

IFT

Instituto de Física Teórica
Universidade Estadual Paulista

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

IFT-D.001/04

Escalares de Higgs e decaimentos leptônicos

Otávio Augusto Trivério Dias

Orientador

Vicente Pleitez

Cod barras 230000003253



Fevereiro de 2004

Agradecimentos

Gostaria de agradecer ao Profs. Vicente Pleitez e Juan Carlos Montero por toda a atenção e paciência dedicadas, indispensáveis para que este trabalho se tornasse realidade.

Difícil não mencionar a Prof. Maria C. Tijero pela atenção e suporte - acadêmico e comestível -, e o caro amigo Victo dos Santos Filho pelo companheirismo e pelas discussões. À comunidade IFT, agradeço pela atmosfera e suporte acadêmico.

Aos bons amigos da faculdade - Elias, família Moreira Caetano, Prof. José Osvaldo -, aos velhos amigos do colégio e aos novos do IFT - João Pacheco, Raquel, Willian, entre outros -, meu honesto agradecimento.

À Célia Regina, agradeço por Ser.

Por último, mas com todo o respeito merecido, agradeço aos meus pais por todo o carinho e dedicação que, de certa forma, conceberam esse trabalho.

Finalmente agradeço à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) que contribuiu com o importante auxílio financeiro.

Resumo

É estudado o decaimento do μ^- em dois diferentes modelos com simetrias de gauge $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$. Estes modelos coincidem com o modelo padrão a baixas energias, prevêm a existência de bósons de gauge dileptônicos e usualmente tem um setor escalar mais rico que o existente no modelo padrão. Fazendo uma redefinição da constante de Fermi, pode ser delimitada a massa do bóson de gauge dileptônico que aparece nos dois modelos e também é delimitada a massa de um escalar de Higgs.

Palavras Chaves: Decaimentos leptônicos; Escalares de Higgs; Matriz de Maki-Nakagawa-Sakata; Bósons de Gauge

Áreas do conhecimento: Física 1.05.03.00-5

Abstract

We consider the μ^- leptonic decay in two different gauge models with $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$ gauge symmetries. These models coincide with the standard model at low energies, predict the existence of bileptonic gauge bosons and its scalar sector is richer than the standard model one's. By redefining the Fermi constant, a limit for the bileptonic gauge boson may be set and, in case the new gauge boson is much heavier than the Higgs particle, a limit for the scalar may also be set.

Índice

1	Introdução	1
1.1	Modelo padrão	1
1.2	Física além do modelo padrão	3
1.2.1	Universalidade leptônica	4
1.2.2	Universalidade leptônica através de decaimentos leptônicos e semi-leptônicos	7
1.2.3	Os resultados do NuTeV e motivação para física nova	10
2	Modelos $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$	12
2.1	Modelo 3-3-1 com sexteto escalar	13
2.1.1	Campos de Higgs e quebra espontânea de simetria	14
2.1.2	Bósons de gauge	17
2.1.3	Dinâmica de sabor	18
2.1.4	Biléptons	20
2.1.5	Mecanismos de geração de massa para os neutrinos	20
2.2	Modelos 3-3-1 com singletos leptônicos	21
3	Dcaimento do μ^- via bósons de gauge do modelo $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes$ $U(1)_N$ com singletos leptônicos	26
3.1	Dcaimento via W_μ^- no modelo padrão	27
3.2	Dcaimento via W_μ^- em modelos 3-3-1 com singletos leptônicos	30
3.3	Dcaimento via V_μ^- em modelos 3-3-1 com singletos leptônicos	32
3.4	Dcaimento do μ^- via escalares de Higgs do modelo $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes$ $U(1)_N$ com singletos leptônicos	34
3.4.1	Dcaimento do μ^- via escalar η_1^-	35
3.4.2	Dcaimento do μ^- via escalar η_2^-	36
4	Dcaimento do μ^- via bósons de gauge em modelos 3-3-1 com sex- teto escalar	38
4.1	Dcaimento do μ^- via W_μ^- em modelos 3-3-1 com sexteto escalar	38

4.2	Decaimento do μ^- via V_μ^- em modelos 3-3-1 com sexteto escalar . . .	39
4.3	Decaimento do μ^- via escalares em modelos 3-3-1 com sexteto escalar	40
4.3.1	Decaimento do μ^- via H_1^-	41
4.3.2	Decaimento do μ^- via η_1^-	41
4.3.3	Decaimento do μ^- via H_2^-	42
4.3.4	Decaimento do μ^- via η_2^-	42
4.4	Contribuição relativa a interferências entre os decaimentos via es- calares de Higgs e bósons de gauge do modelo	43
4.4.1	Contribuição relativa a interferências entre os bósons W_μ^- e H_1^-	43
4.4.2	Contribuição relativa a interferências entre os bósons W_μ^- e η_1^-	44
4.4.3	Contribuição relativa a interferências entre os bósons V_μ^- e H_2^-	44
4.4.4	Contribuição relativa a interferências entre os bósons V_μ^- e η_2^-	44
4.4.5	Contribuição relativa a interferências entre os escalares	45
4.5	Largura total	45
5	Conclusões	47
5.1	Limites para as massas dos bósons de gauge duplamente carregados $U_\mu^{\pm\pm}$	47
5.2	Limite para a massa do bóson bileptônico V_μ^-	48
5.3	Decaimento do μ^- no modelo com sexteto escalar	49
5.4	Decaimento do μ^- no modelo com singletos leptônicos	50
A		52
A.1	Matrizes de Gell-Mann	52
	Referências	54

Capítulo 1

Introdução

1.1 Modelo padrão

O modelo padrão, uma das maiores realizações da física do último século, é um conjunto de teorias de gauge que descreve com grande acurácia as interações forte, fraca e eletromagnética das partículas elementares, tendo sido testado até o nível de 0,1% [1]. O modelo padrão é composto pelas simetrias de gauge

$$G_{321} \equiv SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (1.1)$$

que descrevem os comportamentos referentes à cor ($SU(3)_C$), ao sabor eletrofraco ($SU(2)_L \otimes U(1)_Y$) e ao eletromagnetismo ($U(1)_{em}$), através da quebra espontânea de simetria

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{<H^0>} SU(3)_C \otimes U(1)_{em}. \quad (1.2)$$

As interações gravitacionais não são descritas no modelo padrão.

Os férmions fundamentais podem ser divididos em léptons e quarks, de acordo com suas interações.

São conhecidas três famílias de léptons representadas igualmente em dupletos de isospin eletrofraco *left handed* (LH),

$$\begin{pmatrix} \nu_l \\ l^- \end{pmatrix}_L \sim (1, 2, -1), \quad (1.3)$$

e em singletos carregados *right handed* (RH)

$$l_R^- \sim (1, 1, -2), \quad (1.4)$$

com $l = e, \mu, \tau$ e os índices R e L representando a quiralidade das partículas - RH e LH. Os números entre parênteses referem-se, respectivamente, à representação de cor, de sabor e a hipercarga, e. g., o duplete na Eq.(1.3) é um singlete de cor, um duplete de sabor e possui hipercarga eletrofraca -1 .

Em geral, são considerados no modelo padrão, neutrinos não massivos e, conseqüentemente, não são considerados neutrinos RH - o que não impede que estes sejam incluídos no modelo,

$$\nu_{lR} \sim (\mathbf{1}, \mathbf{1}, \mathbf{0}), \quad (1.5)$$

à mão, caso seja necessário.

O operador de carga elétrica para os férmions é definido por

$$\frac{Q}{e} = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.6)$$

onde Y é a hipercarga eletrofraca e T_3 é a terceira componente de isospin eletrofraco do dubleto,

$$T_3 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (1.7)$$

Experimentalmente, já existem dados convincentes referentes à oscilação de neutrinos através da detecção de neutrinos solares e suas reações [2], [3], [4], [5], [6], [7]. A combinação de dados tornou possível demonstrar que as transições $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu,\tau}$ e $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ realmente acontecem via $\delta m_{ij} \neq 0$ e ângulo de mistura grande [8], de forma que repensar o modelo padrão se torna necessário.

Os quarks LH são representados em dubletos, como os léptons,

$$\begin{pmatrix} U \\ D' \end{pmatrix}_L \sim (\mathbf{3}, \mathbf{2}, 1/3), \quad (1.8)$$

e os quarks RH são representados em singletos,

$$U_R \sim (\mathbf{3}, \mathbf{1}, 1/3), D_R \sim (\mathbf{3}, \mathbf{1}, -2/3), \quad (1.9)$$

com $U = u, c, t$ e $D' = d', s', b'$, possuidores de carga elétrica $+2/3$ e $-1/3$, respectivamente. Os quarks também são portadores de cargas de cor, responsáveis pelas interações fortes.

As interações entre férmions são mediadas por partículas de spin 1, os bósons de gauge. São eles:

- 8 glúons, $g_\alpha, \alpha = 1, 2, \dots, 8$, do grupo de gauge $SU(3)_C$, que se transformam como octetos (representação adjunta). No regime perturbativo não são massivos, suas cargas elétricas são neutras e são portadores de cargas de cor;
- o fóton, γ , não massivo e de carga elétrica neutra, responsável pelas interações eletromagnéticas;
- $W_\mu^\pm$ e Z^0 , bósons massivos responsáveis pelas interações fracas.

O modelo ainda conta com um escalar neutro, o bóson de Higgs, introduzido inicialmente como um dubleto de campos escalares

$$\Phi = \begin{pmatrix} \varphi^- \\ \varphi^0 \end{pmatrix} \xrightarrow{SSB} H^0 \quad (1.10)$$

cujas funções iniciais são gerar a massa de todas as outras partículas do modelo.

1.2 Física além do modelo padrão

Apesar de todo sucesso obtido pelo modelo padrão, existem ainda muitas questões a serem esclarecidas. Não se sabe o porquê do padrão de massas e misturas entre os férmions de mesma carga ser como é ou se as diferenças entre famílias se referem somente à massa e ao número quântico de família correspondente.

Uma das grandes incógnitas do modelo é a questão da replicação das famílias e o motivo dessa estrutura de sabor. O modelo padrão pode ser construído a partir de uma única família e, replicando o processo para novas famílias, obtém-se a descrição da dinâmica de todo conteúdo de partículas até o presente momento conhecido. No entanto, esse processo não permite qualquer delimitação acerca do número de famílias, i. e., não há uma previsão para o número de famílias ou partículas existentes. Em outras palavras: a simetria global de sabor é conservada sem qualquer explicação e o conteúdo total de partículas do modelo padrão é desconhecido.

Experimentalmente, é possível determinar o número de famílias sequenciais a partir da largura invisível do Z^0 [2],

$$\Gamma_{inv} = \Gamma_{Z^0} - (\Gamma_h + \Gamma_l) \quad (1.11)$$

de modo que o número de neutrinos existentes deve ser

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{inv}}{\Gamma_l} \left(\frac{\Gamma_l}{\Gamma_\nu} \right)_{SM} = 2.984 \pm 0.009, \quad (1.12)$$

de acordo com os quatro experimentos rodados no LEP, i. e., o número de famílias sequenciais é consistente com três.

Uma excelente oportunidade para restringir a física já conhecida e permitir que física além do modelo padrão seja encontrada provém do estudo de processos envolvendo o lépton τ^- . Descoberto em 1975, o τ^- é um lépton sequencial da terceira geração, i. e., tem os mesmos números quânticos do elétron, mas com as seguintes exceções: é mais pesado que os léptons das outras gerações e, portanto, tem vida média menor (cf. Tabela 1.1) e carrega números leptônicos de família $L_{e,\mu} = 0$ e $L_\tau = 1$. Possuir massa tão grande torna o lépton tau especial, pois ela permite que

	m_l (MeV)	$\tau_l(s)$
e^-	$0.510998902 \pm 0.000000021$	∞
μ^-	$105.658357 \pm 0,000005$	$(2.19703 \pm 0.00004) \times 10^{-6}$
τ^-	$1777.03^{+0.03}_{-0.26}$	$(290.6 \pm 1.1) \times 10^{-15}$

Tabela 1.1: Dados referentes aos léptons carregados ($l = e, \mu, \tau$)

ocorram decaimentos leptônicos e semi-leptônicos, sendo um ótimo laboratório para testar a universalidade dos acoplamentos dos léptons aos bósons de gauge ou, até mesmo, para medidas da constante de acoplamento forte α_s .

Na década de 1990, persistia um problema relacionado às contribuições para o decaimento do tau, pois havia uma defasagem de aproximadamente 5% no valor esperado, possibilitando física nova que poderia ser encontrada entre os canais invisíveis, possivelmente explicando a defasagem entre os resultados teóricos e experimentais. O número de canais de decaimento possíveis triplicou, indo de 32 em 1990 [9] para os 109 atualmente listados no PDG (cf. Tabela 1.2), mas não houve indicação de física nova no decaimento do τ^- . Foi apontado [10] e, pouco depois, demonstrado que a defasagem ocorria devido a erros experimentais, estando as medidas da época não somente abaixo do que se acredita hoje ser o valor real como também elas eram inconsistentes entre os diversos experimentos, aumentando, assim, o erro sistemático.

Os resultados obtidos não apresentam, ainda, a precisão desejada mas, até o presente momento, deixam claro que é do modelo padrão a contribuição dominante à largura de decaimento do tau. Os novos experimentos devem melhorar a precisão das medidas, permitindo que os desvios sejam melhor estudados e, assim, encontradas as fontes das possíveis discrepâncias com relação ao esperado.

O aumento na sensibilidade de experimentos que verifiquem a violação de sabor leptônico deve aumentar nos anos vindouros, especialmente em processos que envolvem o lépton τ . Tais experimentos poderão trazer muita física nova à tona ou colocar melhores limites aos fenômenos já conhecidos.

1.2.1 Universalidade leptônica

O teste da universalidade dos léptons se dá através do estudo de seus acoplamentos com os bósons de gauge, $W^\pm$ e Z^0 , usando diferentes métodos: comparando diferentes larguras de decaimento em processos de corrente carregada e testando os acoplamentos axial e vetor-axial dos léptons ao bóson Z .

Para que a comparação entre os dados das diferentes larguras de decaimento tenha algum sentido, é necessário que seja lembrado como os dubletos leptônicos se acoplam ao bóson W . A lagrangeana de interação é

Γ_i	Canais base de decaimento	Γ_i/Γ
Γ_1	$\mu^- \nu_\mu^c \nu_\tau$	$(17.37 \pm 0.05)\%$
Γ_2	$e^- \nu_e^c \nu_\tau$	$(17.84 \pm 0.06)\%$
Γ_3	$\pi^- \nu_\tau$	$(11.06 \pm 0.11)\%$
Γ_4	$K^- \nu_\tau$	$(6.86 \pm 0.23)\%$
Γ_5	$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$(25.41 \pm 0.14)\%$
Γ_6	$K^- \pi^0 \nu_\tau$	$(4.50 \pm 0.30) \times 10^{-3}$
Γ_7	$\pi^- 2\pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0)	$(9.17 \pm 0.14) \times 10^{-4}$
Γ_8	$K^- 2\pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0)	$(5.8 \pm 2.3) \times 10^{-4}$
Γ_9	$\pi^- 3\pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0)	$(1.08 \pm 0.1)\%$
Γ_{10}	$K^- 3\pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0, η)	$(3.7_{-2.0}^{+2.2}) \times 10^{-4}$
Γ_{11}	$h^- 4\pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0, η)	$(1.0_{-0.5}^{+0.6}) \times 10^{-3}$
Γ_{12}	$\pi^- \bar{K}^0 \nu_\tau$	$(8.9 \pm 0.4) \times 10^{-3}$
Γ_{13}	$K^- K^0 \nu_\tau$	$(1.54 \pm 0.16) \times 10^{-3}$
Γ_{14}	$\pi^- \bar{K}^0 \pi^0 \nu_\tau$	$(3.7 \pm 0.4) \times 10^{-3}$
Γ_{15}	$K^- K^0 \pi^0 \nu_\tau$	$(1.55 \pm 0.20) \times 10^{-3}$
Γ_{16}	$\pi^- K_S^0 K_S^0 \nu_\tau$	$(2.4 \pm 0.5) \times 10^{-4}$
Γ_{17}	$\pi^- K_S^0 K_L^0 \nu_\tau$	$(1.1 \pm 0.28) \times 10^{-3}$
Γ_{18}	$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ (ex. K^0, ω)	(9.18 ± 0.10)
Γ_{19}	$\pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0, ω)	(2.51 ± 0.09)
Γ_{20}	$h^- h^+ h^- 2\pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0, ω, η)	$(1.1 \pm 0.4) \times 10^{-3}$
Γ_{21}	$h^- h^+ h^- 3\pi^0 \nu_\tau$	$(2.3 \pm +0.8) \times 10^{-4}$
Γ_{22}	$K^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$ (ex. K^0)	$(2.8 \pm 0.5) \times 10^{-3}$
Γ_{23}	$K^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0, η)	$(6.4 \pm 2.4) \times 10^{-4}$
Γ_{24}	$K^- K^+ \pi^- \nu_\tau$	$(1.6 \pm 0.19) \times 10^{-3}$
Γ_{25}	$K^- K^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$(4.0 \pm 1.6) \times 10^{-4}$
Γ_{26}	$3h^- 2h^+ \nu_\tau$ (ex. K^0)	$(8.2 \pm 0.6) \times 10^{-4}$
Γ_{27}	$3h^- 2h^+ \pi^0 \nu_\tau$ (ex. K^0)	$(1.80 \pm 0.27) \times 10^{-4}$
Γ_{28}	$\eta \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$(1.74 \pm 0.24) \times 10^{-3}$
Γ_{29}	$\eta K^- \nu_\tau$	$(2.7 \pm 0.6) \times 10^{-4}$
Γ_{30}	$h^- \omega \nu_\tau$	$(1.94 \pm 0.07)\%$
Γ_{31}	$h^- \omega \pi^0 \nu_\tau$	$(4.3 \pm 0.5) \times 10^{-3}$

Tabela 1.2: Modos de decaimento base do τ^- atualmente listados no PDG.

$$\mathcal{L}_{CC}^W = \frac{g_l}{2\sqrt{2}} W_\mu^+ \sum_l \bar{\nu}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) (V_{MNS})^\dagger l + h.c., \quad (1.13)$$

sendo V_{MNS} ,

$$V_{MNS} = (\mathcal{U}^l)^\dagger U_L^\nu, \quad (1.14)$$

a matriz de Maki-Nakagawa-Sakata onde U_L^ν e $\mathcal{U}^l$ relacionam autoestados de massa (campos sem linha) à autoestados da simetria (campos com linha),

$$l'_{L,R} = U^l l_{L,R}, \quad (1.15)$$

$$\nu'_L = U_L^\nu \nu_L. \quad (1.16)$$

A matriz V_{MNS} não apresenta, para o caso dos decaimentos leptônicos, efeitos observáveis se forem respeitados os limites atuais para as massas dos neutrinos, $m_1 \approx 0$ eV, $m_2 \approx 10^{-3}$ eV, $m_3 \approx 10^{-1}$ eV, de forma que continua sendo válido o limite utilizado no modelo padrão, onde considera-se $V_{MNS} = \mathbf{1}$.

