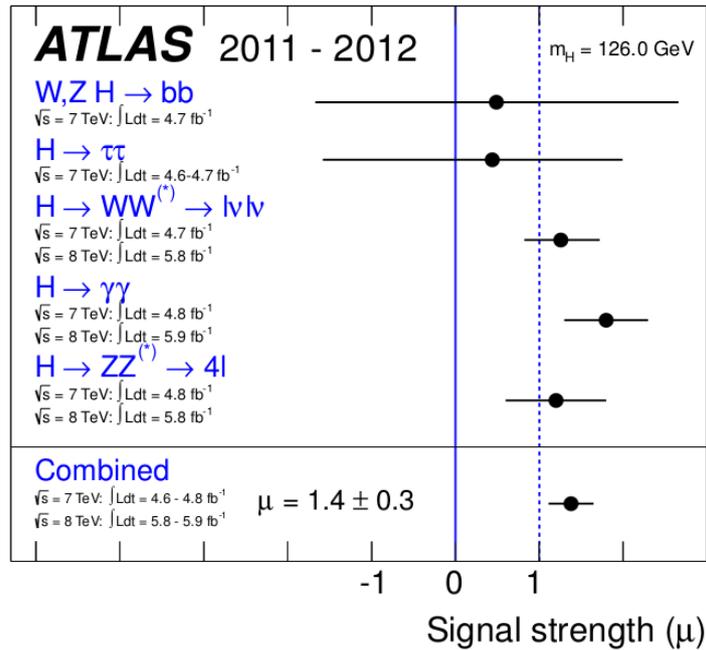


Figura 2.1: Resultados para a intensidade de sinal para os principais canais de decaimento do bóson de Higgs divulgado pela colaboração CMS em julho de 2012. Figura retirada da Ref. [2].

Quando do anúncio da descoberta, em julho de 2012, ambas colaborações do LHC, ATLAS e CMS, divulgaram seus resultados para a intensidade de sinal, μ , nos principais canais de decaimentos observados, a saber $h \rightarrow \gamma\gamma$, $h \rightarrow ZZ$, $h \rightarrow WW$, $h \rightarrow \tau\tau$ e $h \rightarrow \bar{b}b$, como mostram as Figuras 2.1 e 2.2.

Adiante analisaremos resultados mais recentes, divulgados pelas colaborações em 2013, que combinam as análises de resultados de 7 TeV e 8 TeV, por isso, neste ponto, vamos apenas chamar a atenção para algumas características dos resultados anunciados em 2012: (i) o LHC havia encontrado uma partícula escalar com massa em torno de 125 GeV, compatível com o bóson de Higgs do MP, com uma significância superior a 5σ , o que caracteriza estatisticamente uma descoberta [2] - [3]; (ii) as duas análises combinadas apontavam para um Higgs que apresentava uma taxa de decaimento em férmions inferior ao esperado pela teoria, sendo, por isso, curiosamente chamado de fermiofóbico na época [49]; e (iii) a intensidade de sinal do decaimento do Higgs em dois fótons tem valor superior ao esperado pelo MP em ambas colaborações, ATLAS e CMS, o que alavancou uma série de trabalhos que visavam explicar a origem deste excesso [31]- [41].

As análises detalhadas de cada canal de decaimento serão feitas na Seção 2.5, juntamente com seus resultados mais recentes, publicados durante a tradicional conferência

Rencontres de Moriond, realizada em março de 2013, na Itália.

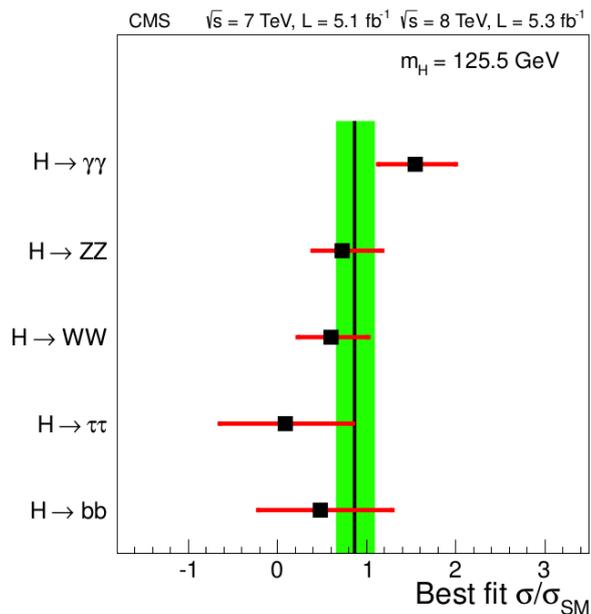


Figura 2.2: Resultados para a intensidade de sinal para os principais canais de decaimento do bóson de Higgs divulgado pela colaboração CMS em julho de 2012. Figura retirada da Ref. [3].

2.2 Decaimentos do Higgs

O objetivo desta seção é obter teoricamente a intensidade de sinal, μ , para cada canal de decaimento do bóson de Higgs de modo a comparar os resultados divulgados pelas colaborações, ATLAS e CMS, com as previsões do modelo RM-331, e também do MP. Para analisar a intensidade de sinal, devemos considerar, além da taxa de decaimento em cada canal, a seção de choque de produção do próprio Higgs nas colisões pp geradas no LHC.

Apesar de o modelo RM-331 não apresentar novas fontes para a produção do bóson de Higgs, a forma das interações (vértices) envolvendo os campos do bóson Higgs com os quarks do MP são levemente diferentes. Em particular devido a mistura entre h_1 e h_2 , os vértices para os quarks u, s, b são modificadas daqueles envolvendo d, c, t , como mostrado no Apêndice B. Conseqüentemente, suas expressões para as taxas das larguras de decaimento são alteradas em relação à predição teórica do MP. Larguras de decaimento estas que já foram calculadas para a versão do mínima do modelo 3-3-1 [31]- [41].

Contudo, o espectro de escalares da versão mínima do modelo 3-3-1 é maior que o espectro escalar do que o modelo RM-331, assim, temos aqui um cenário mais simples, pois existem apenas dois escalares neutros, h_1 e h_2 , logo o parâmetro livre que usaremos

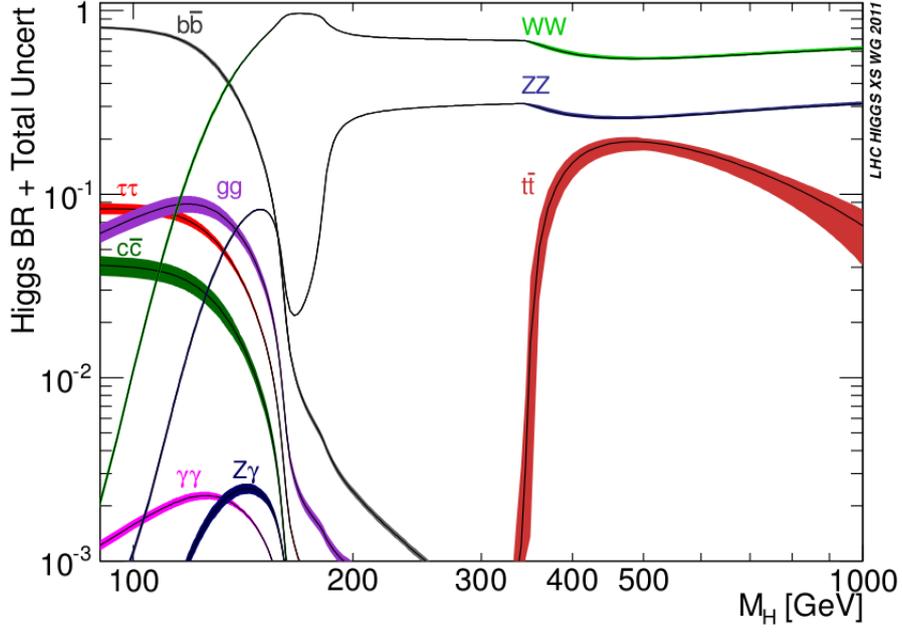


Figura 2.3: *Branching Ratio* para os principais canais de decaimento para o bóson de Higgs do Modelo Padrão em função da massa, m_H , no intervalo entre 100 e 1000 GeV [4].

nos cálculos das larguras de decaimento e seus BR's é o ângulo de mistura entre os escalares neutros, nomeadamente β , conforme o capítulo anterior.

Assim, a intensidade de sinal μ_{xy} para qualquer estados finais x e y , no modelo RM-331 deve incluir os dois processo, isto é, a seção de choque de produção e a largura de decaimento do bóson de Higgs, assim,

$$\mu_{xy} = \frac{\sigma_{331}(pp \rightarrow h_1) BR_{331}(h_1 \rightarrow xy)}{\sigma_{SM}(pp \rightarrow h) BR_{SM}(h \rightarrow xy)}, \quad (2.1)$$

onde o BR do bóson de Higgs decaindo em um canal com estados finais x e y , dentro do modelo RM-331, por exemplo, é definido como,

$$BR = \frac{\Gamma_{331}(h_1 \rightarrow xy)}{\Gamma_{331}(h_1 \rightarrow all)} \quad (2.2)$$

Como descrito acima, no modelo RM-331 os vértices envolvendo os quarks são levemente alterados em relação ao MP. Além do mais, o processo de fusão de glúons é o processo dominante na produção do Higgs [50]. Em vista disto, como o acoplamento $\bar{t}th_1$ no modelo RM-331 difere do acoplamento padrão por um fator c_β , então nós teremos uma contribuição quadrática na seção de choque $\sigma_{331}(pp \rightarrow h_1)/\sigma_{SM}(pp \rightarrow h) \sim c_\beta^2$ que provoca uma pequena alteração na produção do Higgs.

Ademais, para calcular a largura total de decaimento para o Higgs de massa em torno de 125 GeV, vamos considerar um cenário com o bóson de Higgs decaindo nos canais que têm maior BR, segundo o MP, como mostra a Figura. 2.3. De outro modo, calcularemos a largura total de decaimento do bóson Higgs no modelo RM-331 considerando os seguintes canais parciais,

$$\Gamma_T(h_1) = \Gamma_{(h_1 \rightarrow \bar{l}l, \bar{q}q)} + \Gamma_{(h_1 \rightarrow ZZ^*)} + \Gamma_{(h_1 \rightarrow WW^*)} + \Gamma_{(h_1 \rightarrow gg)} + \Gamma_{(h_1 \rightarrow \gamma\gamma)}. \quad (2.3)$$

Feito isto, iniciaremos o cálculo das larguras de decaimento e da intensidade de sinal no modelo RM-331 para cada estado final x e y , que poderão ser pares de férmions (léptons e quarks), bósons de *gauge* massivos e ainda pares de fótons.

2.2.1 Higgs em Férmions

No modelo RM-331 a largura de decaimento do bóson de Higgs em pares de léptons, $h_1 \rightarrow \bar{\ell}\ell$, é calculada da seguinte maneira,

$$\Gamma_{331}(h_1 \rightarrow \bar{\ell}\ell) = \frac{g^2}{32\pi} \frac{m_\ell m_{h_1}}{m_W^2} \left(1 - \frac{4m_\ell^2}{m_{h_1}^2}\right)^{3/2} \times \left(c_\beta - \frac{v_\rho}{v_\chi} s_\beta\right)^2. \quad (2.4)$$

Substituindo a Eq. (2.4) em (2.1), encontramos a intensidade de sinal, $\mu_{\ell\ell}$, que para este canal é dada por,

$$\mu_{\ell\ell} = c_\beta^2 \left(c_\beta - \frac{v_\rho}{v_\chi} s_\beta\right)^2 \frac{\Gamma_{SM}(h \rightarrow all)}{\Gamma_{331}(h_1 \rightarrow all)}. \quad (2.5)$$

Observe que, devido a mistura entre h_1 e h_2 dados na Eq. (1.12), Eqs. (2.4)-(2.5) dependem do ângulo de mistura β . Então, no limite $v_\chi \gg v_\rho$ (enquanto os acoplamentos escalares são naturalmente da ordem de um), $\beta \rightarrow 0$, e h_1 recupera os resultados do Higgs padrão h .

Diferentemente das interações leptônicas, onde a universalidade do acoplamento $h_1 \bar{\ell}\ell$ proporciona a mesma largura de decaimento para os três léptons (a menos da diferença entre as massas), para os quarks temos duas expressões diferentes, como vemos a seguir,

$$\Gamma_{331}(h_1 \rightarrow \bar{q}q) = \frac{3g^2}{32\pi} \frac{m_q m_{h_1}}{m_W^2} \left(1 - \frac{4m_q^2}{m_{h_1}^2}\right)^{3/2} \times c_\beta^2, \quad (2.6)$$

$$\Gamma_{331}(h_1 \rightarrow \bar{q}'q') = \frac{3g^2 m'_q m_{h_1}}{32\pi m_W^2} \left(1 - \frac{4m_{q'}}{m_{h_1^2}}\right)^{3/2} \times \left(c_\beta + \frac{v_\rho}{v_\chi} s_\beta\right)^2, \quad (2.7)$$

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

Finalmente, das Eqs. (2.1)-(2.3) and Eqs. (2.6)-(2.7), nós temos as seguintes expressões para a intensidade de sinal para cada par de quark e anti-quark no estados final,

$$\mu_{qq} = c_\beta^4 \frac{\Gamma_{SM}(h \rightarrow all)}{\Gamma_{331}(h_1 \rightarrow all)}. \quad (2.8)$$

$$\mu_{q'q'} = c_\beta^2 \left(c_\beta + \frac{v_\rho}{v_\chi} s_\beta\right)^2 \frac{\Gamma_{SM}(h \rightarrow all)}{\Gamma_{331}(h_1 \rightarrow all)}. \quad (2.9)$$

2.2.2 Higgs em WW e ZZ

A partícula tipo bóson de Higgs de massa $m_h \simeq 125$ GeV pode decair nos bósons de *gauge* WW^* e ZZ^* , onde W^* e Z^* referem-se, respectivamente, aos bósons de *gauge* virtuais W e Z, isto é, partículas que estão fora da camada de massa. Estes bósons de *gauge* que podem decair, por sua vez, em um par de léptons, com neutrinos no estado final (caso W),

$$h_1 \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu,$$

ou em um cenário com quatro léptons carregados no estado final (caso Z),

$$h_1 \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l,$$

obviamente, os detectores dos experimentos ATLAS e CMS são sensíveis à estes produtos finais de decaimentos que são computados ao BR do decaimento no respectivo bóson de *gauge* associado.

Seguindo o procedimento adotado na Ref. [51], somamos sobre todos os possíveis estados finais acessíveis, de acordo com os acoplamentos de h_1 listados na tabela B.1 do Apêndice B,

$$\begin{aligned} \Gamma_{331}(h_1 \rightarrow Z^*Z) &= c_\beta^2 \times \frac{g^4 m_{h_1}}{2048\pi^2} \times \left(\frac{7 - \frac{40}{3}s_W^2 + \frac{160}{9}s_W^4}{c_W^4}\right) F\left(\frac{m_Z}{m_{h_1}}\right), \\ \Gamma_{331}(h_1 \rightarrow W^*W) &= c_\beta^2 \times \frac{3g^4 m_{h_1}}{512\pi^2} F\left(\frac{m_W}{m_{h_1}}\right), \end{aligned} \quad (2.10)$$

onde,

$$\begin{aligned}
F(x) = & - |1 - x^2| \left(\frac{47}{2}x^2 - \frac{13}{2} + \frac{1}{x^2} \right) \\
& + 3(1 - 6x^2 + 4x^4)|\ln(x)| \\
& + \frac{3(1 - 8x^2 + 20x^4)}{\sqrt{4x^2 - 1}} \cos^{-1} \left(\frac{3x^2 - 1}{2x^3} \right). \tag{2.11}
\end{aligned}$$

Podemos combinar estas expressões de modo a obter a intensidade de sinal para o decaimento do bóson Higgs no modelo RM-331 em relação a predição teórica do MP. Assim para o Higgs decaindo no par de bósons massivos temos as seguintes intensidades de sinal,

$$\mu_{WW^*,ZZ^*} = c_\beta^4 \frac{\Gamma_{SM}(h \rightarrow all)}{\Gamma_{331}(h_1 \rightarrow all)}. \tag{2.12}$$

Em particular, no limite quando $\beta \rightarrow 0$, i.é., quando o bóson de Higgs do modelo RM-331 é exatamente igual ao bóson de Higgs do Modelo Padrão, $h_1 \equiv h$, então nós temos $\mu_{WW^*}, \mu_{ZZ^*} \rightarrow 1$.

Vimos as expressões para a intensidade de sinal e decaimento do bóson de Higgs do modelo RM-331, em férmions e bósons massivos, que são decaimentos em nível de árvore; agora veremos as expressões para o decaimento, induzido por *loop*, do bóson de Higgs em dois fótons, $h_1 \rightarrow \gamma\gamma$, como segue na Seção 2.2.3.

2.2.3 Higgs em dois fótons

Desde o estudo da QED, sabemos que os fótons só interagem, em nível de árvore, com partículas eletricamente carregadas, o que implica que a única possibilidade de se produzir resultados como $h_1 \rightarrow \gamma\gamma$ é através da indução de *loops* com partículas massivas e eletricamente carregadas.

Então, dentro do MP, os diagramas mais relevantes para este processo serão, portanto, aqueles em que as partículas "que correm" no *loop* são férmions pesados, como o quark top, ou ainda os bósons vetoriais carregados, W^\pm .

Em um espectro mais amplo, como no contexto do modelo RM-331, além das contribuições do MP, devemos acrescentar aquelas devida aos escalares duplamente carregados h^{++} , fruto propriamente do setor escalar mais amplo, e também a contribuição devida aos novos bósons vetoriais V^\pm e $U^{\pm\pm}$, que foram acrescentados pela extensão do grupo de simetria de *gauge*. Estas novas contribuições devidas aos bósons vetoriais carregados $V^\pm, U^{\pm\pm}$ e ao escalar duplamente carregado $h^{\pm\pm}$, assim como o esperado *loop* de férmions carregados, Ψ , são mostrados na Figura (2.4).

