

i

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN"

**Interações não padrão de neutrinos no modelo 331 com setor de
Higgs mínimo**

Dissertação de Mestrado apresentada por:

MIGUEL MEDINA JAIME

Orientador:

Pr. Dr. PEDRO CUNHA DE HOLANDA

*Este exemplar corresponde
à redação final da tese
defendida pelo aluno Miguel Medina
e aprovada pela
comissão julgadora
em 19 de abril de 2010*



UNICAMP

Pedro C. Holanda

CAMPINAS SP, ABRIL DE 2010

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

M468i Medina Jaime, Miguel
Interações não padrão de neutrinos no modelo 331 com setor de Higgs mínimo / Miguel Medina Jaime. -- Campinas, SP : [s.n.], 2010.

Orientador: Pedro Cunha de Holanda.
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Oscilações de neutrinos. 2. Interações não-padrão de neutrinos. 3. Modelo 331 com setor escalar mínimo. 4. Interação de neutrinos com a matéria. I. Holanda, Pedro Cunha de. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

(vsv/ifgw)

- **Título em inglês:** Non-standard interactions of neutrinos in the 331 model with minimal Higgs sector
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
 1. Neutrino oscillations
 2. Non-standard interactions of neutrinos
 3. 331 model with minimal scalar sector
 4. Neutrino interaction with matter
- **Área de Concentração:** Física das Partículas Elementares e Campos
- **Titulação:** Mestre em Física
- **Banca Examinadora:**

Prof. Pedro Cunha de Holanda
Prof. Alex Gomes Dias
Prof. Marcelo Moraes Guzzo
- **Data da Defesa:** 19-04-2010
- **Programa de Pós-Graduação em:** Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE **MIGUEL MEDINA JAIME - RA 079391** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN", DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 19 / 04 / 2010.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Pedro Cunha de Holanda - Presidente da Comissão Julgadora
DRCC/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Alex Gomes Dias – CCNH/UFABC

Prof. Dr. Marcelo Moraes Guzzo - DRCC/IFGW/UNICAMP

About sixty billion through one's thumb every second

"Se podes olhar, vê. Se podes ver, repara"

Agradecimentos

Agradeço a meus familiares. Minha mãe Leonor e meu pai Cristobal, que durante esses vinte e sete anos vêm feito nada menos do que viver para meu futuro. A meus irmãos Hermes, Hilde, Milton e Claudia pelo apoio, carinho, paciência, incentivo, amizade e aprecio para comigo. Agradeço a todos eles pelo sacrifício que sempre fizeram para que eu pudesse estudar. E Lembrem que se vocês em algum momento olharem para mim e pensarem que estão orgulhosos, saibam que é o contrário. Sou eu quem tem muito orgulho de ser seu filho e irmão. Obrigado por todo o investimento e dedicação, não só para com minha vida pessoal, mas especialmente agora, para com minha vida profissional.

A minha namorada Eugenia M. Mahecha, por tudo de bom que já passamos juntos, pelo carinho, paciência, incentivo, amizade e pelo que podemos vir a construir.

Agradeço ao meu orientador, Prof. Dr. Pedro Cunha de Holanda, pela disposição e paciência em me orientar, pela prontidão em tirar minhas dúvidas e por tudo o que aprendi durante os dois anos que pude trabalhar em sua companhia na realização desta dissertação de mestrado. E agradeço, principalmente, por ter confiado em mim como aluno e como pessoa.

Agradeço ao Prof. Dr. Orlando Perez pelas críticas e sugestões sobre algumas partes deste trabalho.

Agradeço ao Prof. Dr. Marcelo Moraes Guzzo pelas frutíferas discussões que tivemos sobre algumas partes deste trabalho.

Agradeço ao Prof. Dr. Alex Gomes pelo esclarecimento de algumas dúvidas que surgiram no desenvolvimento deste trabalho.

Aos professores, amigos e colegas que de alguma forma contribuíram e contribuem para a minha formação de físico tanto da UNICAMP como da Universidade Nacional da Colômbia, em especial ao Dr. Prof. Jhon Morales Aponte por ter-me motivado a trabalhar nesta área e ao Dr. Prof. Rodolfo Alexander Diaz pela sua “orientador de iniciação”.

E, por ultimo, mas não menos importante, agradeço ao CNPQ pelo apoio financeiro.

Se esqueci de citar alguém, para eles minhas sinceras desculpas.

Resumo

Neste trabalho apresentamos um estudo de alguns problemas que ainda não forem esclarecidos na física de neutrinos do modelo padrão (MP) e encaminhamos eles na direção de física nova. Para esse fim, estuda-se uma classe de extensões de Gauge quirais do MP com simetria $SU(3)_C \times SU(3)_L \times U(1)_X$ (modelos 331), onde estudamos a interação eletrofraca dos neutrinos com a matéria via correntes carregadas e neutras (CC e CN) através dos bósons Gauge do modelo para processos de espalhamento elástico coerente. Finalmente, encontramos vínculos entre as contribuições não padrão no modelo 331 com as interações não padrão (INP) em experimentos de seção de choque, onde encontramos que o modelo 331 apresenta INP diagonais universais da ordem $\varepsilon \propto \frac{M_{W,Z}^2}{M_X^2} \lesssim \mathcal{O}(10^{-3})$. Mostramos que o valor esperado no vácuo (VEV) para o tão procurado bóson de Higgs neste modelo tem que ser $\vartheta_2 \lesssim 174.105\text{GeV}$ e os VEV $V > 1.3\text{TeV}$ e $142\text{GeV} < \vartheta_1 < 201\text{GeV}$. Os novos bósons do modelo deverão ter massas maiores a 610 GeV.

Abstract

We present a study of some problems that are not yet clarified in Standard Model (SM) neutrino physics and guide them in the direction of new physics. To this aim, we study a class of extensions of the SM Gauge chiral symmetry $SU(3)_C \times SU(3)_L \times U(1)_X$ (331 model), where we study the electroweak interaction of neutrinos with matter via charged and neutral current (CC and NC) by the gauge bosons of the model for coherent elastic scattering process. We finally found connections between the non-standard contributions on 331 with non-standard interactions (NSI) in cross section experiments, where we find that the model 331 has diagonal universal NSI of order $\varepsilon \propto \frac{M_{W,Z}^2}{M_X^2} \lesssim \mathcal{O}(10^{-3})$. We show that the expected value in vacuum (VEV) for the quite searched Higgs boson in this model has to be $\vartheta_2 \lesssim 174.105\text{GeV}$ and the VEV $V > 1.3\text{TeV}$ and $142\text{GeV} < \vartheta_1 < 201\text{GeV}$. The new bosons of the model must have masses greater than 610 GeV.

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Oscilação de Neutrinos no vácuo	2
1.2	Oscilação de Neutrinos na Matéria	6
2	Interações Não Padrão	11
2.1	INP de neutrinos em experimentos de Aceleradores.	13
2.2	KamLAND e neutrinos solares	17
2.3	INP em Neutrinos Atmosféricos	19
2.4	Seção de choque	22
3	Modelo 331	28
3.1	Modelos 331	29
3.2	O conteúdo das representações.	31
3.3	Modelo Minimal 331 no setor escalar sem cargas elétricas exóticas	33
3.3.1	Setor escalar e acoplamentos de Yukawa	36
3.4	Modelo com dois tripletos de Higgs	38
3.4.1	Setor Gauge com dois tripletos de Higgs	41
3.4.2	Correntes carregadas e neutras	44
4	Interações de Neutrinos com a Matéria no 331	47
4.1	Cálculo do potencial efetivo V_{cc} através de CC no 331	48
4.2	Cálculo do potencial efetivo V_{CN} através de CN no 331	51
4.2.1	Setor de léptons	52
4.2.2	Setor de quarks	56
4.3	Resultados	62
5	Conclusões	65

A	Apêndice	67
A.1	Massas dos bósons	67
A.1.1	Espectro no setor carregado	68
A.1.2	Espectro no setor Neutro	69
A.2	Setor de léptons	72
A.2.1	Interação lépton-lépton	75
A.3	Interação através de correntes carregadas	76

Lista de Figuras

1.1	Ilustração das regiões acessíveis de L/E em vários experimentos.	6
1.2	Apenas o ν_e pode sofrer interação via CC com os elétrons do meio, enquanto que todos, ν_e , ν_μ e ν_τ , podem interagir via CN com todos os constituintes do meio.	7
2.1	Interações não padrão, onde $a, b = e, \mu, \tau$	12
2.2	Tomado de Ref. [50] onde se mostra $\varepsilon_{\mu\tau}$ para um nível de confiança do 95% (2 d.o.f.) para os experimentos OPERA e MINOS no caso de INP (os valores das outras entradas $\varepsilon_{\alpha\beta} = 0$).	16
2.3	Tomado de [50] onde se mostra a sensibilidade de $\varepsilon_{\mu\tau}$ às mudanças de $\varepsilon_{\tau\tau}$ para um nível de confiança do 95% (2 d.o.f.) para o experimento OPERA.	16
2.4	Figura retirada de [17]. Limites para INP que conservam o sabor no processo $\nu_e e$ no experimento LSND. A região permitida para um nível de confiança do 90% está entre as duas elipses. Em azul apresenta-se a região reportada pelos autores.	26
2.5	Retirada de [17]. Limites para INP que conservam o sabor no processo $\nu_\mu q$ no experimento NuTeV. As regiões permitidas para um 90% de C.L. estão entre as duas elipses e os resultados repostados pelos autores estão em azul.	27
3.1	Comportamento de α_s em diferentes experimentos[80]	36

- 4.1 Diagramas de Feynman dos processos de espalhamento que geram os potenciais efetivos V_α .
- a) Para processos de espalhamento elástico $\ell = e$, e assim este diagrama de Feynman gera o potencial efetivo V_C através dos bósons carregados $Y^+ = W_\mu'^+, K_\mu'^+$, b) Diagrama de Feynman para o processo de espalhamento elástico de ν_ℓ , para $\ell = e, \mu, \tau$ com $f = e, u, d$ através de um bósons neutros $V^o = Z_\mu'^0, Z_\mu^0$ ou $K_{\mathbb{R}\mu}^0$, notemos que $K_{I\mu}^0$ não contribui para este processo. Logo, apenas os ν_e podem sofrer interação via CC com os elétrons do meio, enquanto que todos, ν_e, ν_μ, ν_τ , podem interagir via CN com todos os constituintes do meio.

Lista de Tabelas

1.1	Constantes de acoplamentos para os férmions no MP através do bóson \mathbb{Z}	7
1.2	Potencial efetivo que sentem os neutrinos em meios com férmions carregados da primeira geração no MP, onde $n_{e,u,d}$ é a densidade do meio e $Q_{u,d}$ a carga elétrica do quark. Para a o potencial na Terra temos suposto que é neutra e que $n_n = n_p$, para o potencial no Sol temos suposto que é neutro e que esta constituído principalmente por elétrons e prótons.	8
1.3	Melhores valores de ajuste com erros 1σ , 2σ e 3σ intervalos (1 d.o.f) para os parâmetros de oscilação dos três sabores de neutrinos a partir de dados globais incluindo os experimentos solar, atmosférico, reator (KamLAND e CHOOZ) e acelerador (K2K e Minos) [31].	9
2.1	Valores apresentados por [52] para os parâmetros ϵ' para 1σ (2σ) levando em conta INP de tipo NU e desprezando INP tanto na fonte como no detetor. . .	19
2.2	Conforme [17]. Limites obtidos através de seções de choque e cálculos a um loop.	25
4.1	Valores para os parâmetros de INP no modelo 331	63

Capítulo 1

Introdução

A história do neutrino é um dos episódios mais interessantes da física de partículas, foi introduzido pela primeira vez por Wolfgang Pauli em 1930 [1] para explicar o espectro contínuo de energia dos elétrons emitidos no decaimento beta $\beta (n \rightarrow p + e^- + \nu)$ evitando assim que se abandonasse o princípio de conservação da energia. Duas décadas após desta primeira proposta, em 1956, Reines e Cowan [2] observam os neutrinos pela primeira vez através do processo de decaimento β inverso: $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. Dez anos depois, em 1962, Lederman, Schwartz e Steinberger [3] descobrem o neutrino do múon através do decaimento do pión ($\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$), e finalmente, em 2000 no Fermilab o esperado neutrino ν_τ foi observado pelo experimento DONUT [4], 25 anos após a descoberta do lépton τ .

Na década de 1970 Homestake foi o primeiro experimento [5] em medir o fluxo de neutrinos solares, seus resultados mostraram que o fluxo de neutrinos solares era menor ao previsto por John Bahcall para o Modelo Padrão Solar [6]. Isto foi chamado de "*problema do neutrino solar*" e foi o primeiro indício de que os neutrinos poderiam oscilar, como tinha sido proposto anteriormente por Pontecorvo em 1958 [7] e Maki, Nakagawa e Sakata em 1962 [8] .

Na década do 80 foram construídos vários experimentos para estudar neutrinos solares e atmosféricos, entre eles Kamiokande [9] no Japão e IMB [10] nos Estados Unidos. Além de estudar neutrinos solares e atmosféricos, ambos detectores foram capazes de observar os neutrinos provenientes da supernova SN1987A. Estes são os únicos neutrinos extragalácticos observados até agora.

Por muitos anos, os neutrinos foram consideradas como sem massa, mas a observação do desaparecimento de neutrinos de múon atmosféricos por a colaboração Super-Kamiokande em 1998 [11] mudou isto, pois os neutrinos atmosféricos e solares estavam-se comportando de maneira diferente do que era esperado, assim a explicação para todos esses resultados

experimentais foi o mecanismo de oscilação de neutrinos devido às suas diferentes massas [8, 7], para o qual é proposto que existam três partículas, chamadas neutrinos físicos, as quais denominamos $\nu_i = (\nu_1, \nu_2, \nu_3)$. Cada uma destas partículas possui massa m_1 , m_2 e m_3 , respectivamente. Elas não possuem carga elétrica e tão pouco carga de cor, mas interagem fracamente, pelo menos de certa forma. Onde por alguma razão ainda totalmente desconhecida, os mediadores da interação fraca não acoplam com estas partículas diretamente. Propõe-se que o que “vemos” e identificamos como o neutrino $\nu_\alpha = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ nada mais é do que uma superposição dos neutrinos físicos.