A lagrangeana de interação dos quarks com os bósons de gauge é similar à lagrangeana de interação dos léptons, Eq.(1.13),

$$\mathcal{L}_{CC}^W = \frac{g}{2\sqrt{2}} W_\mu^+ \sum \bar{U} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) D' + h.c., \quad (1.17)$$

onde é possível identificar a relação entre os autoestados da simetria D' através da matriz unitária de Kobayashi e Maskawa,

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

aos autoestados da massa, D .

A lagrangeana da Eq.(1.13) permite a quebra da simetria global L_i , que é o número leptônico de família, e conserva a simetria global L ,

$$L = \sum_i L_i, \quad (1.19)$$

onde $i = e, \mu, \tau$. Em outras palavras, a existência da matrix V_{MNS} na corrente carregada dos autoestados de massa permite a mistura no setor leptônico.

Na Tabela 1.3, podemos ver os resultados provenientes das comparações de diferentes decaimentos leptônicos [2], [11], [12], [13] e semi-leptônicos atestando a universalidade dos acoplamentos dos léptons ao bóson de gauge $W^\pm$, i. e., $g_e = g_\mu = g_\tau \equiv g$ em até 0.2%.

Outras medidas importantes para os testes de universalidade são a bem conhecida vida média do lépton μ^- , medida com uma precisão de 10^{-5} , e uma boa determinação de m_τ , conhecida no nível de 0.08%. Medidas mais apuradas da massa do τ^- devem ser obtidas em breve através de CLEO-C [14] e CMD [15] pela análise detalhada de $\sigma(e^-e^+ \rightarrow \tau^+\tau^-)$.

As interações do bóson neutro Z^0 são diagonais quanto ao sabor e todos os férmions de mesma carga tem os mesmos acoplamentos vetorial e vetor-axial, já previstos na lagrangeana de corrente neutra

$$\mathcal{L}_{NC}^Z = \frac{g}{2 \cos \theta_W} Z_\mu \sum_l \bar{l} \gamma^\mu (v_l - a_l \gamma_5) l, \quad (1.20)$$

onde

$$v_l = T_3^l (1 - 4 \sin^2 \theta_W), \quad (1.21)$$

$$a_l = T_3^l, \quad (1.22)$$

são os acoplamentos vetorial e vetor-axial, respectivamente, com o bóson Z^0 , como já foi precisamente testado no LEP e no SLD, pela análise precisa dos dados provenientes de

$$e^-e^+ \rightarrow \gamma, Z^0 \rightarrow f\bar{f}.$$

A universalidade dos acoplamentos leptônicos ao Z já foi verificada ao nível de 0.15% para a_l enquanto a precisão para v_l é muito menor por causa do tamanho do acoplamento leptônico vetorial, que é muito pequeno. Assumindo a universalidade, as assimetrias leptônicas provêm uma determinação acurada do ângulo de mistura eletrofraco [11],

$$\sin^2 \theta_W = 0.23113 \pm 0.00021. \quad (1.23)$$

1.2.2 Universalidade leptônica através de decaimentos leptônicos e semi-leptônicos

Assumindo acoplamento V-A e neutrinos não massivos, as larguras de decaimento leptônico do lépton tau no modelo padrão são dadas por [16]

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow l^- \nu_\tau \nu_l^c) = \frac{G_F^2 m_\tau^5}{192 \pi^3} f \left(\frac{m_l^2}{m_\tau^2} \right) r_{RC}^\tau, \quad (1.24)$$

	$ g_\mu/g_e $
$B_{\tau \rightarrow \mu}/B_{\tau \rightarrow e}$	0.9999 ± 0.0020
$B_{\pi \rightarrow e}/B_{\pi \rightarrow \mu}$	1.0017 ± 0.0015
$B_{W \rightarrow \mu}/B_{\pi \rightarrow e}$	1.000 ± 0.0011
	$ g_\tau/g_\mu $
$B_{\tau \rightarrow e}\tau_\mu/\tau_\tau$	1.0004 ± 0.0023
$\Gamma_{\tau \rightarrow \pi}/\Gamma_{\tau \rightarrow \mu}$	0.9999 ± 0.0036
$\Gamma_{\tau \rightarrow K}/\Gamma_{K \rightarrow \mu}$	0.979 ± 0.017
$B_{W \rightarrow \tau}/B_{\pi \rightarrow \mu}$	1.026 ± 0.014
	$ g_\tau/g_e $
$B_{\tau \rightarrow \mu}\tau_\mu/\tau_\tau$	1.0002 ± 0.0022
$B_{W \rightarrow \tau}/B_{W \rightarrow e}$	1.026 ± 0.0014

Tabela 1.3: Testes de universalidade $|g_l/g_l'|$

onde, [16], [17],

$$r_{RC}^\tau = \left[1 + \frac{3}{5} \frac{m_\tau^2}{M_W^2} \right] \left[1 + \frac{\alpha(m_\tau)}{2\pi} \left(\frac{25}{4} - \pi^2 \right) \right] = 0.9960, \quad (1.25)$$

é um fator devido às correções radiativas não incluídas na constante de acoplamento G_F e à estrutura não local do propagador do W , que tem o mesmo valor para os decaimentos do lépton τ^- via e^- e via μ^- [13], [18]. E

$$f\left(\frac{m_l}{m_\tau}\right) = 1 - 8\left(\frac{m_l}{m_\tau}\right) - 8\left(\frac{m_l}{m_\tau}\right)^3 - \left(\frac{m_l}{m_\tau}\right)^4 - 12\left(\frac{m_l}{m_\tau}\right)^2 \log\left(\frac{m_l}{m_\tau}\right) \quad (1.26)$$

são fatores de espaço de fase para os léptons resultantes do decaimento ou, numericamente,

$$f\left(\frac{m_e^2}{m_\tau^2}\right) = 1.000, \quad (1.27)$$

$$f\left(\frac{m_\mu^2}{m_\tau^2}\right) = 0.9726. \quad (1.28)$$

Utilizando tais decaimentos, podem ser feitos testes de universalidade leptônica através de comparações diretas das constantes de acoplamento g_e e g_μ , de forma que, para esse caso específico, [19]

$$\frac{B(\tau \rightarrow \mu \nu_\tau \nu_\mu^c)}{B(\tau \rightarrow e \nu_\tau \nu_e^c)} = \frac{g_\mu^2}{g_e^2} \frac{f\left(\frac{m_\mu^2}{m_\tau^2}\right)}{f\left(\frac{m_e^2}{m_\tau^2}\right)}. \quad (1.29)$$

Recentemente foram divulgados resultados preliminares pelas colaborações OPAL e ALEPH, [12], [18], referentes às ramificações de decaimento leptônicos juntamente com os resultados finais apresentados pelas colaborações DELPHI [20] e L3 [21]. A comparação entre as diferentes razões de ramificação, a partir do decaimento do lépton τ^- , Eq.(1.29), é [19]

$$\frac{g_\mu}{g_e} = 0.9999 \pm 0.0020, \quad (1.30)$$

que é tão precisa quanto a comparação gerada pelo decaimento dos píons [19],

$$\frac{g_\mu}{g_e} = 1.0017 \pm 0.0015, \quad (1.31)$$

estando as duas perfeitamente compatíveis com a hipótese de universalidade elétron-múon.

Outro teste de universalidade pode ser feito usando os decaimentos do lépton μ , cuja largura de decaimento, análoga à Eq.(1.24), é

$$\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \nu_e^c) = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} f\left(\frac{m_e^2}{m_\mu^2}\right) r_{RC}^\mu, \quad (1.32)$$

onde $f\left(\frac{m_e^2}{m_\mu^2}\right)$ é dada pela mesma função definida na Eq.(1.26) e as correções radiativas [2],

$$r_{RC}^\mu = \left(1 + \frac{3}{5} \frac{m_\mu^2}{m_W^2}\right) \left[1 + \left(\frac{25}{8} - \frac{\pi^2}{2}\right) \frac{\alpha(m_\mu)}{\pi} + C_2 \frac{\alpha^2(m_\mu)}{\pi^2}\right]. \quad (1.33)$$

Há também a possibilidade de testar a universalidade leptônica através de decaimentos semi-leptônicos. As larguras de decaimento $\Gamma(\tau \rightarrow \pi \nu_\tau)$, $\Gamma(\tau \rightarrow K \nu_\tau)$, $\Gamma(\pi \rightarrow l \nu_l)$ e $\Gamma(K \rightarrow l \nu_l)$ juntamente com as vidas dos mésons K e π permitem que seja determinado [19],

$$\frac{g_\tau}{g_l} = 1.0000 \pm 0.0033 \pm 0.0017 \pm 0.0002, \quad (1.34)$$

onde os erros, respectivamente, correspondem à razão de decaimento, à vida e à massa do lépton τ .

Outros testes podem ser feitos comparando os diferentes decaimentos do bóson W em diferentes léptons. A análise desenvolvida no LEP [22] chegou às seguintes razões para os acoplamentos leptônicos [19],

$$\begin{aligned} \frac{g_\mu}{g_e} &= 1.000 \pm 0.011, \\ \frac{g_\tau}{g_e} &= 1.026 \pm 0.014, \\ \frac{g_\mu}{g_l} &= 1.026 \pm 0.014, \\ \frac{g_\tau}{g_l} &= 1.026 \pm 0.010, \end{aligned}$$

sendo assumida a universalidade na razão g_τ/g_l (cf. Tabela 1.3)

1.2.3 Os resultados do NuTeV e motivação para física nova

Um dos pontos em que o modelo padrão é insatisfatório foi levantado pela colaboração NuTeV [23], que tem medido a razão entre as seções de choque de corrente neutra e de corrente carregada em espalhamentos inelásticos profundos de νN e $\nu^c N$.

Teoricamente, no modelo de pártons admitindo somente uma geração de quarks e um alvo isoescalar, as razões deveriam ser [24], [25],

$$R_\nu \equiv \frac{\sigma(\nu N \rightarrow \nu X)}{\sigma(\nu N \rightarrow \mu^- X)} = g_L^2 + r g_R^2 \quad (1.35)$$

$$R_{\nu^c} \equiv \frac{\sigma(\nu^c N \rightarrow \nu^c X)}{\sigma(\nu^c N \rightarrow \mu^+ X)} = g_L^2 + \frac{1}{r} g_R^2, \quad (1.36)$$

sendo $g_{L,R}$ acoplamentos médios efetivos de mão esquerda e direita ν - quarks e $r \equiv \frac{\sigma(\nu^c N \rightarrow \mu^+ X)}{\sigma(\nu^c N \rightarrow \mu^- X)}$. As razões experimentais encontradas diferem do valor teórico devido à inúmeros problemas: contaminação por ν_e , má identificação das correntes neutras e carregadas, a presença de mais de uma geração de quarks, correções provenientes da QCD e o fato do alvo de aço não ser isoescalar. Na análise feita pela colaboração NuTeV relacionou-se R_{ν,ν^c} à R_{ν,ν^c}^{exp} por MonteCarlo. A maior parte das incertezas é eliminada na razão de Paschos-Wolfenstein,

$$R_{PW} \equiv \frac{R_\nu - r R_{\nu^c}}{1 - r} = \frac{\sigma(\nu N \rightarrow \nu X) - \sigma(\nu^c N \rightarrow \nu^c X)}{\sigma(\nu N \rightarrow l X) - \sigma(\nu^c N \rightarrow l^+ X)}, \quad (1.37)$$

que relaciona os acoplamentos médios efetivos ao ângulo de Weinberg,

$$g_L^2 - g_R^2 = 1 - \sin^2 \theta_W, \quad (1.38)$$

permitindo assim uma medida limpa de $\sin^2 \theta_W$. Não é medido, no entanto, R_{PW} de forma direta, mas utiliza-se o fato de que $R_{\bar{\nu}}$ praticamente não é sensível ao $\sin^2 \theta_W$; é extraída então a incerteza hadrônica principal e a massa efetiva do quark c . De R_ν , obtém-se o ângulo de mistura fraco; em primeira aproximação, este procedimento corresponde à medida de R_{PW} . O resultado encontrado é

$$s_W^2(NuTeV) = 0.2277 \pm 0.0013 \pm 0.0006 \pm 0.0006, \quad (1.39)$$

com os erros, respectivamente, estatístico, sistemático e teórico. Este resultado deve ser comparado ao *global fit* [26],

$$s_W^2 = 0.2226 \pm 0.0004, \quad (1.40)$$

onde verifica-se haver um desvio de aproximadamente 3σ .

Rompendo as barreiras existentes atualmente, será possível identificar partículas exóticas que são as prováveis responsáveis por processos onde ocorre violação leptônica de sabor, já que todos os processos descritos pelo modelo padrão o conservam.

Como existem diversas maneiras de quebrar o número leptônico de família, vários modelos foram propostos. Um dos modelos em que pode ocorrer a quebra da simetria de sabor são os modelos baseados na simetria $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$ ou simplesmente 3-3-1.

Capítulo 2

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

O modelo padrão deixa muitas questões em aberto, como já pudemos notar no capítulo anterior. Para energias de alguns TeV, desenvolveram-se, entre outros, modelos baseados na simetria de gauge $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$ que, em baixas energias, coincidem com o modelo padrão. Algumas das questões que podem ser esclarecidas usando essa simetria de gauge são:

(i) número de famílias múltiplo de 3;

Os modelos aqui trabalhados devem ter o número de famílias múltiplo de três, somente sendo livres de anomalia se o número de tripletos for igual ao número de antitripletos, contando as cores e requerendo que todas as cargas fermiônicas desapareçam. Cada geração é anômala e o cancelamento só ocorre para as três gerações, de forma simultânea, e não geração por geração. Ao ser considerado o maior número de quarks existentes nestes modelos e a liberdade assintótica, o número de famílias possíveis não chega a seis, de forma que estes modelos prevê três famílias [27].

(ii) a razão de ser observado que $\sin^2 \theta_W \leq \frac{1}{4}$;

(iii) a quantização de carga independe da existência de massa para os neutrinos. No modelo padrão, a quantização só é obtida família por família e se não existem neutrinos RH ou, caso estes existam, são consideradas as três famílias juntas. Outras possibilidades são a introdução de férmions neutros ou de dubletos de Higgs extras;

(iv) a quantização de carga e o valor das interações eletromagnéticas relacionam-se também de forma independente da natureza dos neutrinos, i. e., eles não precisam ser partículas de Majorana;

Na primeira seção, daremos uma visão geral sobre o modelo 3-3-1 com um sexteto escalar e, na segunda seção um modelo 3-3-1 em que são adicionados singletos leptônicos.

2.1 Modelo 3-3-1 com sexteto escalar

Toda a matéria do modelo é, inicialmente, autoestado da simetria, em dois tipos de estados: LH e RH. O conteúdo fermiônico dos diferentes modelos 3-3-1 pode divergir e, em alguns casos, é maior que o do modelo padrão: nos casos aqui revisados, o conteúdo fermiônico é maior devido à introdução de três quarks exóticos.

O caso que mais nos interessa é o do modelo no qual os léptons são os mesmos do modelo padrão, sendo representados por três tripletos de campos quirais LH [30],

$$L = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \\ l^c \end{pmatrix}_L \sim (\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0); \quad l = e, \mu, \tau, \quad (2.1)$$

sujeitos às propriedades de transformação de G_{331} ,

$$G_{331} \equiv SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N. \quad (2.2)$$

Nesta representação, o operador de carga elétrica para os férmions do tripleto é

$$\frac{Q}{e} = \frac{1}{2} (\lambda_3 - \sqrt{3}\lambda_8) + N\mathbf{1}, \quad (2.3)$$

onde $\lambda_{3,8}$ são as matrizes diagonais de Gell-Mann e N é a carga de $U(1)_N$. Para o férmions que estão na representação antitripleto, o operador de carga é

$$\frac{Q}{e} = \frac{1}{2} (\bar{\lambda}_3 - \sqrt{3}\bar{\lambda}_8) + \bar{N}\mathbf{1}. \quad (2.4)$$

É importante notar, a partir da Eq.(2.1), que o número leptônico não tem, nestes modelos, o mesmo significado que ele possui no modelo padrão porque são colocados no mesmo tripleto o lépton carregado e seu correspondente conjugado de carga.

Os campos (2.1) são os únicos graus de liberdade leptônicos independentes. Léptons RH aparecem no modelo através de uma conjugação de carga sobre seus respectivos tripletos LH. O operador de conjugação é

$$\hat{C} = i\gamma_2\gamma_0, \quad (2.5)$$

de forma que

$$l_L^c \equiv (l_L)^c = \left[\frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \right] l^c = (l^c)_R, \quad (2.6)$$

indicando que não há neutrinos RH no modelo, o que possibilita, como consequência, que os neutrinos sejam tratados como partículas de massa nula. Existe, no entanto, a possibilidade de se fazer uso de neutrinos RH [28], [29], que podem ser colocados no modelo de forma trivial, como no caso do modelo padrão, conseguindo-se, dessa forma, que sejam geradas massas de Dirac para os neutrinos.

O conteúdo de quarks é maior que o do modelo padrão, com três quarks exóticos divididos entre as diferentes gerações. Em seus autoestados de simetria,

$$Q_{1L} \equiv \begin{pmatrix} u \\ d \\ J \end{pmatrix}_L \sim (3, 3, +2/3), \quad (2.7)$$

$$Q_{2L} \equiv \begin{pmatrix} s \\ c \\ J_1 \end{pmatrix}_L \sim (3, 3^*, -1/3), \quad Q_{3L} \equiv \begin{pmatrix} b \\ t \\ J_2 \end{pmatrix}_L \sim (3, 3^*, -1/3). \quad (2.8)$$

Os quarks exóticos são mais pesados e têm carga elétrica diferente dos quarks do modelo padrão (+5/3 para J e $-4/3$ para J_1 e J_2).