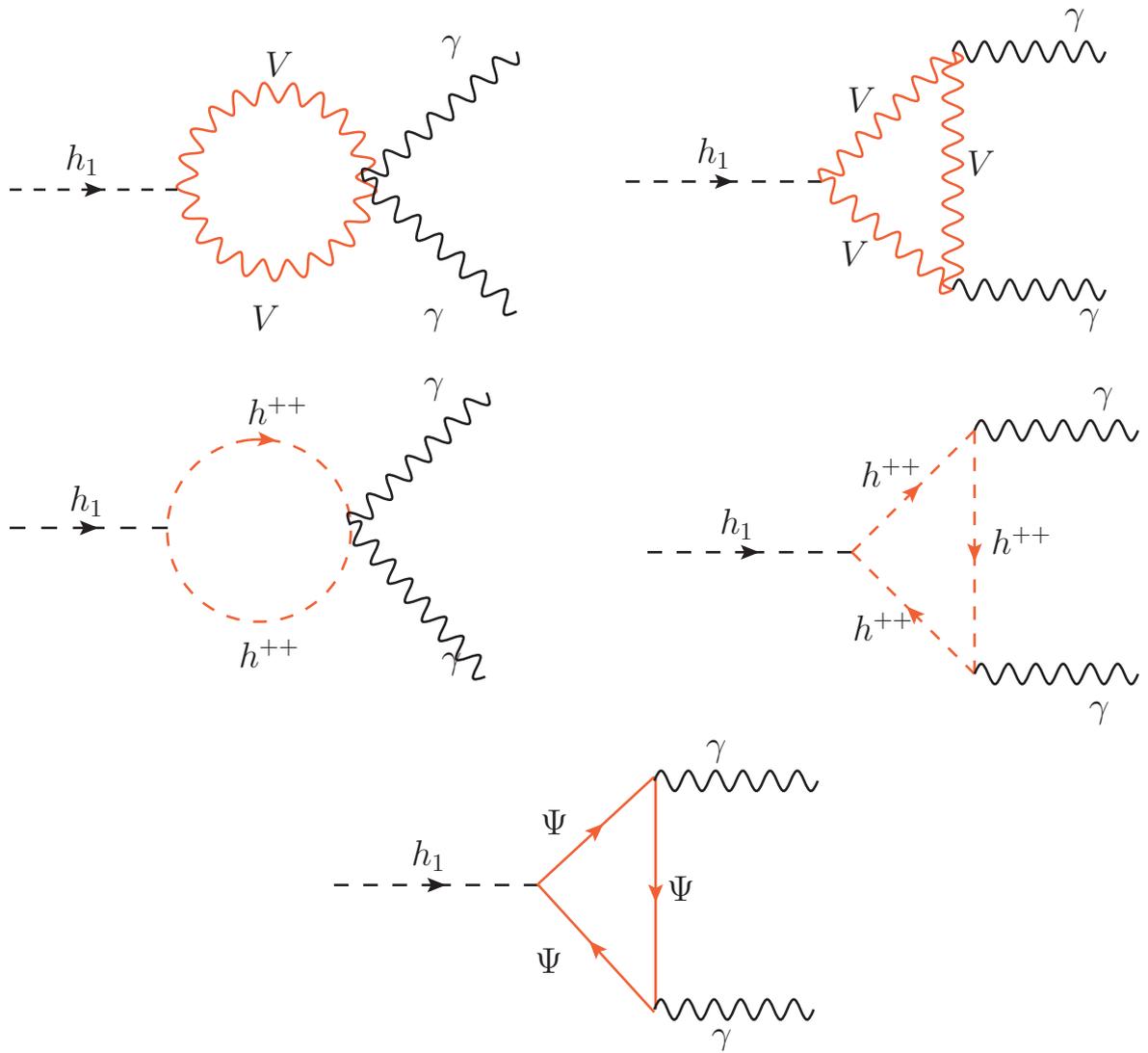


Figura 2.4: Diagramas de um *loop* que contribuem para o decaimento $h_1 \rightarrow \gamma\gamma$ mediado pelos bósons de gauge, $V = U^{++}$, V^+ e W^+ , pelo escalar duplamente carregado, h^{++} , e por férmions carregados Ψ .

De modo a efetuar a soma sob todas estas contribuições induzidas via *loops* permitidas para o decaimento em dois fótons, $\Gamma(h_1 \rightarrow \gamma\gamma)$, escreveremos a largura para o decaimento total, neste caso, incluindo contribuições específicas do modelo RM-331, da seguinte forma, em um procedimento, segundo à Ref. [52],

$$\Gamma_{331}(h_1 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 g^2}{1024\pi^3} \frac{m_{h_1}^3}{m_W^2} \left| \sum_i N_c e_i F_i \right|^2, \quad (2.13)$$

esta soma é efetuada sobre todos os escalares carregados possíveis, férmions e bósons do modelo RM-331, e_i é a carga elétrica correspondente a carga da partícula que corre no *loop*, e F_i são os fatores de forma que contêm informações sobre a física nova introduzida pelo modelo. Estas funções de fatores de forma têm expressões específicas para cada tipo de partícula que corre no *loop*, e podem ser escritas de maneira genérica da seguinte forma,

$$\begin{aligned} F_{\phi_i} &= [\tau_{\phi_i}(1 - \tau_{\phi_i} I^2)] \frac{M_{\phi_i}^2}{m_{\phi_i}^2}, \\ F_{\psi_i} &= -2\tau_{\psi_i}[1 + (1 - \tau_{\psi_i})I^2] \frac{M_{\psi_i}}{m_{\psi_i}}, \\ F_{V_i} &= [2 + 3\tau_{V_i} + 3\tau_{V_i}(2 - \tau_{V_i})I^2] \frac{m_W^2}{m_{V_i}^2} c_{V_i}, \end{aligned} \quad (2.14)$$

onde m_{ϕ_i} , m_{ψ_i} , m_{V_i} correspondem as massas das partículas carregadas, os coeficientes c_{V_i} são dados na Tabela 2.1. Enquanto os coeficientes de massa $M_{\phi_i}^2$ e M_{ψ_i} têm as seguintes expressões,

$$\begin{aligned} M_{\phi_i}^2 &= m_{h^{++}}^2 \frac{v_\rho^2}{(v_\chi + v_\rho)^2} (c_\beta - \frac{v_\rho}{v_\chi} s_\beta), \\ M_{\psi_i} &= m_{(l,q')} (c_\beta - \frac{v_\rho}{v_\chi} s_\beta), \end{aligned} \quad (2.15)$$

onde todos os léptons (bem como os quarks $q' = u, s, b$) têm os mesmos coeficientes, enquanto os outros quarks $q = d, c, t$ têm os seguintes valores $M_{\psi_i} = m_q c_\beta$. A função $I(\tau_i)$ tem as seguintes expressões analíticas,

$$I(\tau_i) \equiv \begin{cases} \arcsin\left(\sqrt{\frac{1}{\tau_i}}\right) & \text{for } \tau_i \geq 1 \\ \frac{1}{2} \left[\pi + i \ln \left[\frac{1 + \sqrt{1 - \tau_i}}{1 - \sqrt{1 - \tau_i}} \right] \right] & \text{for } \tau_i \leq 1 \end{cases} \quad (2.16)$$

onde,

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

e m_i é a massa da partícula correspondente no loop.

Tabela 2.1: Os coeficientes c_{V_i} da terceira linha da Eq. (2.14).

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

Note que a presença do fator quadrático para a carga elétrica e_i na Eq. (2.13) tem o potencial de aumentar as contribuições para $U^{\pm\pm}$ e $h^{\pm\pm}$, uma vez que são partículas duplamente carregadas, mas tais contribuições aparecem com sinais opostos e algum efeito de interferência destrutiva pode diminuir o esperado aumento no estado final de dois fótons, como discutido na Ref. [36].

No setor fermiônico, a contribuição mais relevante para o decaimento, $\Gamma(h_1 \rightarrow \gamma\gamma)$, é oriunda do quark top, pois nenhum dos novos quarks (os exóticos) se acopla diretamente ao h_1 .

Tendo terminado a apresentação teórica das novas contribuições induzidas por *loop* para o decaimento do Higgs em fótons, retornaremos nossa atenção aos outros escalares do modelo, especificamente, vamos considerar os decaimentos do escalar neutro pesado, h_2 , e do escalar duplamente carregado, h^{++} . Adiante, na Seção 2.5, voltaremos a interpretar estas expressões sob a luz dos resultados divulgados pelas colaborações ATLAS e CMS.

2.3 Decaimento do Escalar Pesado, h_2

Vamos, agora, analisar o decaimento do primeiro dos escalares extras propostos pelo modelo RM-331, a saber estamos falando do escalar neutro pesado, h_2 .

Entretando, suporemos estes escalares pesados, h_2 , dentro de uma janela de massa onde sua massa é maior que a aquela do bóson de Higgs padrão, por outro lado, $m_{h_2} < m_{V,U}$, de modo a evitar estes decaimentos em bósons de gauge.

Ainda assim, um novo canal de decaimento será incluído, pois quando $m_{h_2} > 2m_{h_1}$, teremos o decaimento do escalar neutro pesado em dois escalares leves, ou seja, dois escalares correspondentes ao bóson de Higgs padrão. A largura total de decaimento de h_2 é determinada pelos seguintes canais,

$$\Gamma(h_2 \rightarrow all) = \Gamma_{(h_2 \rightarrow \bar{l}l, \bar{q}q)} + \Gamma_{(h_2 \rightarrow ZZ)} + \Gamma_{(h_2 \rightarrow WW)} + \Gamma_{(h_2 \rightarrow \gamma\gamma)} + \Gamma_{(h_2 \rightarrow gg)} + \Gamma_{(h_2 \rightarrow h_1 h_1)}. \quad (2.17)$$

Estes decaimentos são similares aos decaimentos do bóson de Higgs, h_1 , mas, agora neste

caso, deve-se observar que os vértices de interação da Tabela B.1 devem ser permutados por aqueles da Tabela B.2.

O resultado mais interessante neste caso ocorre quando h_2 decai em um par de partículas tipo bóson de Higgs, neste caso, a largura de decaimento é dada por,

$$\Gamma(h_2 \rightarrow h_1 h_1) \simeq \frac{1}{8\pi m_{h_2}} (g_{h_2 h_1 h_1})^2 \left(1 - \frac{4m_{h_1}^2}{m_{h_2}^2}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.18)$$

onde,

$$g_{h_2 h_1 h_1} = \frac{\lambda_3 v_\chi}{2} \left(c_\beta (1 - 3s_\beta) + \frac{v_\rho}{v_\chi} s_\beta (1 - 3c_\beta) \right),$$

é o acoplamento tríplice entre os escalares neutros $h_2 h_1 h_1$.

2.4 Decaimento do Escalar Carregado, h^{++}

O estudo teórico do setor escalar será finalizado com a análise do decaimento do escalar duplamente carregado h^{++} . Inicialmente, é importante notar que ele carrega duas unidades de número leptônico. Assim, analisando em um cenário onde sua massa é menor que aquelas dos bósons de gauge exóticos, ele decairá somente em par de léptons carregados, em acordo com a Eq. (1.27). Por fim, sua largura de decaimento será a seguinte,

$$\Gamma(h^{++} \rightarrow l^+ l^+) \sim \frac{g^2}{8\pi} \frac{m_l^2 m_{h^{++}}}{m_W^2} c_\alpha^2 \left(1 - \frac{4m_l^2}{m_{h^{++}}^2}\right)^{3/2}. \quad (2.19)$$

Neste ponto, observamos a dependência desta largura de decaimentos com a massa dos léptons que compõem os estados finais, como mostra o numerador da Eq. (2.19). Portanto, em uma análise simplificada, temos que h^{++} decai quase que exclusivamente em pares dos leptóns mais pesados, ou seja, quando, $h^{++} \rightarrow \tau^+ \tau^+$.

Finalmente, na próxima seção, analisaremos estes resultados teóricos aqui expostos sob a luz dos resultados já divulgados pelo ATLAS e CMS no ano de 2013, antes do período de *shut-down*.

2.5 Análise Numérica

Neste seção, inicialmente, vamos analisar os resultados para a intensidade de sinal das colaborações ATLAS e CMS e comparar com a previsão teórica prevista para o bóson de Higgs, h_1 , do modelo RM-331. Em seguida, calcularemos os BR para o escalar neutro pesado, h_2 . Por fim, vamos analisar a decaimento do escalar duplamente carregado, h^{++} , em um cenário com léptons pesados no estado final.

2.5.1 Higgs 125 GeV @ LHC

Desde o dia 04 de julho de 2012, os físicos da área da Física das Partículas Elementares, em particular, aqueles interessados na fenomenologia do bóson de Higgs ficaram entusiasmados com a possibilidade de poder comparar os previsões teóricas dos seus modelos os resultados que por ora haviam sido apresentados pelo LHC.

Do mesmo modo que a euforia quando do anúncio da descoberta da partícula do tipo bóson de Higgs em 2012, os resultados atualizados apresentados em março de 2013, também foram bastante comemorados, uma vez que globalmente apresentavam grande concordância com o MP e contribuíram para a certificação de que esta partícula era mesmo o bóson de Higgs³. Por outro lado, estes resultados exigiam atenção particular em um determinado ponto, pois a intensidade do sinal do canal onde o bóson de Higgs decai em dois fótons ainda apresentava algum excesso quando comparado ao MP, como mostram os resultados apresentados na conferência de Moriond [42].

Este canal de decaimento em dois fótons é particularmente interessante porque muitos modelos de física de partículas, dentre eles o próprio MP, são capazes de prever, através de *loops* quânticos (ou correções radiativas) de partículas eletricamente carregadas, um acoplamento entre o bóson de Higgs e fótons no estado final, por meio da interação primeiramente entre o Higgs e as partículas carregadas e, depois, destas com os fótons do estado final.

Dentro do MP, após ser produzido, o bóson de Higgs se acopla com partículas com massa e carga elétrica (como os quarks, léptons e bósons W^\pm , por exemplo), e estas, por sua vez, fazem a conexão com os fótons que por serem partículas sem massa não poderiam acoplar-se diretamente ao Higgs. Em outros modelos, o excesso de fótons, neste decaimento, em relação à previsão teórica do MP, indica a possibilidade de existência de novas partículas massivas eletricamente carregadas, em particular, novos bósons de *gauge* com massa em torno de 1TeV são interessantes para explicar o tal excesso. No caso do modelo RM-331, por exemplo, os bósons de *gauge* V^\pm e $U^{\pm\pm}$ tornam-se fortes candidatos para fazer tal papel de "mediadores" da interação entre bóson de Higgs e fótons.

Caso este excesso seja confirmado no futuro fornecerá uma forte evidência para os modelos em que este aumento pôde ser acomodado. Dito isto, nosso objetivo aqui é investigar como o modelo RM-331 é capaz de explicar este excesso e que condições devemos impor sobre os parâmetros de ajuste, especificamente, sobre os acoplamentos entre os escalares e o valor do VEV próprio do modelo, v_χ , quando o confrontamos com os resultados das

³Doravante, abandonaremos a expressão "partícula tipo bóson de Higgs", substituindo por apenas bóson de Higgs.

colaborações ATLAS e CMS sobre os decaimentos do bóson de Higgs.

Estes dois parâmetros, que são fundamentais no nosso modelo, pois desempenham papéis importantes na análise dos resultados para o decaimento do Higgs, são: (i) a $\tan\beta$ (definida através dos acoplamentos entre os escalares) que carrega informações sobre o ângulo de mistura entre os escalares neutros do modelo que são propriamente o bóson de Higgs, h_1 , correspondente ao Higgs padrão e o escalar pesado, h_2 ; (ii) o VEV, v_χ , que representa a escala de energia onde houve a quebra espontânea da simetria do grupo 3-3-1 para o grupo de simetria correspondente ao MP. Assim o que pretende-se fazer aqui, é a variação destes parâmetros, a fim de encontrar o melhor ajuste para os resultados divulgados pelo LHC.

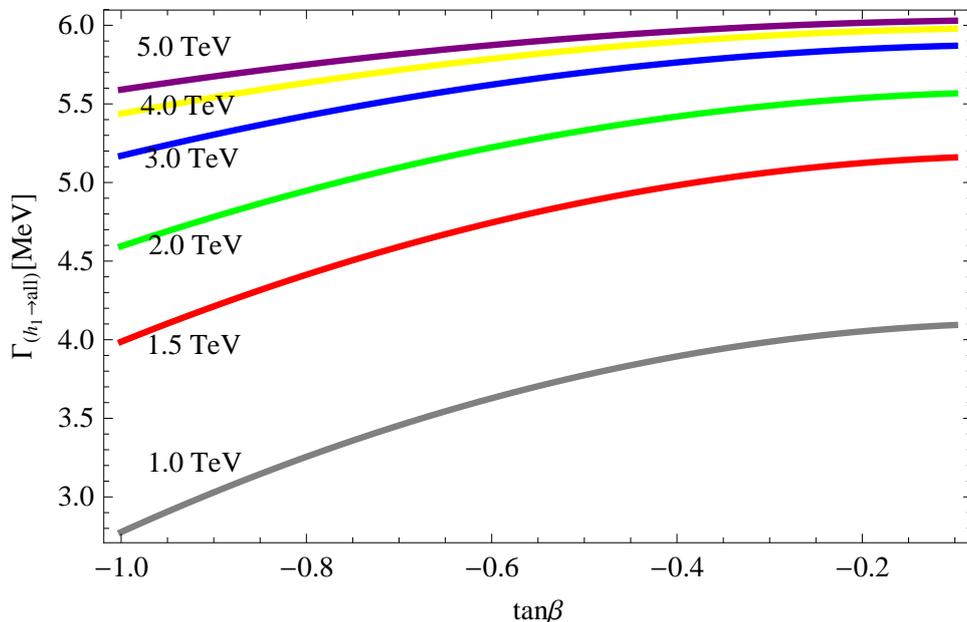


Figura 2.5: Resultado para a largura de decaimento total $\Gamma(h_1 \rightarrow all)$ no modelo RM-331 em função do ângulo de mistura escalar β , para diversos valores de v_χ .

Começaremos a interpretação dos resultados apresentando o comportamento da largura total de decaimento de h_1 como função da $\tan\beta$ para alguns valores típicos de v_χ como mostra a Figura 2.5. Embora, a largura total de decaimento não seja uma quantidade suficientemente bem medida no sentido de estabelecer algum vínculo para o modelo, ou para seus parâmetros, existem resultados de medidas atuais do LHC que estão apontando para uma largura total de decaimento $\Gamma(h \rightarrow all) \sim 6,1$ MeV [53].