1.1 Oscilação de Neutrinos no vácuo

Como já foi mencionado o modelo de oscilação de sabores de neutrinos está baseado na hipótese de superposição de estados quânticos que nós diz: *se os neutrinos tiverem massa finita, seus autoestados de sabor $\{\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau\}$ podem-se escrever como uma superposição de autoestados de massa $\{\nu_1, \nu_2, \nu_3\}$ como segue*¹:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

Sendo assim, a propagação de um autoestado de sabor pode ser entendida como a propagação de uma combinação linear de autoestados de massas. Assumindo agora que os neutrinos tenham massa e que o espectro de autoestados de massa seja não degenerado, autoestados de massa diferente se propagarão com velocidades de fase diferentes, o que causa a interferência entre as funções de onda associadas aos diferentes autoestados de massa que formam o autoestado de sabor. Esta interferência é capaz de alterar a combinação dos autoestados de massa, fazendo com que a probabilidade de medirmos um autoestado de sabor β ortogonal ao estado α na base de sabor seja não nula. Este efeito é conhecido como *oscilação de sabores de neutrinos*, e o modelo que o descreve foi proposto para o setor de neutrinos por Bruno Pontecorvo em 1957 [7, 8].

Dessa forma a equação de evolução dos neutrinos no vácuo para os neutrinos na base de

¹Nós supomos que a massa dos neutrinos é muito pequena e não pode ser observada diretamente por isso pode-se escrever os auto-estados de sabor como uma combinação linear de autoestados de massa.

sabor pode-se escrever como²

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Em algumas situações pode ser necessário escrever a expressão (1.2) na forma de componentes $id\nu_\alpha/dx = H_{\alpha\beta}\nu_\beta$ com $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$. Assim na base de massas obtemos que

$$i \frac{d}{dx} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = U^{-1} H U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \quad (1.3)$$

supondo que U é uma matriz unitária³, introduzida por Pontecorvo, Maki, Nakagawa e Sakata (PMNS) [7, 8] para três gerações. Infelizmente a matriz de mistura ainda não pode ser determinada por meios teóricos e por isso deve ser determinada experimentalmente. A parametrização mais aceita é a adotada pelo *Particle Data Group*, obtida através de três rotações consecutivas, $U = U_{23}U_{13}U_{12}$, ou explicitamente é,

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

onde θ_{ij} é o ângulo de mistura entre os autoestados de massa i e j sendo $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ e $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ onde a fase δ é responsável pela violação CP para o setor leptônico. Em Eq. (1.4) de esquerda para a direita, a primeira matriz refere-se à oscilação $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$, à segunda a oscilação $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$ e a terceira à $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$.

Uma vez que (1.4) diagonaliza H na base de massas obtemos que (1.3) pode se escrever como

$$i \frac{d}{dx} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2E} \left[\underbrace{m_1^2 \mathbb{I}_{3 \times 3}}_{\text{fase global}} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta m_{21}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta m_{31}^2 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

onde $\mathbb{I}_{3 \times 3}$ é a matriz identidade 3×3 , e a fase global pode ser esquecida já que ela não afeta a

²Sabemos que os neutrinos são partículas extremamente relativísticas, devido à sua massa ser muito pequena. Portanto não uma aproximação grosseira dizer que sua velocidade é aproximadamente aquela da luz, assim no *sistema natural de unidades* $c = \hbar = 1$, podemos escrever $x \approx t$.

³Como U é uma matriz unitária então $UU^\dagger = U^\dagger U = \mathbb{I}_{3 \times 3}$ onde $U^{-1} = U^\dagger = (U^*)^T$

probabilidade de transição, assim escrevendo novamente (1.5) na base de sabor obtemos que

$$\begin{aligned}
 i \frac{d}{dx} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} &= \frac{1}{2E} \left[U \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta m_{21}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta m_{31}^2 \end{pmatrix} U^\dagger \right] \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \\
 &\Downarrow \\
 i \frac{d}{dx} \boldsymbol{\nu} &= \underbrace{\frac{1}{2E} U \mathbf{M}^2 U^\dagger}_{\mathbf{H}} \boldsymbol{\nu}
 \end{aligned} \tag{1.6}$$

onde $\mathbf{M}^2 = \text{diag}(0, \Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2)$ e $\boldsymbol{\nu} = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)^T$, logo a solução para (1.6) estará dada por

$$\boldsymbol{\nu}(x) = S(x) \boldsymbol{\nu}(0)$$

onde

$$S(x) = T e^{-i \int_0^x H(x') dx'} \tag{1.7}$$

sendo T o operador ordenamento temporal⁴ [12], mas notemos que em (1.6) H não depende de x' e portanto obtemos que⁵

$$S(x) = e^{-i H x} \tag{1.8}$$

Usado a definição de [12] da matriz S como sendo a matriz das amplitudes de probabilidade de transição de um estado de sabor $\alpha(L)$ para outro estado de sabor β , é dizer

$$S_{\alpha\beta} \equiv \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle \tag{1.9}$$

desta forma a probabilidade de um dado neutrino de sabor inicial α apresentar sabor β após

⁴Notemos que para (1.7) estamos supondo $[H(x), H(x')] = 0$, mas quando $[H(x), H(x')] \neq 0$ obtemos a serie de Dyson, neste caso $S(x) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \int_0^x dx_1 \int_0^{x_1} dx_2 \cdots \int_0^{x_{n-1}} dx_n H(x_1) H(x_2) \cdots H(x_n)$.

⁵Quando H depende do tempo (ou equivalentemente do espaço) obtemos o efeito MSW.

ter se propagado por uma distância L é dada por [13]:

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \equiv P_{\alpha\beta} &= |S_{\alpha\beta}|^2 = |\langle \nu_\beta(t) | \nu_\alpha \rangle|^2 \\
 &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \Delta_{ij} \\
 &\quad + 2 \sum_{i>j} \Im(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin 2\Delta_{ij}
 \end{aligned} \tag{1.10}$$

⁶onde $\Delta_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2}{4E} L = \frac{1.27 \Delta m_{ij}^2 (\text{eV}^2) L(\text{km})}{E(\text{GeV})}$ sendo $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$. É comum para simplificar o análise de (1.10) se limitar a estudar a mistura entre duas famílias. Isto não trará nenhum prejuízo aos resultados pois como veremos sempre é possível sob alguns suposições levar nosso sistema de três famílias a um de duas como se mostra no capítulo 2[14, 15]⁷, de forma que pode-se usar duas famílias sem perda de resultados práticos. Para o caso de duas famílias obtém-se que

$$P_{\alpha\beta} = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2] \frac{L [\text{m}]}{E [\text{MeV}]} \right) \tag{1.11}$$

assim de (1.11) podemos ver que o termo L/E é muito relevante para poder determinar experimentalmente os diferentes parâmetros da matriz de PMNS nos diferentes experimentos. Na figura 1.1 mostra-se os possíveis valores para L/E , de onde podemos ver por exemplo: para experimentos com neutrinos solares⁸ L/E é muito grande, e portanto em (1.11) o termo que envolve L/E oscilará muito, o que faz que $\sin^2 \left(1.27 \Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2] \frac{L [\text{m}]}{E [\text{MeV}]} \right) \approx 1/2$ e, portanto, que dos experimentos solares somente podemos tirar informação de θ ⁹. De figura 1.1 também vemos que é possível projetar diversos experimentos para determinar os diferentes parâmetros da matriz PMNS (1.4).

⁶Se CP é conservada, U é Hermitiana, o que implica que os elementos de U devem ser reais, e dessa forma

$$P_{\alpha\beta} = \sum_i U_{\alpha i}^2 U_{\beta i}^2 + \sum_{i \neq j} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} - 2 \sum_{i \neq j} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} \sin^2 \Delta_{ij}$$

⁷Para o caso do neutrino solar apenas a oscilação entre $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ é relevante, enquanto que no caso dos neutrinos atmosféricos somente a oscilação entre $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ é relevante.

⁸Na literatura é comum chamar de neutrinos solares, atmosféricos, etc.. fazendo referência ao lugar onde foi produzido.

⁹Esta afirmação somente é verdade se supomos propagação no vácuo o em meios com densidade constante, pois hoje sabemos que de experimentos com neutrinos solares é possível obter informação de tanto de θ_{12} como de Δm_{12}^2 .

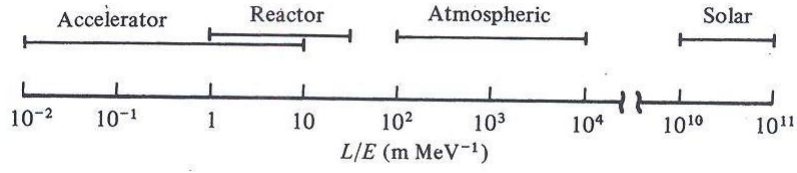


Figura 1.1: Ilustração das regiões acessíveis de L/E em vários experimentos.

1.2 Oscilação de Neutrinos na Matéria

Os resultados experimentais mostram que o fenômeno de oscilação em um meio material, pode ser bem diferente da oscilação que ocorre no vácuo, conforme [16], *se os neutrinos possuem massa, e as oscilações de sabor ocorrem, estas podem ser modificadas quando neutrinos atravessam a matéria*. Isto acontece porque as interações no meio modificam as relações de dispersão das partículas que viajam através dele. Relações de dispersão fornecem a energia de uma partícula em termos de seu momento. Logo, uma relação de dispersão na matéria diferente da tradicional relação de dispersão do vácuo¹⁰ significa um Hamiltoniano modificado e, portanto, uma evolução temporal da função de onda associada diferente. Em resumo, um feixe de neutrinos viajando através da matéria evolui de maneira diferente que o mesmo feixe viajando no vácuo.

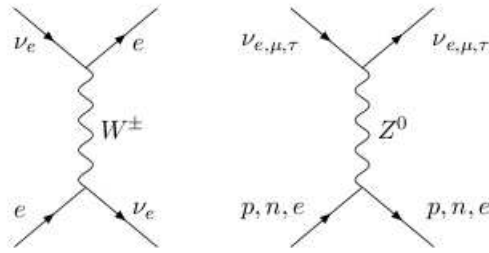
Passamos então agora por fins práticos a nós preocupar com os efeitos da interação do neutrino com a matéria contida no interior terrestre e no sol. Estes efeitos se dão através de duas formas diferentes de espalhamento, coerente e incoerente. Assim para baixas energias (escala de energia $\ll M_W$) a interação de neutrinos no MP pode ser descrita pela Lagrangiana efetiva[17]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{eff} = & -2\sqrt{2}G_F \left([\bar{f}\gamma^\rho L f'] [\bar{\nu}_\beta \gamma_\rho L \ell_\beta] + \text{h.c.} \right) \\ & -2\sqrt{2}G_F \sum_{P,f,\beta} g_P^f [\bar{f}\gamma^\rho P f] [\bar{\nu}_\beta \gamma_\rho L \nu_\beta] \end{aligned} \quad (1.12)$$

onde G_F é a constante de acoplamento de Fermi, $P = \{L, R\}$, ℓ é um lépton carregado, f é um lépton ou quark, f' é seu parceiro em $SU(2)$, β rótula o sabor do lépton, i.e. $\beta = e, \mu, \tau$ e g_P^f é a constante de acoplamento através do bóson Z cujos valores são apresentados na tabela

¹⁰Para uma onda que apresente momento p no vácuo ($n_{vac} = 1$), esta apresentará momento $p' = np$ em um meio material, mas deverá manter sua energia constante. Essa exigência de que a energia portada pela onda seja a mesma no vácuo ou em meios materiais implica que a interação do neutrino com o meio adiciona uma constante V em sua energia com relação a energia no vácuo $(E(np) + V)_{vacuo} = E(p)_{meio}$

Acoplamento	g_L^f	g_R^f
ν_e, ν_μ, ν_τ	$\frac{1}{2}$	0
e, μ, τ	$-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W$	$\sin^2 \theta_W$
u, c, t	$\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$	$-\frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$
d, s, b	$-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W$	$\frac{1}{3} \sin^2 \theta_W$

Tabela 1.1: Constantes de acoplamentos para os férmions no MP através do bóson \mathbb{Z} .Figura 1.2: Apenas o ν_e pode sofrer interação via CC com os elétrons do meio, enquanto que todos, ν_e, ν_μ e ν_τ , podem interagir via CN com todos os constituintes do meio.

1.1.

Como foi mostrado pela primeira vez por Wolfenstein (1978) [16], os neutrinos podem sofrer espalhamento elástico coerente devido à interação fraca, dada tanto através de corrente neutra CN, a qual é mediada por o bóson massivo eletricamente neutro \mathbb{Z}^0 , quanto via corrente carregada CC que é mediada pelos bósons massivos eletricamente carregados \mathbb{W}^\pm , como é representado na figura 1.2.