A simetria de gauge conserva helicidade, de modo que os campos RH podem ser escolhidos como

$$u_R \sim (3, 1, +2/3), \quad d_R \sim (3, 1, -1/3), \quad J_R \sim (3, 1, +5/3), \quad (2.9)$$

$$c_R \sim (3, 1, +2/3), \quad s_R \sim (3, 1, -1/3), \quad J_{1R} \sim (3, 1, -4/3), \quad (2.10)$$

$$t_R \sim (3, 1, +2/3), \quad b_R \sim (3, 1, -1/3), \quad J_{2R} \sim (3, 1, -4/3). \quad (2.11)$$

2.1.1 Campos de Higgs e quebra espontânea de simetria

O setor escalar do modelo 331 é mais rico que o do modelo padrão devido ao número de férmions que o compõem. O setor escalar mínimo é composto por três tripletos de campos escalares complexos

$$\eta \equiv \begin{pmatrix} \eta^0 \\ \eta_1^- \\ \eta_2^+ \end{pmatrix}, \quad \rho \equiv \begin{pmatrix} \rho^+ \\ \rho^0 \\ \rho^{++} \end{pmatrix}, \quad \chi \equiv \begin{pmatrix} \chi^- \\ \chi^{--} \\ \chi^0 \end{pmatrix}, \quad (2.12)$$

com as propriedades de transformação

$$\eta \sim (1, 3, 0), \quad \rho \sim (1, 3, 1), \quad \chi \sim (1, 3, -1). \quad (2.13)$$

As componentes neutras podem ser parametrizadas em termos de campos escalares reais e desenvolvem os seguintes valores esperados no vácuo:

$$\langle \eta \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_\eta \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle \rho \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_\rho \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle \chi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v_\chi \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

Os acoplamentos de Yukawa dos quarks, em termos de seus autoestados de simetria (campos linha),

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_{QY} &= \mathcal{L}_{QY}^\chi + \mathcal{L}_{QY}^\rho + \mathcal{L}_{QY}^\eta \\ &= (\lambda_1 \bar{Q}'_{1L} J'_R \chi + \lambda_{ij} \bar{Q}'_{iL} J'_{jR} \chi^*) + \\ &+ (\lambda_{1a} \bar{Q}'_{1L} d'_{aR} \rho + \lambda_{ia} \bar{Q}'_{iL} u'_{aR} \rho^*) + \\ &+ (\lambda'_{1a} \bar{Q}'_{1L} u'_{aR} \eta + \lambda'_{ia} \bar{Q}'_{iL} d'_{aR} \eta^*) + H.c., \end{aligned} \quad (2.15)$$

com $i = 2, 3$, $j = 1, 2$ e $a = 1, 2, 3$, geram as massas dos quarks corretamente. Entretanto, os acoplamentos de Yukawa dos léptons com o escalar η ,

$$-\mathcal{L}_Y^\eta = \frac{1}{2} \sum_a \sum_b G'_{ab} \epsilon_{ijk} (\bar{L}_{aL}^i)^c L_{bL}^j \eta^k + H.c., \quad (2.16)$$

indicam a necessidade de algum outro mecanismo para que sejam determinadas as massas dos léptons já que, pelo princípio de Pauli, a matriz G'_{ab} deve ser antissimétrica, impedindo a geração apropriada de massas, ao menos no nível de árvore.

Uma das soluções para dar conta das massas dos léptons em modelos 3-3-1 com o conteúdo e representação escolhidas é a introdução de um sexteto simétrico,

$$S = \begin{pmatrix} \sigma_1^0 & \frac{h_2^-}{\sqrt{2}} & \frac{h_1^+}{\sqrt{2}} \\ \frac{h_2^-}{\sqrt{2}} & H_1^{--} & \frac{\sigma_2^0}{\sqrt{2}} \\ \frac{h_1^+}{\sqrt{2}} & \frac{\sigma_2^0}{\sqrt{2}} & H_2^{++} \end{pmatrix} \sim (1, 6, 0), \quad (2.17)$$

que de forma análoga às componentes neutras dos tripletos, pode ser parametrizado em termos de campos escalares reais. Existem diferentes possibilidades quanto aos valores esperados no vácuo que suas componentes neutras σ_1^0 e σ_2^0 poderiam assumir; entretanto, é costumeiro fazer uso de simetrias discretas,

$$\rho \rightarrow i\rho, \chi \rightarrow i\chi, \eta \rightarrow -\eta, S \rightarrow -S, \quad (2.18)$$

evitando, assim, termos trilineares como

$$\eta^T S^\dagger \eta, \quad \epsilon^{ijk} S_{il} S_{jm} S_{kn}. \quad (2.19)$$

Impondo as simetrias

$$L_l \rightarrow iL_l, \quad Q_{1L} \rightarrow -Q_{1L}, \quad Q_{iL} \rightarrow -iQ_{iL}, \quad u_{aR} \rightarrow u_{aR}, \quad d_{aR} \rightarrow id_{aR} \quad (2.20)$$

e utilizando-as em conjunto com a simetria definida na Eq.(2.18), obtém-se $\langle \sigma_1^0 \rangle = 0$, impedindo que os neutrinos adquiram massa de Majorana e, dessa forma,

$$\langle S \rangle = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{v_2}{\sqrt{2}} \\ 0 & \frac{v_2}{\sqrt{2}} & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.21)$$

As interações de Yukawa para este sexteto são dadas por

$$-\mathcal{L}_Y^S = \frac{1}{2} \sum_a \sum_b G_{ab} \overline{(L_{aL}^i)^c} L_{bL}^{ij} S^{ij} + h.c.. \quad (2.22)$$

É interessante notar que alguns dos campos escalares presentes nos tripletos, Eq.(2.12), e no sexteto, Eq.(2.17), podem ser identificados com outros campos escalares presentes na literatura. Entre esses campos, estão presentes no setor escalar do modelo 331: o singlete η_2^+ de Zee [31], o singlete de Babu [32], o tripleto de Gelmini-Roncadelli [33] e, por fim, vários dubletos de Higgs do modelo padrão.

O potencial escalar mínimo mais geral, que conserva a simetria de gauge e não quebra explicitamente o número quântico global $\mathcal{F}$, definido por

$$\mathcal{F} = L + B, \quad (2.23)$$

onde L é o número leptônico total definido na Eq.(1.19) e B é o número bariônico, é

$$\begin{aligned} V = & \mu_1^2 \eta^\dagger \eta + \mu_2^2 \rho^\dagger \rho + \mu_3^2 \chi^\dagger \chi + \lambda_1 (\eta^\dagger \eta)^2 + \lambda_2 (\rho^\dagger \rho)^2 + \lambda_3 (\chi^\dagger \chi)^2 \\ & + (\eta^\dagger \eta) [\lambda_4 (\rho^\dagger \rho) + \lambda_5 (\chi^\dagger \chi)] + \lambda_6 (\rho^\dagger \rho) (\chi^\dagger \chi) + \lambda_7 (\eta^\dagger \rho) (\rho^\dagger \eta) \\ & + \lambda_8 (\chi^\dagger \eta) (\eta^\dagger \chi) + \lambda_9 (\rho^\dagger \chi) (\chi^\dagger \rho) + \left[\frac{f_1}{2} \epsilon^{ijk} \eta_i \rho_j \chi_k + h.c. \right] + V_s, \end{aligned} \quad (2.24)$$

onde V_s é a contribuição do sexteto ao potencial escalar,

$$\begin{aligned} V_s = & \mu_4^2 Tr(S^\dagger S) + \lambda_{10} [Tr(S^\dagger S)]^2 + \lambda_{11} Tr[(S^\dagger S)^2] \\ & + Tr(S^\dagger S) [\lambda_{12} (\eta^\dagger \eta) + \lambda_{13} (\chi^\dagger \chi) + \lambda_{14} (\rho^\dagger \rho)] \\ & + \left[\lambda_{15} \epsilon^{ijk} \chi_i (S \chi^\dagger)_j \eta_k + \lambda_{16} \epsilon^{ijk} \rho_i (S \rho^\dagger)_j \eta_k + \lambda_{17} \epsilon^{ijk} \epsilon^{lmn} S_{il} S_{jm} \eta_n \eta_k + h.c. \right] \\ & + \lambda_{18} \chi^\dagger S S^\dagger \chi + \lambda_{19} \eta^\dagger S S^\dagger \eta + \lambda_{20} \rho^\dagger S S^\dagger \rho + \left[\frac{f_2}{2} \chi^T S^\dagger \rho + h.c. \right]. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Não é necessário que sejam conservados os números leptônicos de família mas, ao menos nesse modelo, deseja-se que seja conservado o número fermiônico.

A quebra espontânea de simetria é realizada em duas etapas nos modelos 3-3-1, de forma hierárquica. Num primeiro momento $\langle \chi \rangle$ gera a simetria inicial do

modelo padrão e, em seguida, $\langle \eta \rangle$, $\langle \rho \rangle$ e $\langle S \rangle$ quebram a simetria resultando na simetria $U(1)$ da eletrodinâmica,

$$SU(3)_L \otimes U(1)_N \xrightarrow{\langle X \rangle} SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{\langle \eta, \rho, S \rangle} U(1)_{em}, \quad (2.26)$$

sendo possível identificar duas escalas distintas de massa correspondentes às diferentes etapas da quebra espontânea de simetria, i. e.,

$$v_X \gg v_\eta, v_\rho, v_2. \quad (2.27)$$

2.1.2 Bósons de gauge

Assim como ocorre no modelo padrão, os bósons de gauge da teoria são associados aos geradores dos grupos em questão, existindo, assim, nos modelos 3-3-1, 9 bósons de gauge: um octeto de campos de Yang-Mills, W_μ^a , $a = 1, 2, \dots, 8$, associados aos $3^2 - 1$ geradores de $SU(3)$ e um singleto B_μ , associado ao grupo abeliano $U(1)$. Estes 9 bósons vetoriais são os responsáveis pelas interações fraca e eletromagnética, sendo possível, assim como é feito no modelo padrão, identificar o fóton.

A partir do octeto W_μ^a e das matrizes de Gell-Mann λ^a , forma-se o produto

$$W_\mu^a \frac{\lambda^a}{2} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} W_\mu^8 & W_\mu^1 - i W_\mu^2 & W_\mu^4 - i W_\mu^5 \\ W_\mu^1 + i W_\mu^2 & -W_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} W_\mu^8 & W_\mu^6 - i W_\mu^7 \\ W_\mu^4 - i W_\mu^5 & W_\mu^6 - i W_\mu^7 & -\frac{2}{\sqrt{3}} W_\mu^8 \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

onde é possível identificar

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= -\frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2), \\ V_\mu^\pm &= -\frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^4 \pm i W_\mu^5), \\ U_\mu^{\pm\pm} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^6 \pm i W_\mu^7). \end{aligned} \quad (2.29)$$

Para obter as matrizes de massa dos bósons de gauge, é necessário que seja tomada a parte da lagrangeana que envolve as derivadas covariantes dos tripletos e do sexteto,

$$\mathcal{L}_{\varphi, S} = \sum_{\varphi_i} (\mathcal{D}_\mu \varphi_i)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \varphi_i) + (\mathcal{D}_\mu S_{ij})^\dagger (\mathcal{D}^\mu S^{ij}), \quad (2.30)$$

onde

$$\mathcal{D}_\mu \varphi_i = \partial_\mu \varphi_i - ig \left(\vec{W} \cdot \frac{\vec{\lambda}}{2} \right)_i^j \varphi_j - ig' N_\varphi \varphi_i B_\mu \quad (2.31)$$

são as derivadas covariantes referentes aos tripletos de campos de Higgs $\varphi_i = \eta, \rho, \chi$ e

$$\mathcal{D}_\mu S_{ij} = \partial_\mu S_{ij} - ig \left[\left(\vec{W}_\mu \cdot \frac{\vec{\lambda}}{2} \right)_i^k S_{kj} + \left(\vec{W}_\mu \cdot \frac{\vec{\lambda}}{2} \right)_j^k S_{ki} \right] \quad (2.32)$$

é a derivada covariante para o sexteto [34].

Realizando a quebra espontânea de simetria, a matriz de massa automaticamente diagonal obtida é

$$M_W^2 = \frac{1}{2} g^2 (v_\eta^2 + v_\rho^2 + v_2^2),$$

$$M_V^2 = \frac{1}{2} g^2 (v_\eta^2 + v_\chi^2 + v_2^2), \quad (2.33)$$

$$M_U^2 = \frac{1}{2} g^2 (v_\rho^2 + v_\chi^2 + v_2^2), \quad (2.34)$$

sendo ainda necessário que seja mantida a consistência com a fenomenologia a baixas energias. Estabelece-se, então, que

$$v_2^2 + v_\eta^2 + v_\rho^2 \approx (v_{MS}^2) \ll v_\chi^2, \quad (2.35)$$

i. e., os valores esperados adquiridos pelos escalares neutros η^0, ρ^0 e σ_2^0 estão dentro da faixa da escala de Fermi utilizada no modelo padrão.

Na aproximação (2.27) e desprezando termos como $\left(\frac{v_{\eta,\rho,2}}{v_\chi}\right)^2$, podem ser identificados outros estados físicos: o fóton - identificado de forma exata - e o bóson de gauge massivo Z^0 , presentes no modelo padrão, e um novo bóson, Z'^0 ,

$$A_\mu = \sin \theta_W (W_\mu^3 - \sqrt{3} W_\mu^8) + (1 - 4 \sin^2 \theta_W)^{\frac{1}{2}} B_\mu,$$

$$Z_\mu^0 \approx \cos \theta_W W_\mu^3 + \sqrt{3} \tan \theta_W \sin \theta_W W_\mu^8 - \tan \theta_W (1 - 4 \sin^2 \theta_W)^{\frac{1}{2}} B_\mu, \quad (2.36)$$

$$Z_\mu'^0 \approx \frac{1}{\cos \theta_W} \left[(1 - 4 \sin^2 \theta_W)^{\frac{1}{2}} W_\mu^8 + \sqrt{3} \sin \theta_W B_\mu \right].$$

2.1.3 Dinâmica de sabor

As interações entre bósons de gauge e férmions nos modelos 3-3-1 neste trabalho apresentados são dadas em termos dos autoestados de simetria eletrofraca pela lagrangeana

$$\mathcal{L}_F = \overline{R'} i \gamma^\mu (\partial_\mu + ig' B_\mu N_R) R' + \overline{L'} i \gamma^\mu \left(\partial_\mu + ig' B_\mu N_L + ig \frac{\vec{\lambda}}{2} \cdot \vec{W}_\mu \right) L' + h.c.. \quad (2.37)$$

A partir da lagrangeana da Eq.(2.37), obtém-se os termos de interação via corrente carregada,

$$\mathcal{L}_l^{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \sum_l \left(\bar{\nu}'_{lL} \gamma^\mu l'_L W_\mu^+ + \bar{l}'_L \gamma^\mu \nu'_{lL} V_\mu^+ + \bar{l}'_L^c \gamma^\mu l'_{lL} U_\mu^{++} + h.c. \right). \quad (2.38)$$

As interações eletromagnéticas são dadas por

$$\mathcal{L}_l^{em} = -e \sum_l \bar{l} \gamma^\mu l A_\mu, \quad (2.39)$$

onde identifica-se a carga elétrica,

$$e = g \sin \theta_W = g' \left(1 - 4 \sin^2 \theta_W \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.40)$$

e as correntes neutra-fracas são, para o bóson Z_μ^0 ,

$$\mathcal{L}_\nu^{Z^0} = -\frac{g}{2 \cos \theta_W} \sum_l \left[\bar{\nu}_l \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \nu_l \right] Z_\mu^0, \quad (2.41)$$

em termos dos autoestados de simetria dos neutrinos, e

$$\mathcal{L}_l^{Z^0} = -\frac{g}{2 \cos \theta_W} \sum_l \left[\bar{l} \gamma^\mu \left(-\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W + \frac{1}{2} \gamma_5 \right) l \right] Z_\mu^0, \quad (2.42)$$

em termos dos autoestados de simetria dos léptons carregados; as correntes neutra-fracas para o bóson de gauge Z_μ^0 , são

$$\mathcal{L}_\nu^{Z'} = -\frac{g}{2 \cos \theta_W} \sum_l \left\{ \bar{\nu}_l \gamma^\mu \left(-\frac{1}{2\sqrt{3}} \right) (1 - 4 \sin^2 \theta_W)^{\frac{1}{2}} \nu_l \right\} Z'_\mu \quad (2.43)$$

para os neutrinos e

$$\mathcal{L}_l^{Z'} = -\frac{g}{2 \cos \theta_W} \sum_l \left\{ \bar{l} \gamma^\mu \left[-\frac{5}{4\sqrt{3}} - \frac{\sqrt{3}}{4} \gamma_5 \right] (1 - 4 \sin^2 \theta_W)^{\frac{1}{2}} l \right\} Z'_\mu \quad (2.44)$$

para os léptons carregados. Estas lagrangeanas são invariantes: transformando os campos leptônicos da simetria em autoestados da massa em nada as altera - sendo então indiferente se elas estão escritas em termos dos autoestados da simetria (campos linha) (em verdade, segundo a convenção aqui adotada para os neutrinos, os índices destas partículas mudam), pois espera-se que

$$U_{L,R}^l U_{L,R}^{l\dagger} = U_{L,R}^{l\dagger} U_{L,R}^l = \mathbf{1}. \quad (2.45)$$

Escrevendo essas lagrangeanas em termos dos acoplamentos axial e vetor-axial, recuperam-se, no caso das lagrangeanas para o bóson Z^0 , as Eqs.(1.21) e (1.22), evidenciando concordância com o modelo padrão.

2.1.4 Biléptons

Os bósons de gauge do modelo padrão são desprovidos de número leptônico ou bariônico. Entretanto, em extensões do modelo padrão, e. g., modelos com setor de Higgs estendido [35] ou baseados em grupos de gauge maiores [36], incluindo estes modelos 3-3-1 [30], os bósons também podem portar número leptônico ou bariônico ou, como foi definido na Eq.(2.23), números leptônico e bariônico simultaneamente, $\mathcal{F}$.

Os bósons de gauge que surgem nos modelos 3-3-1, $V_\mu^\pm$ e $U_\mu^{\pm\pm}$, Eq.(2.30), são chamados bileptônicos, pois apresentam número leptônico total $|L| = 2$, como pode ser verificado na Eq.(2.38).

Os bósons bileptônicos podem mediar processos que são suprimidos no modelo padrão, e. g., o decaimento $\mu^- \rightarrow e^- \nu_e \nu^c$ através de um bilépton de uma carga em nível de árvore. Nos modelos 3-3-1 aqui estudados, este decaimento poderá ocorrer mediado pelo bóson de gauge V_μ^- e pelos escalares que contribuem coerentemente com os processos mediados por ele.

Os biléptons duplamente carregados são o melhor teste para determinar a qualidade dos modelos 3-3-1. Esses biléptons permitem o decaimento $\mu^- \rightarrow e^+ e^- e^-$, proibido no modelo padrão devido à violação do número leptônico de família.

2.1.5 Mecanismos de geração de massa para os neutrinos

Ao considerar este modelo é possível que sejam geradas massas para os neutrinos de diversas maneiras:

- considerando o potencial mínimo da Eq.(2.24) e descartando as simetrias das Eqs. (2.18) e (2.20), permitindo $\langle \sigma_1^0 \rangle \neq 0$ no modelo 3-3-1 com sexteto escalar.
- adicionando termos que não conservam o número fermiônico $\mathcal{F}$, definido na Eq.(2.23) ao potencial, tais como

$$V_{LNV} = \bar{f}_4 SSS + \bar{\lambda}_{22} \chi^\dagger \eta \rho^\dagger \eta + \bar{\lambda}_{23} \eta^\dagger S \chi \rho + \bar{\lambda}_{24} \chi \rho SS + h.c., \quad (2.46)$$

induzindo $\langle \sigma_1^0 \rangle \neq 0$ - no modelo 3-3-1 com sexteto escalar - e uma pequena massa para os neutrinos.

- no modelo 3-3-1 com singletos leptônicos, permitir a violação explícita do número $\mathcal{F}$.

2.2 Modelos 3-3-1 com singletos leptônicos

O primeiro modelo 3-3-1 a ter em seu conteúdo singletos leptônicos foi proposto por Duong e Ma [37], visando estudar o setor escalar de um modelo 3-3-1 superssimétrico.