Embora, naturalmente, haja sobre este valor há uma erro associado, podemos concluir, conforme a Figura 2.5, que, o modelo RM-331 é capaz de reproduzir a largura total estimada para valores v_χ a partir de 3 TeV. Contudo, é importante ressaltar que, como dito

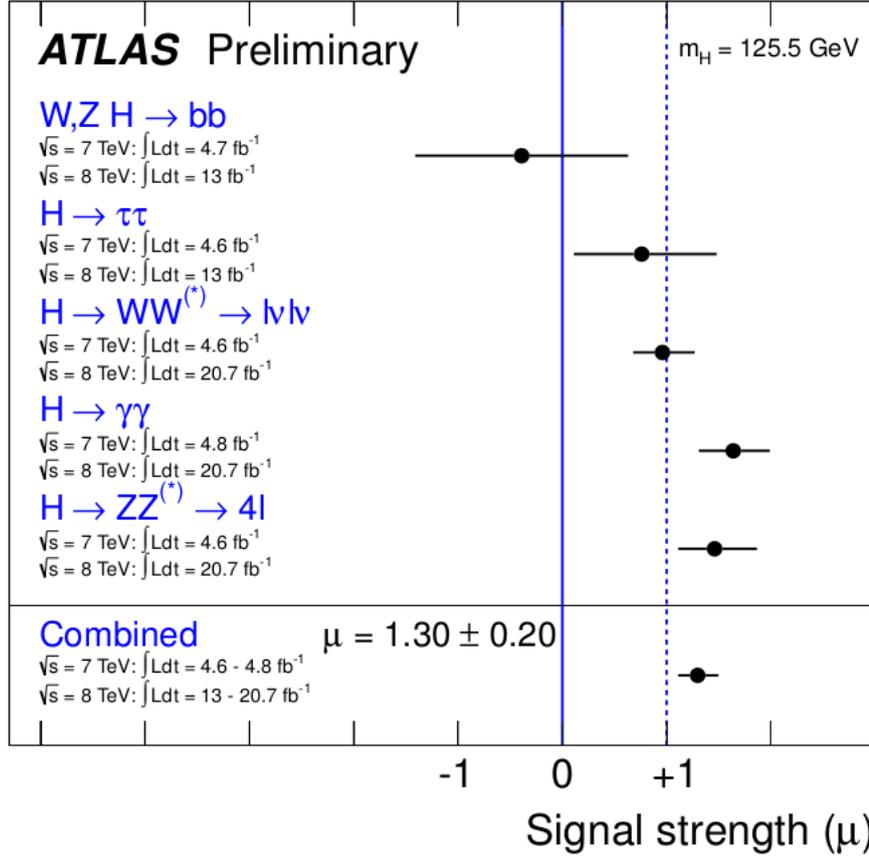


Figura 2.6: Plot da intensidade de sinal μ da análise combinada dos principais decaimentos do ATLAS, resultados de 2013. Figura retirada da Ref. [42].

anteriormente, a largura total de decaimento, não revela grandes propriedades do bóson de Higgs, salvo o próprio tempo de existência da partícula.

Então, para analisar, por exemplo, se os resultados anunciados são compatíveis com as previsões para a intensidade do acoplamento do Higgs com as partículas massivas precisamos de outras quantidades. Neste trabalho estamos interessados na análise da intensidade de sinal de cada decaimento. Assim, para levar adiante esta investigação, confrontaremos o modelo RM-331 com resultados mais precisos, que são propriamente a intensidade de sinal para os decaimentos do bóson de Higgs.

Iniciaremos a interpretação dos resultados de cada colaborações em suas análises combinadas para o canal que mais atraiu a atenção dos físicos, especificamente, falamos do canal com dois fótons no estado final, onde ambas colaborações, ATLAS e CMS, obtiveram um excesso, em relação a previsão teórica do MP. Os valores anunciados $\mu_{\gamma\gamma}^{ATLAS} = (1.60 \pm 0.30)$ para uma massa de $m_h = 125.5 \text{ GeV}$ e $\mu_{\gamma\gamma}^{CMS} = (1.55 \pm 0.45)$ para uma massa de $m_h = 125.8 \text{ GeV}$. Apesar de haver uma pequena diferença no valor da

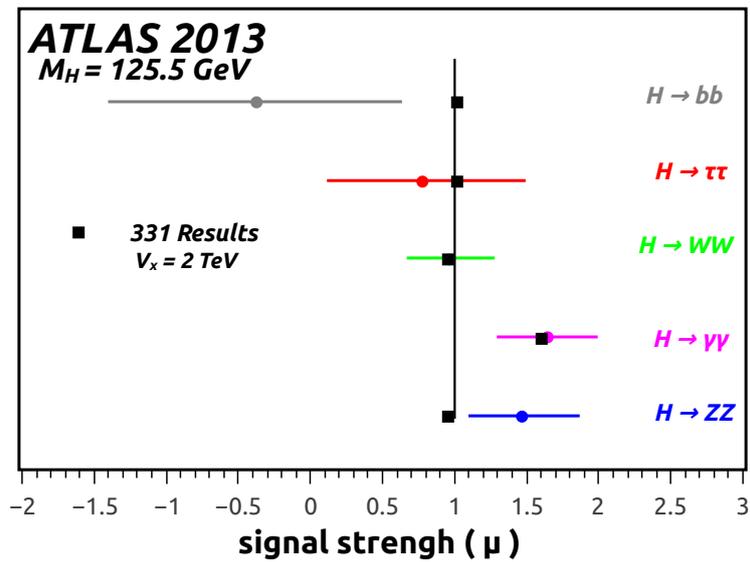
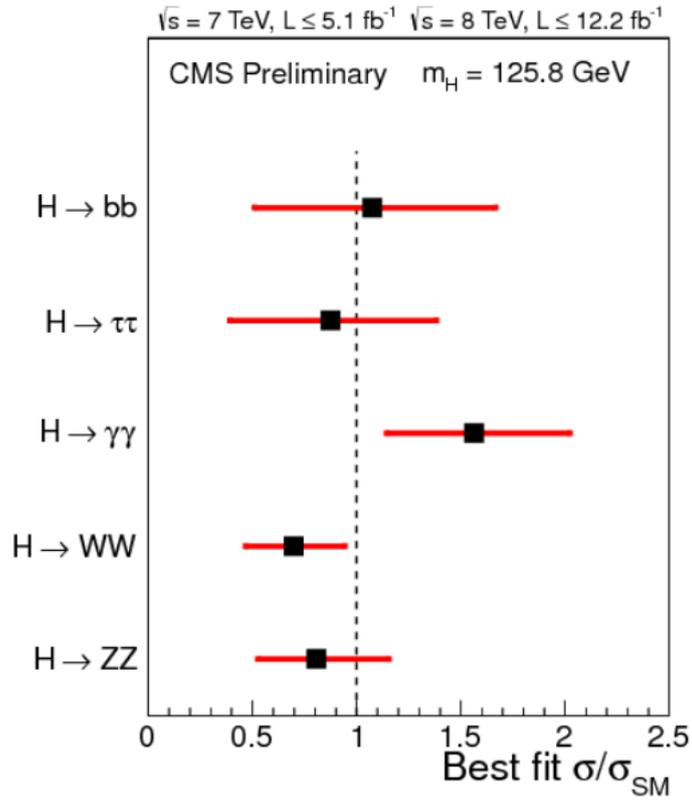


Figura 2.8: Intensidade de sinal dos principais decaimentos para $\tan\beta = -0.3227$ and $v_\chi = 2.0$ TeV. O plot compara os dados combinados do ATLAS com o modelo RM-331.

massa do Higgs para o melhor ajuste, é certo que ambas as análises combinadas concordam com o fato de haver um excesso, ainda que mais suave na análise do CMS.

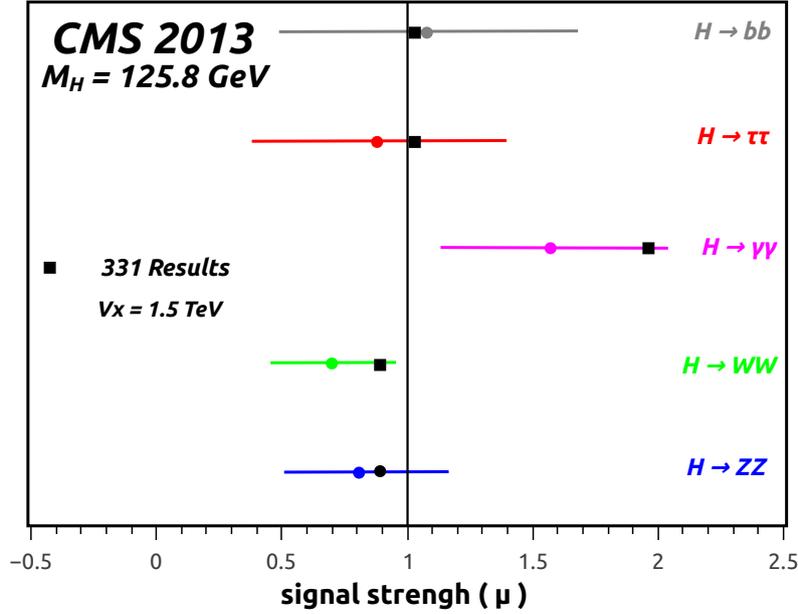


Figura 2.9: Intensidade de sinal dos principais decaimentos para $\tan\beta = -0.4476$ and $v_\chi = 1.5$ TeV. O plot compara os dados combinados do CMS com o modelo RM-331.

Em vista disto, temos o seguinte *plot* para a análise referente à colaboração ATLAS, como mostra a Figura 2.8, onde usamos o melhor ajuste da massa do Higgs, $m_{h_1} = 125.5$ GeV. Encontramos um cenário em que as outras intensidade de sinal para os demais canais também são ajustadas desde que se faça a seguinte escolha, $v_\chi \sim 2.0$ TeV e $\tan\beta = -0.3227$.

Do mesmo modo, procedemos no caso da colaboração CMS, como mostra a Figura 2.9, onde o melhor ajuste para a massa do Higgs corresponde a $m_{h_1} = 125.8$ GeV. Neste caso, encontramos um cenário de ajuste para as outras intensidade de sinal com a seguinte escolha, $v_\chi \simeq 1.5$ TeV e $\tan\beta = -0.4476$.

Além desses resultados individuais, uma análise com ajuste global foi realizada mais recentemente, incluindo aos resultados do ATLAS e CMS, os dados divulgados pelas colaborações DØ e CDF (chamamos este resultado de *Global Analyses*), como mostra a Ref. [54]. De acordo com esta análise, o excesso no canal de decaimento em dois fótons persiste. Assim, consideramos um cenário envolvendo também estes resultados, como mostra a Figura 2.11. Encontramos uma situação, onde duas escolhas diferentes de v_χ e $\tan\beta$ do modelo RM-331 são capazes de reproduzir os resultados desta análise global.

Em suma, o modelo RM-331 é capaz de fornecer um melhor ajuste para os resultados

divulgados individualmente pelas colaborações ATLAS e CMS, mas também quando se considera também os dados disponíveis das colaborações DØ e CDF. O ajuste corresponde a seguinte faixa para o ângulo de mistura escalar $\tan\beta \simeq -(0.3-0.4)$ e, a quebra de simetria 3-3-1 para o MP, no intervalo $v_\chi \sim (2.0-4.0)$ TeV, aproximadamente. Em particular, a partir da Figura 2.11, ainda nota-se que para valores mais altos de v_χ , os resultados para o bóson de Higgs, h_1 , se aproximam de um bóson de Higgs totalmente padrão.

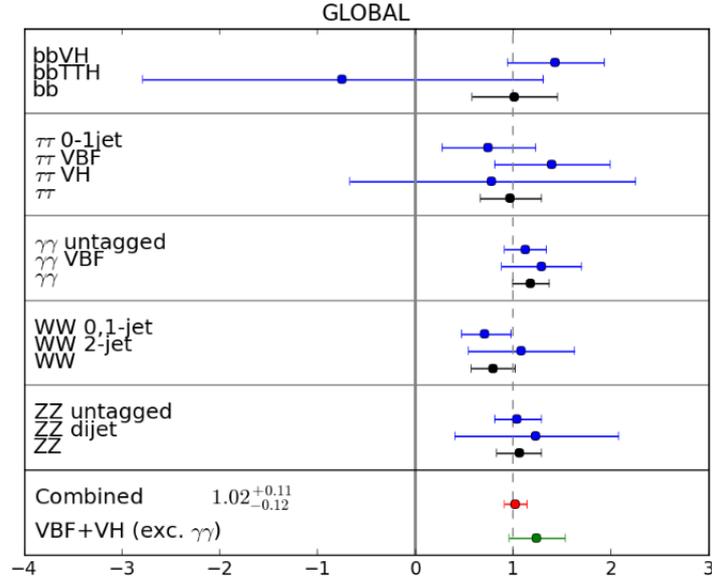


Figura 2.10: Plot da análise global da intensidade de sinal para todos os decaimentos do Higgs incluindo dados do ATLAS, CMS, DØ e CDF. Figura retirada da Ref. [55].

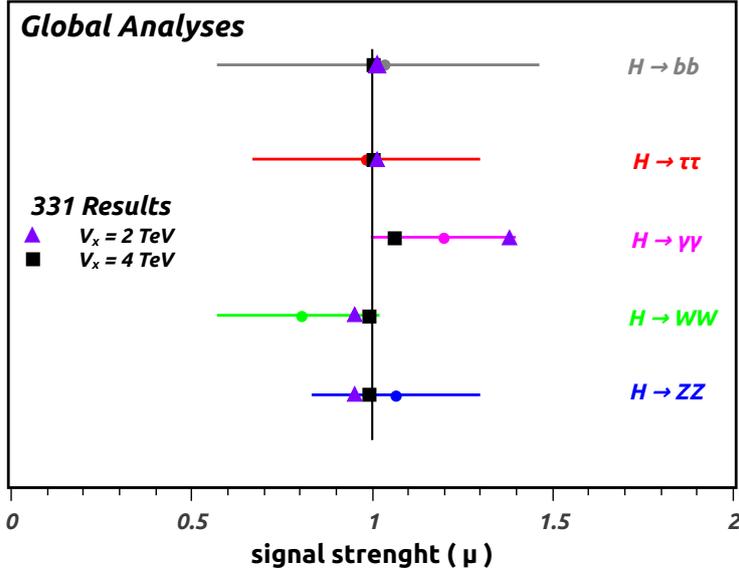


Figura 2.11: Intensidade de sinal para todos os decaimentos do Higgs no modelo RM-331. O plot compara o melhor ajuste da análise global e dois cenários dos parâmetros $\tan \beta$ e v_χ : $(-0.3227, 2.0\text{TeV})$ e $(-0.1556, 4.0\text{TeV})$, respectivamente.

2.5.2 Higgs Pesado, h_2

Continuamos a análise numérica do setor escalar do modelo RM-331 com as previsões teóricas do modelo para diferentes cenários de decaimento. Especificamente, vamos considerar diferentes valores para o VEV, v_χ , e analisar os BR para os diferentes canais, para cada escolha de v_χ .

No que diz respeito ao segundo escalar neutro, h_2 , vimos que a expressão para sua largura total de decaimento é composta pelos mesmos canais de decaimento considerados na análise do bóson de Higgs de 125 GeV, apenas ajustada pelos respectivos acoplamentos mostrados na Tabela B.2 do apêndice e acrescida do canal de decaimento em dois Higgs, $\Gamma(h_2 \rightarrow h_1 h_1)$.

Inicialmente, apresentamos os valores encontrados para a largura total de decaimento de h_2 , Γ_{h_2} , em função dos dois parâmetros de análise, $(\tan \beta, v_\chi)$. Para $(-0.3227, 2.0\text{TeV})$ e $(-0.1556, 4.0\text{TeV})$, temos que $\Gamma_{h_2} \simeq 22.4 \text{ GeV}$ e $\Gamma_{h_2} \simeq 52.7 \text{ GeV}$, respectivamente. Da mesma forma como dito em relação ao bóson de Higgs, h_1 , usaremos a largura total de decaimento para analisar os relativos valores do BR em cada canal e em diferentes situações.

A primeira situação analisada mostra os diferentes BR para o decaimento de $\Gamma(h_2)$ nos canais W^+W^- , ZZ , $h_1 h_1$, $\bar{t}t$, $\bar{b}b$ e $\tau^+\tau^-$, considerando $v_\chi = 1.0 \text{ TeV}$, como mostra a Figura 2.12. Da figura, nota-se imediatamente que o canal envolvendo o par WW no

estado final é o mais importante para a maior faixa de massa. Contudo, o resultado que merece destaque aparece logo em seguida, pois como o segundo BR mais significativo está o decaimento em h_1h_1 , que contribui com aproximadamente 20% do resultado.

Tal resultado merece destaque, pois é observado que este BR em pares de bósons de Higgs que aparece aqui como o segundo canal mais relevante, tem seu resultado suprimido em outros modelos com setor de Higgs estendido, como, por exemplo, no modelo com extensão $U(1)_{B-L}$, que prediz o $\text{BR}(h_2 \rightarrow h_1h_1)$ da ordem de 10^{-8} [56].

As Figuras 2.13 e 2.14 contêm os resultados para estes mesmos canais considerando diferentes valores para v_χ . Em particular, para $v_\chi = 3.0$ e 5.0 TeV, observamos, agora, que h_2 decai preferencialmente no par h_1h_1 , confirmando a tendência vista no primeiro caso. Este resultado surpreendente é na verdade uma consequência da dependência que o acoplamento trilinear $g_{h_2h_1h_1}$ apresenta com o valor do VEV, v_χ .

Desta forma, o ponto que deve ser ressaltado nesta análise é o fato de o escalar pesado, h_2 , do modelo RM-331 decair preferencialmente em um par de bósons de Higgs com o $\text{BR}(h_2 \rightarrow h_1h_1) \geq 90\%$, para $v_\chi \geq 3.0$ TeV, superando os canais de decaimento em pares de bósons de *gauge*, WW e ZZ , que aparecem depois, em segundo e terceiro lugares, respectivamente. Esta peculiaridade do modelo RM-331 imprime uma assinatura característica que poderá ser explorada com o retorno do LHC, em 2015, após o *shut-down*.