Quando estudamos espalhamento coerente¹¹ as modificações das relações de dispersão dos neutrinos desde o ponto de vista macroscópico podem ser representadas em termos de um índice de refração ou de um potencial efetivo. Assim por (1.12) podemos ver que para um meio como o sol ou a terra, os neutrinos ν_e a baixas energias sofrem espalhamento coerente através de CC descritos pelo potencial

¹¹Para o cálculo de V somente teremos em conta o espalhamento coerente (não há alteração no momento da partícula), agora analisaremos a contribuição do espalhamento incoerente para neutrinos de baixas energias no sol com alta metalicidade. Conforme [15] mostra que para neutrinos de 1 GeV o caminho meio de interação $L_{Int} \approx 10^{14}\text{cm W.E}$ “water equivalent” Ou seja, para interagir com um constituinte do meio, um neutrino com energia próxima a 1 GeV precisa atravessar uma distância de 10^{14}cm de água. Portanto fazendo contas para o diâmetro e densidade terrestre ele obtém que $L_{Int} \approx 10^{12}\text{cm W.E}$ por isso espera-se que os neutrinos cruzem toda a Terra sem que ocorra a interação do tipo beta-inverso com os constituintes do meio. Assim, devido à baixa seção de choque dos neutrinos $\sim 1\text{ GeV}$, podemos desconsiderar efeitos de absorção ou espalhamento incoerente destes neutrinos pelos constituintes do meio.

	elétrons	Quarks <i>up</i> , <i>down</i>
ν_e	$\sqrt{2}G_F n_e + \sqrt{2}G_F \left(-\frac{1}{2} + 2\sin^2 \theta_W\right) n_e$	$\sqrt{2}G_F \left(\pm\frac{1}{2} - 2Q_{u,d}\sin^2 \theta_W\right) n_{u,d}$
ν_μ	$\sqrt{2}G_F \left(-\frac{1}{2} + 2\sin^2 \theta_W\right) n_e$	$\sqrt{2}G_F \left(\pm\frac{1}{2} - 2Q_{u,d}\sin^2 \theta_W\right) n_{u,d}$
ν_τ	$\sqrt{2}G_F \left(-\frac{1}{2} + 2\sin^2 \theta_W\right) n_e$	$\sqrt{2}G_F \left(\pm\frac{1}{2} - 2Q_{u,d}\sin^2 \theta_W\right) n_{u,d}$
	Terra	Sol
ν_e	$\sqrt{2}G_F \left(1 - \frac{1}{2}\right) n_e$	$\sqrt{2}G_F \left(1 + \frac{2}{3}\sin^2 \theta_W\right) n_e$
ν_μ	$-G_F n_e / \sqrt{2}$	$2\sqrt{2}G_F \sin^2 \theta_W n_e / 3$
ν_τ	$-G_F n_e / \sqrt{2}$	$2\sqrt{2}G_F \sin^2 \theta_W n_e / 3$

Tabela 1.2: Potencial efetivo que sentem os neutrinos em meios com férmions carregados da primeira geração no MP, onde $n_{e,u,d}$ é a densidade do meio e $Q_{u,d}$ a carga elétrica do quark. Para a o potencial na Terra temos suposto que é neutra e que $n_n = n_p$, para o potencial no Sol temos suposto que é neutro e que esta constituído principalmente por elétrons e prótons.

$$\mathbb{V}_{CC}^{\nu_e} = \sqrt{2}G_F n_e \quad (1.13)$$

onde n_e é a densidade eletrônica do meio. Por outro lado sabemos que a interação via CN é $\mathbb{V}_{CN}^{\nu_e} = \mathbb{V}_{CN}^{\nu_\mu} = \mathbb{V}_{CN}^{\nu_\tau}$, assim ela é diagonal com respeito aos diferentes sabores de neutrinos, o qual implica que a correção devida a interação por CN aos autoestados de sabor será uma fase global comum a todos os sabores de neutrinos como é mostrado na tabela 1.2. Portanto a equação de evolução dos neutrinos na matéria fica

$$i \frac{d}{dx} \boldsymbol{\nu} = \underbrace{\left[\frac{U \mathbf{M}^2 U^\dagger}{2E} + \mathbf{V} \right]}_{H + H_{mat}} \boldsymbol{\nu} \quad (1.14)$$

onde \mathbf{V} vai depender do meio como se mostra na tabela 1.2, mas como mencionamos anteriormente as contribuições associadas com as correntes neutras são uma fase global que não mudam as probabilidades de transição entre os diferentes sabores, assim em (1.14) temos um potencial efetivo $\mathbf{V} = \text{diag}(\sqrt{2}G_F n_e, 0, 0)$ para meios de elétrons, terra e sol, enquanto que para meios de quarks *up* ou *down* o potencial efetivo é nulo. O sistema dado por (1.14) pode ser resolvido exatamente via cálculo numérico sem grandes complicações, mas em elas não fica muito claro a interpretação intuitiva dos resultados. Além disso os resultados experimentais são dados em termos de duas famílias, assim é necessário transformar o sistema de equações

Parâmetro	melhor ajuste	2σ	3σ
$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} \text{eV}^2]$	$7.65^{+0.23}_{-0.20}$	$7.25 - 8.11$	$7.05 - 8.34$
$ \Delta m_{31}^2 [10^{-3} \text{eV}^2]$	$2.40^{+0.12}_{-0.11}$	$2.18 - 2.64$	$2.07 - 2.75$
$\sin^2 \theta_{12}$	$0.304^{+0.022}_{-0.016}$	$0.27 - 0.35$	$0.25 - 0.37$
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.50^{+0.07}_{-0.06}$	$0.39 - 0.63$	$0.36 - 0.67$
$\sin^2 \theta_{13}$	$0.01^{+0.016}_{-0.011}$	≤ 0.040	≤ 0.056
$\Delta m_{23}^2 [10^{-3} \text{eV}^2]$	$1.5 - 3.4$	para 90% C.L. [11]	

Tabela 1.3: Melhores valores de ajuste com erros 1σ , 2σ e 3σ intervalos (1 d.o.f) para os parâmetros de oscilação dos três sabores de neutrinos a partir de dados globais incluindo os experimentos solar, atmosférico, reator (KamLAND e CHOOZ) e acelerador (K2K e Minos) [31].

diferenciais acopladas de dimensão 3 em dois outros sistemas equivalentes ao primeiro, um de dimensão 2 e o outro de 1 dependendo do experimento que vai querer-se analisar. Por exemplo em [18] é resolvido muito bem o sistema $\nu_e \leftrightarrow \nu_\alpha$ com interações com a matéria.

Diferentes experimentos são capazes de sondar diversos sectores da matriz PMNS. Experimentos de neutrinos atmosféricos tais como IBM[10], SK[19], Kamiokande[20], Soudan[21], MACRO[22], sondam principalmente o setor 2-3 (que envolve Δm_{23}^2 e $\sin^2 2\theta_{23}$), enquanto que experimentos de neutrinos solares como Homestake[5], Kamiokande[9], SK[23], SNO[24] e Borexino[25], sondam o setor 1-2.

Também o comprimento de vôo dos neutrinos de reator pode ser ajustado para sondar tanto o sector o 1-2 ou 1-3, por exemplo: KamLAND(Δm_{12}^2) [26] prova o setor 1-2 enquanto que Chooz(θ_{13}) [27] e double-Chooz(θ_{13}) [28] provam o setor 1-3. E, finalmente, o comprimento de vôo e a energia do feixe de neutrinos pode ser ajustado para sondar o setor 2-3 ou 1-3, por exemplo K2K[29] e MINOS[30] provam o setor 2-3. Há dois experimentos futuros (T2K e NOvA), que estarão olhando para o aparecimento de neutrinos de elétrons em um feixe de neutrinos de múon a fim de medir θ_{13} .

Os experimentos de oscilação de neutrinos têm fornecido medidas das diferenças de massa ao quadrado, tão bem quanto dos ângulos de mistura. O estado atual das medições de parâmetros de oscilação de neutrinos são mostrados na tabela 1.3, os quais são descrito por Schwetz T. et al. [31]. É importante ressaltar que em contraste com o setor dos quarks temos dois ângulos grandes (um possivelmente máximo) e um pequeno ângulo (possivelmente zero).

Enquanto as diferenças de massa que entram na discussão da razão de oscilação são determinadas de forma satisfatória (pelo menos assumindo três neutrinos), a situação com respeito

ao valor absoluto das massas é muito menos precisa.

É claro que um grande esforço experimental e teórico será necessário para alcançar esses objetivos. Para tal, a próxima fase de experimentos de oscilação de neutrinos terão como principais metas determinar os seguintes parâmetros:

- Determinar o valor de θ_{13} da forma mais precisa possível;
- Determinar o caráter da hierarquia de massa dos neutrinos, ou o sinal de Δm_{13}^2 ;
- Melhorar a medida dos outros ângulos e das diferenças de massa ao quadrado;
- Revelar se os neutrinos são de Dirac ou de Majorana;
- E finalmente, testar a existência das fases de violação de CP.

A informação mais importante que podemos extrair dos dados experimentais citados acima é o fato dos neutrinos serem massivos. A existência destas massas, portanto, qualifica-se como a única evidência palpável de física nova além do MP.

Capítulo 2

Interações Não Padrão

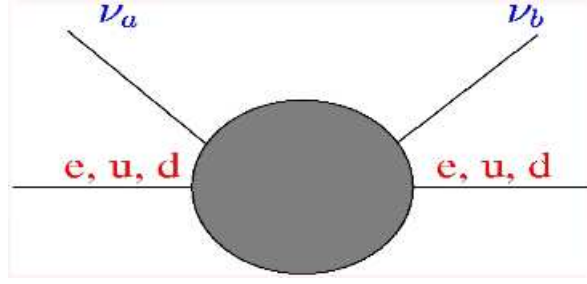
Os progressos na física experimental de neutrinos permitiram confirmar a sua mudança de sabor, em seu caminho do ponto de produção até o ponto de detecção[5, 9, 11]. A explicação para todos esses resultados experimentais é o mecanismo de oscilação de neutrinos, devido às suas diferentes massas [16]. No entanto, outros mecanismo foram propostas para explicar o problema dos neutrinos atmosféricos e solares[36, 37]. *A massa diferente de zero do neutrino é uma forte motivação teórica para pensar na existência de física além do modelo padrão* [32, 33, 34, 35, 38, 39]. Espera-se que a física nova além do MP gere mecanismos que possam ser responsáveis pelas oscilações de neutrinos num nível secundário¹. Estas novas interações são conhecidas na literatura como Interações Não Padrão (INP) “*Non-Standard Interaction (NSI)*”.

O formalismo das interações não-padrão de neutrinos é uma maneira muito ampla e conveniente de parametrizar os efeitos da nova física em oscilações de neutrinos [32, 40, 41, 42, 43, 44]. As INP supõem que os neutrinos ao interagir com os férmions da matéria usual podem experimentar interações adicionais não universais $(\nu_\alpha + f \rightarrow \nu_\alpha + f)^2$ assim como de mudanças de sabor $(\nu_\alpha + f \rightarrow \nu_\beta + f)$ o qual pode ser esquematicamente representado conforme ilustrado na figura 2.1 [45]. Tais interações podem surgir de uma estrutura não trivial de CC e CN caracterizada pelas interações fracas que em principio podem afetar a propagação dos neutrinos na matéria assim como a produção e detecção.

Em particular, numa primeira abordagem, vamos-nos concentrar no cenário simplificado no qual as INP só afetam a propagação de neutrinos na matéria, que correspondem a operadores

¹Quando falamos de nível secundário fazemos referência a que o efeito dominante da oscilação é causado principalmente pela diferença de massas dos neutrinos.

²No MP sabemos os neutrinos interagem com os léptons da mesma forma através de correntes neutras, espera-se que em modelos além do MP estas interações não sejam mais universais.

Figura 2.1: Interações não padrão, onde $a, b = e, \mu, \tau$

como de CN [46, 47], supondo que as restrições sobre as INP afetando os processos de produção e detecção são muito mais fortes (em [47] também se consideram INP para a fonte e processos de detecção)³. Assim em geral as INP de neutrinos na matéria para baixas energias podem-se descrever através da seguinte Lagrangiana efetiva⁴

$$\mathcal{L}_{eff}^{NSI} = -2\sqrt{2}G_F \sum_{f,P} \varepsilon_{\alpha\beta}^{fP} [\bar{f}\gamma^\mu P f] [\bar{\nu}_\alpha \gamma^\mu L \nu_\beta] \quad (2.1)$$

onde $f = u, d, e$ e $P = L, R$ com $2L = (1 - \gamma^5)$, $2R = (1 + \gamma^5)$ e os coeficientes $\varepsilon_{\alpha\beta}^{fP}$ dão a força das INP entre os neutrinos de sabor α e β e a componente de P -mão do férmion f . Assim de maneira completamente análoga à derivação dos efeitos normais com a matéria⁵, estas novas interações resultam na seguinte Hamiltoniana efetiva na base de sabor

$$H_{NSI} = V \begin{pmatrix} \varepsilon_{ee} & \varepsilon_{e\mu} & \varepsilon_{e\tau} \\ \varepsilon_{e\mu}^* & \varepsilon_{\mu\mu} & \varepsilon_{\mu\tau} \\ \varepsilon_{e\tau}^* & \varepsilon_{\mu\tau}^* & \varepsilon_{\tau\tau} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

onde $V = \sqrt{2}G_F n_e$ e $\varepsilon_{\alpha\beta} = \sum_{f,P} \varepsilon_{\alpha\beta}^{fP} n_f / n_e$ sendo n_e e n_f a densidade de elétrons e de férmions f no meio respectivamente⁶. Portanto, a Hamiltoniana total que descreve a propagação

³Gostaríamos de enfatizar que, em modelos específicos, processos como de CC e como de CN são esperados com forças semelhantes [32].

⁴Neste capítulo, não vamos tentar descrever a origem das INP, mas adotar um ponto de vista puramente fenomenológica.

⁵Para o cálculo das INP com a matéria temos que trocar por exemplo em equação (4.4) de [18] $\langle \bar{e} \gamma^\lambda L e \rangle$ por $\sum_{f,P} \varepsilon_{\alpha\beta}^{fP} \langle \bar{f} \gamma^\mu P f \rangle$.