Procurando por uma nova forma de gerar a massa do conteúdo de um modelo 3-3-1 com um setor escalar menos complicado, sendo somente necessários os tripletos escalares de (2.12), foi proposto em [38] a introdução de um lépton carregado,

$$l'_{S_{L,R}} \sim (1, 1, -1), \quad (2.47)$$

e um neutro,

$$\nu'_s \sim (1, 1, 0), \quad (2.48)$$

ambos transformando-se como um singlete.

Neste modelo, as interações de Yukawa são dadas por [38]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y = & \frac{1}{2} \sum \epsilon^{ijk} (\overline{L'_{aLi}})^c F_{ab} L'_{bLj} \eta_k \\ & + \sum [f_a \overline{L'_{aL}} l'_{SR} \rho + f'_a \overline{l'_{SL}} \chi^T (L'^c)_{aR}] + \\ & + \hat{h}_a \overline{L'_{aL}} \nu'_{sR} \eta + \frac{1}{2} (\overline{\nu'_{sR}})^c M_R \nu'_{sR} + h.c., \end{aligned} \quad (2.49)$$

onde F_{ab} é uma matriz antissimétrica. A matriz de massa para os léptons carregados pode ser obtida e, assim, na base dos autoestados de simetria $l'_{L,R} = (e', \mu', \tau', l'_s)_{L,R}$ temos $\bar{l}'_L \mathcal{M}^l l'_R + h.c.$ com

$$\mathcal{M}^l = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -f_{e\mu} v_\eta & -f_{e\tau} v_\eta & f_e v_\rho \\ f_{e\mu} v_\eta & 0 & -f_{\mu\tau} v_\eta & f_\mu v_\rho \\ f_{e\tau} v_\eta & f_{\mu\tau} v_\eta & 0 & f_\tau v_\rho \\ f'_e v_\chi & f'_\mu v_\chi & f'_\tau v_\chi & \sqrt{2} M \end{pmatrix}, \quad (2.50)$$

sendo considerados os mesmos valores esperados para o vácuo da Eq.(2.14). A matriz da Eq.(2.50) pode ser diagonalizada por transformações biunitárias que relacionam os autoestados de simetria aos autoestados da massa. Neste caso, as transformações da Eq.(1.15) diagonalizam a matriz de massa $\mathcal{M}^l$,

$$U_L^{l\dagger} \mathcal{M}^l U_R^l = \hat{\mathcal{M}}^l, \quad (2.51)$$

onde $\hat{\mathcal{M}}^l$ é a matriz de massa diagonalizada. A partir desta diagonalização, é possível determinar um conjunto de parâmetros consistentes com as massas dos léptons carregados. É mais simples fazer a análise numérica dos autovalores de $\mathcal{M}^l \mathcal{M}^{l\dagger}$ e $\mathcal{M}^{l\dagger} \mathcal{M}^l$ [39],

$$U_L^{l\dagger} \mathcal{M}^l U_R^l U_R^{l\dagger} \mathcal{M}^{l\dagger} U_L^l = (\hat{\mathcal{M}}^l)^2, \quad (2.52)$$

$$U_R^{l\dagger} \mathcal{M}^{l\dagger} U_L^l U_L^{l\dagger} \mathcal{M}^l U_R^l = (\hat{\mathcal{M}}^l)^2, \quad (2.53)$$

lembrando que as matrizes de mistura são unitárias,

$$U_{L,R}^l U_{L,R}^{l\dagger} = U_{L,R}^{l\dagger} U_{L,R}^l = \mathbf{1}. \quad (2.54)$$

Estamos interessados nas matrizes de mistura, pois elas serão necessárias para a determinação das larguras de decaimento do μ^- nos modelos 3-3-1. Foram escolhidos parâmetros para a matriz de massa leptônica, na Eq.(2.50),

$$\begin{aligned} f_{e\mu} &= f_{e\tau} = 6.785 \times 10^{-4}, f_{\mu\tau} = 21 \times 10^{-2}, \\ f_e &= 4.263 \times 10^{-4}, f_\mu = 4.81815 \times 10^{-2}, \\ f_\tau &= 1.259848 \times 10^{-1}, f'_e = 0.001, \\ f'_\mu &= 0.005, f'_\tau = 0.3, \end{aligned} \quad (2.55)$$

com valores (em GeV)

$$M = 3000.0, v_\chi = 1000.0, v_\eta = 20.0, v_\rho = 245.186, \quad (2.56)$$

de forma a satisfazer as relações dadas nas Eqs.(2.52) e (2.53). Como resultado, foram obtidas as seguintes massas para os léptons carregados, em GeV,

$$\begin{aligned} m_e &= 5.10985 \times 10^{-4}, m_\mu = 1.05658 \times 10^{-1}, \\ m_\tau &= 1.77703, m_{l_s} = 3007.79, \end{aligned} \quad (2.57)$$

que estão em acordo com os valores medidos, para os léptons conhecidos [2].

Substituindo os parâmetros escolhidos na Eq.(2.55) na matriz de massa dos léptons não diagonalizada, Eq.(2.50), e fazendo a análise dos autovalores quadrados, as matrizes de mistura RH e LH são

$$U_L^l \sim \begin{pmatrix} -0.99517 & -0.09776 & 0.00836 & 0.00002 \\ 0.08889 & -0.86222 & 0.49866 & 0.00276 \\ -0.04154 & 0.49701 & 0.86672 & 0.00724 \\ 0.00008 & -0.00122 & -0.00766 & 0.99997 \end{pmatrix}, \quad (2.58)$$

$$\tilde{U}_R^l \sim \begin{pmatrix} 0.99914 & -0.04130 & 0.00433 & 0.00024 \\ 0.04133 & 0.99905 & -0.00754 & 0.01175 \\ 0.00395 & -0.00852 & -0.99747 & 0.07053 \\ -0.00100 & -0.01116 & 0.07061 & 0.99744 \end{pmatrix}, \quad (2.59)$$

onde $\tilde{U}_R^l = U_R^l \phi$, com $\phi = \text{diag}(1, -1, 1, -1)$.

Os neutrinos, até este momento, no modelo, não são massivos e podem adquirir massa no nível de árvore [40] ou através de correções radiativas [28], [41]. Outra possibilidade é quebrar explicitamente a simetria global $\mathcal{F}$, permitindo que escalares pertencentes a diferentes setores e de mesma carga se misturem (cf. Fig. 1). Este é o caso escolhido para estudo.

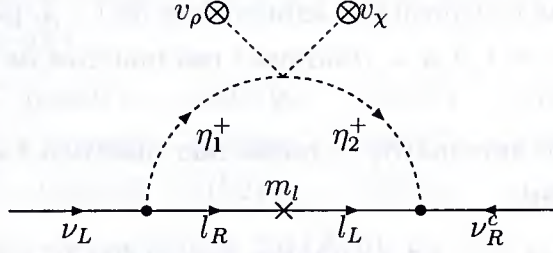


Fig.1. Diagrama para cálculo de massa dos neutrinos

Admitindo que o segundo termo da Eq.(2.46) esteja presente no potencial escalar a quebra da simetria global $\mathcal{F}$ ocorre e todos os campos escalares de uma carga se misturam, formando diagramas como o da Fig. 1. A corrente carregada em função dos autoestados de massa pode ser escrita no modelo, de forma análoga à já citada na Eq.(1.13), como

$$\bar{l}_L \gamma^\mu \hat{V}_{MNS} n_L W_\mu^-, \quad (2.60)$$

sendo $\hat{V}_{MNS}$ a matriz de Maki-Nakagawa-Sakata (MNS) [42] geral do modelo, em analogia à matriz definida na Eq.(1.14), porém definida, neste caso, como

$$\hat{V}_{MNS} = (O_L^l)^\dagger O^\nu \Phi, \quad (2.61)$$

onde O^ν é a submatriz 3×4 de U^ν que relaciona os autoestados de massa aos de simetria dos neutrinos e O_L^l é a submatriz 3×4 de U_L^l (2.58), omitindo a última linha (e, da mesma forma, O_R^l é, na Eq.(2.58), a submatriz 3×4 de U_R^l), de modo que V_{MNS} é uma matriz 4×4 . A utilização das submatrizes, neste modelo, faz-se necessária pois os autoestados de simetria dos singletos leptônicos não interagem com os bósons de gauge. A definição de uma matriz MNS geral para o modelo se deve à impossibilidade de comparar essa matriz, $\hat{V}_{MNS}$ à matriz MNS original, 3×3 .

As matrizes que giram os autoestados dos léptons carregados para a corrente definida pela Eq.(2.60) são dadas por

$$O_L^l \sim \begin{pmatrix} -0.99517 & -0.09776 & 0.00836 & 0.00002 \\ 0.08889 & -0.86222 & 0.49866 & 0.00276 \\ -0.04154 & 0.49701 & 0.86672 & 0.00724 \end{pmatrix}, \quad (2.62)$$

$$O_R^l \sim \begin{pmatrix} 0.99914 & -0.04130 & 0.00433 & 0.00024 \\ 0.04133 & 0.99905 & -0.00754 & 0.01175 \\ 0.00395 & -0.00852 & -0.99747 & 0.07053 \end{pmatrix}. \quad (2.63)$$

As interações com o tripleto η da Eq.(2.49) são,

$$-\overline{l_{\alpha R}} \left(O_R^{lT} \right)_{\alpha a} F_{ab} (O^\nu \Phi)_{b\beta} \nu_{\beta L} \eta_1^- - \overline{l_{\alpha L}} \left(O_L^l \right)_{b\alpha}^T F_{ab}^T (O^\nu \Phi)_{a\beta}^* \nu_{\beta R}^c \eta_2^- + h.c. \quad (2.64)$$

onde são utilizadas novamente as submatrizes de $U_{L,R}^l$, pois os índices $a, b = e, \mu, \tau$ e $\alpha = e, \mu, \tau, s$ e $\beta = 1, 2, 3, s$, resultarão nas matrizes de mistura para os escalares η_1^- e η_2^- .

Obtém-se então uma matriz de massa não simétrica 4×4 finita para os neutrinos no nível de um loop,

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{bd}^\nu &= \lambda v_\rho v_\chi \sum_{\alpha, a, f} \left(O_R^{lT} \right)_{\alpha a} F_{ab} m_\alpha F_{df} \left(O_R^l \right)_{f\alpha} \times I \left(M_1^2, M_2^2, m_\alpha^2 \right) \\ &\approx \frac{\lambda v_\rho v_\chi}{16\pi^2 M_2^2} \sum_\alpha m_\alpha \left(O_R^{lT} F \right)_{ab} \left(F O_L^l \right)_{d\alpha} I(r, s_\alpha), \end{aligned} \quad (2.65)$$

onde

$$I(r, s_\alpha) = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1}{(s_\alpha^2 - r^2)x + (s_\alpha^2 - 1)y - s_\alpha^2}, \quad (2.66)$$

e $M_{1,2}$ são massas típicas dos escalares, $r = M_1/M_2$ e $s_\alpha = m_\alpha/M_2$. Existe ainda uma outra contribuição proporcional à v_η^2 que é desprezada ao se considerar $v_\eta^2 \ll v_\rho v_\chi$ que pode ser encontrada ao se fazer a troca $\eta_1^- \rightarrow \rho^-$ e $\eta_2^- \rightarrow \chi^-$.

A matriz de massa na base $n' = (\nu'_{eL}, \nu'_{\mu L}, \nu'_{\tau L}, (\nu'_s)^c)^T$, em GeV, é

$$M^\nu \sim \lambda \begin{pmatrix} -0.0075 & -0.18972 & 0.05030 & \frac{\hat{h}_e v_\eta}{2\sqrt{2}} \lambda \\ & -4.60838 & 1.2635 & \frac{\hat{h}_\mu v_\eta}{2\sqrt{2}} \lambda \\ & & -0.29346 & \frac{\hat{h}_\tau v_\eta}{2\sqrt{2}} \lambda \\ \frac{\hat{h}_e v_\eta}{2\sqrt{2}} \lambda & \frac{\hat{h}_\mu v_\eta}{2\sqrt{2}} \lambda & \frac{\hat{h}_\tau v_\eta}{2\sqrt{2}} \lambda & \frac{M_R}{2\lambda} \end{pmatrix}, \quad (2.67)$$

onde $\hat{h}_a = 10^6 \hat{h}'_a$ e a submatriz 3×3 numérica de M^ν na Eq.(2.67) representa massas geradas por correções radiativas [38]. Escolhendo

$$(\lambda, \hat{h}_e, \hat{h}_\mu, \hat{h}_\tau) = (10^{-6}, 2 \times 10^{-3}, 10^{-7}, 10^{-7}), \quad (2.68)$$

para os parâmetros adimensionais, $v_\eta = 20$ GeV e $M_R = 2$ eV, os autovalores da matriz dada na Eq.(2.67) serão, em eV:

$$(\sim 0, 0.005, 0.052, 1.052). \quad (2.69)$$

Os autovalores encontrados são consistentes com as diferenças dos quadrados das massas obtidos dos dados de neutrinos do LSND [43], neutrinos solares [44] e

atmosféricos [45]. A matriz de mistura para os autoestados dos neutrinos é, nesse caso,

$$U^\nu \sim \begin{pmatrix} 0.99912 & -0.04199 & -0.00191 & -0.00067 \\ -0.04193 & -0.99886 & 0.02275 & -0.00091 \\ -0.00293 & -0.02191 & -0.97602 & -0.21654 \\ 0 & 0.00582 & 0.21646 & -0.97627 \end{pmatrix}, \quad (2.70)$$

e, a matriz que gira os autoestados dos neutrinos na corrente definida na Eq.(2.60) é dada pela submatriz de U^ν ,

$$O^\nu \sim \begin{pmatrix} 0.99912 & -0.04199 & -0.00191 & -0.00067 \\ -0.04193 & -0.99886 & 0.02275 & -0.00091 \\ -0.00293 & -0.02191 & -0.97602 & -0.21654 \end{pmatrix}. \quad (2.71)$$

A matriz de mistura dos neutrinos, Eq.(2.70), é, como no caso dos léptons carregados, uma matriz 4x4 e, dessa forma, a matriz V_{MNS} também é uma matriz 4x4,

$$\hat{V}_{MNS} \equiv (O_L^l)^T O^\nu \Phi, \quad (2.72)$$

onde O_L^l é a matriz que gira os autoestados dos léptons carregados que interagem com o bóson de gauge W_μ^- , Eq.(2.62), O^ν é a submatriz 3x4 da matriz U^ν , Eq.(2.71), e $\Phi = \text{diag}(1, i, i, 1)$,

$$\hat{V}_{MNS} = \begin{pmatrix} -0.99790 & -0.04609i & 0.04446i & 0.00958 \\ -0.06298 & 0.85445i & -0.50452i & -0.10677 \\ -0.01509 & -0.51743i & -0.83461i & -0.18814 \\ -0.00011 & -0.00291i & -0.00700i & -0.00157 \end{pmatrix}. \quad (2.73)$$

Analisando a matriz $\hat{V}_{MNS}$ da Eq.(2.73), pode ser observado que não há, praticamente, interação entre os autoestados de massa dos singletos, carregado e neutro, com o bóson de gauge do modelo padrão W_μ^- . Esta matriz não pode ser diretamente comparada às soluções usuais de mistura pois, além de não ser ortogonal, ela contém termos imaginários.

A matriz V_{MNS} que pode ser utilizada para comparações é a submatriz 3×3 da matriz geral $\hat{V}_{MNS}$,

$$V_{MNS} = \begin{pmatrix} -0.99790 & -0.04609i & 0.04446i \\ -0.06298 & 0.85445i & -0.50452i \\ -0.01509 & -0.51743i & -0.83461i \end{pmatrix}. \quad (2.74)$$

Neste caso, os parâmetros escolhidos fornecem uma matriz V_{MNS} do tipo da solução SMA mas, a utilização de outros parâmetros, poderia resultar numa solução do tipo LMA. Outras matrizes de mistura poderiam ser obtidas, bastando, para isso, que sejam modificados os parâmetros das Eqs.(2.55), (2.56) e (2.68).

Capítulo 3

Decaimento do μ^- via bósons de gauge do modelo $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$ com singletos leptônicos

O modelos 3-3-1 devem descrever as mesmas interações já descritas pelo modelo padrão. É de nosso interesse restringir as massas do bóson de gauge dileptônico V_μ^- e dos escalares em modelos 3-3-1, através do restritivo decaimento do μ^- .

O principal canal de decaimento do μ^- verificado pelo PDG [2] é $\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \nu_e^c$, que ocorre via bóson de gauge W_μ^- , totalizando praticamente 100% dos decaimentos (cf. Tabela 3.1), i. e., é um processo muito restritivo.

Nos modelos 3-3-1 que são aqui analisados, é possível que ocorra $\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \nu_e$ através dos biléptons V_μ^- , H_2^- e η_2^- , além da possibilidade de haver maior quantidade de escalares intermediando o processo $\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \nu_e^c$, dominado pelo bóson W_μ^- .

As novas contribuições representam física nova e podem ser estudados no contexto de modelos 3-3-1.

Γ_i	Canais base de decaimento	Γ_i/Γ
Γ_1	$e^- \nu_e^c \nu_\mu$	$\approx 100\%$
Γ_2	$e^- \nu_e^c \nu_\mu \gamma$	$(1.4 \pm 0.4)\%$
Γ_3	$e^- \nu_e^c \nu_\mu e^+ e^-$	$(3.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$
Γ_4	$e^- \nu_e \nu_\mu^c$	$< 1.2\%$
Γ_5	$e^- \gamma$	$< 1.2 \times 10^{-11}$
Γ_6	$e^- e^+ e^-$	$< 1.0 \times 10^{-12}$
Γ_7	$e^- 2\gamma$	$< 7.2 \times 10^{-11}$

Tabela 3.1: Modos de decaimento do μ^-

3.1 Decaimento via W_μ^- no modelo padrão

A lagrangeana que contém a interação dos léptons com o bóson de gauge $W_\mu^\pm$, em termos dos autoestados de massa dos léptons, é dada por

$$-\mathcal{L}_W = \frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{l} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \nu_l W_\mu^- + \frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{\nu}_l \gamma^\mu (1 - \gamma_5) l W_\mu^+, \quad (3.1)$$

onde foi feita a aproximação $V_{MNS} = 1$, porque o efeito da massa dos neutrinos, para a largura do decaimento do μ^- , é desprezível, se forem consideradas massas da ordem de grandeza das apresentadas na seção 1.2.2.

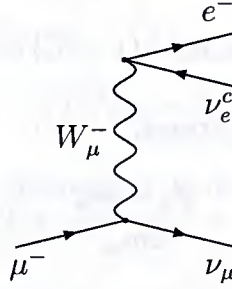


Diagrama de Feynmann para o decaimento do múon através do bóson W_μ^- .