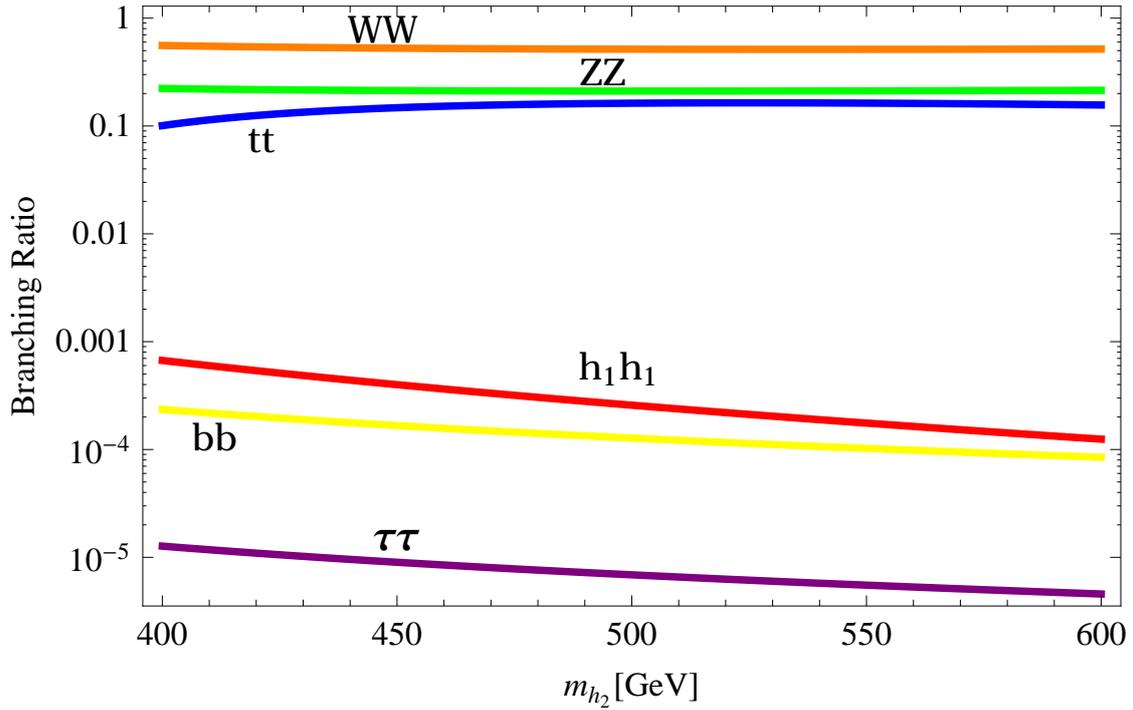


Figura 2.12: Branching Ratio de h_2 para decaimentos no modelo RM-331, para $v_\chi = 1.0$ TeV.

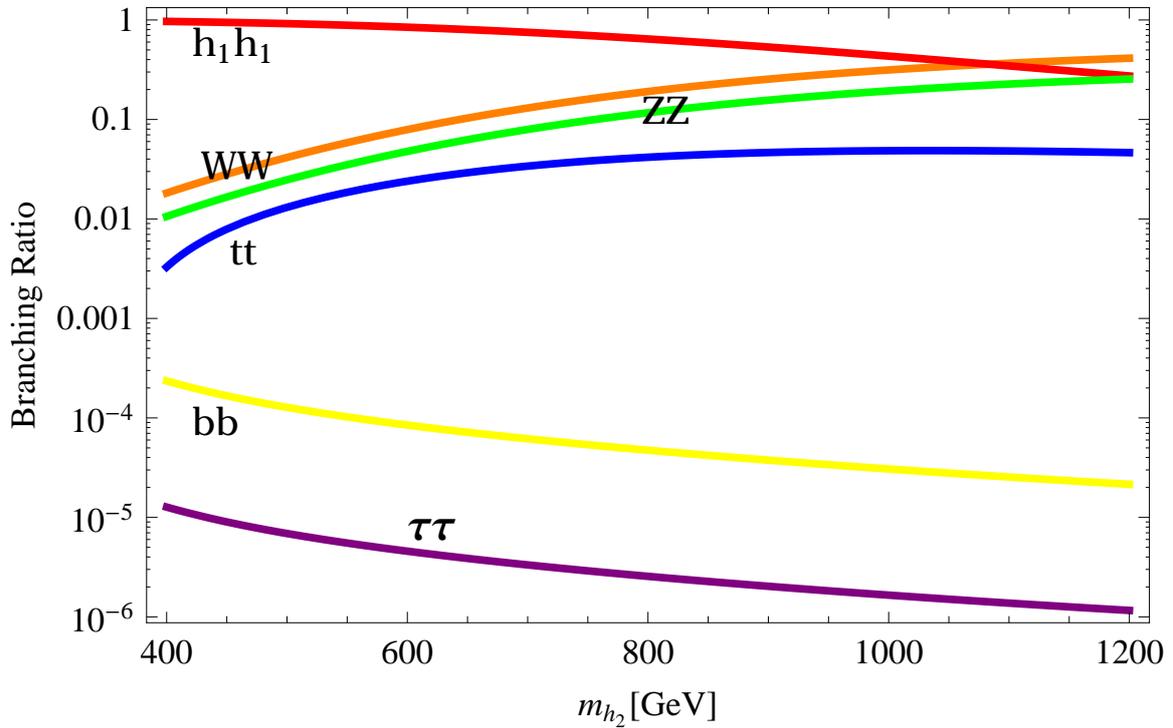


Figura 2.13: Branching Ratio de h_2 para decaimentos no modelo RM-331, para $v_\chi = 3.0$ TeV.

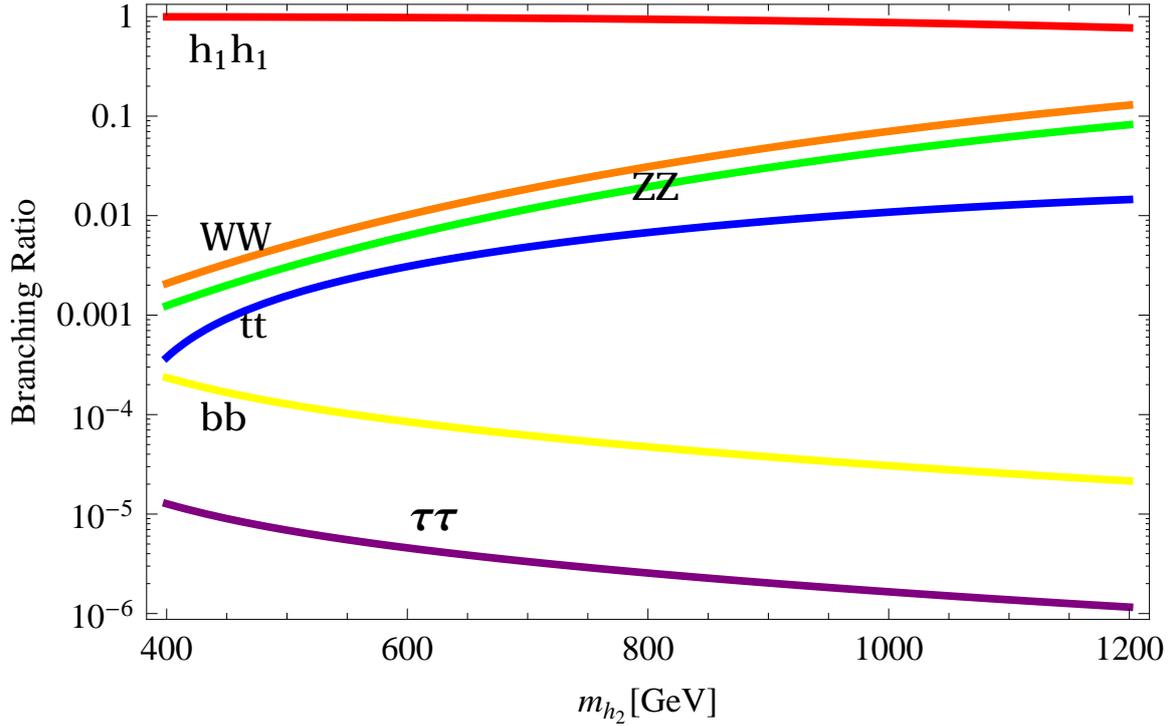


Figura 2.14: Branching Ratio de h_2 para decaimentos no modelo RM-331, para $v_\chi = 5.0$ TeV.

2.5.3 Higgs duplamente carregado, h^{++}

Para finalizar a análise numérica do setor escalar do modelo RM-331, temos que avaliar os possíveis decaimentos do escalar duplamente carregado, h^{++} .

Para tanto, analisamos a largura de decaimento em pares de léptons carregados, seguindo um *report* do LHC sobre a procura deste tipo de partícula em decaimentos exclusivos em pares de taus, i.é., com $\text{BR}(h^{++} \rightarrow \tau\tau) \sim 100\%$. Este decaimento impõe um vínculo sobre a massa destes escalares duplamente carregados, $m_{h^{++}} \geq 204$ GeV [57].

Tendo como referência este limite, nós exibimos na Figura 2.15 o decaimento $h^{++} \rightarrow \tau\tau$ para três diferentes valores de $v_\chi = 1.0, 1.5$ e 5.0 TeV. Notamos que para este decaimento, temos $\Gamma(h^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+) = (0.9 - 1.1)$ MeV, para uma região de massa onde $m_{h^{++}} = (200 - 300)$ GeV.

Desta forma, concluímos a análise escalar do modelo RM-331 e vimos que é possível ajustar os recentes resultados do LHC, que dizem respeito as intensidades de sinal de cada canal de decaimento, incluindo os decaimentos com excesso de fótons. Ainda acrescentamos que devido a presença de um segundo escalar CP-par, h_2 , mais pesado que o bóson de Higgs, o modelo possui uma assinatura especial, uma vez que seu BR de decaimento

em pares de Higgs é maior que do que se espera em outros modelos. Em última consideração, esperamos que o escalar duplamente carregado, h^{++} , possa mostrar seus sinais brevemente em um decaimento característico, em com par de taus quando o LHC retomar suas operações em 2015, após o *shut-down*.

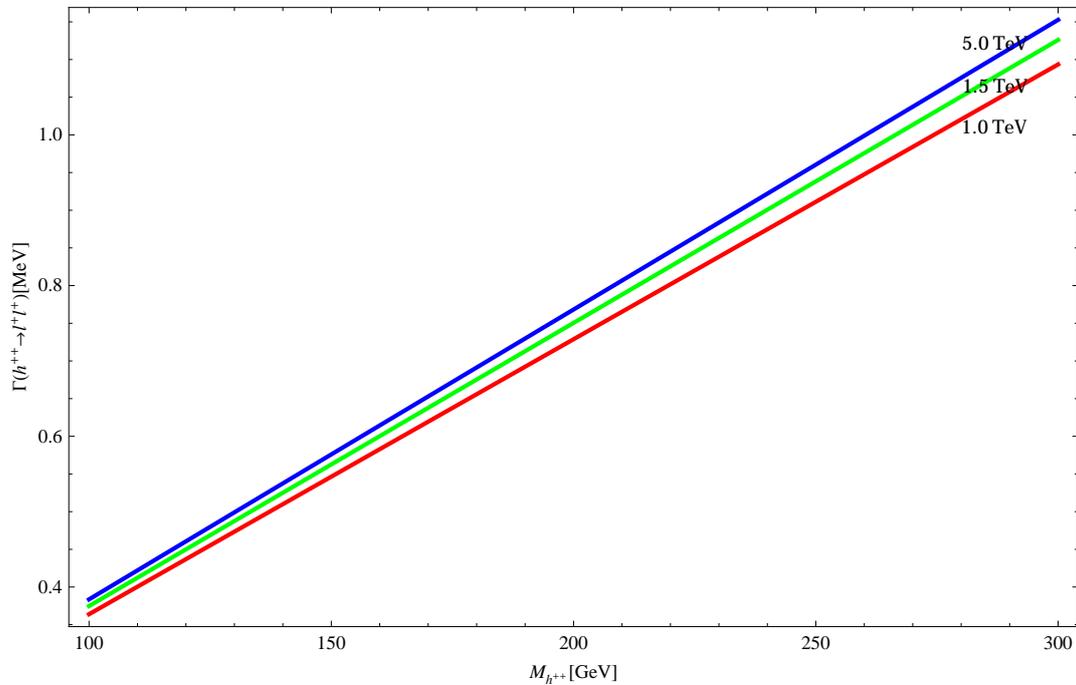


Figura 2.15: Largura total de decaimento do escalar duplamente carregado em léptons, $h^{++} \rightarrow \ell^+\ell^+$ para $v_\chi = 1.0, 1.5$ e 5.0 TeV.

2.5.4 Higgs em dois fótons - análise de 2014

Mais recentemente, já em 2014, as colaborações ATLAS e CMS publicaram uma última análise, que acreditamos ser a palavra final no decaimento em dois fótons, ao menos em relação a primeira etapa de funcionamento do LHC.

O artigo da colaboração CMS, de julho de 2014, confirmou que de fato há uma tendência de queda no valor da intensidade de sinal, contudo seu resultado, $\mu_{\gamma\gamma}^{CMS} = 1.14_{-0.23}^{+0.26}$, para um bóson de Higgs, de massa igual a $124.70 \pm 0.34 GeV$, ainda apresenta um excesso em relação à previsão teórica do MP. Esta tendência de queda no valor do excesso da intensidade de sinal da colaboração CMS pode ser vista na Ref. [58].

Pouco tempo depois, em setembro passado, a colaboração ATLAS publicou seus resultados para este mesmo processo obtendo a intensidade de sinal $\mu_{\gamma\gamma}^{ATLAS} = 1.17 \pm 0.27$, para um bóson de Higgs, de massa igual a $125.4 \pm 0.4 GeV$, também mantendo o valor central da sua medida acima da previsão teórica. Os resultados mais recentes para a colaboração ATLAS estão na Ref. [59].

Ambos os resultados acima são controversos, pois, dentro da barra de erros, ainda mantém a aberta a questão sobre o decaimento, $h \rightarrow \gamma\gamma$, uma vez que ao mesmo tempo que podem apontar um grande excesso no número de fótons, são capazes de recuperar um resultado puramente padrão ou ainda, mais surpreendentemente, invocar um novo cenário onde invés de excesso, tem-se uma falta de fótons em relação ao previsto teoricamente. Contudo este enigma só será resolvido finalmente a partir de novas análises a serem divulgadas somente com retorno do LHC em 2015.

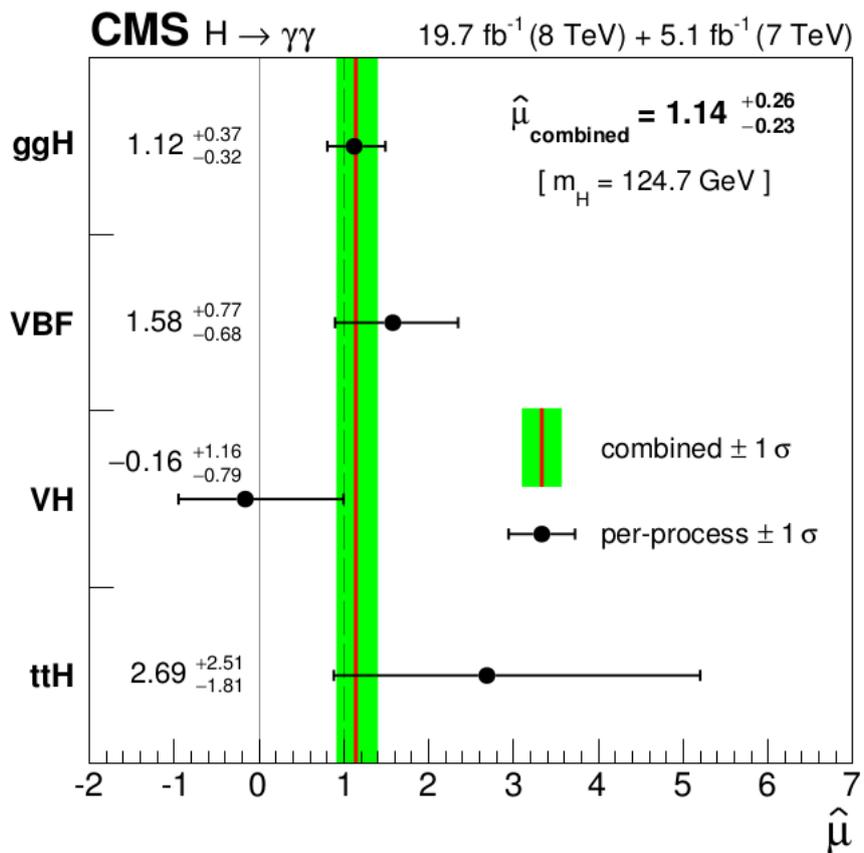


Figura 2.16: Intensidade de sinal para o decaimento do Higgs em dois fótons para diferentes processos de produção. Resultado de 2014 da colaboração CMS, retirado da Ref. [58].

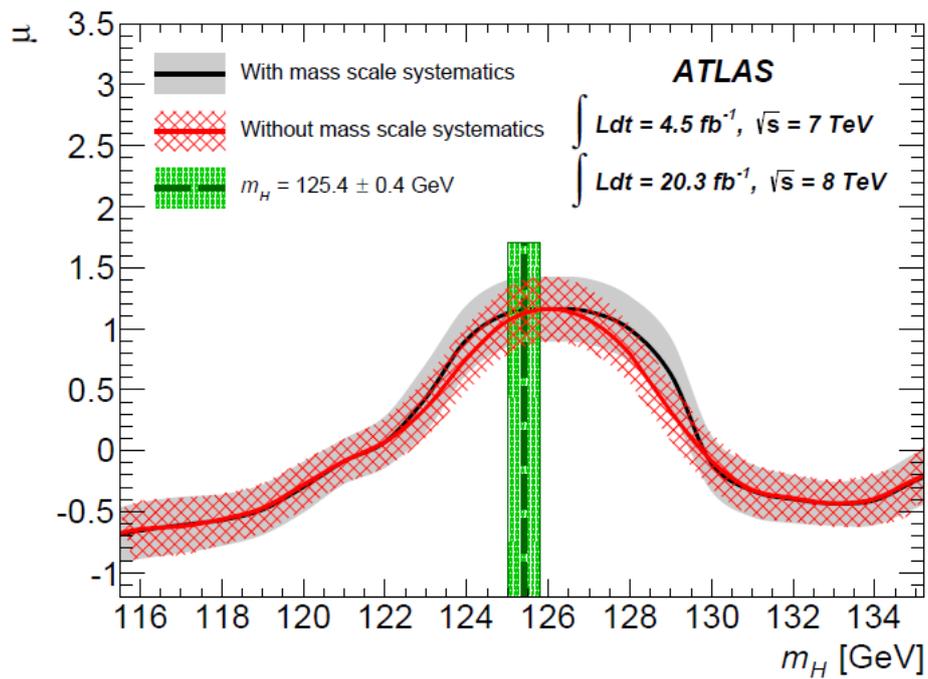


Figura 2.17: Análise combinada para a intensidade de sinal para o decaimento do Higgs em dois fótons em função da massa do Higgs. Resultado de 2014 da colaboração ATLAS, retirado da Ref. [59].