⁶Para um meio neutro como a terra com n_e densidade de elétrons e n_n densidade de nêutrons obtemos que[32]

$$\varepsilon_{\alpha\beta}^V = \varepsilon_{\alpha\beta}^{eV} + 2\varepsilon_{\alpha\beta}^{uV} + \varepsilon_{\alpha\beta}^{dV} + \frac{n_n}{n_e} (2\varepsilon_{\alpha\beta}^{dV} + \varepsilon_{\alpha\beta}^{uV})$$

portanto vemos que para $n_n = n_e$, $\varepsilon_{\alpha\beta}^V = \varepsilon_{\alpha\beta}^{eV} + 3\varepsilon_{\alpha\beta}^{uV} + 3\varepsilon_{\alpha\beta}^{dV}$. V faz referência ao caráter vetorial. Lembremos que $V = L + R$ sendo L e R as quiralidades “left” e “right” respectivamente.

dos neutrinos na matéria na base de sabor estará dado por

$$\tilde{H} = \frac{1}{2E} \left[U \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta m_{21}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta m_{31}^2 \end{pmatrix} U^\dagger + a \begin{pmatrix} 1 + \varepsilon_{ee} & \varepsilon_{e\mu} & \varepsilon_{e\tau} \\ \varepsilon_{e\mu}^* & \varepsilon_{\mu\mu} & \varepsilon_{\mu\tau} \\ \varepsilon_{e\tau}^* & \varepsilon_{\mu\tau}^* & \varepsilon_{\tau\tau} \end{pmatrix} \right] \quad (2.3)$$

onde $a = 2\sqrt{2}G_F n_f E = 7.56 \times 10^{-5} \text{eV}^2 \frac{\rho}{\text{g cm}^{-3}} \frac{E}{\text{GeV}}$. De (2.3) podemos ver que no limite de altas energias somente o segundo termo sobrevive e portanto $(2.3)_{E \rightarrow \infty} (2.2)$. Agora queremos avaliar o impacto das INP sobre a física de neutrinos em os experimentos de neutrinos solares, atmosféricos, de reator e de aceleradores assim como na seção de choque. A secção 2.1 até a secção 2.3 podem ser desconsideradas, sem prejudicar a leitura, se o leitor não tem interesse imediato nos detalhes das INP de neutrinos na propagação na matéria, pois como mostraremos mais para frente o modelo que estudamos nesta tese somente apresentou INP diagonais universais o que faz que elas não possam ser medidas em experimentos de oscilação.

2.1 INP de neutrinos em experimentos de Aceleradores.

O experimento OPERA foi projetado para comprovar diretamente a aparição do ν_τ num feixe quase puro de ν_μ produzido no CERN e detectado no Laboratório Gran Sasso (CLGS) a 730 km de distância da fonte onde o detector OPERA está situado, e têm a capacidade de observar os elétrons rápidos, o OPERA irá também permitir a pesquisa para nível secundário do canal de oscilação $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. O feixe CLGS consiste principalmente de ν_μ com energia média de cerca de $E_\nu = 17 \text{ GeV}$ [48]. Portanto que obtemos que $\Delta m_{21}^2 L / 2E \lll 1$ e $VL = aL / 2E \lll 1$ onde o potencial na matéria $V \simeq 1.1 \times 10^{-13} \text{eV}$ na crosta da terra ($\rho \simeq 3 \text{ g/cm}^3$) [49]. Assim o neutrino não terá tempo para desenvolver plenamente a oscilação. Como consequência, as principais características das probabilidades de transição de sabor será dada por truncar a matriz evolução sabor $S = \exp(-i\tilde{H}L)$ a ordem L resultando em [50]

$$S \simeq 1 - i\tilde{H}L \quad (2.4)$$

portanto as probabilidades de transição fora da diagonal estarão então dadas por

$$P_{\alpha\beta} = |S_{\alpha\beta}|^2 \simeq |\tilde{H}_{\alpha\beta}L|^2 \quad (2.5)$$

e a probabilidades de sobrevivência dos neutrinos da diagonal estão dados pela condição de unitariedade

$$P_{\alpha\alpha} = 1 - \sum_{\alpha \neq \beta} P_{\alpha\beta} \quad (2.6)$$

Logo pode ser observado a partir desta consideração a primeira ordem que a probabilidade de transição $P_{\alpha\beta}$ só será afetado pelo elemento $\varepsilon_{\alpha\beta}$ da INP correspondente, enquanto que as probabilidades de sobrevivência depende dos dois elementos fora da diagonal associados com o sabor (por exemplo, $P_{\mu\mu}$ é afetado por $\varepsilon_{\mu e}$ e $\varepsilon_{\mu\tau}$). Claramente, isto não é verdade em geral em ordens superiores em L , pois poderia acontecer por exemplo que $P_{\mu e}$ dependa de $\varepsilon_{\mu\tau}$ para ordens de $\mathcal{O}(L^2)$ e $\mathcal{O}(L^3)$ em S como se mostra em [51].

O principal objetivo do experimento OPERA é observar oscilações de $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Assim por (2.3) e (2.5) obtemos que a probabilidade de transição $P_{\mu\tau}$ é dada por

$$P_{\mu\tau} \simeq \left| \underbrace{\left(e^{i\delta} s_{12} s_{13} c_{23} + c_{12} s_{23} \right) \left(-c_{12} c_{23} + e^{i\delta} s_{12} s_{13} s_{23} \right) \frac{\Delta m_{21}^2}{2E}}_{\ll 1} + c_{13}^2 \sin 2\theta_{23} \frac{\Delta m_{31}^2}{4E} + \varepsilon_{\mu\tau}^* V \right|^2 L^2 + \mathcal{O}(L^3) \quad (2.7)$$

$$\simeq \left| c_{13}^2 \sin 2\theta_{23} \frac{\Delta m_{31}^2}{4E} + \varepsilon_{\mu\tau}^* V \right|^2 L^2 + \mathcal{O}(L^3) \quad (2.8)$$

onde para a passagem de (2.7) a (2.8) temos desprezado a pequena diferença de massa ao quadrado $\Delta m_{21}^2 L / 2E \ll 1$. A partir desta análise conclui-se que existe uma degeneração entre a oscilação de neutrinos padrão e os parâmetro de INP $\varepsilon_{\mu\tau}$ no cenários que o mesmo valor de $\left| c_{13}^2 \sin 2\theta_{23} \frac{\Delta m_{31}^2}{4E} + \varepsilon_{\mu\tau}^* V \right|$ conduzirá à mesma probabilidade de oscilação do neutrino. Mesmo se a degenerescência é quebrada pela dependência da energia do primeiro termo, esperam-se algumas correlações dos parâmetros ao analisar os resultados do experimento. Também é interessante notar que a contribuição a $\mathcal{O}(L^2)$ para $P_{\mu\tau}$ desaparece quando

$$\varepsilon_{\mu\tau}^* = -\frac{\Delta m_{31}^2}{4EV} c_{13}^2 \sin 2\theta_{23} \quad (2.9)$$

simplesmente devido ao fato que $S_{\mu\tau} = 0$ neste caso. A condição (2.9) mostra que isto só pode acontecer para $\varepsilon_{\mu\tau}$ real. Se usa o termo *anti-ressonância* para se referir a este cenário uma vez que, em algum sentido, é o oposto da MSW-ressonância: *no contexto padrão de oscilação de neutrinos, os efeitos de matéria cancelam a diferença entre os termos diagonais*

e o ângulo efetivo de mistura é máximo, enquanto que na situação com INP, os efeitos da matéria cancelam os termos fora da diagonal e o ângulo de mistura eficaz é mínimo.

Para o pico de energia $E_\nu \sim 17$ GeV no feixe, a anti-ressonância ocorreria para $\varepsilon_{\mu\tau} \sim -0.3$ com o resultado que nenhum evento de ν_τ seria observado. Note-se que uma conclusão semelhante se aplica ao caso massa de hierarquia invertida, a partir do qual $\varepsilon_{\mu\tau} \sim +0.3$ se $\Delta m_{31}^2 \rightarrow -\Delta m_{31}^2$ (desprezando o pequeno efeito de Δm_{21}^2).

Finalmente, gostaria mencionar que um efeito semelhante poderia existir na transição $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\nu_\tau \rightarrow \nu_e$. Em efeito

$$\begin{aligned} P_{\mu e} &\simeq \left| \left[(c_{13}c_{23} \sin 2\theta_{12} - \sin 2\theta_{13}s_{12}^2s_{23}e^{i\delta}) \frac{\Delta m_{21}^2}{\Delta m_{31}^2} + s_{23} \sin 2\theta_{13}e^{-i\delta} \right] \right. \\ &\quad \left. \times \frac{\Delta m_{31}^2}{4E} + \varepsilon_{e\mu}^* V \right|^2 L^2 + \mathcal{O}(L^3) \\ &\simeq \left| (\Lambda c_{13}c_{23} \sin 2\theta_{12} + s_{23} \sin 2\theta_{13}e^{-i\delta}) \frac{\Delta m_{31}^2}{4E} + \varepsilon_{e\mu}^* V \right|^2 L^2 + \mathcal{O}(L^3) \quad (2.10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_{\tau e} &\simeq \left| \left[(-c_{13}s_{23} \sin 2\theta_{12} - \sin 2\theta_{13}s_{12}^2c_{23}e^{i\delta}) \frac{\Delta m_{21}^2}{\Delta m_{31}^2} + c_{23} \sin 2\theta_{13}e^{-i\delta} \right] \right. \\ &\quad \left. \times \frac{\Delta m_{31}^2}{4E} + \varepsilon_{e\tau}^* V \right|^2 L^2 + \mathcal{O}(L^3) \\ &\simeq \left| (s_{13} \sin 2\theta_{13}e^{-i\delta} - \Lambda c_{13}c_{23} \sin 2\theta_{12}) \frac{\Delta m_{31}^2}{4E} + \varepsilon_{e\tau}^* V \right|^2 L^2 + \mathcal{O}(L^3) \quad (2.11) \end{aligned}$$

onde δ é a fase de violação CP da matriz unitária de mistura leptônica, $\Lambda = \Delta m_{21}^2/\Delta m_{31}^2$ além em (2.10) e (2.11) desprezamos o termo proporcional a $\Lambda \sin 2\theta_{13}$.

Na figura 2.2. se apresenta a sensibilidade obtida por [50] com o experimento OPERA em combinação com o experimento MINOS e de onde pode ser observado que o OPERA é muito mais sensível à $\varepsilon_{\mu\tau}$ devido à maior energia de neutrinos do que em MINOS, que pode, portanto, apenas marginalmente melhorar a sensibilidade. Na figura 2.3 se mostra no OPERA o impacto de diferentes valores de $\varepsilon_{\tau\tau}$ sobre a sensibilidade de $\varepsilon_{\mu\tau}$, de onde é evidente que $\varepsilon_{\tau\tau}$ tem que ser da ordem $\mathcal{O}(10)$ para alterar significativamente a previsão para $\varepsilon_{\mu\tau}$. Os autores em [50] reportam $|\varepsilon_{\tau\tau}| < 1.9$ para um nível de confiança de 1σ .

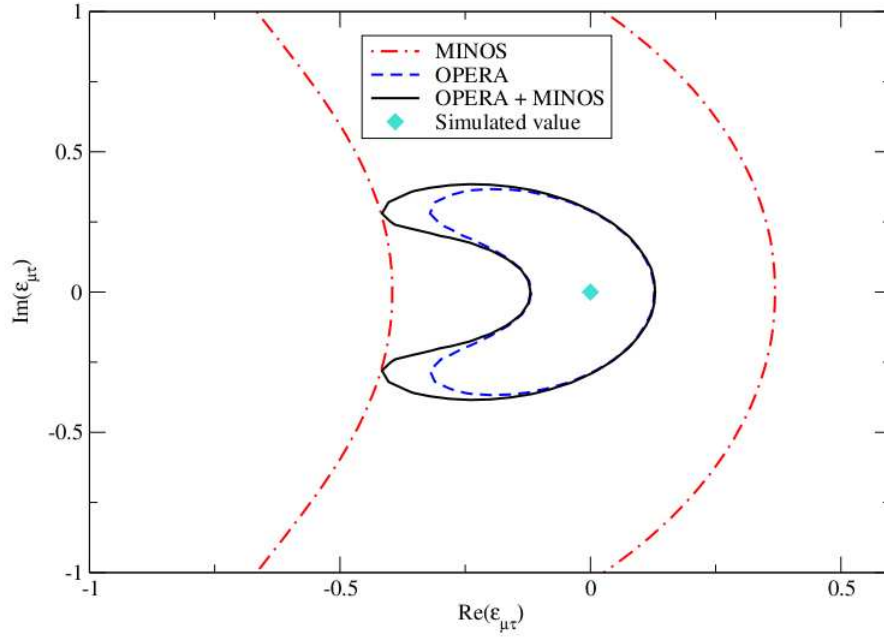


Figura 2.2: Tomado de Ref. [50] onde se mostra $\varepsilon_{\mu\tau}$ para um nível de confiança do 95% (2 d.o.f.) para os experimentos OPERA e MINOS no caso de INP (os valores das outras entradas $\varepsilon_{\alpha\beta} = 0$).

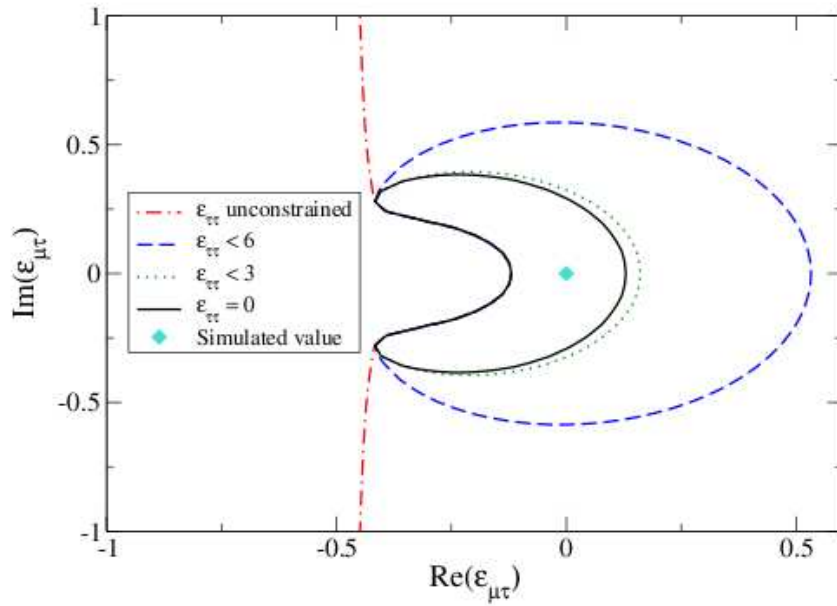


Figura 2.3: Tomado de [50] onde se mostra a sensibilidade de $\varepsilon_{\mu\tau}$ às mudanças de $\varepsilon_{\tau\tau}$ para um nível de confiança do 95% (2 d.o.f.) para o experimento OPERA.