A amplitude invariante para o processo $\mu^- \rightarrow e^- \nu_e^c \nu_\mu$, intermediado pelo bóson de gauge W_μ^- , é

$$\mathcal{M}_W = \left[-\frac{ig}{2\sqrt{2}} \bar{u}_1 \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) u_\mu \right] \left(-i \frac{g^{\lambda\sigma} - \frac{q^\lambda q^\sigma}{m_W^2}}{q^2 - m_W^2} \right) \left[-\frac{ig}{2\sqrt{2}} \bar{u}_e \gamma_\sigma (1 - \gamma_5) v_2 \right] \quad (3.2)$$

onde os índices 1 e 2 correspondem, respectivamente, a ν_μ e ν_e^c . O propagador para este decaimento pode ser aproximado,

$$\left(-i \frac{g^{\lambda\sigma} - \frac{q^\lambda q^\sigma}{m_W^2}}{q^2 - m_W^2} \right) \rightarrow -i \frac{g^{\lambda\sigma}}{m_W^2}, \quad (3.3)$$

pois $|q^2| \ll m_W^2$.

Fazendo uso da métrica e substituindo $\frac{G_F^2}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2}$, obtém-se

$$\mathcal{M}_W = i \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{u}_1 \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) u_\mu] [\bar{u}_e \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) v_2] \quad (3.4)$$

e

$$\mathcal{M}_W^\dagger = -i \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{v}_2 \gamma^\sigma (1 - \gamma_5) u_e] [\bar{u}_\mu \gamma_\sigma (1 - \gamma_5) u_1]. \quad (3.5)$$

A contribuição pura para o decaimento do μ^- via W_μ^- depende do módulo da amplitude invariante ao quadrado,

$$\begin{aligned}\overline{|\mathcal{M}_W|^2} &= \frac{1}{2}|\mathcal{M}_W|^2 \\ &= \frac{G_F^2}{2^2} T_1^W T_2^W,\end{aligned}\quad (3.6)$$

onde

$$T_1^W = Tr [u_1 \bar{u}_1 \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) u_\mu \bar{u}_\mu \gamma_\sigma (1 - \gamma_5)], \quad (3.7)$$

$$T_2^W = Tr [u_e \bar{u}_e \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) v_2 \bar{v}_2 \gamma^\sigma (1 - \gamma_5)]. \quad (3.8)$$

Usando os operadores projetores,

$$u_\alpha \bar{u}_\alpha = \frac{\not{p}_\alpha - m_\alpha}{2m_\alpha}, \quad v_\beta \bar{v}_\beta = \frac{\not{p}_\beta + m_\beta}{2m_\beta} \quad (3.9)$$

os traços das Eqs.(3.7) e (3.8) podem ser simplificados,

$$\begin{aligned}T_1^W &= \frac{1}{2^2 m_1 m_\mu} Tr [\not{p}_1 \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) (\not{p}_\mu + m_\mu) \gamma_\sigma (1 - \gamma_5)] \\ &= \frac{1}{2m_1 m_\mu} Tr [\not{p}_\mu \gamma_\sigma \not{p}_1 \gamma_\lambda (1 - \gamma_5)]\end{aligned}\quad (3.10)$$

e

$$\begin{aligned}T_2^W &= \frac{1}{2^2 m_2 m_e} Tr [(\not{p}_e + m_e) \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) \not{p}_2 \gamma^\sigma (1 - \gamma_5)] \\ &= \frac{1}{2m_2 m_e} Tr [\not{p}_2 \gamma^\sigma \not{p}_e \gamma^\lambda (1 - \gamma_5)].\end{aligned}\quad (3.11)$$

Utilizando tecnologia de traço e substituindo as duas últimas equações em (3.6),

$$\overline{|\mathcal{M}_W|^2} = \frac{2^2 G_F^2}{m_1 m_2 m_e m_\mu} (p_\mu \cdot p_2) (p_1 \cdot p_e). \quad (3.12)$$

A regra de ouro para o decaimento do μ^- com três partículas no estado final é

$$d\Gamma = (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - k) \frac{m_e}{E_e} \frac{m_\mu}{E_\mu} \frac{m_1}{E_1} \frac{m_2}{E_2} \frac{d^3 \mathbf{p}_e}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \mathbf{p}_1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \mathbf{p}_2}{(2\pi)^3} \overline{|\mathcal{M}_W|^2}, \quad (3.13)$$

onde $k = p_\mu - p_e$ ou, substituindo o módulo da amplitude invariante ao quadrado,

$$d\Gamma_{SM} = \frac{2^2 G_F^2}{(2\pi)^5 E_e E_\mu E_1 E_2} \delta^4(p_1 + p_2 - k) (p_\mu \cdot p_2) (p_1 \cdot p_e) d^3 \mathbf{p}_e d^3 \mathbf{p}_1 d^3 \mathbf{p}_2. \quad (3.14)$$

A largura diferencial deverá ser primeiro integrada no espaço de momento dos neutrinos, já que estes não são enxergados nos experimentos,

$$\begin{aligned} d\Gamma_{SM} &= \frac{2^2 G_F^2 (p_\mu)^\sigma (p_e)^\rho}{(2\pi)^5 E_e E_\mu} d^3 \mathbf{p}_e \int \int \delta^4(p_1 + p_2 - k) \frac{(p_2)_\sigma (p_1)_\rho}{E_1 E_2} d^3 \mathbf{p}_1 d^3 \mathbf{p}_2 \\ &= \frac{2^2 G_F^2 (p_\mu)^\sigma (p_e)^\rho}{(2\pi)^5 E_e E_\mu} d^3 \mathbf{p}_e I_{\sigma\rho} \end{aligned} \quad (3.15)$$

e, resolvendo as integrais no espaço dos neutrinos,

$$d\Gamma_{SM} = \frac{G_F^2 (p_\mu)^\sigma (p_e)^\rho}{2^4 3\pi^4 E_e E_\mu} d^3 \mathbf{p}_e (k^2 g_{\sigma\rho} + 2k_\sigma k_\rho), \quad (3.16)$$

pois o tensor invariante $I_{\sigma\rho}$ é dado por

$$I_{\sigma\rho} = \frac{\pi}{6} (k^2 g_{\sigma\rho} + 2k_\sigma k_\rho). \quad (3.17)$$

É usual determinar a largura diferencial de decaimento do μ^- no referencial do centro de momento do múon, i.e.,

$$p_\mu = (m_\mu, 0), \quad p_e = (E_e, \mathbf{p}_e), \quad k = (m_\mu - E_e, -\mathbf{p}_e), \quad (3.18)$$

de forma que a largura diferencial de decaimento é

$$d\Gamma_{SM} = \frac{G_F^2}{2^4 \cdot 3\pi^4 E_e E_\mu} [k^2 (p_\mu \cdot p_e) + 2(k \cdot p_\mu)(k \cdot p_e)] d^3 \mathbf{p}_e. \quad (3.19)$$

Se for utilizado o limite em que $m_e \rightarrow 0$, levando em consideração que $m_\mu \cong 206m_e$, a largura pode ser escrita numa forma mais simples e, assim,

$$d\Gamma_{SM} = \frac{G_F^2}{2^4 \cdot 3\pi^4} m_\mu (3m_\mu - 4E_e) d^3 \mathbf{p}_e. \quad (3.20)$$

A forma mais simples de resolver esta expressão é determinar uma relação para um decaimento que tenha como produto um elétron de máxima energia, caso em que os dois neutrinos sairiam na mesma direção. Nesse caso, a energia do elétron mais energético pode ser aproximada por

$$E_{e,max} = \frac{m_\mu}{2}, \quad (3.21)$$

ou, finalmente, para um elétron com uma energia qualquer,

$$E_e = \frac{m_\mu}{2} \epsilon, \quad (3.22)$$

onde ϵ é um parâmetro adimensional definido como

$$\epsilon = \frac{E_e}{E_{e,max}}. \quad (3.23)$$

Substituindo os termos de energia do e^- e $d^3\mathbf{p}_e = E_e dE_e d\Omega_e$,

$$\begin{aligned}
 d\Gamma_{SM} &= \frac{G_F^2}{2^4 \cdot 3\pi^4} m_\mu (3m_\mu - 4E_e) E_e^2 dE_e d\Omega_e \\
 &= \frac{G_F^2}{2^2 \cdot 3\pi^3} m_\mu^2 (3 - 2\epsilon) \frac{m_\mu^2}{2^2} \frac{m_\mu}{2} d\epsilon \\
 &= \frac{G_F^2 m_\mu^5}{3 \cdot 2^5 \pi^3} (3 - 2\epsilon) d\epsilon,
 \end{aligned} \tag{3.24}$$

e, integrando no espaço do e^- ,

$$\Gamma_{SM} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} = 2.97 \times 10^{-3} \text{MeV} \tag{3.25}$$

De acordo com o PDG [2], onde a massa do elétron não é tida como desprezível a largura de decaimento principal do μ^- , $\mu \rightarrow e^- \nu_e^c \nu_\mu$, com as correções radiativas, já dada pelas Eqs.(1.32) e (1.33), é

$$\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \nu_\tau \nu_e^c) = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} f\left(\frac{m_e^2}{m_\mu^2}\right) r_{RC}^\mu. \tag{3.26}$$

3.2 Decaimento via W_μ^- em modelos 3-3-1 com singletos leptônicos

No modelo 3-3-1 com singletos leptônicos é possível que seja feita um estudo do decaimento do múon em função dos autoestados de massa envolvidos no processo. A corrente carregada em função dos autoestados da massa é

$$\bar{l}_L \gamma^\mu \hat{V}_{MNS} n_L W_\mu^-, \tag{3.27}$$

onde

$$\begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix}_{L,R} = O_{L,R}^l \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \\ l_S \end{pmatrix}_{L,R} = O_{L,R}^l l_{L,R} \tag{3.28}$$

e

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L = O^\nu \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ \nu_s \end{pmatrix}_L = O^\nu n_L \tag{3.29}$$

de modo que

$$\hat{V}_{MNS} = (O_L^l)^\dagger O_L^\nu \Phi, \tag{3.30}$$

que tem seus valores numéricos definidos na Eq.(2.73).

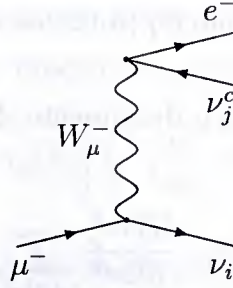


Diagrama de Feynmann para o decaimento $\mu^- \rightarrow e^- \nu_i \nu_j^c$ via W_μ^- no modelo 3-3-1 com singletos.

A amplitude invariante pode ser construída em uma forma mais geral,

$$\mathcal{M}_W = \left[-\frac{ig}{2\sqrt{2}} \bar{u}_i \gamma_\lambda (\hat{V}^\dagger)_{i\mu} (1 - \gamma_5) u_\mu \right] \left(-i \frac{g^{\lambda\sigma}}{m_W^2} \right) \left[-\frac{ig}{2\sqrt{2}} \bar{u}_e \gamma_\sigma \hat{V}_{ej} (1 - \gamma_5) v_j \right], \quad (3.31)$$

onde foi utilizada a aproximação da Eq.(3.3) para o propagador e aparecem os elementos da matriz de mistura V_{MNS} . Os índices dos neutrinos, $i, j = 1, 2, 3$, referem-se aos autoestados de massa dos neutrinos, que podem ser quaisquer. Havendo a possibilidade de mistura entre os neutrinos, é necessário cuidado com os índices de seus espinores pois a contribuição total depende da soma sobre todos os neutrinos possíveis. Os índices dos neutrinos são, dessa forma, fixos quando escritos na amplitude, mas a contribuição total deverá conter a soma sobre todos os neutrinos finais possíveis.

A amplitude na Eq.(3.31), deduzida a partir do modelo 3-3-1 com singletos leptônicos, é similar à amplitude da Eq.(3.4), referente ao modelo padrão. Entretanto, neste caso, a matriz V_{MNS} não é unitária, impossibilitando que as contribuições provenientes da matriz de mistura sejam desprezadas.

É levado em conta que os autoestados da simetria para os léptons carregados têm um autoestado de massa predominante de modo que consideram-se os autoestados de simetria como sendo os próprios autoestados de massa. Assim sendo, continuam sendo considerados o e^- e o μ^- como os léptons carregados envolvidos no processo.

O módulo da amplitude invariante ao quadrado é,

$$\begin{aligned} |\overline{M}_W|^2 = \frac{G_F^2}{2^2} & \left[\bar{v}_j \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) (\hat{V}^\dagger)_{je} u_e \right] \left[\bar{u}_\mu \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) \hat{V}_{\mu i} u_i \right] \times \\ & \left[\bar{u}_i \gamma^\sigma (1 - \gamma_5) (\hat{V}^\dagger)_{i\mu} u_\mu \right] \left[\bar{u}_e \gamma_\sigma (1 - \gamma_5) \hat{V}_{ej} v_j \right]. \end{aligned} \quad (3.32)$$

Colocando os elementos da matriz V_{MNS} em evidência são obtidos os traços dados nas Eqs.(3.7) e (3.8) de forma que o módulo da amplitude invariante ao quadrado é

$$|\overline{M}_W|^2 = 2^2 G_F^2 \frac{|\hat{V}_{ej}|^2 |\hat{V}_{\mu i}|^2}{m_i m_j m_e m_\mu} (p_j \cdot p_\mu) (p_e \cdot p_i), \quad (3.33)$$

que é similar ao encontrado na Eq.(3.12), a menos dos fatores de mistura e das transformações $2 \rightarrow j$ e $1 \rightarrow i$.

Assim, a largura final para o decaimento do μ^- em termos dos autoestados de massa é

$$\begin{aligned}\Gamma_W &= \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} \sum_{i,j=1,2,3} |\hat{V}_{ej}|^2 |\hat{V}_{\mu i}|^2 \\ &= \Gamma_{SM} \sum_{i,j=1,2,3} |\hat{V}_{ej}|^2 |\hat{V}_{\mu i}|^2,\end{aligned}\quad (3.34)$$

que deve ser a contribuição dominante para o decaimento do μ^- , como ocorre no modelo padrão. Como explicado após a Eq.(3.31) a somatória que aparece na Eq.(3.34) foi omitida nas expressões anteriores desta seção, para evitar confusões com os índices dos espinores.

3.3 Decaimento via V_μ^- em modelos 3-3-1 com singletos leptônicos

Neste modelo, os léptons podem interagir através do bóson vetorial dileptônico, V_μ^- , com a interação descrita pela lagrangeana

$$-\mathcal{L}_V = \bar{l}_R \gamma^\mu \hat{U}_{MNS} \nu_R^c V_\mu^- + h.c. \quad (3.35)$$

onde a matriz de mistura é definida à partir das mesmas submatrizes definidas nas Eqs.(2.63) e (2.71),

$$\hat{U}_{MNS} = (O_R^l)^\dagger (O^\nu \Phi)^*, \quad (3.36)$$

que, numericamente, é

$$\hat{U}_{MNS} = \begin{pmatrix} 0.99651 & 0.08332i & 0.00482i & -0.00156 \\ -0.08313 & 0.99599i & -0.03112i & 0.00096 \\ 0.00756 & -0.02920i & -0.97337i & 0.21599 \\ -0.00046 & 0.01329i & 0.06857i & -0.01528 \end{pmatrix}. \quad (3.37)$$

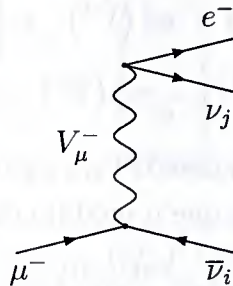


Diagrama de Feynmann para o decaimento $\mu^- \rightarrow e^- \nu_i^c \nu_j$ via V_μ^- .

Respeitando a lagrangeana definida na Eq.(3.35), a amplitude invariante para o decaimento do múon via V_μ^- , em função dos autoestados da massa é,

$$\mathcal{M}_V = \left[-\frac{ig}{2\sqrt{2}} \bar{v}_i \gamma_\lambda (\hat{\mathcal{U}}^\dagger)_{i\mu} (1 + \gamma_5) u_\mu \right] \left(-i \frac{g^{\lambda\sigma}}{m_W^2} X_V^2 \right) \left[-\frac{ig}{2\sqrt{2}} \bar{u}_e \gamma_\sigma \hat{\mathcal{U}}_{ej} (1 + \gamma_5) u_j \right]. \quad (3.38)$$

A exemplo da amplitude para o bóson de gauge W_μ^- , Eq.(3.31), os índices dos neutrinos são fixos e a largura de decaimento depende da soma sobre todos os neutrinos finais possíveis.

O propagador, neste caso, é similar ao propagador definido na Eq.(3.3), para o modelo padrão,

$$\left(-i \frac{g^{\lambda\sigma} - \frac{q^\lambda q^\sigma}{m_V^2}}{q^2 - m_V^2} \right), \quad (3.39)$$

podendo ser reduzido a

$$\left(-i \frac{g^{\lambda\sigma} - \frac{q^\lambda q^\sigma}{m_V^2}}{q^2 - m_V^2} \right) \rightarrow -i \frac{g^{\lambda\sigma}}{m_W^2} X_V^2, \quad (3.40)$$

onde definiu-se o fator

$$X_V = \frac{m_W}{m_V} \quad (3.41)$$

que relaciona a massa dos bósons de gauge vetoriais do modelo.

Usando a métrica, obtém-se

$$\mathcal{M}_V = i \frac{g^2}{8m_W^2} X_V^2 (\hat{\mathcal{U}}^\dagger)_{i\mu} \hat{\mathcal{U}}_{ej} [\bar{v}_i \gamma^\sigma (1 + \gamma_5) u_\mu] [\bar{u}_e \gamma_\sigma (1 + \gamma_5) u_j] \quad (3.42)$$

e seu conjugado hermitiano,

$$\mathcal{M}_V^\dagger = -i \frac{g^2}{8m_W^2} X_V^2 \hat{\mathcal{U}}_{\mu i} (\hat{\mathcal{U}}^\dagger)_{je} [\bar{u}_j \gamma^\lambda (1 + \gamma_5) u_e] [\bar{v}_\mu \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) v_i]. \quad (3.43)$$

Como foi escolhido utilizar o fator X_V no propagador do bóson V_μ^- , a largura de decaimento, neste caso, também poderá ser escrita em função da constante de Fermi, G_F . O módulo quadrado da amplitude invariante,

$$|\overline{\mathcal{M}_V}|^2 = \frac{G_F^2 X_V^4}{2^6 m_\mu m_e m_i m_j} |\hat{\mathcal{U}}_{\mu i}|^2 |\hat{\mathcal{U}}_{ej}|^2 T_1^V T_2^V, \quad (3.44)$$

depende dos traços

$$\begin{aligned} T_1^V &= \text{Tr} \left[(\not{p}_\mu + m_\mu) \gamma^\lambda (1 + \gamma_5) (\not{p}_i - m_i) \gamma^\sigma (1 + \gamma_5) \right] \\ &= 2 \text{Tr} \left[\not{p}_\mu \gamma^\lambda \not{p}_i \gamma^\sigma (1 + \gamma_5) \right] \end{aligned} \quad (3.45)$$

e

$$T_2^V = \text{Tr} \left[(\not{p}_j + m_j) \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) (\not{p}_e + m_e) \gamma_\sigma (1 + \gamma_5) \right] \quad (3.46)$$

$$= 2\text{Tr} \left[\not{p}_j \gamma_\lambda \not{p}_e \gamma^\sigma (1 + \gamma_5) \right]. \quad (3.47)$$

Finalmente,

$$|\overline{\mathcal{M}_V}|^2 = 2^2 G_F^2 X_V^4 \frac{|\hat{\mathcal{U}}_{\mu 1}|^2 |\hat{\mathcal{U}}_{ej}|^2}{m_\mu m_e m_i m_j} (p_i \cdot p_e) (p_\mu \cdot p_j), \quad (3.48)$$

onde pode ser observada a semelhança entre os módulos quadrados das amplitudes para os bósons W_μ^- e V_μ^- , Eqs.(3.33) e (3.48).