Capítulo 3

Neutrinos Massivos

Nos últimos anos, muito progresso foi observado na Física dos Neutrinos, em particular, através dos experimentos com neutrinos solares, atmosféricos e de reatores, que forneceram resultados concretos para o fenômeno da oscilação de sabores para os neutrinos de mão-esquerda, sugerindo assim a existência de massa não nulas para estas partículas que interagem apenas por meio da interação fraca.

Os dados experimentais sobre o fenômeno da oscilação de sabores implicam ainda a existência de três neutrinos, (ν_1, ν_2, ν_3) , que são autoestados de massa que se misturam, criando os autoestados de sabor, $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$, também conhecidos como autoestados de interação. Experimentalmente, ainda teve-se acesso aos valores absolutos para a diferença entre os quadrados das massas e para os ângulos de mistura entre estes neutrinos.

Por outro lado, algumas questões fundamentais permanecem abertas, sem resposta, como a própria origem das massas dos neutrinos, uma vez que os neutrinos do Modelo Padrão (MP) são partículas sem massa, por construção. Sendo assim, de maneira pertinente, pode-se questionar qual a natureza da interação (mecanismo) que dá origem à estas massas, senão o mecanismo de Higgs?

Ainda em relação às massas, pode-se questionar qual o valor absoluto para a massa dos neutrinos e qual a natureza destas partículas massivas, isto é, são os neutrinos partículas de Dirac ou Majorana? Esta questão deve ser respondida com o progresso na busca pelo decaimento beta duplo sem neutrinos.

Outras questões como o problema da violação CP no setor leptônico, a possível existência de processos com violação de sabor leptônico (LFV, do inglês *lepton flavor violation*), que modificaria a composição da matriz PMNS¹, que tem, hoje, sua estrutura devida a

¹Matriz PMNS, de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata, é a matriz que parametriza a mistura entre os

mistura dos neutrinos, sendo diagonal para os léptons carregados. Outras informações advindas do estudo da Cosmologia do Universo primitivo envolvem a possível oscilação não apenas entre os sabores, mas também entre neutrinos-antineutrinos, sugerindo assim uma possível fonte para a assimetria entre matéria e antimatéria no universo.

Neste capítulo, inicialmente, revisaremos como podem ser gerados termos de massa para os neutrinos em uma extensão mínima do MP, no chamado mecanismo *seesaw* do tipo I, que adiciona neutrinos de mão-direita ν_R ao conteúdo leptônico padrão e a partir de uma lagrangiana ainda invariante por transformações de *gauge* gera os pequenos, mas não nulos termos de massa para neutrinos.

O termo de massa gerado via mecanismo *seesaw* do tipo I tem uma expressão do tipo $m_\nu \sim \frac{v^2}{M}$, onde M é uma escala de energia associada à massa dos neutrinos de mão-direita e v é o valor esperado no vácuo (VEV) das teorias na escala eletrofraca, como o próprio MP. Assim, para se gerar neutrinos ativos com massa na escala de eV, dois caminhos são possíveis: a primeira possibilidade requer $M \sim 10^{16}$ GeV, mas que torna inviável a detecção destes neutrinos nos aceleradores de energia na escala dos TeV's; outro caminho possível fixa o valor de M em uma escala de energia, por exemplo $M \sim \text{TeV}$, mas requer o uso de constantes de acoplamentos não naturais (um ajuste fino) para o fixar o valor da massa dos neutrinos na escala de eV.

Uma vez que os dois caminhos apontados no parágrafo anterior apresentam alternativas não interessantes tanto do ponto de vista teórico quanto experimental, veremos como implementar um mecanismo *seesaw* realizável na escala dos TeV's, no contexto da versão Mínima Reduzida do Modelo 3-3-1 (RM-331). Para isso, utilizamos um método que combina os mecanismos *seesaw* do tipo I, já com os neutrinos de mão-direita ν_R , e o mecanismo *seesaw* do tipo II, que estende o conteúdo escalar do MP, mas que, neste caso, já é uma propriedade intrínseca do modelo RM-331.

Como resultado, obtemos uma maior supressão no termo de massa para os neutrinos, cuja expressão varia com o parâmetro de massa dos neutrinos de mão direita de acordo com a expressão, $m_\nu \sim \frac{f^2 v^2 v_\chi^2}{M^5}$, onde v_χ é o VEV do modelo RM-331 e f é um parâmetro de massa do modelo que pode ter valor em uma escala baixa de energia, isto é, $f \sim 1$ GeV.

Neste último caso, graças ao fator de supressão M^5 no denominador da expressão para a massa dos neutrinos, o mecanismo é capaz de fornecer a massa dos neutrinos na escala de eV usando um valor para a escala de energia M da ordem de unidades de TeV's dentro

léptons.

da faixa de atuação do LHC. Com isso, a junção dos mecanismo *seesaw* do tipo I e tipo II no contexto do modelo RM-331 apresenta-se capaz de gerar a massa dos neutrinos na escala de eV usando a escala de energia do LHC e sem a necessidade de um ajuste fino nas constantes de acoplamento de Yukawa.

3.1 Mecanismo Seesaw numa Extensão Mínima do Modelo Padrão

Com o objetivo de se gerar termos de massa para os neutrinos, a menor extensão ao MP, mantendo sua estrutura de *gauge* e renormalizabilidade, é feita através da adição de neutrinos singletos de mão-direita, ν_R , ao conteúdo leptônico padrão. Este modelo, referenciado frequentemente como νSM tem os seguinte campos leptônicos²,

$$L_l = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L \sim (1, 3, 0), \quad \nu_R \sim (1, 1, 0), \quad (3.1)$$

Segundo este conteúdo de matéria, a lagrangiana de Yukawa que pode ser escrita para o modelo é dada por,

$$\mathcal{L}_{\text{yuk}} = \kappa_\nu \bar{L}_l \phi_c \nu_R + \frac{M}{2} \bar{\nu}_R^c \nu_R + H.c., \quad (3.2)$$

onde o escalar ϕ_c é um dubleto de Higgs construído a partir de ϕ que se transforma de maneira idêntica ao original, mas com hipercarga fraca de sinal oposto, i.é, $Y(\phi_c) = -1$.

Com esta propriedade especial, este campo escalar, ϕ , também é capaz de fornecer massa para a componente superior do dubleto L_l (um processo semelhante àquele que faz no MP quando se deseja escrever termos de massa para os quarks do tipo up). Neste caso, o método é aplicado aos neutrinos, que são as componentes de isospin $+1/2$ do dubleto de léptons. Assim, após a quebra espontânea de simetria (QES), o campo ϕ pode ser representado de acordo com,

$$\phi_c = i\tau_2 \phi^* = \begin{pmatrix} \phi_0 \\ -\phi^- \end{pmatrix} \xrightarrow{QES} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + H \\ 0 \end{pmatrix},$$

onde τ_2 é a matriz de Pauli.

Quando o campo escalar ϕ desenvolve um valor esperado no vácuo (VEV) diferente

²Obviamente, o modelo ainda possui léptons carregados singletos de mão-direita, (e_R, μ_R, τ_R) , como o próprio MP, mas que não são relevantes aqui para a demonstração do mecanismo.

de zero, digamos v_1 , o primeiro termo da lagrangiana supraescrita, Eq.(3.2), que envolve os neutrinos de mão-esquerda, oriundos do dubleto L_l , gera um termo de massa de Dirac juntamente com o neutrino de mão-direita ν_R , acrescido nesta extensão, assim temos a seguinte lagrangiana de massa,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{yuk}} &= \kappa_\nu \frac{v_1}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_L \nu_R + \frac{M}{2} \bar{\nu}_R^c \nu_R \\
&= m \bar{\nu}_L \nu_R + \frac{M}{2} \bar{\nu}_R^c \nu_R \\
&= \frac{m}{2} \bar{\nu}_L \nu_R + \frac{m}{2} \nu_L^c \bar{\nu}_R + \frac{M}{2} \bar{\nu}_R^c \nu_R,
\end{aligned} \tag{3.3}$$

onde $m = \frac{\kappa_\nu v_1}{\sqrt{2}}$ é um termo de massa que combina o neutrino de componente de mão-esquerda com o neutrino de mão-direita adicionado ao modelo. Assim, pode se dizer que este é um termo de massa híbrido, nesse caso, um termo de Dirac-Majorana. Na última linha, foi usando o fato que para partículas de Majorana, pode-se usar a seguinte identidade $\bar{\nu}_L \nu_R = \nu_L^c \bar{\nu}_R$.

Por fim, a partir da lagrangiana da Eq. (3.3), é possível reescrever os termos de Yukawa capazes de gerar os termos de massa para os neutrinos numa forma matricial. Para tanto agrupamos os neutrinos em um vetor coluna, formando a seguinte base $\nu = (\nu_L, \nu_R^c)^T$,

$$\mathcal{L}_{\text{yuk}} = \frac{1}{2} \bar{\nu}^c M_\nu \nu + H.c., \tag{3.4}$$

onde,

$$M_\nu = \begin{pmatrix} 0 & m \\ m & M \end{pmatrix}, \tag{3.5}$$

sendo m a massa do termo Dirac-Majorana e M a massa do termo de Majorana.

Com efeito, o mecanismo *seesaw* do tipo I consiste na diagonalização desta matriz que gera os seguintes autovalores para os autoestados de massa do neutrinos,

$$\lambda_\pm = \frac{M \pm \sqrt{M^2 - 4m^2}}{2},$$

no caso particular, onde $m \ll M$, isto é, o valor do termo de massa de Dirac (que tem seu valor na escala eletrofraca) é muito menor que a massa M associada aos neutrinos de mão-direita de Majorana, temos os seguintes autovalores,

$$m_{\nu_L} \approx \frac{\kappa_\nu v_1^2}{M} \quad \text{e} \quad m_{\nu_R} \approx M, \quad (3.6)$$

onde m_{ν_L} e m_{ν_R} representam os neutrinos leves e pesados, respectivamente.

Se um dos autovalores aumenta, o outro diminui e vice-versa. Esta é a origem do nome mecanismo *seesaw*, que, em tradução livre do inglês, poderia ser nomeado *mecanismo gangorra*.

O mecanismo *seesaw* do tipo I fornece uma explicação para a origem das pequenas massas dos neutrinos ativos através da existência de neutrinos de mão-direita com valores de massa muito acima da escala eletrofraca, que podem estar, inclusive, relacionados as Teorias de Grande Unificação (GUT, do inglês *Grand Unified Theories*). Contudo, conforme apresentado na introdução do capítulo, o mecanismo carece de uma possível assinatura experimental, isto é, uma evidência, um processo testável, por exemplo no LHC, que confirme a existência dos neutrinos pesados de mão direita. O resultado acima é a reprodução do mecanismo *seesaw* canônico, ou mecanismo *seesaw* do tipo I, como mostra a Ref. [60].

3.2 Mecanismo Seesaw no Modelo RM-331

Neste secção veremos como o mecanismo *seesaw* pode ser realizado no contexto do modelo RM-331. Assim como no exemplo anterior, o conteúdo leptônico deve ser minimamente estendido adicionando-se três novos neutrinos singletos de mão-dereita, ν_R (um para cada família), assim o conteúdo de matéria leptônica relevante para a demonstração do mecanismo passa a ser,

$$f_L = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \\ l^c \end{pmatrix}_L \sim (1, 3, 0), \quad \nu_{aR} \sim (1, 1, 0), \quad (3.7)$$

onde $a = 1, 2, 3$, e os números entre parenteses referem-se as transformações sob o grupo de simetria $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$.

Vimos no capítulo 1 que o conteúdo escalar mínimo necessário para garantir o correto padrão da QES é do modelo 3-3-1 para o MP é composto por somente dois tripleto escalares,

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho^+ \\ \rho^0 \\ \rho^{++} \end{pmatrix} \sim (1, 3, 1), \quad \chi = \begin{pmatrix} \chi^- \\ \chi^{--} \\ \chi^0 \end{pmatrix} \sim (1, 3, -1). \quad (3.8)$$

Contudo, a proposta deste capítulo é aplicar uma combinação dos mecanismos *seesaw* do tipo I e II, devemos estender o conteúdo escalar adicionando outros escalares ϕ e σ , tripleto e singleto, sob as transformações do grupo $SU(3)_L$, respectivamente.

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^0 \\ \phi_1^- \\ \phi_2^+ \end{pmatrix} \sim (1, 3, 0), \quad \sigma \sim (1, 1, 0). \quad (3.9)$$

Mais adiante, veremos que os parâmetros de massa μ_ϕ e μ_σ , dos escalares ϕ e σ , respectivamente, devem ser dominantes no potencial escalar sobre os termos de ρ and χ para gerarmos um mecanismo de geração de massa *à la seesaw* do tipo II.

É importante afirmar que a inclusão destes novos escalares, ϕ e σ , não altera o valor das massas dos bósons de *gauge* do MP, como já mostrado no capítulo 1. Agora, devemos contudo fixar o VEV da escala eletrofraca através do seguinte vínculo $(v_\rho^2 + v_\phi^2) = 246^2 GeV^2$.

Devemos evitar operadores efetivos indesejáveis, pois estes poderiam fornecer altos valores de massas para os neutrinos, desse modo, faz-se necessário o uso de uma simetria discreta Z_4 , onde os campos transformar-se-iam da seguinte forma,

$$\begin{aligned} \rho &\rightarrow w^3 \rho, \quad \chi \rightarrow w^3 \chi, \quad \phi \rightarrow w^2 \phi, \quad \sigma \rightarrow w^2 \sigma, \\ \nu_{aR} &\rightarrow w^3 \nu_{aR}, \quad u_{aR} \rightarrow w^3 u_{aR}, \quad d_{aR} \rightarrow w^2 d_{aR}, \\ f_{aL} &\rightarrow w f_{aL} \quad Q_1 \rightarrow w Q_1, \quad J_1 \rightarrow w^2 J_1, \quad J_i \rightarrow w^3 J_i, \end{aligned} \quad (3.10)$$

onde $w = e^{i\frac{\pi}{2}}$, $i = 2, 3$ enquanto $a = 1, 2, 3$.

Os termos de massa na lagrangiana de Yukawa devem conservar número leptônico. O que, neste caso, impõe a condição de que o escalar singleto σ seja um bilépton, ou seja, $L(\sigma) = -2$ onde L é o número leptônico deste escalar.

Respeitando-se a simetria Z_4 e o vínculo sobre a carga leptônica de ϕ , os termos de massa para neutrinos podem ser gerados somente a partir das interações de Yukawa abaixo,

$$\mathcal{L} = Y \bar{f}_L \phi \nu_R + \frac{Y'}{2} \sigma \bar{\nu}_R^c \nu_R + H.c. \quad (3.11)$$

onde Y e Y' são as matrizes 3×3 dos acoplamentos de Yukawa que, neste caso, servirão de ajuste à massa dos neutrinos.

Supondo que todas as componentes neutras dos campos escalares ϕ^0 , σ , ρ^0 e χ^0 desenvolvam VEV da seguinte maneira,

$$\langle \phi^0 \rangle = \frac{v_\phi}{\sqrt{2}}, \quad \langle \sigma \rangle = \frac{v_\sigma}{\sqrt{2}}, \quad \langle \rho^0 \rangle = \frac{v_\rho}{\sqrt{2}}, \quad \langle \chi^0 \rangle = \frac{v_\chi}{\sqrt{2}}. \quad (3.12)$$

$$(3.13)$$

Em particular, quando ambos os campos, ϕ e σ , desenvolvem VEV diferente de zero, os neutrinos adquirirão termos de massa de Dirac e Majorana,

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = \frac{Y v_\phi}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_L \nu_R + \frac{1}{2} \frac{Y' v_\sigma}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_R^c \nu_R + H.c. \quad (3.14)$$

Nota-se que com a QES a simetria de conservação do número leptônico é a quebrada espontaneamente e, com isto, os termos de massa de Dirac e Majorana gerados acima podem ser escritos de maneira conveniente na base $\nu = (\nu_L, \nu_R^c)$ da seguinte forma,

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = \frac{1}{2} \bar{\nu}^c M_\nu \nu + H.c., \quad (3.15)$$

onde,

$$M_\nu = \begin{pmatrix} 0 & M_D \\ M_D^T & M_R \end{pmatrix}, \quad (3.16)$$

sendo a massa de Dirac $M_D = \frac{Y v_\phi}{\sqrt{2}}$ e a massa de Majorana $M_R = \frac{Y' v_\sigma}{\sqrt{2}}$.

No caso particular, quando os autovalores do termo M_R são muito maiores que os elementos de M_D , obtêm-se, depois da diagonalização da matriz M_ν , as seguintes expressões para as massas de neutrinos de componentes de mão-esquerda e mão direita são, respectivamente,

$$m_{\nu_l} \approx M_D^T M_R^{-1} M_D, \quad m_{\nu_R} \approx M_R. \quad (3.17)$$

O resultado derivado acima é a reprodução do mecanismo *seesaw* canônico, ou mecanismo *seesaw* do tipo I no conteúdo de matéria do modelo RM-331.

No cálculo acima, a matriz de massa M_R foi considerada diagonal e degenerada. Em termos práticos, isto significa que $M_R = MI$, onde I é a matriz identidade e $M = \frac{Y' v_\sigma}{\sqrt{2}}$.