2.2 KamLAND e neutrinos solares

O detector KamLAND (*Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino*) está localizado na antiga mina kamioka no Japão e seu objetivo principal é buscar a oscilação de $\bar{\nu}_e$ s emitidos por 20 reatores nucleares de Japão e da Coreia do Sul situados entre 80 – 344 Km do detector.

Todas as explicações ao problema do neutrino solar diferente da oscilação de neutrinos porque são massivos são eliminados ou são sub-efeitos principais. A excelente concordância entre a região dos parâmetros de grande ângulo de mistura (LMA) que provêem uma solução para o problema dos neutrinos solares e a região de parâmetros compatíveis com KamLAND prevê uma oportunidade de usar esses conjuntos de dados para estabelecer limites sobre as INP de neutrinos.

O efeito da INP é insignificante em KamLAND devido à pequena distância percorrida no interior da terra, mas, devido à alta densidade e a longa distância de viagem no sol, a presença de INP poderia deslocar o ponto de melhor ajuste das análises dos neutrinos solares e estragar o acordo entre as regiões permitidas por dados solares e KamLAND.

A oscilação de neutrinos solares é dominada pela escala de massa, Δm_{21}^2 . A alta escala de massa Δm_{31}^2 , relevante para as oscilações de neutrinos atmosféricos, separa, e a mistura entre a família primeiro e terceiro é muito pequena, e será fixado em zero no que se segue ($\theta_{13} \approx 0$). Nesta abordagem nós podemos desacoplar a terceira família aplicando $U_{23}^\dagger \tilde{H} U_{23}$ onde \tilde{H} está dada por (2.19) e supondo que os termos $\sqrt{2}G_F n_e s_{23} \varepsilon_{\alpha\beta}$, $\sqrt{2}G_F n_e c_{23} \varepsilon_{\alpha\beta} \ll \Delta m_{31}^2/2E$, assim esquecendo a terceira família da equação de evolução, nós podemos escrever o Hamiltoniano 2×2 na base rotada que descreve a evolução dos neutrino como[52]

$$H_{2 \times 2} = \begin{pmatrix} \sqrt{2}G_F n_e - \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \cos 2\theta_{12} & \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \sin 2\theta_{12} \\ \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \sin 2\theta_{12} & \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \cos 2\theta_{12} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{2}G_F \epsilon_f n_f(r) \\ \sqrt{2}G_F \epsilon_f n_f(r) & \sqrt{2}G_F \epsilon'_f n_f(r) \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

onde $n_f(r)$ é uma densidade efetiva sentida pelo neutrino, dada por $n_f = n_p + 2n_n$ para *quarks – down*, $n_f = 2n_p + n_n$ para *quarks – up*, $n_f = n_e$ para elétrons. O parâmetros INP podem ser escritos como⁷:

⁷Quando nós assumimos $\theta_{13} \neq 0$ como em[69] obtemos que

$$\begin{aligned} \epsilon_f &= c_{13} (\varepsilon_{e\mu} c_{23} - \varepsilon_{e\tau} s_{23}) - s_{13} [\varepsilon_{\mu\tau} (c_{23}^2 - s_{23}^2) + (\varepsilon_{\mu\mu} - \varepsilon_{\tau\tau}) c_{23} s_{23}] \\ \epsilon'_f &= \varepsilon_{\mu\mu} c_{23}^2 - 2\varepsilon_{\mu\tau} c_{23} s_{23} + \varepsilon_{\tau\tau} s_{23}^2 + 2s_{13} c_{13} (\varepsilon_{e\tau} c_{23} + \varepsilon_{e\mu} s_{23}) - s_{13}^2 (\varepsilon_{\tau\tau} c_{23}^2 + \varepsilon_{\mu\mu} s_{23}^2 + 2\varepsilon_{\mu\tau} c_{23} s_{23}) \end{aligned}$$

notemos que também estão na base rotada, assim no $\theta_{13} \rightarrow 0$ obtemos Eq.(2.13, 2.14).

$$\epsilon_f = \varepsilon_{e\mu} c_{23} - \varepsilon_{e\tau} s_{23} \quad (2.13)$$

$$\epsilon'_f = \frac{\varepsilon_{\mu\mu} + \varepsilon_{\tau\tau}}{2} + \frac{\varepsilon_{\mu\mu} - \varepsilon_{\tau\tau}}{2} \cos 2\theta_{23} - \varepsilon_{\mu\tau} \sin 2\theta_{23} - \varepsilon_{ee} \quad (2.14)$$

As análises de neutrinos atmosféricos puseram limites forte sobre $\varepsilon_{\mu\tau}$ e $\varepsilon_{\mu\mu} - \varepsilon_{\tau\tau}$, também esperamos uma mistura próximo à máxima entre a segunda e terceira família ($\cos 2\theta_{23} \simeq 0$). Supondo que $\epsilon_f = 0$, que seria o caso se $\varepsilon_{e\mu}$ e $\varepsilon_{e\tau}$ fossem desprezíveis ou que somente tivéramos interações de tipo NU com $s_{13} \rightarrow 0^8$, poderíamos escrever

$$\epsilon'_f \simeq \frac{\varepsilon_{\mu\mu} - \varepsilon_{ee}}{2} + \frac{\varepsilon_{\tau\tau} - \varepsilon_{ee}}{2} \sim \varepsilon_{\mu\mu} - \varepsilon_{ee} = \varepsilon_{\tau\tau} - \varepsilon_{ee} \quad (2.15)$$

Logo podemos calcular facilmente a probabilidade de sobrevivência para os neutrinos do elétron [15] de onde obtemos que ⁹ para densidade constante

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - P_{\nu'_e \nu'_\mu}$$

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - \sin^2 2\tilde{\theta}_m \sin^2 \left(\frac{\tilde{\Delta}_m^2}{4E_\nu} L \right) \quad (2.16)$$

$$\sin^2 2\tilde{\theta}_m = \frac{\left(\sin^2 2\theta_{12} + \frac{4\sqrt{2}G_F}{\Delta m_{21}^2} \epsilon_f n_f E \right)^2}{\left[\cos 2\theta_{12} - \frac{2\sqrt{2}G_F E}{\Delta m_{21}^2} (n_e - \epsilon'_f n_f) \right]^2 + \left(\sin 2\theta_{12} + \frac{4\sqrt{2}G_F}{\Delta m_{21}^2} \epsilon_f n_f E \right)^2}$$

$$\tilde{\Delta}_m^2 = \Delta m_{21}^2 \sqrt{\left[\cos 2\theta_{12} - \frac{2\sqrt{2}G_F E}{\Delta m_{21}^2} (n_e - \epsilon'_f n_f) \right]^2 + \left(\sin 2\theta_{12} + \frac{4\sqrt{2}G_F}{\Delta m_{21}^2} \epsilon_f n_f E \right)^2} \quad (2.17)$$

⁸Para INP somente de tipo NU com $\theta_{13} \neq 0$ obtemos que

$$\begin{aligned} \epsilon_f &= -(\varepsilon_{\mu\mu} - \varepsilon_{\tau\tau}) c_{23} s_{23} s_{13} \\ \epsilon'_f &= \varepsilon_{\mu\mu} c_{23}^2 + \varepsilon_{\tau\tau} s_{23}^2 - s_{13}^2 (\varepsilon_{\tau\tau} c_{23}^2 + \varepsilon_{\mu\mu} s_{23}^2) \end{aligned}$$

⁹Para duas famílias com interações na matéria se tem que, $P_{\nu_e \nu_\mu} = \sin^2 2\tilde{\theta}_m \sin^2 \left(\frac{\tilde{\Delta}_m^2}{4E_\nu} L \right)$, onde

$$\sin^2 2\tilde{\theta}_m = \frac{\sin^2 2\theta_{12}}{\left[\cos 2\theta_{12} - \frac{2\sqrt{2}G_F E}{\Delta m_{21}^2} n_e \right]^2 + \left(\sin 2\theta_{12} + \frac{4\sqrt{2}G_F}{\Delta m_{21}^2} \epsilon_f n_f E \right)^2}$$

$$\tilde{\Delta}_m^2 = \Delta m_{21}^2 \sqrt{\left[\cos 2\theta_{12} - \frac{2\sqrt{2}G_F E}{\Delta m_{21}^2} n_e \right]^2 + \sin^2 2\theta_{12}}$$

-0.20 <	ϵ'	< 0.12	($\epsilon' < 0.30$)	d-quarks
-0.18 <	ϵ'	< 0.10	($\epsilon' < 0.30$)	u-quarks
-0.55 <	ϵ'	< 0.25	($\epsilon' < 0.86$)	elétrons

Tabela 2.1: Valores apresentados por [52] para os parâmetros ϵ' para 1σ (2σ) levando em conta INP de tipo NU e desprezando INP tanto na fonte como no detector.

Baseados em ((2.16)) com os dados atuais e nas aproximações pressupostas acima podem-se encontra los limites sobre os parâmetros ϵ' , mas no é o objetivo nesta teses, assim que pegamos os valores conforme [52] e os mostramos na tabela 2.1.

2.3 INP em Neutrinos Atmosféricos

Como repetidamente é mencionado[53], os dados de neutrinos atmosféricos são bem descritas pela oscilação dominada pela escala de massa Δm_{32}^2 e com o máximo de mistura entre a segunda e terceira família ($\theta_{23} \equiv \theta = \pi/4$)¹⁰. Assim supondo INP agindo em conjunto com a massa e mistura dos neutrinos, a solução para a discrepância de neutrinos atmosféricos poderia ser estragada se os parâmetros INP de neutrinos têm valores muito grandes. Isso acontece porque as entradas INP no Hamiltoniano que descreve a evolução dos neutrinos são independentes da energia (2.2). Dado que uma explanação simultânea para eventos de neutrinos a baixas e altas energias exige uma dependência forte na energia na probabilidade de conversão $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$, assim a inclusão de termos independentes da energia na Hamiltoniana tende a diminuir a qualidade das predições teóricas para o ajuste dos dados atmosféricos de neutrinos.

Definindo $\Delta m_{32}^2/4E \equiv \Delta$ e $\Delta m_{21}^2/4E \equiv \Delta_\odot$ a primeira matriz de (2.19) pode-se escrever como

$$\frac{1}{2E} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta m_{21}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \Delta m_{31}^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\Delta_\odot - \Delta & 0 & 0 \\ 0 & \Delta_\odot - \Delta & 0 \\ 0 & 0 & \Delta_\odot + \Delta \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

assim quando consideramos neutrinos atmosféricos no espectro de baixas energias: $E \sim 0.1 - 1$ GeV. Aqui temos que $|\Delta| \gg \sqrt{2}G_F n_e \gtrsim \Delta_\odot$, e pode-se fazer uma redução bastante simples a dois sabores de neutrinos se a fase de violação CP é igual a $\delta = \pi/2$ em (1.4), de onde se

¹⁰Uma previsão importante para estos números é que os eventos de neutrinos de altas energias são bem descritos em conjunto com os eventos de neutrinos de baixas energias, devido à dependência energética da Hamiltoniana que descreve a evolução do neutrino.

obtem que

$$\tilde{H} = \left[\begin{pmatrix} -\Delta & 0 & 0 \\ 0 & -\Delta \cos 2\theta_{23} & \Delta \sin 2\theta_{23} \\ 0 & \Delta \sin 2\theta_{23} & \Delta \cos 2\theta_{23} \end{pmatrix} + \sqrt{2}G_F n_e \begin{pmatrix} 1 + \varepsilon_{ee} & \varepsilon_{e\mu} & \varepsilon_{e\tau} \\ \varepsilon_{e\mu}^* & \varepsilon_{\mu\mu} & \varepsilon_{\mu\tau} \\ \varepsilon_{e\tau}^* & \varepsilon_{\mu\tau}^* & \varepsilon_{\tau\tau} \end{pmatrix} \right] \quad (2.19)$$

assim as observações podem ser descritas em termos da oscilações dominante $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ (no vácuo) conduzido por Δ , com pequenas correções devido à oscilações $\nu_e \rightarrow \nu_\mu/\nu_\tau$ conduzida pela escala de massa solar Δ_\odot e efeitos de matéria¹¹.

Para neutrinos no espectro de energia, $E \sim 1 - 5 \text{ GeV}$, temos $\sqrt{2}G_F n_e \sim |\Delta| \gg \Delta_\odot$. Podemos desprezar a menor diferenca de massas, e colocar $\Delta_\odot \approx 0$. Em geral, no entanto, esta relação não é suficiente para reduzir o problema a dois neutrinos e assim as oscilações não podem ser estudadas analiticamente. Isso decorre do fato de que o ângulo de mistura θ_{23} acopla os sabores ν_μ com ν_τ e os termos $\varepsilon_{e\tau}$ e $\varepsilon_{e\mu}$ de mudança de sabor acoplam ν_e com ν_τ . Mas quando as INP são somente diagonais não universais, é possível dissociar o estado ν_e e reduzir o sistema à oscilação $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$.