A largura de decaimento via V_μ^- difere da largura para o decaimento via W_μ^- nos elementos de mistura - as matrizes de mistura são diferentes - e no fator que relaciona os diferentes propagadores, X_V^4 ,

$$\Gamma_V = \sum_{i,j=1,2,3} \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} X_V^4 |\hat{\mathcal{U}}_{\mu i}|^2 |\hat{\mathcal{U}}_{ej}|^2 = \quad (3.49)$$

$$= \Gamma_{SM} X_V^4 \sum_{i,j=1,2,3} |\hat{\mathcal{U}}_{\mu i}|^2 |\hat{\mathcal{U}}_{ej}|^2. \quad (3.50)$$

Considerando somente os bósons de gauge W_μ^- e V_μ^- como os intermediadores do decaimento do múon, a largura total de decaimento é

$$\Gamma_T = \Gamma_W + \Gamma_V = \quad (3.51)$$

$$= \sum_{i,j=1,2,3} \left(|\hat{V}_{\mu i}|^2 |\hat{V}_{ej}|^2 + |\hat{\mathcal{U}}_{\mu i}|^2 |\hat{\mathcal{U}}_{ej}|^2 X_V^4 \right) \frac{G_F^2}{192\pi^3} m_\mu^5, \quad (3.52)$$

ou ainda,

$$\Gamma_{singlet}^{GB} = \sum_{i,j=1,2,3} \left(|\hat{V}_{\mu i}|^2 |\hat{V}_{ej}|^2 + |\hat{\mathcal{U}}_{\mu i}|^2 |\hat{\mathcal{U}}_{ej}|^2 X_V^4 \right) \Gamma_{SM}, \quad (3.53)$$

não ocorrendo a mistura entre os setores destes dois bósons de gauge.

3.4 Decaimento do μ^- via escalares de Higgs do modelo $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_N$ com singletos leptônicos

Este modelo é constituído por três tripletos de campos escalares que podem contribuir para a largura de decaimento do μ^- . Os escalares η_1^- e η_2^- contribuem coerentemente com os setores dos bósons de gauge W_μ^- e V_μ^- , respectivamente, e suas matrizes de mistura podem ser obtidas diretamente da Eq.(2.64),

$$-\overline{l_{\alpha R}} \left(O_R^T \right)_{\alpha a} F_{ab} (O^\nu \Phi)_{b\beta} \nu_{\beta L} \eta_1^- - \overline{l_{\alpha L}} \left(O_L^T \right)_{b\alpha} F_{ab}^T (O^\nu \Phi)_{a\beta}^* \nu_{\beta}^c \eta_2^- + h.c., \quad (3.54)$$

onde F_{ab} é uma submatriz 2×3 da matriz de massa dos léptons carregados, Eq.(2.50),

$$F_{ab} = \begin{pmatrix} 0 & -6.785 \times 10^{-4} & -6.785 \times 10^{-4} \\ 6.785 \times 10^{-4} & 0 & -21 \times 10^{-2} \\ 6.785 \times 10^{-4} & 21 \times 10^{-2} & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.55)$$

3.4.1 Decaimento do μ^- via escalar η_1^-

A matriz de mistura para interações com o escalar η_1^- é definida em função das matrizes dadas nas Eqs.(2.63), (2.71) e (3.55),

$$K_{\eta_1^-} = (O_R^l)^T F_{ab} O^\nu \Phi, \quad (3.56)$$

e, como já existem valores numéricos para as matrizes de mistura dos léptons e dos neutrinos, podem ser determinados os valores numéricos da matriz $K_{\eta_1^-}$,

$$K_{\eta_1^-} = \begin{pmatrix} 0.00085 & 0.00886i & 0.02114i & 0.00474 \\ 0.01045 & 0.00822i & 0.28913i & 0.06416 \\ 0.00278 & 0.29629i & -0.00886i & -0.00020 \\ -0.00008 & -0.02087i & 0.00388i & 0.00073 \end{pmatrix}. \quad (3.57)$$

A primeira contribuição desejada refere-se ao escalar η_1^- , que contribui coerentemente com o decaimento do múon via W_μ^- . A lagrangeana que contém a interação dos léptons com o escalar η_1^- é

$$-\mathcal{L}_Y^{\eta_1^-} = \overline{l_{\alpha R}} (K_{\eta_1^-})_{\alpha\beta} \nu_{\beta L} \eta_1^-, \quad (3.58)$$

onde pode-se notar que o acoplamento é parte integrante das matrizes de mistura dos léptons.

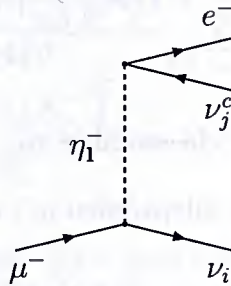


Diagrama de Feynmann para o decaimento $\mu^- \rightarrow e^- \nu_i \nu_j^c$ via escalar η_1^- .

O elemento de matriz é, nesse caso,

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{\eta_1} &= \frac{1}{24} \left[i \overline{u}_i (K_{\eta_1^-}^\dagger)_{i\mu} (1 + \gamma_5) u_\mu \right] \left(\frac{-i}{p_{\eta_1}^2 - m_{\eta_1}^2} \right) \left[i \overline{u}_e (K_{\eta_1^-})_{ej} (1 - \gamma_5) v_j \right] \\ &= -\frac{i}{24 m_{\eta_1}^2} (K_{\eta_1^-}^\dagger)_{i\mu} (K_{\eta_1^-})_{ej} [\overline{u}_i (1 + \gamma_5) u_\mu] [\overline{u}_e (1 - \gamma_5) v_j], \end{aligned} \quad (3.59)$$

onde o propagador do escalar η_1^- pode ser aproximado por

$$\left(\frac{-i}{p_{\eta_1}^2 - m_{\eta_1}^2} \right) \rightarrow \left(\frac{i}{m_{\eta_1}^2} \right). \quad (3.60)$$

O hermitiano conjugado da amplitude invariante é

$$\mathcal{M}_{\eta_1^-}^\dagger = \frac{i}{2^4 m_{\eta_1}^2} \left[\bar{v}_j (1 + \gamma_5) \left(K_{\eta_1^-}^\dagger \right)_{je} u_e \right] \left[\bar{u}_\mu (1 - \gamma_5) \left(K_{\eta_1^-} \right)_{\mu i} u_i \right] \quad (3.61)$$

de forma que o módulo da amplitude invariante ao quadrado pode ser escrito como

$$|\mathcal{M}_{\eta_1^-}|^2 = \frac{|(K_{\eta_1^-})_{\mu i}|^2 |(K_{\eta_1^-})_{ej}|^2}{2^8 m_{\eta_1}^4} T_1^{\eta_1} T_2^{\eta_1} \quad (3.62)$$

onde os traços $T_1^{\eta_1}$ e $T_2^{\eta_1}$ são dados por

$$T_1^{\eta_1} = \frac{1}{2^2 m_\mu m_i} \text{Tr} \left[(\not{p}_i + m_i) (1 + \gamma_5) (\not{p}_\mu + m_\mu) (1 - \gamma_5) \right] \quad (3.63)$$

e

$$T_2^{\eta_1} = \frac{1}{2^2 m_e m_j} \text{Tr} \left[(\not{p}_j - m_j) (1 + \gamma_5) (\not{p}_e + m_e) (1 - \gamma_5) \right], \quad (3.64)$$

i. e., a Eq.(3.62) passa a ser

$$|\mathcal{M}_{\eta_1^-}|^2 = \frac{|(K_{\eta_1^-})_{\mu i}|^2 |(K_{\eta_1^-})_{ej}|^2}{2^3 m_{\eta_1}^4 m_i m_j m_e m_\mu} (p_\mu \cdot p_i) (p_e \cdot p_j). \quad (3.65)$$

O mesmo procedimento para lidar com as integrais no espaço dos neutrinos, já utilizada nos casos dos bósons de gauge vetoriais, pode ser também aqui implementado. A largura de decaimento deste processo, através do escalar η_1^- , será

$$\Gamma_{\eta_1} = \sum_{i,j=1,2,3} \frac{|(K_{\eta_1^-})_{\mu i}|^2 |(K_{\eta_1^-})_{ej}|^2}{6144\pi^3} \frac{m_\mu^5}{m_{\eta_1}^4}. \quad (3.66)$$

3.4.2 Decaimento do μ^- via escalar η_2^-

Para interações com o escalar dileptônico η_2^- , a matriz de mistura é, de acordo com a Eq.(3.54),

$$K_{\eta_2^-} = (O_L^l)^T F_{ab}^T (O^\nu \Phi)^*, \quad (3.67)$$

cujos valores numéricos podem ser determinados das Eqs.(2.62), (2.71) e (3.55),

$$K_{\eta_2^-} = \begin{pmatrix} -0.00062 & 0.00313i & 0.01638i & -0.00365 \\ 0.01048 & -0.15386i & -0.24745i & 0.05578 \\ -0.00273 & -0.25433i & 0.15045i & -0.03184 \\ 0 & -0.00213i & 0.00085i & 0.00017 \end{pmatrix}. \quad (3.68)$$

A amplitude invariante para o decaimento do μ^- via η_2^- , coerente com o decaimento via V_μ^- , pode ser escrita como

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{\eta_2} &= \frac{1}{2^2} \left[i\bar{v}_i \left(K_{\eta_2^-}^\dagger \right)_{i\mu} (1 - \gamma_5) u_\mu \right] \left(\frac{-i}{p_{\eta_1}^2 - m_{\eta_1}^2} \right) \left[i\bar{u}_e \left(K_{\eta_2^-} \right)_{ej} (1 + \gamma_5) u_j \right] \\ &= -\frac{i}{2^2 m_{\eta_1}^2} \left(K_{\eta_2^-}^\dagger \right)_{i\mu}^\dagger \left(K_{\eta_2^-} \right)_{ej} [\bar{v}_i (1 - \gamma_5) u_\mu] [\bar{u}_e (1 + \gamma_5) u_j].\end{aligned}\quad (3.69)$$

O módulo da amplitude invariante ao quadrado é

$$|\mathcal{M}_{\eta_2}|^2 = \frac{|(K_{\eta_2^-})_{\mu i}|^2 |(K_{\eta_2^-})_{ej}|^2}{2^3 m_{\eta_2}^4 m_i m_j m_e m_\mu} (p_\mu \cdot p_i) (p_e \cdot p_j), \quad (3.70)$$

determinado de forma análoga ao resultado encontrado para o decaimento via η_1^- .

A largura de decaimento deste processo será, então,

$$\Gamma_{\eta_2} = \sum_{i,j=1,2,3} \frac{|(K_{\eta_2^-})_{\mu i}|^2 |(K_{\eta_2^-})_{ej}|^2}{6144\pi^3} \frac{m_\mu^5}{m_{\eta_2}^4}. \quad (3.71)$$

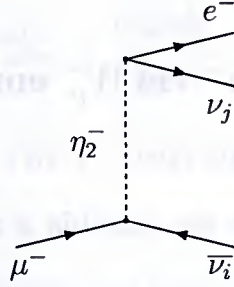


Diagrama de Feynmann para o decaimento $\mu^- \rightarrow e^- \nu_i^c \nu_j$ via η_2^- .

Finalmente, as contribuições dos escalares ao decaimento do múon podem ser expressas como

$$\Gamma_{singlet}^\eta = \sum_{i,j=1,2,3} \left(\frac{|(K_{\eta_2^-})_{\mu i}|^2 |(K_{\eta_2^-})_{ej}|^2}{m_{\eta_2}^4} + \frac{|(K_{\eta_1^-})_{\mu i}|^2 |(K_{\eta_1^-})_{ej}|^2}{m_{\eta_1}^4} \right) \frac{m_\mu^5}{6144\pi^3}. \quad (3.72)$$

A largura total, para o modelo 3-3-1 com singletos leptônicos é, então, a soma das contribuições dadas nas Eqs.(3.53) e (3.72),

$$\begin{aligned}\Gamma_{singlet}^T &= \sum_{i,j=1,2,3} \left[(|\hat{V}_{\mu i}|^2 |\hat{V}_{ej}|^2 + |\hat{U}_{\mu i}|^2 |\hat{U}_{ej}|^2 X_V^4) \Gamma_{SM} \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{|(K_{\eta_2^-})_{\mu i}|^2 |(K_{\eta_2^-})_{ej}|^2}{m_{\eta_2}^4} + \frac{|(K_{\eta_1^-})_{\mu i}|^2 |(K_{\eta_1^-})_{ej}|^2}{m_{\eta_1}^4} \right) \frac{m_\mu^5}{6144\pi^3} \right] \quad (3.73)\end{aligned}$$

Capítulo 4

Decaimento do μ^- via bósons de gauge em modelos 3-3-1 com sexteto escalar

O modelo com o sexteto tem um setor escalar mais rico que o modelo 3-3-1 com singletos, apresentando as mesmas possibilidades para o decaimento do μ^- apresentadas no modelo 3-3-1, no capítulo anterior, e também duas novas possibilidades: os escalares H_1^- e H_2^- .

4.1 Decaimento do μ^- via W_μ^- em modelos 3-3-1 com sexteto escalar

A lagrangeana de onde pode ser extraída a amplitude $\mathcal{M}_W$ é a mesma dada na Eq.(1.13),

$$-\mathcal{L}_W = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{l}_L \gamma^\mu V_{MNS} \nu_{lL} W_\mu^- + h.c., \quad (4.1)$$

sendo a matriz V_{MNS} ,

$$V_{MNS} = E_L^\dagger F_L, \quad (4.2)$$

definida, nesse modelo, em termos das matrizes unitárias que giram os autoestados dos léptons [46],

$$l'_L = E_L, \quad l'_R = E_R l_{L,R}, \quad \nu'_{lL} = F_L \nu_{lL}, \quad (4.3)$$

onde os campos linha são autoestados da simetria e os campos sem linha, autoestados da massa.

A amplitude invariante para o decaimento do μ^- via W_μ^- é idêntica à Eq.(3.31),

$$\mathcal{M}_W = \left[-\frac{ig}{2\sqrt{2}} \bar{u}_i \gamma_\lambda (V^\dagger)_{i\mu} (1 - \gamma_5) u_\mu \right] \left(-i \frac{g^{\lambda\sigma}}{m_W^2} \right) \left[-\frac{ig}{2\sqrt{2}} \bar{u}_e \gamma_\sigma V_{ej} (1 - \gamma_5) v_j \right], \quad (4.4)$$

sendo a matriz V_{MNS} , nesse caso, definida na Eq.(4.2). A correspondente largura de decaimento é então,

$$\Gamma_W = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} \sum_{i,j=1,2,3} |V_{ej}|^2 |V_{\mu i}|^2. \quad (4.5)$$

A matriz V_{MNS} foi definida, na Eq.(4.2), em termos das matrizes que giram os autoestados de simetria dos léptons, que escolhemos ser unitárias, dadas na Eq.(4.3). Sendo as matrizes que giram os autoestados dos léptons unitárias,

$$V_{MNS} V_{MNS}^\dagger = V_{MNS}^\dagger V_{MNS} = 1, \quad (4.6)$$

ou, em termos dos elementos da matriz,

$$|V_{e1}|^2 + |V_{e2}|^2 + |V_{e3}|^2 = 1, \quad (4.7)$$

$$|V_{\mu 1}|^2 + |V_{\mu 2}|^2 + |V_{\mu 3}|^2 = 1, \quad (4.8)$$

que permite que a largura de decaimento seja reescrita,

$$\Gamma_{sextet}^W = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3}. \quad (4.9)$$

4.2 Decaimento do μ^- via V_μ^- em modelos 3-3-1 com sexteto escalar

A lagrangeana que descreve as interções dos léptons com o bóson de gauge dileptônico V_μ^- é

$$-\mathcal{L}_V = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{l}_R \gamma^\mu \mathcal{U}_{MNS} \nu_R^c V_\mu^- + h.c., \quad (4.10)$$

onde

$$\mathcal{U}_{MNS} = E_R^\dagger F_L^*, \quad (4.11)$$

pois

$$\Psi^c \equiv C \gamma^0 \Psi^*. \quad (4.12)$$

A matriz definida na Eq.(4.10) não é diagonal, mesmo que sejam considerados neutrinos de massa zero, por causa da presença da matriz E_R , que gira os léptons carregados de mão direita.

A amplitude invariante para este processo é

$$\mathcal{M}_V = \left[-\frac{ig}{2\sqrt{2}} \bar{v}_i (\mathcal{U}^\dagger)_{i\mu} \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) u_\mu \right] \left(i \frac{g^{\lambda\sigma}}{m_W^2} \right) X_V^2 \left[-\frac{ig}{2\sqrt{2}} \bar{u}_e \mathcal{U}_{ej} \gamma_\sigma (1 - \gamma_5) u_j \right], \quad (4.13)$$

e, a largura de decaimento,

$$\begin{aligned}\Gamma_{sextet}^V &= \frac{G_F^2 m_\mu^5}{2^6 3 \pi^3} X_V^4 \sum_{i,j=1,2,3} |\mathcal{U}_{\mu i}|^2 |\mathcal{U}_{ej}|^2 \\ &= \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192 \pi^3} X_V^4,\end{aligned}\tag{4.14}$$

onde, como no caso do decaimento via W_μ^- , pôde ser feita uma simplificação devido à unitariedade da matriz $\mathcal{U}_{MNS}$.

4.3 Decaimento do μ^- via escalares em modelos 3-3-1 com sexteto escalar

Em modelos 3-3-1 com sextetos escalares, as partículas que podem contribuir no decaimento do μ^- são os escalares H_1^- , η_1^- , H_2^- e η_2^- , sendo que os dois primeiros contribuem coerentemente com o setor do W_μ^- enquanto os dois restantes contribuem com o setor do V_μ^- .

A lagrangeana de interação destes escalares com os léptons é

$$\begin{aligned}-\mathcal{L}_Y &= \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_L \mathcal{K}_{LR} l_R H_1^+ + 2 \bar{\nu}_L \mathcal{K}'_{LR} l_R \eta_1^+ \\ &+ \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{l}_L \mathcal{K}_{LL} \nu_R^c H_2^- - 2 \bar{l}_L \mathcal{K}'_{LL} \nu_R^c \eta_2^- \\ &+ \frac{1}{2} \bar{l}_L \mathcal{K}_{LL} (l_L)^c H_1^{--} + \frac{1}{2} \bar{l}_L \mathcal{K}_{RR} l_R H_2^{++} + h.c.,\end{aligned}\tag{4.15}$$

onde

$$\begin{aligned}\mathcal{K}_{LL} &= E_L^\dagger G E_L^*, \quad \mathcal{K}_{RR} = E_R^T G E_R, \quad \mathcal{K}_{LR} = E_L^\dagger G E_R, \\ \mathcal{K}'_{LL} &= E_L^\dagger G' E_L^*, \quad \mathcal{K}'_{LR} = E_L^\dagger G' E_R,\end{aligned}\tag{4.16}$$

e G e G' são matrizes de Yukawa simétricas e antisimétricas que podem ser complexas. Os acoplamentos de Yukawa dos escalares com os léptons, neste modelo, não são tão restritivos quanto os acoplamentos do modelo anterior, que tem seus valores numéricos determinados pela massa dos léptons; as matrizes de Yukawa G e G' podem ser quaisquer.