O valor para a massa dos neutrinos de mão-esquerda, de acordo com a Eq. (3.17) tem a seguinte expressão,

$$m_{\nu_l} \approx \frac{v_\phi^2}{M}, \quad (3.18)$$

assim, para o correto ajuste do valor da massa dos neutrinos temos duas possibilidades: a primeira requer $M \sim 10^{16}$ GeV, mas o que torna inviável a detecção destes neutrinos nos aceleradores de energia na escala dos TeV's; outra alternativa toma o valor de M fixo em certa escala de energia, por exemplo, $M \sim \text{TeV}$, e reduz o valor de v_ϕ^2 para ajustar o valor da massa dos neutrinos na escala de eV.

Um valor suprimido para o VEV de v_ϕ pode ser obtido através de um tipo de mecanismo *seesaw* do tipo II como desenvolvido por W. Grimus na Ref. [61]. Para reduzir o VEV considera-se o potencial escalar invariante sobre as transformações de *gauge* de $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$ e também invariante sob a simetria Z_4 , como mostrado na Eq. (3.10),

$$\begin{aligned} V(\phi, \rho, \chi, \sigma) = & \mu_\phi^2 \phi^\dagger \phi + \mu_\rho^2 \rho^\dagger \rho + \mu_\chi^2 \chi^\dagger \chi + \mu_\sigma^2 \sigma^* \sigma \\ & + \lambda_1 (\phi^\dagger \phi)^2 + \lambda_2 (\rho^\dagger \rho)^2 + \lambda_3 (\chi^\dagger \chi)^2 + \lambda_4 (\sigma^* \sigma)^2 \\ & + \lambda_5 (\phi^\dagger \phi)(\rho^\dagger \rho) + \lambda_6 (\phi^\dagger \phi)(\chi^\dagger \chi) + \lambda_7 (\rho^\dagger \rho)(\chi^\dagger \chi) \\ & + \lambda_8 (\rho^\dagger \phi)(\phi^\dagger \rho) + \lambda_9 (\chi^\dagger \phi)(\phi^\dagger \chi) + \lambda_{10} (\rho^\dagger \chi)(\chi^\dagger \rho) \\ & + \lambda_{11} (\phi^\dagger \phi)(\sigma^* \sigma) + \lambda_{12} (\phi^\dagger \phi)(\sigma^* \sigma) + \lambda_{13} (\chi^\dagger \chi)(\sigma^* \sigma) \\ & - \frac{f}{\sqrt{2}} \epsilon^{ijk} \phi_i \rho_j \chi_k + H.c., \end{aligned} \quad (3.19)$$

onde f é um parâmetro livre com dimensão de massa

A fim de minimizar o potencial, vamos supor os seguintes deslocamentos nas componentes neutras dos campos escalares,

$$\phi^0, \rho^0, \chi^0, \sigma^0 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (v_{\phi, \rho, \chi, \sigma} + R_{\phi, \rho, \chi, \sigma} + iI_{\phi, \rho, \chi, \sigma}). \quad (3.20)$$

Com a condição de satisfazer a escolha de VEV's adotada acima, obtém-se o seguinte conjunto de equações de vínculo,

$$\begin{aligned}
v_\phi(\mu_\phi^2 + \lambda_1 v_\phi^2 + \frac{1}{2}\lambda_5 v_\rho^2 + \frac{1}{2}\lambda_6 v_\chi^2 + \frac{1}{2}\lambda_{11} v_\sigma^2) - \frac{1}{2}f v_\rho v_\chi &= 0, \\
v_\rho(\mu_\rho^2 + \lambda_2 v_\rho^2 + \frac{1}{2}\lambda_5 v_\phi^2 + \frac{1}{2}\lambda_7 v_\chi^2 + \frac{1}{2}\lambda_{12} v_\sigma^2) - \frac{1}{2}f v_\phi v_\chi &= 0, \\
v_\chi(\mu_\chi^2 + \lambda_3 v_\chi^2 + \frac{1}{2}\lambda_6 v_\phi^2 + \frac{1}{2}\lambda_7 v_\rho^2 + \frac{1}{2}\lambda_{13} v_\sigma^2) - \frac{1}{2}f v_\phi v_\rho &= 0, \\
\mu_\sigma^2 + \lambda_4 v_\sigma^2 + \frac{1}{2}\lambda_{11} v_\phi^2 + \frac{1}{2}\lambda_{12} v_\rho^2 + \frac{1}{2}\lambda_{13} v_\chi^2 &= 0.
\end{aligned} \tag{3.21}$$

Das equações de vínculo acima, a primeira é a de maior interesse, pois proporciona a condição desejada para v_ϕ . Como dito anteriormente, a escala máxima de energia neste modelo está em torno de $M \approx 5$ TeV. Vale a pena lembrar que esta é a maior escalar de energia onde ainda é possível um regime usando teoria de perturbação.

Este valor de escala de energia está associado ao termo de massa do campo escalar ϕ e como o termo μ_ϕ é dominante no parênteses no primeira relação do conjunto de equações de vínculo, como mostra a Eq. (3.21), temos aqui a ideia principal do mecanismo, que supõe a seguinte condição,

$$v_\phi \mu_\phi^2 \approx \frac{1}{2} f v_\rho v_\chi. \tag{3.22}$$

Os termos entre parêntesis da primeira equação do conjunto de equações de vínculo que são dependentes dos acoplamentos λ 's foram desprezados na expressão acima, pois como mostrado no apêndice D essas constantes têm valores sempre menor que um, sendo, portanto, desprezíveis quando comparadas com o termo em μ_ϕ^2 .

Ademais, temos ainda, por construção, que $\mu_\phi \approx M$, assim o resultado obtido para a supressão do VEV de v_ϕ pode ser escrito como,

$$v_\phi = \frac{f v_\rho v_\chi}{2M^2}, \tag{3.23}$$

assim tem-se a supressão do VEV do escalar ϕ , responsável por gerar a massa dos neutrinos de mão-esquerda. Este processo de supressão do VEV é característico do mecanismo *seesaw* do tipo II.

Substituindo o resultado acima para v_ϕ na Eq. (3.17) obtém-se a seguinte expressão para a massa dos neutrinos de mão-esquerda,

$$m_{\nu_l} = \frac{\sqrt{2}}{8} Y^T Y \frac{f^2 v_\rho^2 v_\chi^2}{M^5}. \tag{3.24}$$

Neste ponto, apresenta-se o principal resultado deste trabalho: sabendo que a escala

de massa M deve respeitar a maior escala de energia acessível para o modelo, que neste caso é da ordem de algumas unidades de TeV's, ainda é possível ajustar a massa dos neutrinos leves na escala de eV graças a supressão pela quinta potência de M no denominador da expressão para a massa dos neutrinos, como mostra a Eq. (3.24).

Para exemplificar esta situação, note que para valores razoáveis dos parâmetros do modelo, isto é, para $f = 1$ GeV, $v_\rho = 246$ GeV, $v_\chi = 10^3$ GeV e $M = 5 \times 10^3$ GeV, obtém-se a seguinte expressão,

$$m_{\nu_l} = 3.4Y^TY eV, \quad (3.25)$$

cujo valor para a massa dos neutrino ativos, de mão-esquerda, tem ordem de grandeza na escala eV.

As entradas das matrizes Y são os acoplamentos de Yukawa, que ajustam os valores das massas dos três neutrinos e que, por questões de estética da teoria são sempre menores que uma unidade, pois não é desejado que uma constante de acoplamento adimensional altere a ordem de grandeza do valor medido nos experimentos.

Assim, como um exemplo ilustrativo, pode-ser considerar a matriz Y simétrica e supor o seguinte conjunto de possíveis valores para suas entradas,

$$\begin{aligned} y_{11} &= 0.0181, & y_{12} &= y_{21} = 0.00350, & y_{13} &= y_{31} = -0.0276, \\ y_{22} &= -0.0448, & y_{23} &= y_{32} = -0.0767, & y_{33} &= -0.0394, \end{aligned} \quad (3.26)$$

que implicam na seguinte textura para a matriz de massa m_{ν_l} ,

$$m_{\nu_l} = \begin{pmatrix} 0.003745 & 0.00688 & 0.001086 \\ 0.00688 & 0.02687 & 0.02163 \\ 0.001086 & 0.02163 & 0.02787 \end{pmatrix} eV. \quad (3.27)$$

A diagonalização desta matriz implica os seguintes valores de massa para os neutrinos de mão-esquerda,

$$\begin{aligned} m_1 &= 5.7 \times 10^{-5} eV, \\ m_2 &= 8.7 \times 10^{-3} eV, \\ m_3 &= 5.0 \times 10^{-2} eV, \end{aligned}$$

que satisfazem a seguinte diferença nos quadrados das massa, Δm_{ij}^2 , que é um parâmetro

oriundo de medidas de oscilação de sabor,

$$\Delta m_{21}^2 \equiv m_2^2 - m_1^2 = 7.6 \times 10^{-5} eV^2, \quad (3.28)$$

$$\Delta m_{31}^2 \equiv m_3^2 - m_1^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2. \quad (3.29)$$

A matriz de mistura U_{PMNS} que diagonaliza a matriz de massa m_{ν_i} acima tem como entradas a seguinte textura,

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 0.803 & 0.583 & 0.122 \\ -0.485 & 0.521 & 0.702 \\ 0.346 & -0.623 & 0.702 \end{pmatrix}, \quad (3.30)$$

que implica nos seguintes ângulos de mistura $\theta_{12} = 36^\circ$, $\theta_{23} = 45^\circ$ e $\theta_{13} = 7^\circ$.

Estes são os ângulos de mistura que, em conjunto com as diferenças nos quadrados das massa, explicam os parâmetros de oscilação de neutrinos solares [62] e atmosféricos [63] e também o resultado mais recente, que é o angulo θ_{13} [64], medido a partir de neutrinos de reatores, nos experimentos RENO e DAYA-BAY.

3.3 Interações de Neutrinos Massivos

A mistura entre os neutrinos de mão-esquerda e de mão-direita é expressa pela matriz $V = M_D M_R^{-1}$. Deste modo, os neutrinos de mão-esquerda compõem a interação via corrente leptônica carregada do MP são agora uma superposição de seis neutrinos, $(\hat{\nu}_L, N_L)$, que, em primeira ordem em $M_D M_R^{-1}$ podem ser escritos como,

$$\nu_L \approx U_{PMNS} \hat{\nu}_L + V N_L. \quad (3.31)$$

Então a corrente carregada na base física é dada por,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{CC} &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{f}_{aL} \gamma^\mu \nu_{aL} W_\mu^- + H.c. \\ &\approx -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{f}_{aL} \gamma^\mu (U_{PMNS} \hat{\nu}_{aL} + V N_{aL}) W_\mu^- + H.c. \end{aligned} \quad (3.32)$$

Como suposto, os neutrinos de mão-direita têm massa em torno de alguns TeV's, por isso é importante checar se contribuem para os processos com violação de sabor leptônico e se respeitam os vínculo atuais destes processos.

O vínculo mais restritivo destes processos de LFV é aquele envolvendo o processo $\mu \rightarrow e\gamma$ cujo limite superior atual para sua *Branching Ratio*³ (BR) é $BR(\mu \rightarrow e\gamma) < 4.9 \times 10^{-11}$ [4].

Tomando as considerações ditas acima sobre mistura de neutrinos, o BR para processo $\mu \rightarrow e\gamma$ dentro do modelo RM-331 é dado por Ref. [65],

$$BR(\mu \rightarrow e\gamma) \approx \frac{\alpha_W^3 \sin^2(\theta_W) m_\mu^5}{256\pi^2 m_W^4 \Gamma_\mu} \times |(VV^T)_{21} I(\frac{m_{\nu_R}^2}{m_W^2})|^2, \quad (3.33)$$

onde

$$I(x) = -\frac{2x^3 + 5x^2 - x}{4(1-x)^3} - \frac{3x^3 \ln x}{2(1-x)^4}. \quad (3.34)$$

No BR acima $\alpha_W = \frac{g^2}{4\pi}$, onde g é a constante de acoplamento fraca, θ_W é o ângulo de Weinberg, m_μ é a massa do muon, m_W é a massa do W^\pm , Γ_μ é a largura total de decaimento do múon. Os valores precisos destes parâmetros podem ser extraídos do PDG [4]. Por fim, utilizando os valores obtidos anteriormente para M_D e M_R , obtém-se o seguinte valor para $BR(\mu \rightarrow e\gamma)$,

$$BR(\mu \rightarrow e\gamma) \approx 1.9 \times 10^{-26}, \quad (3.35)$$

valor este que respeita os vínculos atuais, mas infelizmente é tão pequeno que está fora da faixa de sensibilidade dos futuros experimentos com neutrinos, que vão sondar processo com BR da ordem de 10^{-18} [66].

Em outras palavras, embora o mecanismo *seesaw* desenvolvido neste capítulo seja capaz de fornecer uma expressão para a massa dos neutrinos ativos (neutrinos de mão-esquerda) na escala $m_{\nu_L} \sim 1 \text{ eV}$, a partir da inclusão de neutrinos estéreis (neutrinos de mão-direita) com massa aproximada de $m_{\nu_R} \sim 5 \text{ TeV}$, a mistura entre estes neutrinos é tão suprimida que leva à uma situação análoga aquela do mecanismo canônico, no que diz respeito ao seu poder de ser testado experimentalmente. Vale ressaltar que este resultado deve permanecer o mesmo para qualquer conjunto de valores dos acoplamentos de Yukawa, Y , uma vez que estes não diferem significativamente da ordem de grandeza daqueles que foram utilizados neste exemplo ilustrativo.

³Como dito no capítulo anterior, a expressão *branching ratio* tem equivalente português *Razão de Ramificação*, contudo preferimos manter o nome inglês.

3.4 Futuro da Física de Neutrinos

A Física de Neutrinos continua sendo uma área excitante de se estudar não apenas pelos resultados já obtidos, mas também pelas questões que ainda permanecem sem resposta, mas que deverão ser brevemente sondadas pelos próximos experimentos em aceleradores ou em novos detectores.

Sob o ponto de vista teórico, ainda existem questões fundamentais no que concerne especificamente a origem massa dos neutrinos, por exemplo, pode-se citar como a principal questão em aberto a natureza do processo (ou mecanismo) que leve à geração das massas, bem como a determinação de seus valores absolutos. Por outro lado, experimentalmente, espera-se respostas para problemas como, por exemplo, a determinação da natureza da massa (Dirac ou Majorana); e a resolução no ordenamento da hierarquia (normal ou invertida) dos três autoestados de massa.

Em associação com a Cosmologia, a Física de Partículas ainda questiona qual papel os neutrinos desempenharam na evolução do universo primitivo, por exemplo em um processo de leptogênese? E o caminho para se estudar esta intrigante questão é através de processo com violação de CP (carga-paridade) nas interações fracas, como na oscilação de sabores dos neutrinos. Mais ainda, se de fato existir a violação CP, qual seu valor ou ainda como estaria relacionada a violação CP no setor dos quarks?

Assim, questiona-se especificamente se os neutrinos teriam feito a interconexão entre matéria e anti-matéria no início do universo, através de oscilações (de sabor) entre neutrinos e anti-neutrinos, isto é, pode o processo $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$ explicar a assimetria de matéria existente no universo atual.

De modo a oferecer respostas para estas e outras questões, o futuro da Física dos Neutrinos pode ser estudado a partir de um experimento composto de uma fonte de alta intensidade gerada a partir de aceleradores de prótons e o uso de dois detectores, um deles instalado proximalmente a fonte de neutrinos e o outro após uma grande distância (*baseline*) que permita a obtenção de dados com ótima sensibilidade para a verificação de violação CP e a distinção do ordenamento das massas, como através do já projetado LBNE (do inglês *Long-baseline Neutrino Experiment*), um laboratório dos EUA que deve ter sua fonte de neutrinos no Fermilab, em Illinois, e seu detector distante na mina de Homestake, em South Dakota, a uma distância de aproximadamente 1300 Km.

Sendo assim o LBNE tem três dos seus objetivos principais listados a seguir [68]:

(i) o detector de neutrinos localizado proxivamente ao acelerador de prótons vai possibilitar a detecção de neutrinos produzidos e também fornecer medidas com alta precisão dos parâmetros envolvidos no fenômeno da oscilação de sabores, aumentando a sensibilidade na detecção de qualquer assimetria entre matéria e anti-matéria; bem como explorar o potencial de um feixe de alta energia como fonte de nova física;

(ii) através de um grande detector criogênico subterrâneo feito de Argônio 40 distante 1300 Km da fonte, o LBNE poderá estudar com precisão a estabilidade da matéria e, em especial, verificar processos que levem ao decaimento do próton, sendo uma fonte única de resultados para teorias de grande unificação;

(iii) obter informações a partir da observação do intenso fluxo de neutrinos a partir da explosão de supernovas da nossa galáxia, em uma oportunidade rara de estudar a formação de uma estrela de nêutrons e potencialmente testemunhar o nascimento de um buraco negro.

Conclusões

Iniciamos esta tese revisitando o artigo original sobre o Modelo 3-3-1 Mínimo Reduzido (RM-331), onde mostramos sua estrutura de *gauge*, estabelecida pelo grupo de simetria $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$, e seu conteúdo de matéria leptônica, composto por um tripleto de férmions que contém, além do neutrino e seu lépton carregado, um segundo lépton que representa a conjugação de carga do respectivo lépton da família. No setor dos quarks, o cancelamento de anomalias exigiu uma das famílias na representação tripleto de $SU(3)_L$ e outras duas na representação anti-tripletto. No setor escalar, o conteúdo é reduzido à apenas dois tripletos, ρ e χ , que são capazes de engendrar os corretos padrões de quebra espontânea de simetria, primeiramente para o grupo correspondente ao Modelo Padrão (MP), $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, e, depois, para o grupo de simetria da eletrodinâmica quântica, $U(1)_{QED}$, que garante a conservação da carga elétrica.

Foco principal deste trabalho, os escalares físicos do modelo foram analisados com particular interesse no escalar neutro mais leve, que com sua massa ajustada em 125 GeV e suas interações *à la Standard Model*, o torna altamente compatível com o bóson de Higgs padrão, (h). Adicionalmente, o modelo ainda possui um escalar neutro pesado com valor de massa proporcional ao valor esperado no vácuo (VEV) da escala de quebra da simetria 3-3-1 para o MP, neste caso associado ao campo escalar χ , sendo um importante personagem na fenomenologia na faixa de energia dos TeV. Por fim, consideramos a presença de um escalar duplamente carregado, oriundo das componentes dos campos escalares assim carregadas, e que desenvolve importante papel quando consideramos o decaimento do bóson de Higgs em dois fótons que é induzido pelo *loop* de partículas carregadas.