Uma importante, mas não trivial redução a dois neutrinos é possível, no limite de altas energias: assim para $E \gtrsim 10 \text{ GeV}$ obtemos que $\sqrt{2}G_F n_e \gg |\Delta| \gg \Delta_\odot$. Como é mostrado em [53], para fazer a redução a dois neutrinos, se introduzem os seguintes valores próprios para o termo da Hamiltoniana em (2.3) que contem as interações com a matéria

$$\begin{aligned} \lambda_{e'} &= \frac{\sqrt{2}G_F n_e}{2} \left(1 + \varepsilon_{ee} + \varepsilon_{\tau\tau} + \sqrt{(1 + \varepsilon_{ee} - \varepsilon_{\tau\tau})^2 + 4|\varepsilon_{e\tau}|^2} \right) \\ \lambda_{\mu'} &= 0 \\ \lambda_{\tau'} &= \frac{\sqrt{2}G_F n_e}{2} \left(1 + \varepsilon_{ee} + \varepsilon_{\tau\tau} - \sqrt{(1 + \varepsilon_{ee} - \varepsilon_{\tau\tau})^2 + 4|\varepsilon_{e\tau}|^2} \right) \end{aligned} \quad (2.20)$$

e os ângulos na matéria

$$\begin{aligned} \tan 2\beta &= \frac{2|\varepsilon_{e\tau}|}{(1 + \varepsilon_{ee} - \varepsilon_{\tau\tau})} \\ 2\psi &= \text{Arg}(\varepsilon_{e\tau}) \end{aligned} \quad (2.21)$$

Primeiro, consideremos a situação na qual ambos autovalores na matéria são dominantes sobre os termos de vácuo: $|\lambda_{e'}|, |\lambda_{\tau'}| \gg \Delta \gg \Delta_\odot$. Neste caso, a mistura ν_μ no autoestado do

¹¹Notemos também que desprezando o termo proporcional a Δ_\odot e supondo termos de INP de tipo NU o desacoplamento de $3 \rightarrow 2 + 1$ dimensões fica muito mais claro.

Hamiltoniano (2.23) é suprimido por $\sim \Delta/|\lambda_{\tau'}| \ll 1$. Isso significa que o ν_μ não irá oscilar na matéria da terra, em conflito com os dados. Este caso, então pode ser excluído com segurança.

Agora, vamos considerar um caso muito importante quando o $\varepsilon's$ compensam até certo ponto, para dar um esquema hierárquico do tipo $|\lambda_{\tau'}| \gg \Delta \sim |\lambda_{e'}|$ ou $|\lambda_{e'}| \gg \Delta \sim |\lambda_{\tau'}|$. Este é o mencionado caso quando a redução a dois estado é realizado. Na verdade, os efeitos da interações com a matéria dissocia um dos estados dos neutrinos, enquanto o termo de vácuo Δ conduz as oscilações entre os dois restantes.

Vamos ilustrar esta situação para $|\lambda_{e'}| \gg \Delta \sim |\lambda_{\tau'}|$, já que é facilmente conectado ao caso padrão (sem INP) e por conseguinte, parece mais natural. Nossos resultados podem ser facilmente generalizados para o segundo cenário.

É conveniente tomar os seguintes autoestados na matéria:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta & 0 & \sin\beta e^{2i\psi} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\beta e^{-2i\psi} & 0 & \cos\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{e'} \\ \nu_{\mu'} \\ \nu_{\tau'} \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

e portanto na base rodada obtemos que

$$H = \Delta \begin{pmatrix} -c_\beta^2 + s_\beta^2 + \lambda_{e'}/\Delta & s_\beta s_{2\theta} e^{-2i\psi} & s_\beta c_\beta (1 + c_{2\theta}) e^{-2i\psi} \\ s_\beta s_{2\theta} e^{2i\psi} & c_{2\theta} & s_{2\theta} c_\beta \\ s_\beta c_\beta (1 + c_{2\theta}) e^{2i\psi} & s_{2\theta} c_\beta & -s_\beta^2 + c_\beta^2 + \lambda_{\tau'}/\Delta \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

de onde vemos que a mistura do estado $\nu_{e'}$ com os outros dois é suprimida, para ordem de $\sim \Delta/|\lambda_{e'}| \ll 1$. Assim, este estado é desacoplado, e o problema se reduz às oscilações $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ descrito pelo bloco 2-3 do Hamiltoniano (2.23). Assim a oscilação não suprimida de ν_μ a uma combinação de ν_e e ν_τ pode explicar o desaparecimento observado ν_μ em altas energias.

Um caso muito interessante é quando $\lambda_{\tau'}$ é pequeno, isto é $|\lambda_{e'}| \gg \Delta \gg |\lambda_{\tau'}|$, pois é de especial relevância para a análise dos neutrinos atmosféricos, agora comentar sobre o limite de $\lambda_{\tau'}$ pequenos, ou seja $|\lambda_{e'}| \gg \Delta \gg |\lambda_{\tau'}|$. Assim fazendo $\lambda_{\tau'} \approx 0$ em (2.20) obtemos facilmente que

$$\varepsilon_{\tau\tau} \sim \frac{|\varepsilon_{e\tau}|^2}{1 + \varepsilon_{ee}} \quad (2.24)$$

notemos novamente que para o caso de INP de tipo NU a redução do sistema a dois matrizes

é novamente trivial. Conforme [58] se tem que para um nível de confiança de 3σ

$$\begin{aligned} |\varepsilon_{e\tau}| &< 0.03 \\ |\varepsilon_{\tau\tau} - \varepsilon_{ee}| &< 0.07 \end{aligned}$$

2.4 Seção de choque

Sabemos que no MP o Hamiltoniano eletrofraco efetivo a baixas energia para o processo de dispersão $\nu_\alpha + f$ é

$$\begin{aligned} H_W^{eff} &= 2\sqrt{2}G_F [\bar{f}_L \gamma_\mu \nu_{\alpha L}] [\bar{\nu}_{\alpha L} \gamma^\mu f_L] \\ &+ 2\sqrt{2}G_F [\bar{f} \gamma^\mu (g_V^f - g_A^f \gamma_5) f] [\bar{\nu}_{\alpha L} \gamma_\mu \nu_{\alpha L}] \end{aligned} \quad (2.25)$$

onde $g_V^f = g_L^f + g_R^f$, $g_A^f = g_L^f - g_R^f$ onde g_L^f , g_R^f estão dados na tabela 1.1. Assim após da transformação Fierz do primeiro termo em (2.25) obtemos que

$$H_{eff} = 2\sqrt{2}G_F [\bar{\nu}_{\alpha L} \gamma_\mu \nu_{\alpha L}] [\bar{f} \gamma^\mu (c_V - c_A \gamma_5) f] \quad (2.26)$$

onde

$$\begin{aligned} \alpha = f & & \alpha \neq f \\ c_V = g_V + 1 & & g_V \\ c_A = g_A + 1 & & g_A \end{aligned} \quad (2.27)$$

de onde se obtém que a seção transversal diferencial de espalhamento de $\nu_\alpha e \rightarrow \nu_\alpha e$ [54, 55] a qual envolve tanto correntes neutras como carregadas é dada por

$$\frac{d\sigma_\alpha}{dT} = \frac{2G_F m_e}{\pi} \left[(g_1^\alpha)^2 + (g_2^\alpha)^2 \left(1 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2 - g_1^\alpha g_2^\alpha \frac{m_e T}{E_\nu^2} \right] \quad (2.28)$$

onde $G_F = 1.16637 \times 10^{-5} \text{GeV}^2$, m_e é a massa do elétron, T é a energia cinética de recuo do elétron, E_ν é a energia do neutrino e $\tan 2\theta = m_e/(2E_\nu - T_e)$. As quantidades g_1^α e g_2^α estão relacionadas com as constantes de acoplamento através de CN g_L^e e g_R^e . Da tabela 1.1 podemos ver facilmente que para os neutrinos $\nu_{\mu,\tau}$ os quais somente interagem através de CN $g_1^{\mu,\tau} = g_L^e$ e $g_2^{\mu,\tau} = g_R^e$ enquanto que os ν_e também interagem através de CC, assim $g_1^e = 1 + g_L^e$

e dado que não temos neutrinos de mão direita $g_2^e = g_R^e$.

Mas na secção 1.2 vimos que quando os neutrinos se propagam através da matéria, eles sentem a energia potencial extra V dada por

$$\mathbb{V}_{\text{MP}} = \sqrt{2}G_F g_V n_f = \begin{cases} \sqrt{2}G_F (g_L^f + g_R^f) n_f & \text{para } \alpha \neq f \\ \sqrt{2}G_F (1 + g_L^f + g_R^f) n_f & \text{para } \alpha = f \end{cases} \quad (2.29)$$

logo de (2.28) e por (2.29) podemos ver que $\mathbb{V}_{\text{MP}}/\sqrt{2}G_F n_f$ entra na seção de choque. Com isto em mente não é difícil pensar que se os neutrinos sentem novas interações (INP) elas influenciarão também na seção de choque. Mas por (2.2) vemos que o termo associado as novas interações é

$$V_{\text{INP}} = \sqrt{2}G_F n_e \varepsilon_{\alpha\beta} = \sqrt{2}G_F [\varepsilon_{\alpha\beta}^{fL} + \varepsilon_{\alpha\beta}^{fR}] n_f \quad (2.30)$$

logo é natural que $V_{\text{INP}}/\sqrt{2}G_F n_f$ também contribuirão à seção de choque. Portanto, para processos como $\nu_e e \rightarrow \nu_\beta e$, devemos incluir as INP em (2.28). Para isso, notemos que quando incluímos as INP o potencial efetivo que vão sentir os neutrinos vai ser

$$V_T = \mathbb{V}_{\text{MP}} + V_{\text{INP}} = \sqrt{2}G_F \begin{cases} \sqrt{2}G_F (g_L^f + \varepsilon_{\alpha\beta}^{fL} + g_R^f + \varepsilon_{\alpha\beta}^{fR}) n_f & \text{para } \alpha \neq f \\ \sqrt{2}G_F (1 + g_L^f + \varepsilon_{\alpha\beta}^{fL} + g_R^f + \varepsilon_{\alpha\beta}^{fR}) n_f & \text{para } \alpha = f \end{cases} \quad (2.31)$$

logo se associamos termos da mesma quiralidade podemos dizer que $g_L^f \rightarrow g_L^f + \varepsilon_{\alpha\beta}^{fL}$ e que $g_R^f \rightarrow g_R^f + \varepsilon_{\alpha\beta}^{fR}$, e portanto

$$\begin{aligned} g_1^\alpha &\rightarrow g_1^\alpha + \sum_\beta \varepsilon_{\alpha\beta}^{eL} \\ g_2^\alpha &\rightarrow g_2^\alpha + \sum_\beta \varepsilon_{\alpha\beta}^{eR} \end{aligned} \quad (2.32)$$

logo se somente temos em conta INP que não trocam o sabor ($\varepsilon_{\alpha\beta}^{eP} = 0$ se $\alpha \neq \beta$)[55], obtemos que a seção de choque diferencial estará dada por

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_\alpha}{dT} &= \frac{2G_F m_e}{\pi} \left\{ (g_1^\alpha + \varepsilon_{\alpha\alpha}^{eL})^2 + (g_2^\alpha + \varepsilon_{\alpha\alpha}^{eR})^2 \left(1 - \frac{T_e}{E_\nu}\right)^2 \right. \\ &\quad \left. - (g_1^\alpha + \varepsilon_{\alpha\alpha}^{eL}) (g_2^\alpha + \varepsilon_{\alpha\alpha}^{eR}) \frac{m_e T_e}{E_\nu} \right\} \end{aligned} \quad (2.33)$$

enquanto se também temos em conta as INP que trocam o sabor a seção de choque diferencial estará dada por [17, 56].

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma_\alpha}{dT} = & \frac{2G_F m_e}{\pi} \left\{ \left[\left(g_1^\alpha + \varepsilon_{\alpha\alpha}^{eL} \right)^2 + \sum_{\alpha \neq \beta} \left| \varepsilon_{\alpha\beta}^{eL} \right|^2 \right] \right. \\
& + \left[\left(g_2^\alpha + \varepsilon_{\alpha\alpha}^{eR} \right)^2 + \sum_{\alpha \neq \beta} \left| \varepsilon_{\alpha\beta}^{eR} \right|^2 \right] \left(1 - \frac{T_e}{E_\nu} \right)^2 \\
& \left. - \left[\left(g_1^\alpha + \varepsilon_{\alpha\alpha}^{eL} \right) \left(g_2^\alpha + \varepsilon_{\alpha\alpha}^{eR} \right) + \sum_{\alpha \neq \beta} \left| \varepsilon_{\alpha\beta}^{eL} \right| \left| \varepsilon_{\alpha\beta}^{eR} \right| \right] \frac{m_e T_e}{E_\nu} \right\} \quad (2.34)
\end{aligned}$$

Na tabela 2.2 apresentassem as restrições sobre os parâmetros ε baseados somente em nas incertezas da seção de choque¹². Na figura 2.4 e figura 2.5 se apresentam as regiões permitidas por alguns experimentos e as regiões reportadas pelos autores.

¹²Dado que não é possível para todos, se apresentam alguns limites de cálculos a um loop, para mais detalhes ver [17].

Elétrons:

	e	μ	τ
e	$-0.07 < \varepsilon_L < 0.11$ $-1 < \varepsilon_R < 0.5$		
μ		$-0.025 < \varepsilon_L < 0.03$ $-0.027 < \varepsilon_R < 0.03$	
τ			$-0.6 < \varepsilon_L < 0.4$ $-0.4 < \varepsilon_R < 0.6$

d-Quarks:

	e	μ	τ
e	$-0.3 < \varepsilon_L < 0.3$ $-0.6 < \varepsilon_R < 0.5$		
μ		$ \varepsilon_L < 0.003$ $-0.008 < \varepsilon_R < 0.015$	
τ			$ \varepsilon_L < 1.1$ $ \varepsilon_R < 6$ A um loop

u-Quarks:

	e	μ	τ
e	$-1 < \varepsilon_L < 0.3$ $-0.4 < \varepsilon_R < 0.7$		
μ		$ \varepsilon_L < 0.003$ $-0.008 < \varepsilon_R < 0.003$	
τ			$ \varepsilon_L < 1.4$ $ \varepsilon_R < 3$ A um loop

Tabela 2.2: Conforme [17]. Limites obtidos através de seções de choque e cálculos a um loop.