4.3.1 Decaimento do μ^- via H_1^-

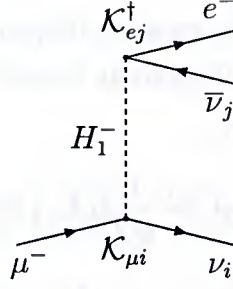


Diagrama de Feynmann para o decaimento do múon através do escalar H_1^- .

O escalar H_1^- contribui coerentemente com o bóson de gauge W_μ^- , do modelo padrão. A interação dos léptons com o escalar H_1^- é dada pela lagrangeana

$$-\mathcal{L}_{H_1^-} = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{l}_R \mathcal{K}_{LR}^\dagger \nu_L H_1^- + h.c., \quad (4.17)$$

de onde pode-se construir a amplitude invariante para o processo em questão,

$$\mathcal{M}_{H_1^-} = \frac{i}{2^3 m_{H_1}^2} [\bar{u}_i (\mathcal{K}_{LR})_{i\mu} (1 + \gamma_5) u_\mu] [\bar{u}_e (\mathcal{K}_{LR}^\dagger)_{ej} (1 - \gamma_5) v_j]. \quad (4.18)$$

A forma da amplitude invariante na Eq.(4.18) já deixa claro que a estrutura do módulo da amplitude invariante ao quadrado e, conseqüentemente, a largura de decaimento do μ^- neste caso somente diferem dos resultados encontrados na seção 3.4.1 pelos acoplamentos e pela massa da partícula que intermedia o processo,

$$|\overline{\mathcal{M}_{H_1}}|^2 = \frac{|\mathcal{K}_{LR})_{\mu i}|^2 |\mathcal{K}_{LR})_{ej}|^2}{2^4 m_{H_1}^4 m_i m_j m_\mu m_e} (p_e \cdot p_j) (p_i \cdot p_\mu), \quad (4.19)$$

e,

$$\Gamma_{H_1^-}^{sextet} = \frac{m_\mu^5}{24576 \pi^3 m_{H_1}^4} \left(\sum_{i,j=1,2,3} |\mathcal{K}_{LR})_{\mu i}|^2 |\mathcal{K}_{LR})_{ej}|^2 \right). \quad (4.20)$$

4.3.2 Decaimento do μ^- via η_1^-

A interação do escalar η_1^- com os léptons seria idêntica à interação do escalar H_1^- ,

$$-\mathcal{L}_{\eta_1^-} = 2 \bar{l}_R \mathcal{K}'_{LR}^\dagger \nu_L \eta_1^- + h.c., \quad (4.21)$$

não fosse pelo acoplamento deste com os léptons. Logo, ele também contribui coerentemente com o setor do W_μ , como o escalar H_1^- . O módulo da amplitude invariante ao quadrado deve incorporar essa diferença e a diferença na massa do propagador,

$$|\mathcal{M}_{\eta_1^-}|^2 = 2^2 \frac{|\mathcal{K}'_{LR})_{\mu i}|^2}{m_{\eta_1}^4 m_i m_j m_\mu m_e} (p_i \cdot p_\mu) (p_j \cdot p_e). \quad (4.22)$$

Logo, a largura de decaimento do μ^- através do escalar η_1^- é,

$$\Gamma_{\eta_1^-}^{\eta_1} = \frac{m_\mu^5}{384 \pi^3 m_{\eta_1}^4} \left(\sum_{i,j=1,2,3} |\mathcal{K}'_{LR\mu i}|^2 |\mathcal{K}'_{LRej}|^2 \right). \quad (4.23)$$

4.3.3 Decaimento do μ^- via H_2^-

A lagrangeana de interação do escalar dileptônico H_2^- , cuja contribuição pode ser somada coerentemente à contribuição do bóson de gauge V_μ^- , com os léptons é similar à interação dada na Eq.(3.54),

$$-\mathcal{L}_{H_2^-} = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{l}_L \mathcal{K}_{LL} \nu_R^c H_2^- + h.c.. \quad (4.24)$$

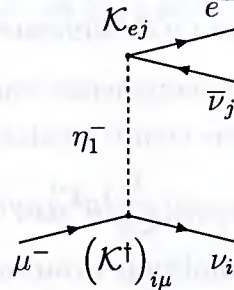


Diagrama de Feynmann para o decaimento do múon através do escalar η_1^- .

A amplitude invariante de decaimento pode ser reescrita à partir da Eq.(3.69),

$$\mathcal{M}_{H_2^-} = \frac{i}{2^3 m_{H_2}^2} \left[\bar{\nu}_i (\mathcal{K}_{LL}^\dagger)_{i\mu} (1 - \gamma_5) u_\mu \right] \left[\bar{u}_e (\mathcal{K}_{LL})_{ej} (1 + \gamma_5) u_j \right], \quad (4.25)$$

de forma que o módulo ao quadrado da amplitude invariante será igual ao módulo ao quadrado da amplitude para o bóson H_1^- , a menos de um fator de massa.

Dessa forma, a largura de decaimento via H_2^- é

$$\Gamma_{sextet}^{H_2} = \frac{m_\mu^5}{24576 \pi^3 m_{H_2}^4} \sum_{i,j=1,2,3} \left[|(\mathcal{K}_{LL})_{\mu i}|^2 |(\mathcal{K}_{LL})_{ej}|^2 \right]. \quad (4.26)$$

4.3.4 Decaimento do μ^- via η_2^-

A lagrangeana que descreve as interações dos léptons com o escalar dileptônico η_2^- , que contribui coerentemente com o setor do bóson de gauge V_μ^- , é

$$-\mathcal{L}_Y = -2 \bar{l}_L \mathcal{K}'_{LL} \nu_R^c \eta_2^- + h.c., \quad (4.27)$$

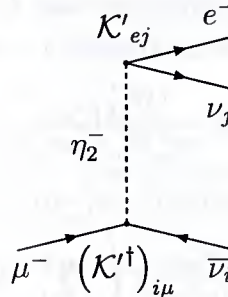


Diagrama de Feynmann para o decaimento do múon η_2^-

de onde é possível construir a amplitude invariante,

$$\mathcal{M}_{\eta_2^-} = \frac{i}{m_{\eta_2}^2} \left[\bar{v}_i (\mathcal{K}'_{LL})_{i\mu} (1 - \gamma_5) u_\mu \right] \left[\bar{u}_e (\mathcal{K}'_{LL})_{ej} (1 + \gamma_5) u_j \right], \quad (4.28)$$

e a largura de decaimento,

$$\Gamma_{\eta_2^-}^{\eta_2} = \frac{m_\mu^5}{384\pi^3 m_{\eta_2}^4} \left(\sum_{i,j=e,\mu,\tau} |(\mathcal{K}'_{LL})_{\mu i}|^2 |(\mathcal{K}'_{LL})_{ej}|^2 \right). \quad (4.29)$$

4.4 Contribuição relativa a interferências entre os decaimentos via escalares de Higgs e bósons de gauge do modelo

Como foi dito em seções anteriores, todos estes canais de decaimento podem contribuir de forma coerente ou incoerente para o processo em questão.

Também devem ser levadas em consideração as contribuições das interferências entre os bósons que contribuem de forma coerente para o decaimento do μ^- . Serão determinadas, nesta seção, as contribuições relativas às interferências e será demonstrado que as interferências entre bósons escalares e vetoriais podem ser desprezadas.

4.4.1 Contribuição relativa a interferências entre os bósons W_μ^- e H_1^-

As contribuições da interferência entre W_μ^- com qualquer um dos escalares que contribuem coerentemente com ele para o processo será exatamente a mesma, havendo somente a necessidade de que sejam revistas as massas e os acoplamentos, como foi feito nas seções anteriores.

A interferência entre W_μ^- e H_1^- pode ser encontrada à partir da amplitude,

$$|\mathcal{M}_{W_\mu^-} \mathcal{M}_{H_1^-}^\dagger|, \quad (4.30)$$

construída à partir da Eq.(3.4) e do conjugado hermitiano da Eq.(4.18),

$$|\mathcal{M}_{W_\mu^-} \mathcal{M}_{H_1^-}^\dagger| = \frac{G_F}{2^3 \sqrt{2} m_{H_1}^2 m_i m_j m_e m_\mu} T_1^{WH_1} T_2^{WH_1} \quad (4.31)$$

onde

$$\begin{aligned} T_1^{WH_1} &= \text{Tr} \left[(\not{p}_i + m_i) V_{\mu i}^\dagger \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) (\not{p}_\mu + m_\mu) (\mathcal{K}_{LR})_{\mu i}^\dagger (1 - \gamma_5) \right] \\ &= 2m_\mu V_{\mu i}^\dagger (\mathcal{K}_{LR})_{\mu i}^\dagger \text{Tr} \left[\gamma_\lambda \not{p}_\mu \right] \end{aligned} \quad (4.32)$$

e

$$\begin{aligned} T_2^{WH_1} &= \text{Tr} \left[(\not{p}_e + m_e) V_{ej} \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) (\not{p}_j - m_j) (\mathcal{K}_{LR})_{ej} (1 + \gamma_5) \right] \\ &= 2m_e V_{ej} (\mathcal{K}_{LR})_{ej} \text{Tr} \left[\gamma^\lambda \not{p}_j \right]. \end{aligned} \quad (4.33)$$

O termo de interferência pode ser então escrito como

$$|\mathcal{M}_{W_\mu^-} \mathcal{M}_{H_1^-}^\dagger| = \sum_{i,j=e,\mu,\tau} m_\mu m_e \frac{G_F \left[(V^\dagger)_{\mu i} (\mathcal{K}_{LR}^\dagger)_{i\mu} V_{ej} (\mathcal{K}_{LR})_{ej} \right]}{2\sqrt{2}m_{H_1}^2 m_i m_j m_e m_\mu} (p_\mu \cdot p_j), \quad (4.34)$$

onde foram deixadas as massas m_e e m_μ em evidência porque elas indicam que a largura de decaimento é praticamente nula, tendo, a massa do elétron, sido desprezada em nossa aproximação. As massas dos léptons carregados sobrevivem no numerador da Eq.(4.34) porque as massas presentes no denominador da mesma equação cancelam-se com o fator do espaço de fase, presentes na Eq.(3.13) - isso ocorre em todas as interferências entre escalares e bósons de gauge, como pode ser observado nas seções subseqüentes, de forma que estas interferências serão desprezadas.

4.4.2 Contribuição relativa a interferências entre os bósons W_μ^- e η_1^-

Para determinar a interferência entre o bóson de gauge W_μ^- e o escalar η_1^- não é necessário que seja determinada a amplitude invariante para o processo: as diferenças entre as amplitudes $\mathcal{M}_{H_1}$ e $\mathcal{M}_{\eta_1}$ se devem somente aos termos de mistura e as massas que intermediam o processo.

Partindo da amplitude de interferência entre o bóson W_μ^- e H_1^- , a amplitude que representa a interferência entre o bóson de gauge W_μ^- e H_1^- é

$$|\mathcal{M}_{W_\mu^-} \mathcal{M}_{\eta_1^-}^\dagger| = \sum_{i,j=e,\mu,\tau} m_\mu m_e \frac{G_F \left[V_{\mu i}^\dagger (\mathcal{K}'_{LR})_{\mu i} V_{ej} (\mathcal{K}'_{LR})_{ej} \right]}{\sqrt{2}m_{H_1}^2 m_i m_j m_e m_\mu} (p_\mu \cdot p_j), \quad (4.35)$$

que também têm as massas m_e e m_μ em evidência, indicando que esta interferência também é suprimida.

4.4.3 Contribuição relativa a interferências entre os bósons V_μ^- e H_2^-

A interferência entre o bóson de gauge V_μ^- e o escalar H_2^- pode ser escrita, como nos casos anteriores, como sendo diretamente proporcional às massas dos léptons carregados,

$$|\mathcal{M}_{V_\mu^-} \mathcal{M}_{H_2^-}^\dagger| = \sum_{i,j=e,\mu,\tau} m_\mu m_e \frac{G_F \left[(U^\dagger)_{i\mu} (\mathcal{K}_{LL}^\dagger)_{je} \mathcal{U}_{ej} (\mathcal{K}_{LL})_{\mu i} \right]}{2\sqrt{2}m_{H_2}^2 m_i m_j m_e m_\mu} (p_\mu \cdot p_j). \quad (4.36)$$

4.4.4 Contribuição relativa a interferências entre os bósons V_μ^- e η_2^-

A interferência entre o bóson de gauge V_μ^- e η_2^- é

$$|\mathcal{M}_{V_\mu^-} \mathcal{M}_{\eta_2^-}^\dagger| = \sum_{i,j=e,\mu,\tau} m_\mu m_e \frac{G_F \left[(U^\dagger)_{i\mu} (\mathcal{K}'_{LL})_{je} \mathcal{U}_{ej} (\mathcal{K}'_{LL})_{\mu i} \right]}{\sqrt{2}m_{H_1}^2 m_i m_j m_e m_\mu} (p_\mu \cdot p_j). \quad (4.37)$$

4.4.5 Contribuição relativa a interferências entre os escalares

Existem duas contribuições referentes às interferências entre os escalares do modelo devido à já citada coerência do processo.

A amplitude invariante para a intereferência entre os escalares H_1^- e η_1^- , provém da amplitudes dada na Eq.(4.18) e do conjugado hermitiano da Eq.(3.59),

$$|\mathcal{M}_{H_1^-} \mathcal{M}_{\eta_1^-}| = \sum_{i,j=e,\mu,\tau} \frac{(\mathcal{K}_{LR})_{\mu i} (\mathcal{K}_{LR}^\dagger)_{je} (\mathcal{K}_{LR}^\dagger)_{i\mu} (\mathcal{K}'_{LR})_{ej}}{2m_{H_1}^2 m_{\eta_1}^2 m_e m_\mu m_i m_j} [(p_e \cdot p_j) (p_\mu \cdot p_i)], \quad (4.38)$$

resultando na largura de decaimento

$$\Gamma_{H_1^- \eta_1^-} = \frac{m_\mu^5}{3072\pi^3 m_{H_1}^2 m_{\eta_1}^2} \sum_{i,j=e,\mu,\tau} (\mathcal{K}_{LR})_{\mu i} (\mathcal{K}_{LR}^\dagger)_{je} (\mathcal{K}_{LR}^\dagger)_{i\mu} (\mathcal{K}'_{LR})_{ej}. \quad (4.39)$$

A outra constribuição é relativa aos escalares H_2^- e η_2^- ,

$$\Gamma_{H_2^- \eta_2^-} = \frac{m_\mu^5}{3072\pi^3 m_{H_2}^2 m_{\eta_2}^2} \sum_{i,j=e,\mu,\tau} (\mathcal{K}_{LL})_{ej} (\mathcal{K}_{LL}^\dagger)_{i\mu} (\mathcal{K}_{LL}^\dagger)_{je} (\mathcal{K}'_{LL})_{\mu i}. \quad (4.40)$$

4.5 Largura total

A largura total pode ser determinada a partir do elemento de matriz total neste modelo,

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{(\mu^- \rightarrow e^- \nu \nu^c)}|^2 = & |\mathcal{M}_W|^2 + |\mathcal{M}_V|^2 + |\mathcal{M}_{H_1^-}|^2 + |\mathcal{M}_{\eta_1^-}|^2 + |\mathcal{M}_{H_2^-}|^2 + |\mathcal{M}_{\eta_2^-}|^2 \\ & + |\mathcal{M}_{W_\mu^-} \mathcal{M}_{H_1^-}^\dagger| + |\mathcal{M}_{W_\mu^-} \mathcal{M}_{\eta_1^-}^\dagger| + |\mathcal{M}_{H_1^-} \mathcal{M}_{\eta_1^-}^\dagger| \\ & + |\mathcal{M}_{V_\mu^-} \mathcal{M}_{H_2^-}^\dagger| + |\mathcal{M}_{V_\mu^-} \mathcal{M}_{\eta_2^-}^\dagger| + |\mathcal{M}_{H_2^-} \mathcal{M}_{\eta_2^-}^\dagger|. \end{aligned} \quad (4.41)$$

Suprimindo as contribuições devidas às interferências entre bósons vetoriais e escalares, a largura de decaimento total do μ^- , no modelo 3-3-1 com sexteto escalar, pode ser determinada à partir das Eqs.(4.41), (4.9), (4.14), (4.20), (4.23), (4.29), (4.39) e (4.40),

$$\begin{aligned} \Gamma_{sextet}^T = & \sum_{i,j=e,\mu,\tau} \frac{G_F^2}{192\pi^3} \left\{ \left(1 + \frac{|(\mathcal{K}_{LR})_{\mu i}|^2 |(\mathcal{K}_{LR})_{ej}|^2}{128m_{H_1}^4 G_F^2} + \frac{|(\mathcal{K}'_{LR})_{\mu i}|^2 |(\mathcal{K}'_{LR})_{ej}|^2}{2m_{\eta_1}^4 G_F^2} \right) \right. \\ & + X_V^4 + \frac{|\mathcal{K}_{LL\mu i}|^2 |(\mathcal{K}_{LL})_{ej}|^2}{128m_{H_2}^4 G_F^2} + \frac{|(\mathcal{K}'_{LR})_{\mu i}|^2 |(\mathcal{K}'_{LR})_{ej}|^2}{2m_{\eta_2}^4 G_F^2} \\ & + \frac{(\mathcal{K}_{LR})_{\mu i} (\mathcal{K}_{LR}^\dagger)_{je} (\mathcal{K}_{LR}^\dagger)_{i\mu} (\mathcal{K}'_{LR})_{ej}}{16m_{H_1}^2 m_{\eta_1}^2 G_F^2} \\ & \left. + \frac{(\mathcal{K}_{LL})_{ej} (\mathcal{K}_{LL}^\dagger)_{i\mu} (\mathcal{K}_{LL}^\dagger)_{je} (\mathcal{K}'_{LL})_{\mu i}}{16m_{H_2}^2 m_{\eta_2}^2 G_F^2} \right\} m_\mu^5, \end{aligned} \quad (4.42)$$

onde a primeira linha denota todas as contribuições coerentes do setor do bóson W_μ^- , a segunda linha as contribuições do bóson V_μ^- e as duas linhas restantes, as interferências entre os escalares.

Capítulo 5

Conclusões

5.1 Limites para as massas dos bósons de gauge duplamente carregados $U_{\mu}^{\pm\pm}$

Fazendo uso do decaimento do μ^- não polarizado, foi possível equiparar a largura de decaimento obtida nos modelos 3-3-1 à largura do modelo padrão.

Dentro das análises feitas no modelo padrão, costuma-se fazer

$$G_{\mu} \equiv G_F, \quad (5.1)$$

i. e., a partir da largura de decaimento do μ^- , determina-se o valor de G_F que é então utilizado, e. g., no decaimento β e na determinação do ângulo de Cabibbo.