Feita a apresentação do modelo RM-331, em seguida, no capítulo 2, estudamos no contexto do modelo RM-331 os resultados para a intensidade de sinal para os cinco canais de decaimentos mais significativos que foram divulgados pelas colaborações ATLAS e CMS, do LHC. Para estes canais, a saber $h \rightarrow \bar{b}b$, $h \rightarrow \tau^+\tau^-$, $h \rightarrow W^+W^-$, $h \rightarrow ZZ$ e $h \rightarrow \gamma\gamma$, fizemos o ajuste dos parâmetros do modelo RM-331 aos resultados divulgados individualmente por cada colaboração e também para uma análise global, segundo um artigo de J. Ellis [54], que considera também os limites impostos pelo Tevatron. Nesta

análise global, encontramos que o melhor ajuste para os resultados quando se considera uma escala de energia intermediária para o modelo, isto é, na faixa entre 2.0 – 4.0 TeV, um resultado que foi mostrado na Ref. [47].

Ainda no contexto do modelo RM-331, fizemos uma análise considerando os possíveis decaimentos do segundo escalar neutro no modelo, o bóson de Higgs pesado. Como principal resultado obtivemos que para uma escala de energia em torno de 3.0 TeV, este escalar pesado decai no bóson de Higgs de 125 GeV, com um *branching ratio* superior a 90%. Completando a fenomenologia dos escalares do modelo, observamos que o escalar duplamente carregado decai no par de léptons mais pesados, segundo o processo $h^{++} \rightarrow \tau^+\tau^+$, com largura de decaimento de 1 MeV para uma massa em torno de 300 GeV.

No setor dos neutrinos, mostramos no capítulo 3 que o modelo RM-331 pode ser estendido através de adição de um singleto e um tripleto de escalares de modo a possibilitar a combinação dos mecanismos *seesaw* do tipo I e II. Sendo assim, é possível obter neutrinos leves de mão-esquerda com massa na escala de eV, a partir de uma escala de energia de 5 TeV associada à massa dos neutrinos de mão-direita, conforme estudado na Ref. [48].

De fato, os resultados exibidos nesta tese apresentam grande concordância com os dados experimentais mais recentes, sobretudo aqueles do LHC que dizem respeito ao bóson de Higgs e seus decaimentos, contudo com o reinício das operações do LHC, agora no ano de 2015, após o *shut-down*, novos resultados deverão surgir e, com isso, os dados poderão ser atualizados ou até modificados, em um processo natural na evolução do conhecimento científico. Especificamente, poderemos presenciar a descoberta de mais uma partícula elementar, que pode ser um outro bóson de Higgs, que pode ter massa superior a 125 GeV, privilegiando este trabalho.

No que concerne aos neutrinos massivos, a combinação dos mecanismos *seesaw* do tipo I e II para a geração da massa apresentada nesta tese aparece como uma ótima alternativa ao mecanismo *seesaw* canônico, especialmente quando se deseja sua realização em "baixas"escalas de energia (neste contexto, diz-se que a energia é baixa quando comparada às escalas onde tipicamente o mecanismo clássico realizar-se-ia). Todavia ainda não demonstra ser a palavra final no que diz respeito à geração das massas, pois sua assinatura estudada (um processo com troca de sabor leptônica) ainda tem um *branching ratio* muito abaixo dos limites experimentais.

Mas, ainda assim, da mesma forma que setor de Higgs, a área da Física dos Neutrinos está entrando em uma nova era, agora com o projeto do LBNE, que será um experimento do tipo *long-baseline*, pretendendo aprofundar os estudos de oscilação de sabor, sondar a

estabilidade da matéria e a dinâmica de supernovas, possibilitando também a investigação da origem da massa destas partículas que ocupam a fronteira de intensidade.

Certamente, o que podemos afirmar é que estamos entrando uma nova era da Física onde tanto a descoberta do bóson de Higgs padrão quanto a evolução da Física dos Neutrinos poderão nos guiar neste novo caminho a ser percorrido e com novos paradigmas a serem criados; e quebrados. Assim podemos dizer que mesmo após a descoberta do bóson de Higgs, em 2012, e o progresso da Física de Neutrinos, o futuro da área da Física das Partículas Elementares ainda será longo e promissor, contrariando aqueles que erroneamente, mais uma vez, pensaram no fim da Física.

Apêndice A

Interações entre Quarks e Escalares no Modelo RM-331

Após a quebra espontânea de simetria, a matriz de massa para os quarks do tipo up é dada na base $u = (u_1, u_2, u_3)$ por,

$$M^u = \begin{pmatrix} \lambda_{11}^u \frac{v_\rho v_\chi}{2\Lambda} & \lambda_{12}^u \frac{v_\rho v_\chi}{2\Lambda} & \lambda_{13}^u \frac{v_\rho v_\chi}{2\Lambda} \\ -\lambda_{21}^u \frac{v_\rho}{\sqrt{2}} & -\lambda_{22}^u \frac{v_\rho}{\sqrt{2}} & -\lambda_{23}^u \frac{v_\rho}{\sqrt{2}} \\ -\lambda_{31}^u \frac{v_\rho}{\sqrt{2}} & -\lambda_{32}^u \frac{v_\rho}{\sqrt{2}} & -\lambda_{33}^u \frac{v_\rho}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (\text{A.1})$$

enquanto a matriz de massa para os quarks do tipo $down$ aparecem na base $d = (d_1, d_2, d_3)$,

$$M^d = \begin{pmatrix} \lambda_{11}^d \frac{v_\rho}{\sqrt{2}} & \lambda_{12}^d \frac{v_\rho}{\sqrt{2}} & \lambda_{13}^d \frac{v_\rho}{\sqrt{2}} \\ \lambda_{21}^d \frac{v_\rho v_\chi}{2\Lambda} & \lambda_{22}^d \frac{v_\rho v_\chi}{2\Lambda} & \lambda_{23}^d \frac{v_\rho v_\chi}{2\Lambda} \\ \lambda_{31}^d \frac{v_\rho v_\chi}{2\Lambda} & \lambda_{32}^d \frac{v_\rho v_\chi}{2\Lambda} & \lambda_{33}^d \frac{v_\rho v_\chi}{2\Lambda} \end{pmatrix}, \quad (\text{A.2})$$

As interações entre os escalares neutros, bósons de Higgs (h_1) e escalar pesado (h_2) com os quarks em seus autoestados de sabor (interação) são,

$$\mathcal{L} = \bar{u}_L \Gamma_1^u u_R h_1 + \bar{u}_L \Gamma_2^u u_R h_2 + \bar{d}_L \Gamma_1^d d_R h_1 + \bar{d}_L \Gamma_2^d d_R h_2 + h.c., \quad (\text{A.3})$$

onde,

$$\begin{aligned} \Gamma_1^u &= \frac{M^u}{v_\rho} c_\beta - s_\beta F^u, & \Gamma_1^d &= \frac{M^d}{v_\rho} c_\beta - s_\beta F^d, \\ \Gamma_2^u &= \frac{M^u}{v_\rho} s_\beta + c_\beta F^u, & \Gamma_2^d &= \frac{M^d}{v_\rho} s_\beta + c_\beta F^d. \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

com,

$$F^u = \begin{pmatrix} \lambda_{11}^u \frac{v_\rho}{2\Lambda} & \lambda_{12}^u \frac{v_\rho}{2\Lambda} & \lambda_{13}^u \frac{v_\rho}{2\Lambda} \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \text{ e}$$

$$F^d = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \lambda_{21}^d \frac{v_\rho}{2\Lambda} & \lambda_{22}^d \frac{v_\rho}{2\Lambda} & \lambda_{23}^d \frac{v_\rho}{2\Lambda} \\ \lambda_{31}^d \frac{v_\rho}{2\Lambda} & \lambda_{32}^d \frac{v_\rho}{2\Lambda} & \lambda_{33}^d \frac{v_\rho}{2\Lambda} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.5})$$

No caso em que $\Gamma^{u,d} \propto M^{u,d}$, ambas matrizes podem ser diagonalizadas simultaneamente evitando troca de sabor na corrente neutra (FCNC, do inglês *flavour changing neutral currents*) mediado pelo escalar do tipo bóson de Higgs, h_1 . Caso contrário, o bóson de Higgs deveria mediar os processos FCNC, pois as três famílias não estão na mesma representação, como requerido para haver cancelamento de anomalias do tipo triângulo. De qualquer modo, mas sem perda de generalidade, não levaremos em conta estes processos FCNC, pois consideraremos ambas matrizes $M^{u,d}$ e $\Gamma^{u,d}$ diagonais. Supondo estas condições, as interações entre os quarks e os escalares físico serão representadas nas Tabelas B.1 e B.2, para $q' = u, s, b$ e $q = d, c, t$, respectivamente.

Apêndice B

Interações dos Escalares Neutros h_1, h_2 no Modelo RM-331

Tabela B.1: Interações do escalar tipo bóson de Higgs (h_1).

Interações	Acoplamentos
$\bar{l}lh_1$	$\frac{m_l}{v_\rho} \left(c_\beta - \frac{v_\rho}{v_\chi} s_\beta \right)$
$\bar{q}qh_1$	$\frac{m_q}{v_\rho} c_\beta$
$\bar{q}'q'h_1$	$\frac{m'_q}{v_\rho} \left(c_\beta - \frac{v_\rho}{v_\chi} s_\beta \right)$
$W^+W^-h_1$	$\frac{1}{2}g^2v_\rho c_\beta$
ZZh_1	$\frac{1}{4}g^2v_\rho \sec^2_{\theta_W} c_\beta$
$V^+V^-h_1$	$-\frac{1}{2}g^2v_\chi s_\beta$
$U^{++}U^{--}h_1$	$\frac{1}{2}g^2v_\rho \left(c_\beta - \frac{v_\chi}{v_\rho} s_\beta \right)$
$h^{++}h^{--}h_1$	$\lambda_4 v_\rho \left(c_\beta - \frac{v_\chi}{v_\rho} s_\beta \right)$

Tabela B.2: Interações do escalar pesado (h_2).

Interações	Acoplamentos
$\bar{l}lh_2$	$\frac{m_l}{v_\rho} \left(s_\beta + \frac{v_\rho}{v_\chi} c_\beta \right)$
$\bar{q}qh_2$	$\frac{m'_q}{v_\rho} s_\beta$
$\bar{q}'q'h_2$	$\frac{m'_q}{v_\rho} \left(s_\beta + \frac{v_\rho}{v_\chi} c_\beta \right)$
$W^+W^-h_2$	$\frac{1}{2}g^2v_\rho s_\beta$
ZZh_2	$\frac{1}{4}g^2v_\rho \sec^2_{\theta_W} s_\beta$
$V^+V^-h_2$	$\frac{1}{2}g^2v_\chi c_\beta$
$U^{++}U^{--}h_2$	$\frac{1}{2}g^2v_\rho \left(s_\beta + \frac{v_\chi}{v_\rho} c_\beta \right)$
$h^{++}h^{--}h_2$	$\lambda_4 v_\rho \left(s_\beta + \frac{v_\chi}{v_\rho} c_\beta \right)$

Apêndice C

Massa dos Férmiões do Mecanismo Seesaw no Modelo RM-331

Neste apêndice, vamos checar se as escolhas de VEV's, agora para um setor scalar mais amplo com a presença do tripleto adicional, ϕ , são, de fato, boas escolhas para se gerar as massas dos quarks com seus valores corretos. Para isto, lembramos que o setor de quarks é composto originalmente por [24],

$$\begin{aligned}
 Q_{1L} &= \begin{pmatrix} u_1 \\ d_1 \\ J_1 \end{pmatrix}_L \sim (3, 3, +\frac{2}{3}) \quad , \quad Q_{iL} = \begin{pmatrix} d_i \\ -u_i \\ J_i \end{pmatrix}_L \sim (3, 3^*, -\frac{1}{3}), \\
 u_{iR} &\sim (3, 1, +\frac{2}{3}); \quad d_{iR} \sim (3, 1, -\frac{1}{3}); \quad J_{iR} \sim (3, 1, -\frac{4}{3}), \\
 u_{1R} &\sim (3, 1, +\frac{2}{3}); \quad d_{1R} \sim (3, 1, -\frac{1}{3}); \quad J_{1R} \sim (3, 1, +\frac{5}{3}),
 \end{aligned} \tag{C.1}$$

com $i = 2, 3$.

Agora, com a presença do tripleto ϕ , as interações de Yukawa presentes no capítulo 1 entre os escalares e quarks são acrescidas de termos proporcional a ϕ e ϕ^* ,

$$\begin{aligned}
 &\lambda_{11}^J \bar{Q}_{1L} \chi J_{1R} + \lambda_{ijL}^J \bar{Q}_{iL} \chi^* J_{jR} + \\
 &\lambda_{1a}^d \bar{Q}_{1L} \rho d_{aR} + \lambda_{iaL}^d \bar{Q}_{iL} \phi^* d_{aR} + \\
 &\lambda_{1a}^u \bar{Q}_{1L} \phi u_{aR} + \lambda_{iaL}^u \bar{Q}_{iL} \rho^* u_{aR} + H.c. ,
 \end{aligned} \tag{C.2}$$

onde $i, j = 2, 3$ e $a = 1, 2, 3$.

Devemos nos certificar que o espectro de escalares usado aqui, onde um dos campos escalares desenvolve um pequeno VEV, v_ϕ , é capaz de fornecer os corretos valores para os

autoestados de massa dos quarks. Felizmente, as massas dos quarks do tipo *up* e *down* têm origem no mesmo termo de Yukawa envolvendo o tripleto ϕ bem como o tripleto ρ . Isto é suficiente para garantir que o pequeno o valor de v_ϕ em conjunto com o VEV padrão v_ρ produzem a massa correta para todos os quarks.

Vamos considerar os valores para os VEV supostos no capítulo 3. Para os quarks do tipo *up*, os termos de Yukawa fornecem a seguinte matrix de massa na base (u_1, u_2, u_3) ,

$$M^u = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \lambda_{11}^u v_\phi & \lambda_{12}^u v_\phi & \lambda_{13}^u v_\phi \\ -\lambda_{21}^u v_\rho & -\lambda_{22}^u v_\rho & -\lambda_{23}^u v_\rho \\ -\lambda_{31}^u v_\rho & -\lambda_{32}^u v_\rho & -\lambda_{33}^u v_\rho \end{pmatrix}. \quad (\text{C.3})$$

Para este conjunto de acoplamentos de Yukawa,

$$\begin{aligned} \lambda_{11}^u &= 0.30, & \lambda_{12}^u &= 0.02, & \lambda_{13}^u &= 0.04; \\ \lambda_{21}^u &= -0.04, & \lambda_{22}^u &= -0.005, & \lambda_{23}^u &= -0.05; \\ \lambda_{31}^u &= 0.03, & \lambda_{32}^u &= 0.04, & \lambda_{33}^u &= -0.99, \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

nós obtemos os seguintes valores para as massas dos quarks do tipo *up*, na base de sabor.

$$m_u \approx 3.0 \text{MeV} \quad m_c \approx 1.22 \text{GeV} \quad m_t \approx 171.8 \text{GeV}.$$

Agora, para os quarks do tipo *down*, as interações de Yukawa fornecem a seguinte matrix de massa na base (d_1, d_2, d_3) ,

$$M^d = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \lambda_{11}^d v_\rho & \lambda_{12}^d v_\rho & \lambda_{13}^d v_\rho \\ \lambda_{21}^d v_\phi & \lambda_{22}^d v_\phi & \lambda_{23}^d v_\phi \\ \lambda_{31}^d v_\phi & \lambda_{32}^d v_\phi & \lambda_{33}^d v_\phi \end{pmatrix}, \quad (\text{C.5})$$

e, agora, usando este conjunto de acoplamentos de Yukawa,

$$\begin{aligned} \lambda_{11}^d &= 0.025; & \lambda_{12}^d &= 0.2; & \lambda_{13}^d &= 0.4; \\ \lambda_{21}^d &= -0.4; & \lambda_{22}^d &= -0.03; & \lambda_{23}^d &= -0.7; \\ \lambda_{31}^d &= -0.173; & \lambda_{32}^d &= -0.12; & \lambda_{33}^d &= 0.015, \end{aligned} \quad (\text{C.6})$$

obtemos as massa dos quarks do tipo *down* na base de sabor ou interação,

$$m_d \approx 4.9 \text{MeV} \quad m_c \approx 101 \text{MeV} \quad m_t \approx 4.24 \text{GeV}.$$

Da mesma forma que foi visto na capítulo 1, as massa para os léptons eletricamente carregados continuam tendo origem no operados efetivo de dimensão 5 que respeita a conservação do número leptônico,

$$\frac{Y_\ell}{\Lambda} (\overline{L}_L^c \rho^*) (\chi^\dagger L_L) + h.c. \quad (C.7)$$

Este operador efetivo fornece a seguinte expressão para a massa dos léptons carregados $m_i \approx \frac{1}{2} Y_\ell v_\rho$, que facilmente reproduz as massas dos autoestados físicos (e, μ, τ) quando os acoplamentos de Yukawa são aqueles conhecidos do Modelo Padrão.

Apêndice D

Espectro de Escalares do Mecanismo Seesaw no Modelo RM-331

Neste apêndice, nosso interesse é checar se o potencial dado na Eq. (3.19) é estável para o conjunto de VEV's escolhidos no Capítulo. 3. Para fazer isto, consideramos o deslocamento (*shift*) na componente neutra dos campos escalares mostrado na Eq. (3.20) e também suas equações de vínculo dadas nas Eqs. (3.21).