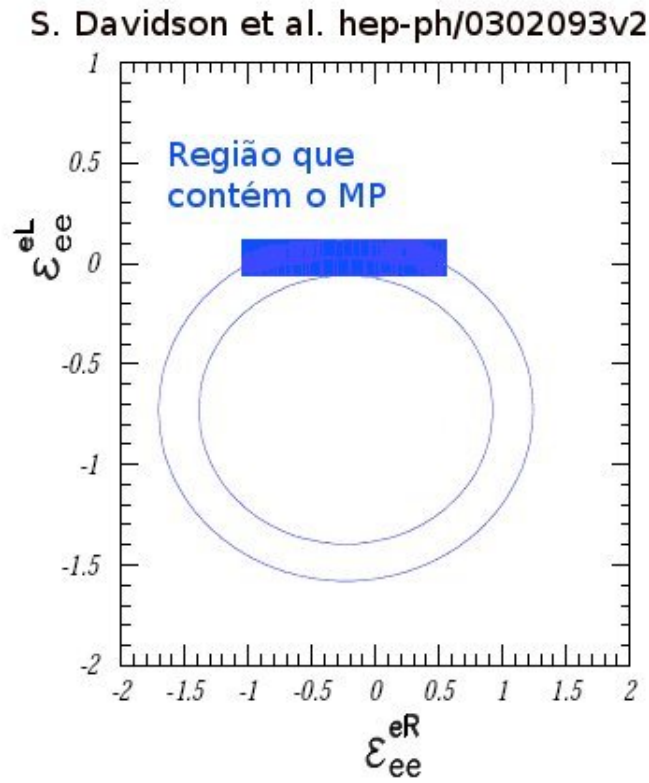


Figura 2.4: Figura retirada de [17]. Limites para INP que conservam o sabor no processo $\nu_e e$ no experimento LSND. A região permitida para um nível de confiança do 90% está entre as duas elipses. Em azul apresenta-se a região reportada pelos autores.

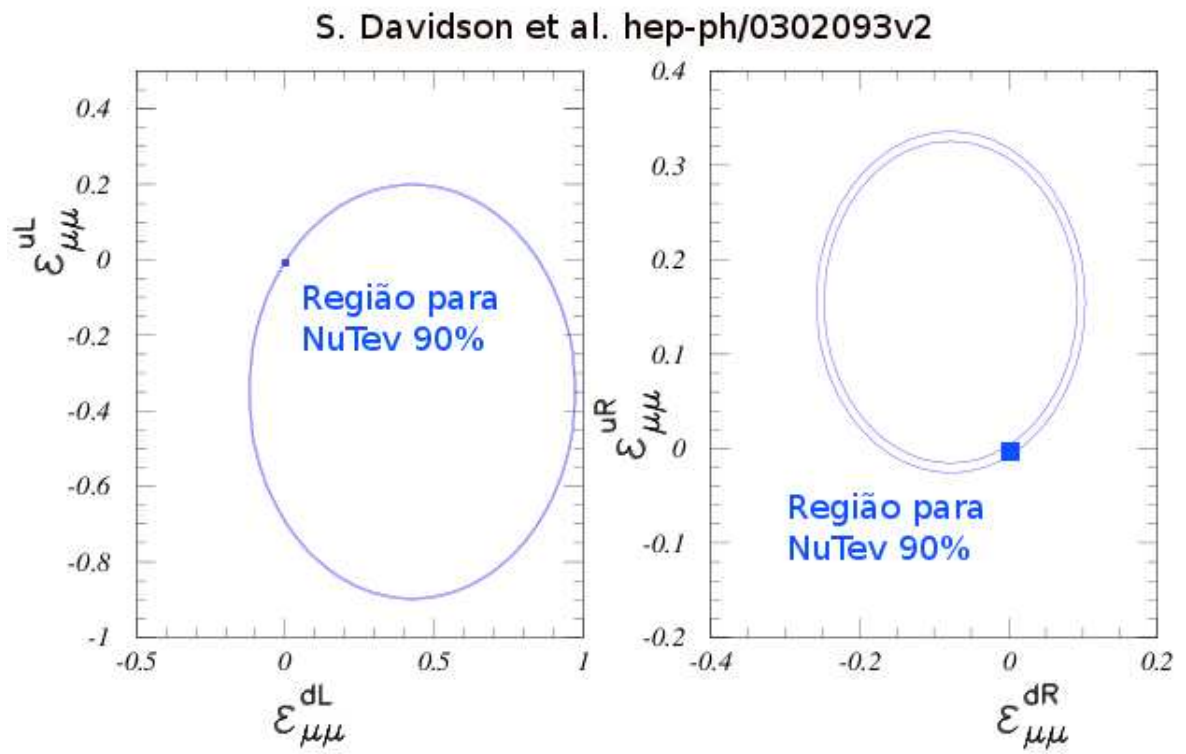


Figura 2.5: Retirada de [17]. Limites para INP que conservam o sabor no processo $\nu_\mu q$ no experimento NuTeV. As regiões permitidas para um 90% de C.L. estão entre as duas elipses e os resultados repostados pelos autores estão em azul.

Capítulo 3

Modelo 331

Como mencionamos na introdução, o MP é de extrema importância para a física de partículas desenvolvida até hoje. Com ele conseguiu-se uma descrição para as forças forte, fraca e eletromagnética, e para todas as partículas fundamentais que compõem a matéria. O MP é uma teoria que dá conta de quase tudo muito bem, portanto, qualquer teoria candidata deve, pelo menos, conter a simetria $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (G_{321}) em um limite de baixa energia. Logo é natural pensar em extensões ao MP preservando a simetria gauge local G_{321} , pois assim, a física nova não seria radicalmente diferente da conhecida.

Das possíveis extensões ao MP que preservam a simetria gauge local G_{321} , temos as extensões ao conteúdo das representações só no setor de léptons, só no setor de Higgs[59, 60], ou modificações ao conteúdo das representações tanto no setor da matéria quanto no setor de Higgs. Esta última leva a extensões do grupo de simetria G_{321} para grupos $SU(N_C)_C \otimes SU(m)_L \otimes U(1)_X$ tais que $SU(N_C)_C \otimes SU(m)_L \otimes U(1)_X \supset G_{321}$.

No início da década de 90 foram introduzidos por F. Pisano e V. Pleitez[61, 63] e posteriormente por P. H. Frampton[62] extensões ao grupo de simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ do setor eletrofraco para um grupo $SU(3)_L \otimes U(1)_X$, onde $N_C = m = 3$. Os modelos 331, como serão chamados daqui em diante, são extensões interessantes para o MP porque eles podem oferecer algumas direções para questões fundamentais que não são explicadas pelo MP. Por exemplo, esses modelos colocam uma restrição ao número de famílias permitidas por uma questão de consistência interna. Neles é possível ter somente um número de famílias que seja um múltiplo de três. Levando em conta a observação direta do fenômeno da liberdade assintótica[64] para as escalas de energias até agora testadas, pode-se argumentar que o número de famílias deve ser mesmo três. Veremos isso novamente mais tarde. A seguir, revisaremos os pontos básicos da estrutura dos modelos concomitantemente a alguns aspectos fenomenológicos.

3.1 Modelos 331

Os modelos 331 são extensões da simetria de gauge local $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \subset SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$, onde se faz uma extensão do grupo de simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ do setor eletrofraco para um o grupo $SU(3)_L \otimes U(1)_X$. Nesses modelos, os dubletos do MP são dispostos nos tripletos, assim no setor de quarks leva à necessidade de adicionar três novos quarks “pesados” para completar os tripletos, enquanto que no setor de léptons podemos pôr os neutrinos de mão direita no tripleto como em [61, 62, 63] ou também pôr três novos léptons “pesados” que podem ser carregados ou neutros, o qual vai depender da escolha do operador carga¹.

No MP o operador de carga elétrica é construído como uma combinação dos geradores diagonais de $SU(2) \otimes U(1)_Y$. Portanto, não é difícil pensar que o operador carga em $SU(3)_L \otimes U(1)_X$ também seja definido do mesmo jeito. Assim o operador de carga mais geral possível em $SU(3)_L \otimes U(1)_X$ é uma combinação linear dos geradores diagonais dos grupos de simetria do setor eletrofraco dada por:

$$\mathcal{Q} \equiv aT_{3L} + \frac{2}{\sqrt{3}}bT_{8L} + XI_3, \quad (3.1)$$

onde os geradores de grupo são definidos como $T_{iL} \equiv \lambda_{iL}/2$ e λ_{iL} , $i = 1, \dots, 8$ são as matrizes de Gell-Mann² para $SU(3)_L$ normalizadas como $Tr(\lambda_{iL}\lambda_{jL}) = 2\delta_{ij}$ e $I_3 = diag(1, 1, 1)$ é uma matriz diagonal unitária 3×3 . a e b são dois parâmetros arbitrários a serem determinados. Assim (3.1) na representação 3 toma a forma³:

¹A escolha do operador carga definirá como os campos estarão dispostos nas representações além da carga dos novos férmions.

²As matrizes de Gell-Mann de $SU(3)_L$ são

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

³O operador carga na representação conjugada $\mathcal{Q}[3^*] = Diag(-\frac{a}{2} - \frac{b}{3} + X, \frac{a}{2} - \frac{b}{3} + X, \frac{2b}{3} + X)$. Os quarks de mão esquerda (tripleto de cor), léptons de mão esquerda (singletos de cor) e escalares, transformam sob as duas representações fundamentais de $SU(3)_L$ (3 e 3^*).

$$\mathcal{Q}[3] = \begin{pmatrix} \frac{a}{2} + \frac{b}{3} + X & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{a}{2} + \frac{b}{3} + X & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{2b}{3} + X \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

onde vemos que temos dois parâmetros livres para obter as cargas dos férmios pois como se mostrará mais para frente o parâmetro X pode ser determinado pelo cancelamento das anomalias em nossa teoria. Contudo $a = 1$ é necessário⁴ para obter dubletos de isospin de $SU(2) \otimes U(1)_Y$ incorporados adequadamente no modelo $SU(3)_L \otimes U(1)_X$ [69, 70, 71]. Assim nós obtemos um número infinito de modelos no contexto da teoria 331, todos eles caracterizado pelo parâmetro b . O parâmetro b , é uma assinatura que torna um modelo diferente de outro, como vamos ver. Para $b = -3/2$, teremos o modelo 3-3-1 original[61, 72].

Para que nossa teoria seja invariante gauge local precisamos da derivada covariante $D_\mu = \partial_\mu - i\frac{g}{2}\lambda_\alpha W_\mu^\alpha - ig_x X B_\mu$ e um total de 17 bósons mediadores no grupo gauge considerado. São eles: um medidor de campo B_μ associado a $U(1)_X$, 8 campos de glúons associados com $SU(3)_C$ (que permanecem sem massa depois de quebrar a simetria), e outros 8 campos associados com $SU(3)_L$ que podem ser escritos da seguinte forma:

$$\mathbf{W}_\mu \equiv W_\mu^\alpha \lambda_\alpha = \begin{pmatrix} W_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}}W_\mu^8 & \sqrt{2}W_\mu^+ & \sqrt{2}K_\mu^{\mathcal{Q}_1} \\ \sqrt{2}W_\mu^- & -W_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}}W_\mu^8 & \sqrt{2}K_\mu^{\mathcal{Q}_2} \\ \sqrt{2}K_\mu^{-\mathcal{Q}_1} & \sqrt{2}K_\mu^{-\mathcal{Q}_2} & -\frac{2}{\sqrt{3}}W_\mu^8 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

onde

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_{1\mu} \mp iW_{2\mu}) \quad (3.4)$$

$$K_\mu^{\pm\mathcal{Q}_1} = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_{4\mu} \mp iW_{5\mu}) \quad (3.5)$$

$$K_\mu^{\pm\mathcal{Q}_2} = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_{6\mu} \mp iW_{7\mu}) \quad (3.6)$$

Portanto, o operador carga (3.2) aplicado sobre (3.3) deve dar conta da carga dos bósons gauge, assim:

⁴Um argumento menos físico, mas fácil de entender, é que se a gente pegar $a \neq 1$, podemos redefinir as constantes b e X como $b' = b/a \equiv b$ e $X' = X/a \equiv X$.

$$\mathcal{Q}_W \rightarrow \begin{pmatrix} 0 & +1 & \frac{1}{2} + b \\ -1 & 0 & -\frac{1}{2} + b \\ \frac{1}{2} + b & -\frac{1}{2} + b & 0 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Logo de (3.7) observa-se que os bósons mediadores têm carga elétrica inteira somente para $b = \pm 1/2, \pm 3/2, \pm 5/2, \dots, \pm(2n+1)/2, n = 0, 1, 2, 3, \dots$. Uma análise mais detalhada mostra que se b esta associado com a representação 3 então $-b$ estará associada à representação 3^* no conteúdo de cada modelo em particular, isso pode-se explicar facilmente já que se nós pegamos b na representação 3 o complexo conjugado na derivada covariante estará associado com $-b$ e por diante com 3^* (notemos que se $b \leftrightarrow 3^* \Leftrightarrow -b \leftrightarrow 3$). De (3.7) também podemos notar que para o campo gauge associado com $U(1)_X$ a carga elétrica é dada por $\mathcal{Q}_{B_\mu} = 0$. A partir das expressões anteriores, vemos que três campos com cargas iguais a zero são obtidos, que correspondem ao fóton, Z e Z' , dois campos com carregas ± 1 associado com W_μ^\pm e quatro campos, com cargas que dependem da escolha de b .