Em outros trabalhos, sobre biléptons, como o de Tully e Joshi [47], foram determinados limites de massas para os biléptons duplamente carregados, fazendo uso de decaimentos leptônicos puramente carregados como

$$\mu^- \rightarrow e^+ e^- e^-, \quad (5.2)$$

$$\tau^- \rightarrow l^+ l^- l^-, \quad (5.3)$$

com $l = e, \mu$, sendo obtidos dois resultados diferentes (em GeV):

$$M_{U^{--}} > 740, \quad (5.4)$$

para matrizes de mistura praticamente diagonais,

$$|\mathcal{Y}_{MNS}| \simeq \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (5.5)$$

e (em GeV),

$$M_{U^{--}} > 860, \quad (5.6)$$

para casos em que a mistura entre a primeira e terceira geração leptônicas é máxima,

$$|\mathcal{Y}_{MNS}| \simeq \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.7)$$

5.2 Limite para a massa do bóson bileptônico V_μ^-

Os resultados encontrados nos capítulos anteriores podem ser analisados sob ângulos diferentes.

A solução aqui encontrada parte de uma redefinição de G_μ [24],

$$G_\mu \equiv G_F (1 + X_V^4) = \left(1 + \frac{M_W^4}{M_V^4}\right). \quad (5.8)$$

Como será demonstrado adiante, as contribuições dos escalares para o decaimento do μ^- no modelo 3-3-1 com singletos leptônicos é suprimida pelos acoplamentos destes com os léptons. Nesse caso específico, utilizando o erro de G_F ,

$$X_V^4 < 10^{-5}, \quad (5.9)$$

e as Eqs.(3.53) e (5.8), pode ser determinado um vínculo forte para a massa do bilépton V_μ^- , i. e., o limite mínimo para a massa do bilépton é (em GeV),

$$M_V > 1430.15, \quad (5.10)$$

ou, ainda,

$$M_V > 17.78 M_W. \quad (5.11)$$

Outra possibilidade, aplicável no modelo 3-3-1 com sexteto escalar, descrito no capítulo 2, seria a utilização da matriz de massa,

$$\mathcal{M}^l = \begin{pmatrix} G_{11}v_{\sigma_2} & G_{12}v_{\sigma_2} + F_{12}v_\eta & G_{13}v_{\sigma_2} + F_{13}v_\eta \\ G_{21}v_{\sigma_2} - F_{21}v_\eta & G_{22}v_{\sigma_2} & G_{23}v_{\sigma_2} + F_{23}v_\eta \\ G_{31}v_{\sigma_2} - F_{31}v_\eta & G_{32}v_{\sigma_2} - F_{32}v_\eta & G_{33}v_{\sigma_2} \end{pmatrix}, \quad (5.12)$$

que leva em conta a possibilidade da existência de massa para os neutrinos, ainda a nível de árvore,

$$\mathcal{M}^\nu = \begin{pmatrix} G_{11}v_{\sigma_2} & G_{12}v_{\sigma_2} & G_{13}v_{\sigma_2} \\ G_{21}v_{\sigma_2} & G_{22}v_{\sigma_2} & G_{23}v_{\sigma_2} \\ G_{31}v_{\sigma_2} & G_{32}v_{\sigma_2} & G_{33}v_{\sigma_2} \end{pmatrix}. \quad (5.13)$$

Encontrando uma matriz de massa, é possível que sejam determinadas as matrizes que giram os autoestados de todos os léptons do modelo, através de uma bidiagonalização como a da Eq.(2.52).

Frampton e Carlson [48] têm uma abordagem diferente. Fazendo uso de decaimentos polarizados do múon,

$$\mu^- \rightarrow e^- \nu_e \nu_\mu^c, \quad (5.14)$$

conseguiram obter um limite inferior para a massa do bóson de gauge V_μ^- .

A razão entre as razões de ramificação do decaimento do múon usual e o decaimento do múon estudado em [30], [48] e neste trabalho, quando desprezadas as contribuições dos escalares, pode ser escrita como

$$\frac{\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \nu_e \nu_\mu^c)}{\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \nu_e^c)} = \frac{P_V}{P_W} = \left(\frac{M_W}{M_V}\right)^4, \quad (5.15)$$

onde P_V e P_W são as probabilidades para o decaimento do múon através de um bilépton V^- e do bóson usual do modelo padrão, respectivamente.

O uso do decaimento polarizado é justificado pois a análise da massa provém dos parâmetros de Michel; ρ , δ e η são mantidos sem quaisquer modificações, enquanto é utilizada uma prescrição diferente para ξ ,

$$\xi = \xi_W P_W + \xi_V P_V, \quad (5.16)$$

e, com

$$\xi_V = -\xi_W = -1 \quad (5.17)$$

e

$$P_W = 1 - P_V, \quad (5.18)$$

foi obtido um limite inferior para o bilépton (em GeV),

$$M_V > 230. \quad (5.19)$$

5.3 Decaimento do μ^- no modelo com sexteto escalar

A largura total de decaimento do μ^- tem dependência direta do elemento de matriz da Eq.(4.41), de forma que a largura total de decaimento pode ser separada como

$$\begin{aligned} \Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \nu \nu^c) &= \Gamma_W + \Gamma_{H_1} + \Gamma_{\eta_1} + \Gamma_{H_1 \eta_1} \\ &+ \Gamma_V + \Gamma_{H_2} + \Gamma_{\eta_2} + \Gamma_{H_2 \eta_2}, \end{aligned} \quad (5.20)$$

onde a primeira linha apresenta as contribuições coerentes com o bóson W_μ^- e a segunda linha as contribuições coerentes com o bóson bileptônico V_μ^- . Já foram suprimidas, na Eq.(5.20), as contribuições referentes às interferências entre bósons escalares e vetoriais, como já foi indicado na seção 4.4.

Se for escolhida, como única contribuição escalar que não é suprimida, a que se refere ao escalar H_1^- , a largura total de decaimento, Eq.(5.20), será

$$\begin{aligned}\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \nu \nu^c) &= \Gamma_W + \Gamma_V + \Gamma_{H_1} \\ &= \frac{G_F^2}{192\pi^3} m_\mu^5 (1 + X_V^4) + \frac{|(K_{LR})_{\mu i}|^2 |(K_{LR})_{ej}|^2}{8192\pi^3 m_{H_1}^4} m_\mu^5. \quad (5.21)\end{aligned}$$

Como já apontado nas Eqs.(4.9) e (4.14), as matrizes de mistura provenientes da interação dos léptons com os bósons de gauge W_μ^- e V_μ^- são unitárias. A matriz que mistura os léptons quando estes interagem com o escalar H_1^- , no entanto, não é necessariamente unitária devido à presença da matriz de Yukawa G que, por sua vez, pode não ser unitária.

Podemos, entretanto, tentar limitar a massa do escalar H_1^- . Se admitirmos que a massa do bóson de gauge V_μ^- é muito grande e admitindo, também, a possibilidade de que a matriz de mistura, K_{LR} , é praticamente unitária,

$$|(K_{LR})_{\mu i}|^2 |(K_{LR})_{ej}|^2 = 1, \quad (5.22)$$

a largura de decaimento do μ^- pode ser escrita como

$$\Gamma(\mu^- \rightarrow e^- \nu \nu^c) \approx \frac{G_F^2}{192\pi^3} m_\mu^5 \left(1 + \frac{1}{42.667} \frac{1}{G_F^2 m_{H_1}^4} \right). \quad (5.23)$$

Impondo que toda a contribuição extra à G_F é proveniente da fenomenologia do escalar H_1^- , pode-se determinar sua massa.

Se a massa do escalar H_1^- for determinada através, somente, do erro presente na constante de Fermi, G_F , o resultado obtido será (em TeV),

$$m_{H_1} > 36.229. \quad (5.24)$$

5.4 Decaimento do μ^- no modelo com singletos leptônicos

O modelo 3-3-1 com sexteto escalar tem matrizes unitárias girando os autoestados dos léptons, Eq.(4.3). O modelo 3-3-1 com singletos leptônicos, no entanto, têm as matrizes de mistura geradas pela bidiagonalização da matriz de massa dos léptons, resultando nas matrizes que aparecem nas Eqs.(2.58) e (2.59),

$$U_L^l \sim \begin{pmatrix} -0.99517 & -0.09776 & 0.00836 & 0.00002 \\ 0.08889 & -0.86222 & 0.49866 & 0.00276 \\ -0.04154 & 0.49701 & 0.86672 & 0.00724 \\ 0.00008 & -0.00122 & -0.00766 & 0.99997 \end{pmatrix}, \quad (5.25)$$

$$\tilde{U}_R^l \sim \begin{pmatrix} 0.99914 & -0.04130 & 0.00433 & 0.00024 \\ 0.04133 & 0.99905 & -0.00754 & 0.01175 \\ 0.00395 & -0.00852 & -0.99747 & 0.07053 \\ -0.00100 & -0.01116 & 0.07061 & 0.99744 \end{pmatrix}, \quad (5.26)$$

de onde podem ser extraídas as matrizes, não unitárias, que giram os autoestados de simetria dos léptons carregados nos autoestados de massa que interagem com os bósons de gauge e os escalares do modelo, Eqs.(2.62) e (2.63). A matriz de mistura dos neutrinos também não é unitária, Eq.(2.71).

A partir da definição das matrizes V_{MNS} e $\mathcal{U}_{MNS}$ dadas nas Eqs.(3.30) e (3.36) e fazendo as devidas substituições nas Eqs.(3.34) e (3.50), a largura de decaimento do múon via bósons de gauge vetoriais é dada por

$$\Gamma_{W+V} = (0.99999 + 0.99989X_V^4) \Gamma_{SM}, \quad (5.27)$$

sendo a primeira contribuição relativa ao bóson W_μ^- e, a segunda, ao V_μ^- . É importante notar que as matrizes de mistura, Eqs.(2.58) e (2.59), determinadas pelas transformações biunitárias, Eqs.(2.52) e (2.53), são unitárias mas não podem ser usadas em sua forma completa pois os autoestados de simetria dos singletos não interagem com os bósons de gauge. Os léptons que interagem, em seus estados de simetria, com os bósons de gauge requerem somente o uso das submatrizes 3×4 de U^ν e $U_{L,R}^l$, definidas nas Eqs.(3.28) e (3.29), que não são unitárias.

As contribuições dos escalares dadas na Eq.(3.72) podem ser escritas em função dos valores numéricos das matrizes $K_{MNS}^{\eta_1}$ e $K_{MNS}^{\eta_2}$, Eqs.(3.57) e (3.68) e devem ser somadas à contribuição dos bósons de gauge, Eq.(5.27),

$$\begin{aligned} \Gamma_{W+V} = & (0.99999 + 0.99989X_V^4) \Gamma_{SM} \\ & + \left(\frac{0.00005}{m_{\eta_1}^4} + \frac{0.00002}{m_{\eta_2}^4} \right) \frac{m_\mu^5}{6144\pi^3}. \end{aligned} \quad (5.28)$$

Verifica-se que a contribuição dos escalares é suprimida, neste caso. Isso ocorre porque a matrizes de interação dos léptons com os escalares depende da matriz F_{ab} , dada na Eq.(3.55), que tem parâmetros muito pequenos. Assim sendo, a largura final pode ser aproximada simplesmente pela largura dos bósons de gauge, como foi feito na seção 5.2, onde determinou-se a massa do bóson de gauge bileptônico (em GeV),

$$M_V > 1430.15. \quad (5.29)$$

Apêndice A

A.1 Matrizes de Gell-Mann

As matrizes de Gell-Mann são dadas por

$$\lambda_1 \equiv \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

$$\lambda_2 \equiv \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

$$\lambda_3 \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

$$\lambda_4 \equiv \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

$$\lambda_5 \equiv \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

$$\lambda_6 \equiv \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.6})$$

$$\lambda_7 \equiv \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

$$\lambda_8 \equiv \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

Referências

- [1] D. Karlen, Plenary talk 'Experimental Status of the Standard Model' at the International Conference on High Energy Physics, ICHEP98, Vancouver, July 1998.
- [2] K. Hagiwara *et al*, Phys. Rev., **D66** (2002) 010001.
- [3] By KamLAND Collaboration (K. Eguchi et al.), Phys. Rev. Lett., **90** (2003) 021802.
- [4] N. Schmitz, Invited talk at 10th International Workshop on Multiparticle Production: Correlations and Fluctuations in QCD (CF2002), Crete, Greece, 8-15 Jun 2002.
- [5] SNO Collab., Phys. Rev. Lett., **89** (2002) 011301; SNO Collab., Phys. Rev. Lett., **89** (2002) 011302.
- [6] Super-Kamiokande Collab., Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 5656. Phys. Lett. **B539** (2002) 179.
- [7] Super-Kamiokande Collab., Phys. Rev. Lett., **81** (1998) 1562; Super-Kamiokande Collab., Phys. Rev. Lett., **85** (2000) 3999; hep-ex/0209036.
- [8] M. C. Gonzalez-Garcia, Plenary talk at 31st International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2002), Amsterdam, The Netherlands, 24-31 Jul 2002; M. C. Gonzalez- Garcia e Y. Nir, hep-ph/0202058.
- [9] J. J Hernandez et al., Phys. Lett. **B239** (1990) 1,
K. Hikasa et al., Phys. Rev., **D45** (1992) S1,
L. Montanet et al., Phys. Rev., **D50** (1994) 1173,
R.M. Barnett et al., Phys. Rev., **D54** (1996) 1,
C. Caso et al., Euro. Phys. J. **C3** (1998) 1,
D.E. Groom et al., Euro. Phys. J. **C15** (2000).
- [10] K.G. Hayes, Phys.Rev., **D50** (1994) 1173.

- [11] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, o LEP Eletroweak Working Group e SLD Heavy Flavour Group: LEPEWWG/2002-01.
- [12] L. Kormos, Invited talk at 7th International Workshop on Tau Lepton Physics (TAU 02), Santa Cruz, California, 10-13 Sep 2002.
- [13] F. Matorras, Invited talk at 7th International Workshop on Tau Lepton Physics (TAU 02), Santa Cruz, California, 10-13 Sep 2002.
- [14] A. J. Weinstein, Invited talk at 7th International Workshop on Tau Lepton Physics (TAU 02), Santa Cruz, California, 10-13 Sep 2002.
- [15] S. Eidelman, Invited talk at 7th International Workshop on Tau Lepton Physics (TAU 02), Santa Cruz, California, 10-13 Sep 2002.
- [16] A. Pich, Nucl. Phys. Proc. Suppl., **98** (2001) 385.
- [17] W. Marciano and A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 1815.
- [18] M. Davier *et al.* (ALEPH Collaboration), Invited talk at 7th International Workshop on Tau Lepton Physics (TAU 02), Santa Cruz, California, 10-13 Sep 2002.
- [19] F. Matorras, Nucl. Phys. Proc. Suppl., **123** (2003) 13.
- [20] P. Abreu *et al.* (DELPHI Collaboration), Eur. Phys. J., **C10** (1999) 201.
- [21] M. Acciarri *et al.* (L3 Collaboration), Phys. Lett., **B479** (2000) 67.
- [22] LEP collaborations, CERN/EP EP 2001-021 (28 de fevereiro de 2001).
- [23] NuTeV Collaboration, G. P. Zeller *et. al* Phys. Rev. Lett., **88** (1992) 0901802.
- [24] W. Loinaz, N. Okamura, T. Takeuchi e L. C. R. Wijewardhana, Phys. Rev., **D67** (2003) 073012.
- [25] S. Davidson, S. Forte, P. Gambino, N. Rius e A. Strumia, JHEP 02 (2002) 037
- [26] P. Gambino, Talk given at 31st International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2002), Amsterdam, The Netherlands, 24-31 Jul 2002.
- [27] H. N. Long e N. Q. Lan, Europhys. Lett., **64** (2003) 571.
- [28] P.H. Frampton, P. I. Krastev and J. T. Liu, Mod. Phys. Lett., **A9** (1994) 761.
- [29] H. N. Long, Phys. Rev., **D53** (1996) 437.

- [30] F. Pisano e V. Pleitez, Phys. Rev., **D46** (1992) 410; R. Foot, O. F. Hernandez, F. Pisano e V. Pleitez, Phys. Rev., **D47** (1993) 4158.
- [31] A. Zee, Phys. Lett., **B93** (1980) 389.
- [32] K. S. Babu, Phys. Lett., **B203** (1988) 132.
- [33] G. Gelmini e M. Roncadelli, Phys. Lett., **B99** (1981) 411.
- [34] L. - F. Li, Phys. Rev., **D9** (1974) 1723.
- [35] T. Rizzo, Phys. Rev., **D25** (1982) 1355; H. Georgi e M. Machacek, Nucl. Phys., **B262** (1985) 463; K. S. Babu e V. S. Mathur, Phys. Lett. **B196** (1987) 218.
- [36] P. H. Frampton e B. H. Lee, Phys. Rev. Lett., **64** (1990) 619; P. B. Pal, Phys. Rev. **D43** (1991) 236.
- [37] T. V. Duong e E. Ma, Phys. Lett., **B316**, 307 (1993).
- [38] J. C. Montero, C. A. de S. Pires e V. Pleitez, Phys. Rev., **D65** (2002) 093017.
- [39] S. M. Bilenky e S. T. Petcov, Rev. Mod. Phys., **59** (1987) 671.
- [40] M. B. Tully e G. C. Joshi, Phys. Rev., **D64** (2001) 011301; J. C. Montero, C. A. de S. Pires e V. Pleitez, Phys. Lett., **B502** (2001) 167.
- [41] Y. Okamoto e M. Yasue, Phys. Lett., **B466**, (1999) 267; T. Kitabayashi e M. Yasue, Phys. Rev., **D63** (2001) 095002; hep-ph/0006040.
- [42] Z. Maki, M. Nakagawa e S. Sakata, Prog. Theor. Phys., **28** (1962) 870.
- [43] C. Athanassopoulos *et al.* (LSND Collaboration), Phys. Rev. Lett., **77** (1996) 3082.
- [44] Homestake Collaboration, B. T. Cleveland *et al.* Astrophys. J., **496** (1998) 505; Kamiokande Collaboration, K. S. Hirata *et al.*, Phys. Rev. Lett., **77** (1996) 1683; GALLEX Collaboration, W. Hampel *et al.*, Phys. Lett., **B477** (1999) 127; SAGE Collaboration, J. N. Abdurashitov *et al.* Phys. Rev. Lett., **77** (1996) 4708; Phys. Rev., **C60** (1999) 055801; SNO Collaboration, Q. R. Ahmad *et al.*, Phys. Rev. Lett., **87** (2001) 071301.
- [45] Y. Fukuda *et al.* (Super Kamiokande Collaboration), Phys. Rev. Lett., **81** (1999) 2644.
- [46] J. T. Liu e D. Ng, Phys. Rev., **D50** (1994) 548.

- [47] M. B. Tully e G. C. Joshi, Phys. Lett., **B466** (1993) 333.
- [48] E. D. Carlson e P. H. Frampton, Phys. Lett., **B283** (1992) 123.