Usando as equações de vínculo, a matriz de massa para os escalares duplamente carregados na base (χ^{++}, ρ^{++}) , tem a seguinte forma,

$$M_{H^{++}}^2 = \begin{pmatrix} \frac{fv_\phi v_\chi}{2v_\rho} + \frac{\lambda_{10}v_\chi^2}{2} & \frac{fv_\phi}{2} + \frac{\lambda_{10}v_\rho v_\chi}{2} \\ \frac{fv_\phi}{2} + \frac{\lambda_{10}v_\rho v_\chi}{2} & \frac{fv_\phi v_\rho}{2v_\chi} + \frac{\lambda_{10}v_\rho^2}{2} \end{pmatrix}, \quad (\text{D.1})$$

Os autoestados da matriz, da Eq. (D.1), serão denotados por $h_{1,2}^{++}$. Sua diagonalização fornece o seguinte espectro de massa,

$$m_{h_1^{++}}^2 = 0, \quad (\text{D.2})$$

$$m_{h_2^{++}}^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{fv_\phi v_\chi}{v_\rho} + \frac{fv_\phi v_\rho}{v_\chi} + \lambda_{10}(v_\rho^2 + v_\chi^2) \right). \quad (\text{D.3})$$

Para que a massa do escalar duplamente carregado, $m_{h_2^{++}}^2$, seja positiva definida, devemos ter $\lambda_{10} > 0$.

Para os escalares simplesmente carregados, obtemos a seguinte matriz de massa na

base $(\phi_2^+, \chi^+, \phi_1^+, \rho^+)$,

$$M_{H^+}^2 = \begin{pmatrix} \frac{fv_\rho v_\chi}{2v_\phi} + \frac{\lambda_9 v_\chi^2}{2} & \frac{fv_\rho}{2} + \frac{\lambda_9 v_\phi v_\chi}{2} & 0 & 0 \\ \frac{fv_\rho}{2} + \frac{\lambda_9 v_\phi v_\chi}{2} & \frac{fv_\phi v_\rho}{2v_\chi} + \frac{\lambda_9 v_\phi^2}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{fv_\rho v_\chi}{2v_\phi} + \frac{\lambda_8 v_\rho^2}{2} & \frac{fv_\chi}{2} + \frac{\lambda_8 v_\phi v_\rho}{2} \\ 0 & 0 & \frac{fv_\chi}{2} + \frac{\lambda_8 v_\phi v_\rho}{2} & \frac{fv_\phi v_\chi}{2v_\rho} + \frac{\lambda_8 v_\phi^2}{2} \end{pmatrix}, \quad (\text{D.4})$$

Aqui nós denotaremos os autoestados físicos como $h_{1,2,3,4}^+$. A diagonalização de $M_{H^+}^2$ fornece o seguinte espectro de massa,

$$\begin{aligned} m_{h_1^+}^2 &= 0, & m_{h_2^+}^2 &= \frac{1}{2}fv_\rho \left(\frac{v_\chi}{v_\phi} + \frac{v_\phi}{v_\chi} \right) + \frac{\lambda_9}{2}(v_\rho^2 + v_\chi^2), \\ m_{h_3^+}^2 &= 0, & m_{h_4^+}^2 &= \frac{1}{2}fv_\chi \left(\frac{v_\phi}{v_\rho} + \frac{v_\rho}{v_\phi} \right) + \frac{\lambda_8}{2}(v_\rho^2 + v_\chi^2). \end{aligned} \quad (\text{D.5})$$

Os dois bósons de Goldstone são absorvidos pelos bósons de gauge W^\pm e V^\pm . Nós vemos também que para garantir que h_2 e h_4 tenham massas positivo definidas, deve-se cumprir o vínculo $\lambda_8, \lambda_9 > 0$.

Para os escalares de CP-ímpar, consideramos a base $(I_{\phi^0}, I_{\rho^0}, I_{\chi^0}, I_{\sigma^0})$, onde nós obtemos o seguinte espectro de massa,

$$M_{I^0}^2 = \frac{f}{4} \begin{pmatrix} \frac{v_\rho v_\chi}{v_\phi} & v_\chi & v_\rho & 0 \\ v_\chi & \frac{v_\phi v_\chi}{v_\rho} & v_\phi & 0 \\ v_\rho & v_\phi & \frac{v_\phi v_\rho}{v_\chi} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{D.6})$$

Denotaremos os autoestados da matriz da Eq. (D.6) como $g_{1,2,3,4}^0$. Assim, o espectro de massa para os pseudo-escalares, ou escalares, de CP-ímpar, é assim descrito,

$$m_{g_{1,2,4}^0}^2 = 0,$$

e

$$m_{g_3^0}^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{fv_\rho v_\chi}{v_\phi} + \frac{fv_\phi v_\chi}{v_\rho} + \frac{fv_\phi v_\rho}{v_\chi} \right). \quad (\text{D.7})$$

Note que, de acordo com a Eq. D.7, a massa deste escalar, $m_{g_3^0}$, é positivo definido.

Os autoestados $g_{1,2}^0$ são bósons de Goldstone, que são absorvidos pelos bósons neutros Z^0 e Z' . Enquanto g_4^0 é um Majoron. Este Majoron é consequência da quebra espontânea da simetria de número leptônico. Como g_4^0 é completamente desacoplado dos outros escalares de CP-ímpar transforma-se como um singlete para as interações conhecidas,

Tabela D.1: Um conjunto possível de valores para os parâmetros envolvidos no setor escalar.

Parâmetro	Valor
$\lambda_1, \lambda_{3-7}, \lambda_{11-13}$	0.1
λ_2	0.29
$\lambda_{(8-10)}$	[0.1 - 0.9]
f	1 GeV
v_ϕ	0.0246 GeV
v_ρ	246 GeV
v_χ	1 TeV
M	5 TeV

consequentemente, um *safe Majoron*.

A matrix de massa quadrada para as componentes neutras de CP-par para o setor escalar na base $(R_{\phi^0}, R_{\rho^0}, R_{\chi^0}, R_{\sigma^0})$ tem a seguinte forma,

$$M_{R^0}^2 = \begin{pmatrix} \frac{fv_\rho v_\chi + \lambda_1 v_\phi^2}{4v_\phi} & \frac{\lambda_5 v_\phi v_\rho - fv_\chi}{4} & \frac{\lambda_6 v_\phi v_\chi - fv_\rho}{4} & \frac{\lambda_{11} v_\phi v_s}{2} \\ \frac{\lambda_4 v_\phi v_\rho - fv_\chi}{4} & \frac{fv_\phi v_\chi + \lambda_2 v_\rho^2}{4v_\rho} & \frac{\lambda_6 v_\rho v_\chi - fv_\phi}{4} & \frac{\lambda_{12} v_\rho v_s}{2} \\ \frac{\lambda_5 v_\phi v_\chi - fv_\rho}{4} & \frac{\lambda_6 v_\rho v_\chi - fv_\phi}{4} & \frac{fv_\phi v_\rho + \lambda_3 v_\chi^2}{4v_\chi} & \frac{\lambda_{13} v_\chi v_s}{2} \\ \frac{\lambda_{11} v_\phi v_s}{2} & \frac{\lambda_{12} v_\rho v_s}{2} & \frac{\lambda_{13} v_\chi v_s}{2} & \lambda_4 v_s^2 \end{pmatrix} \quad (D.8)$$

Nós denotaremos os escalares físicos como $h_{1,2,3,4}^0$. O $Det M_{R^0}^2 \neq 0$ garante que o setor escalar de CP-par não tem bósons de Goldstone. A diagonalização desta matriz não é trivial, mas é possível analisar que para valores razoáveis dos parâmetros λ 's envolvidos no potencial, teremos massas positivas como requer a análise de estabilidade do potencial.

Como resultado de uma análise numérica para os valores das massa dos escalares, mostramos na Tabela D.1 um conjunto de valores para os λ 's e as massas correspondentes à cada escalar na Tabela D.2.

Note que o escalar neutro, h_4^0 , tem a massa $m_{h_4^0} \approx 125\text{GeV}$ para os valores escolhidos para os parâmetros livres dados na Tabela D.1. Seu autovetor é dado por $|h_4^0\rangle \approx 0.98|\rho^0\rangle + 0.10|\chi^0\rangle$. Em outras palavras, este escalar é basicamente composto pelo triplete ρ . Com isso, o mecanismo implementado recupera o conteúdo escalar que foi estudado nos Capítulos [1] e [2].

Tabela D.2: Cenário para a massa dos escalares de acordo com os parâmetro da Tabela D.1.

Espectro Escalar	Massa [GeV]
$m_{h_1^{++}}$	0
$m_{h_2^{++}}$	[230.2 - 690.8] for $\lambda_{10} = [0.1 - 0.9]$
$m_{h_{1,3}^+}$	0
$m_{h_2^+}$	[2247.2 - 2236.7] for $\lambda_9 = [0.1 - 0.9]$
$m_{h_4^+}$	[2343.5 - 2242.1] for $\lambda_8 = [0.1 - 0.9]$
$m_{g_{1,2}^0}$	0
$m_{g_3^0}$	3535.5
$m_{g_4^0}$	0
$m_{h_1^0}$	2236.07
$m_{h_2^0}$	1589.77
$m_{h_3^0}$	273.56
$m_{h_4^0}$	125.29

Referências Bibliográficas

- [1] <http://home.web.cern.ch/scientists/updates/2014/07/ichep-day-2-two-years-after-higgs-boson-announcement> Acessado em 06/07/2014.
- [2] G. Aad *et al.* (Atlas Collaboration), Phys. Lett. **B716**, 1-29, (2012).
- [3] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collaboration), Phys. Lett. **B716**, 30-61, (2012).
- [4] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. **D86**, 010001 (2012).
- [5] E. Fermi, Z. Phys. **88**, 161 (1934).
- [6] C. N. Yang, R. L. Mills, Phys. Rev. **96**, 191 (1954); C. N. Yang, R. L. Mills, Phys. Rev. **95**, 631 (1954).
- [7] J. Schwinger, Ann. Phys. **2**, 407 (1957).
- [8] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
- [9] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).
- [10] A. Salam, in Elementary Particle Theory, The Nobel Symposium 8. N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm, p. 367, 1968).
- [11] F. Englert e R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13**, 312 (1964); P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964); G.S. Guralnik, C. R. Hagen e T.R. Kibble, Phys. Rev. Lett. **13**, 585 (1964).
- [12] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **27**, 1688 (1971).
- [13] J.J. Aubert *et al.* Phys. Rev. Lett. **33** 1404 (1974).
- [14] F.J. Hasert *et al.* (Gargamelle Neutrino Collaboration), Phys. Lett. **B73**, 121 (1973); Phys. Lett. **B46**, 138 (1973); Nucl. Phys. **B73**, 1 (1974).
- [15] S. Abachi *et al.* (DØ Collaboration) Phys. Rev. Lett. **74** (13) 2422-2426 (1995); F. Abe *et al.* (CDF Collaboration) Phys. Rev. Lett. **74** (14) 2626-2631 (1995).
- [16] K. Kodama *et al.* (DONUT Collaboration). Phys. Lett. B **504** 218-224, 2001.

- [17] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), Phys. Rev. Lett. **81**, 1562, (1998).
- [18] V. C. Rubin and W. K. Ford, Jr., Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions, Astrophys. J. **159** (1970) 379.
- [19] A. G. Riess, R. P. Kirshner, B. P. Schmidt, S. Jha, P. Challis, P. M. Garnavich, A. A. Esin and C. Carpenter et al., BV RI light curves for 22 type Ia supernovae, Astron. J. **117** (1999) 707.
- [20] S. Perlmutter et al. [Supernova Cosmology Project Collaboration], Measurements of Omega and Lambda from 42 high redshift supernovae, Astrophys. J. **117** (1999) 565.
- [21] N. A. Bahcall, J. P. Ostriker, S. Perlmutter and P. J. Steinhardt, The Cosmic triangle: Assessing the state of the universe, Science **284** (1999) 1481.
- [22] D. Larson, J. Dunkley, G. Hinshaw, E. Komatsu, M. R. Nolta, C. L. Bennett, B. Gold and M. Halpern et al., Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Power Spectra and WMAP-Derived Parameters, Astrophys. J. Suppl. **192** (2011)
- [23] C. Burgess e G. Moore, *The Standard Model - a Primer*, Cambridge University Press (2007).
- [24] F. Pisano and V. Pleitez, Phys. Rev. D **46** , 410 (1992).
- [25] P. H. Frampton, Phys. Rev. Lett. **69**,2889 (1992).
- [26] J. Schechter e Y. Ueda, Phys. Rev. D **8**, 484 (1973); J. Schechter e M. Singer, Phys. Rev. D **9**, 1769 (1974).
- [27] R. Foot, H.N. Long e T. A. Tran, Phys. Rev. D **50**, R34 (1994).
- [28] P.V. Dong, H. N. Long, D. T. Nhung e D. V. Soa, Phys. Rev. D **73**, 035004 (2006).
- [29] C. A. de S. Pires, F. S. Queiroz e P. S. Rodrigues da Silva, Phys. Rev. D **82**, 065018 (2010).
- [30] J.G. Ferreira Jr, P.R.D. Pinheiro, C.A. de S. Pires e P.S. Rodrigues da Silva, Phys. Rev. D **84**, 095019 (2011).
- [31] A. Alves et al., Eur. Phys. J. C **73**, 2288 (2013).
- [32] J. Chang, K. Cheung, P.-Y. Tseng, T.-C. Yuan, J. High Energy Phys. **1212**, 058 (2012).

- [33] J.R. Espinosa, C. Grojean, M. Muhlleitner, M. Trott, J. High Energy Phys. **1212**, 045 (2012).
- [34] J. Cao, Z. Heng, J.M. Yang, J. Zhu, J. High Energy Phys. **1210**, 079 (2012).
- [35] A. Delgado, G. Nardini, M. Quiros, Phys. Rev. D **86**, 115010 (2012).
- [36] A. Alves, Phys. Rev. D **86**, 113010 (2012).
- [37] A. Urbano, Phys. Rev. D **87**, 053003 (2013).
- [38] Z. Chacko, R. Franceschini, R.K. Mishra, J. High Energy Phys. **1304**, 015 (2013).
- [39] E. Bertuzzo, P.A.N. Machado, R. Zukanovich Funchal, J. High Energy Phys. **1302**, 086 (2013).
- [40] M. Drees, Phys. Rev. D **86**, 115018 (2012).
- [41] A. Alves et al., Phys. Rev. D **84**, 115004 (2011).
- [42] Moriond proceeding contributions. <http://moriond.in2p3.fr/QCD/2013/MorQCD13Prog.html>, acessado em 06/07/2014.
- [43] Borba, Francisco da Silva. Dicionário de usos do Português do Brasil. São Paulo: Ática, (2002).
- [44] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. D **2**, 1285 (1970).
- [45] M. Singer, J. W. F. Valle and J. Schechter, Phys. Rev. D **22**, 738 (1980).
- [46] A. G. Dias, R. Martinez, V. Pleitez, Eur. Phys. J. **C39**, 101 (2005); A. G. Dias, V. Pleitez, Phys. Rev. **D80**, 056007 (2009).
- [47] W. Caetano, D. Cogollo, C. A. de S. Pires, P. S. Rodrigues da Silva, F. Queiroz; Eur. Phys. J. **C73**, 2607 (2013).
- [48] W. Caetano, D. Cogollo, C. A. de S. Pires, P. S. Rodrigues da Silva; Phys. Rev. **D 86**, (2012) 055021.
- [49] E. Gabrielli, K. Kannike, B. Mele, A. Racioppi, M. Raidal, Phys. Rev. D **86**, 055014 (2012).
- [50] H. M. Georgi et al., Phys. Rev. Lett. **40**, 692 (1978).
- [51] Thomas Rizzo, Phys. Rev. **D 22**, (1980) 722.

- [52] J. Ellis, M. K. Gaillard and D. Nanopoulos, Nucl. Phys. B**106**, (1976) 292; A. I. Vainshtein, M. B. Voloshin, V. I. Zakharov and M. A. Shifman, Sov. J. Nucl. Phys. **30**, (1979) 711.
- [53] V. Barger, M. Ishida, W-Y Keung, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 261801,[arXiv:1203.3456].
- [54] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration, D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **109**, (2012) 071804.
- [55] John Ellis, Tevong You, J. High Energy Phys. **06**, (2013) 103.
- [56] W. Emam, S. Khalil, Eur. Phys. J. C**55** (2007), 625.
- [57] CMS Collaboration, Eur. Phys. J. C**72** (2012), 2189.
- [58] CMS Collaboration, Eur. Phys. J. C**74** (2014), 3076.
- [59] ATLAS Collaboration, Phys. Rev. D**90**, 112015 (2014).
- [60] M. Gell-Mann, P. Ramond, and R. Slankly, in Supergravity, edited by F. van Nieuwenhuizen and D. Freedman (North-Holland, Amsterdam, 1979), p. 315; T. Yanagida, in Proceedings of the Workshop on Unified Theories and the Baryon Number of the Universe: National Laboratory for High Energy Physics (KEK), 1979, edited by O. Sawada and A. Sugamota (KEK, Tsukuba, Japan, 2004); R. N. Mohapatra and G. Senjanovic, Phys. Rev. Lett. **44**, 912 (1980).
- [61] W. Grimus, L. Lavoura, B. Radovcic, Phys. Lett. B**674**, 117 (2009).
- [62] Q. R. Ahmad *et al.*, [SNO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **89**, 011301 (2002); *ibidem*, Phys. Rev. Lett. **89**, 011302 (2002).
- [63] J. Hosaka *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. D**74**, 032002 (2006).
- [64] K. Abe *et al.* [T2K Collaboration], Phys. Rev. Lett. **107**, 041801 (2011), P. Adamson *et al.* [MINOS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **107**, 181802 (2011); Y. Abe *et al.* [DOUBLE-CHOOZ Collaboration], Phys. Rev. Lett. **108**, 131801 (2012); F. P. An *et al.* [DAYA-BAY Collaboration], Phys. Rev. Lett. **108**, 171803 (2012); J. K. Ahn *et al.* [RENO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **108**, 191802 (2012).
- [65] A. Ilakovac and A. Pilaftsis, Nucl. Phys. B **437**, 491 (1995).
- [66] A. van der Schaaf, J. Phys. G **29**, 2755 (2003); Y. Kuno (PRIME Working Group), Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. **149**, 376 (2005).

[67] ATLAS Collaboration (Prolay Mal for the collaboration), [arXiv:1206.1174]; CMS Collaboration (Marco Pieri for the collaboration), [arXiv:1205.2907]; CDF and D0 Collaborations (Kyle J. Knoepfel for the collaboration), [arXiv:1206.2581].

[68] The Long-Baseline Neutrino Experiment, [arXiv 1307.7335v3].