3.2 O conteúdo das representações.

Na literatura existem muitas representações para o conteúdo de matéria[71], por exemplo $b = 3/2$ [61]. Mas notemos que se nós acomodamos os dubletos de $SU(2)_L$ de léptons e quarks conhecidos nas componentes superiores dos tripletos e anti-tripletos de $SU(3)_L$ e proibindo a presença de cargas exóticas para os novos férmions do modelo, é dizer, supondo que a carga elétrica da terceira componente do tripleto ou antitripleto seja igual à da primeira ou segunda componente do tripleto ou anti-tripletos, obtemos que $b = \pm 1/2$ como pode-se ver facilmente de (3.2) com $a = 1$. Dado que o valor negativo pode-se associar com o tripleto enquanto que o valor positivo pode-se associar com o antitripleto ou vice-versa, obtemos finalmente que $b = 1/2$ é uma condição necessária e suficiente para excluir cargas elétricas exóticas no sector de férmions e de bósons[69].

As componentes dos campos de mão esquerda e direita transformam sob $SU(3)_L$ como tripletos e singletos respetivamente, assim nossa teoria é quirial e pode apresentar anomalias de Adler-Bell-Jackiw[60, 73, 74], mas, para que uma teoria não abeliana seja renormalizável, ela têm que ser livre de anomalias triângulo. Numa teoria não abeliana, para as representações fermiônicas \mathcal{R} a anomalia divergente de correntes é dada por

$$\mathcal{A}^{abc} \propto \sum_{\mathcal{R}} Tr [\{T_L^a(\mathcal{R}), T_L^b(\mathcal{R})\} T_L^c(\mathcal{R}) - \{T_R^a(\mathcal{R}), T_R^b(\mathcal{R})\} T_R^c(\mathcal{R})] \quad (3.8)$$

onde $T^a(\mathcal{R})$ são representações matriciais do grupo de simetria e $\{, \}$ indica o anti-comutador destas matrizes. Os índices R e L relacionam-se com as propriedades quirais dos campos. Portanto para eliminar a anomalia pura $[SU(3)_L]^3$ nós devemos ter que $\mathcal{A}^{abc} \propto \sum_{\mathcal{R}} \text{Tr} [\{T_L^a(\mathcal{R}), T_L^b(\mathcal{R})\} T_L^c(\mathcal{R})] = 0$,⁵ para isso usaremos o fato que $SU(3)_L$ têm duas representações fundamentais 3 e 3^* tais que $T^{a*} = -T^a$ o qual é equivalente a dizer que $T_L^{a*}(\mathcal{R}^*) = -T_L^a(\mathcal{R})$ [75], portanto

$$\begin{aligned} & \sum_{\mathcal{R}} \text{Tr} [\{T_L^a(\mathcal{R}), T_L^b(\mathcal{R})\} T_L^c(\mathcal{R})] \\ &= \sum_{\mathcal{R}} \text{Tr} [\{T_L^a(\mathcal{R}), T_L^b(\mathcal{R})\} T_L^c(\mathcal{R})] + \sum_{\mathcal{R}^*} \text{Tr} [\{T_L^{a*}(\mathcal{R}^*), T_L^{b*}(\mathcal{R}^*)\} T_L^{c*}(\mathcal{R}^*)] \quad (3.9) \end{aligned}$$

$$= \sum_{\mathcal{R}} \text{Tr} [\{T_L^a(\mathcal{R}), T_L^b(\mathcal{R})\} T_L^c(\mathcal{R})] - \sum_{\mathcal{R}} \text{Tr} [\{T_L^a(\mathcal{R}), T_L^b(\mathcal{R})\} T_L^c(\mathcal{R})]. \quad (3.10)$$

Notemos que a passagem da (3.9) a (3.10) foi feita supondo que $T_L^{a*}(\mathcal{R}^*) = -T_L^a(\mathcal{R})$, assim é fácil ver que para que a anomalia seja cancelada o número de campos que transformam como tripletos têm que ser igual ao número de campos que transformam como antitripletos sob $SU(3)_L$ (o número de tripletos têm que ser igual ao número de anti-tripletos), onde devemos levar em conta os graus de liberdade de cor dos quarks. Duas famílias de quarks terão que transformar diferente da terceira como se mostrara na seção 3.3.

Na literatura é sempre tomada a terceira família de quarks a transformar numa representação diferente das duas primeiras famílias e igual às representações dos léptons, isso com o fim de explicar porque o quark *top* é mais massivo que os outros quarks. Mas nós vamos assumir que a primeira família transforme diferente, isto com o intuito de explicar o fato de que $m_u < m_d$, $m_{\nu_\ell} < m_\ell$ enquanto que $m_c \gg m_s$ e $m_t \gg m_b$. Para torná-lo mais claro, lembremos que no MP os dubletos de $SU(2)_L$ são: $(\nu_\ell, \ell)^T$, $(u, d)^T$, $(c, s)^T$, $(t, b)^T$, com $\ell = e, \mu, \tau$, assim podemos ver que a primeira componente dos dubletos dos léptons e da primeira família de quarks é mais leve que a segunda enquanto que para a segunda e terceira família de quarks o oposto acontece, assim não é difícil pensar que a primeira família de quarks transforme como os léptons.

⁵Lembremos que $\{T_{aL}, T_{bL}\} = \frac{4}{3}\delta_{ab} + 2d_{abc}T_{cL} \Rightarrow \text{Tr}(\{T_{aL}, T_{bL}\}T_{cL}) = 4d_{abc}$ onde em geral $d_{abc} \neq 0$.

3.3 Modelo Minimal 331 no setor escalar sem cargas elétricas exóticas

Dentro dos muitos modelos 331 que há na literatura, nós apresentamos um estudo detalhado do modelo Minimal no setor escalar sem cargas elétricas exóticas [76] ($b = 1/2$), onde os férmions apresentam a seguinte estrutura geral das transformações sob o grupo quiral $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$.

$$\begin{aligned}
\psi_{\ell L} &= (\ell^-, \nu_\ell, N_\ell^0)_L^T \sim (1, 3^*, -1/3) \\
\nu_{\ell R} &\sim (1, 1, 0) \\
\ell_R^- &\sim (1, 1, -1) \\
N_{\ell R}^0 &\sim (1, 1, 0) \\
Q_{1L} &= (d, u, U_1)_L^T \sim (3, 3^*, 1/3) \\
u_{iR} &\sim (3, 1, 2/3) \\
d_{iR} &\sim (3, 1, -1/3) \\
U_{1R} &\sim (3, 1, 2/3) \\
Q_{aL} &= (u_a, d_a, D_a)_L^T \sim (3, 3, 0) \\
D_{aR} &\sim (3, 1, -1/3)
\end{aligned} \tag{3.11}$$

onde $i = 1, 2, 3$, $\ell = e, \mu, \tau$, $a = 2, 3$. Notemos que os múltiplos de léptons $\psi_{\ell L}$ consistem de três campos $\ell = \{e, \mu, \tau\}$, os neutrinos correspondentes $\nu_\ell = \{\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau\}$ e um novo lépton neutro $N_\ell^0 = \{N_e^0, N_\mu^0, N_\tau^0\}$ ⁶. também podemos ver que o múltiplo associado à primeira família de quarks Q_{1L} consiste de campos de quarks *down*, *up* e de um novo quark com carga elétrica igual ao quark *up* (por isso se escreve como U_1) enquanto que o múltiplo associado à segunda (terceira) família Q_{aL} consiste dos quarks da segunda (terceira) família do MP com um novo quark na terceira componente do múltiplo o qual tem carga elétrica igual ao quark “*down*” por isso é denotado com D_2 (D_3). Os números entre parênteses referem-se às propriedades de transformações sob os grupos $SU(3)_C$, $SU(3)_L$ e $U(1)_X$ respectivamente, assim os léptons transformam como singletos sob $SU(3)_C$, como anti-tripletos sob $SU(3)_L$ e com uma transformação não trivial sob o fator abeliano $U(1)_X$,

⁶Notemos que nós introduzimos novos campos fermiônicos tais que a contribuição à carga do universo é nula, o qual é de esperar.

enquanto que as três famílias de quarks transformam como tripletos sob $SU(3)_C$ mas a primeira família transforma como anti-tripletos e a segunda e terceira transformam como tripleto sob $SU(3)_L$. Notemos também que neutrinos de mão direita, ν_{aR} , em singletos, são introduzidos considerando a possibilidade de que esses venham a ser partículas com massa de Dirac ou Majorana.

Com esse conteúdo de matéria fermiônica, as anomalias cancelam-se de uma forma não trivial envolvendo o número de famílias. As relações que devem ser satisfeitas para que a teoria seja livre das anomalias do triângulo são[77]:

$$\begin{aligned} \text{I)} \quad [SU(3)_C]^2 U(1)_X : \quad & Tr(\{T_C^a, T_C^b\}X) = 0, \\ \text{II)} \quad [SU(3)_L]^3 : \quad & Tr(\{T^a, T^b\}T^c) = 0, \\ \text{III)} \quad [SU(3)_L]^2 U(1)_X : \quad & Tr(\{T^a, T^b\}X) = 0, \\ \text{IV)} \quad [U(1)_X]^3 : \quad & Tr(\{X, X\}X) = 0. \end{aligned}$$

onde T_C^a referem-se aos geradores do grupo da CDQ e X ao fator abeliano $U(1)_X$. A relação I envolvendo $SU(3)_C$ e $U(1)_X$ diz que a soma das cargas X dos quarks left menos a soma das cargas X dos quarks right deve ser nula. Usando (3.11)

$$\begin{aligned} Tr(\{T_C^a, T_C^b\}X) &\equiv \delta^{ab} Tr(X) \\ &= \underbrace{\left[\underbrace{3}_{1 \times 3} \left(-\frac{1}{3}\right) + \underbrace{3}_{3 \times 1} \left(\frac{1}{3}\right) + \underbrace{6}_{3 \times 2} (0) \right]}_{left=0} \\ &\quad - \underbrace{\left[\underbrace{3}_{1 \times 3} (0 - 1 + 0) + \underbrace{9}_{3 \times 3} \left(\frac{2}{3} - \frac{1}{3}\right) + \underbrace{3}_{3 \times 1} \left(\frac{2}{3}\right) + \underbrace{6}_{3 \times 2} \left(-\frac{1}{3}\right) \right]}_{right=0} = 0 \quad (3.12) \end{aligned}$$

⁷A relação II, envolvendo puramente o fator $SU(3)_L$ pode se cumprir somente se o número de tripletos desse grupo é igual ao número de anti-tripletos, uma vez que $T^{a*} = -T^a$. De fato, as representações satisfazem isso. Temos três anti-tripletos em $\psi_{\ell L}$, três anti-tripletos em Q_{1L} e seis tripletos em Q_{aL} levando em conta o número de famílias e os graus de liberdade de cor dos quarks.

⁷Notemos em (3.12) que o número em negrito faz referência a como transformam os campos sob $SU(3)_C$ como tripletos (**3**) ou como singletos (**1**) é dizer ao grau de liberdade de cor e o outro número faz referência ao número de famílias.

Já para a relação **III** que envolve $SU(3)_L$ e $U(1)_X$ temos que a soma das cargas X de todos os férmions nos tripletos de $SU(3)_L$ deve ser nula. Usando (3.11)

$$Tr(\{T^a, T^b\}X) \equiv \delta^{ab}Tr(X) = 3\left(-\frac{1}{3}\right) + 3\left(\frac{1}{3}\right) + 6(0) = 0 \quad (3.13)$$

Finalmente, a relação **IV** envolvendo puramente o fator $U(1)_X$ determina que a diferença entre a soma dos cubos das cargas X dos férmions de mão-esquerda e dos férmions de mão direita deve-se anular.

$$\begin{aligned} Tr(\{X, X\}X) &\equiv TrX_L^3 - TrX_R^3 \\ &= 3\left(-\frac{1}{3}\right)^3 + 3\left(\frac{1}{3}\right)^3 + 6(0)^3 - 3(0 - 1 + 0)^3 \\ &\quad - 9\left(\frac{2}{3}\right)^3 - 9\left(-\frac{1}{3}\right)^3 - 3\left(\frac{2}{3}\right)^3 - 6\left(-\frac{1}{3}\right)^3 = 0 \end{aligned} \quad (3.14)$$

Observe que o cancelamento das anomalias se daria da mesma forma se tivémos n cópias do conjunto das representações do conteúdo de matéria. Isso significa que a estrutura de representação em (3.11) permite o cancelamento das anomalias para um conteúdo de representação que seja um múltiplo n de três famílias. Ou seja, seria, a princípio, possível ter $3n$ famílias no Modelo 3-3-1.

Outra restrição vem da liberdade assintótica[78], como observado em [79]. A evolução da constante de acoplamento da CDQ, α_c , indica também que existem somente seis quarks na escala de energia do MP. Observa-se, nas escalas de energia acessíveis, a liberdade assintótica. Da função β do grupo de renormalização para α_c tem-se na aproximação de um loop

$$\beta = \mu \frac{d\alpha_c}{d\mu} = -\frac{1}{2\pi} \left(11 - \frac{2}{3}n_q\right) \alpha_c^2 \quad (3.15)$$

com n_q sendo o número de quarks. Para que função β seja negativa é necessário que $n_q < 33/2 \simeq 17$. Temos no Modelo 3-3-1 com $n = 1$ nove quarks, com três deles ganhando massa em uma escala acima da do MP. Para $n = 2$, como vimos anteriormente, seriam dezoito quarks e estaremos acima do limite para liberdade assintótica. Veja que, então, supondo que a liberdade assintótica permaneça em teorias além do MP não há outra alternativa senão apenas três famílias⁸. É nessa consideração que dizemos que o modelo, junto da observação experimental [80] de que a evolução da constante de acoplamento da CDQ, de fato é

⁸Supondo que a liberdade assintótica continua valida para quarks pesados e altas energias.

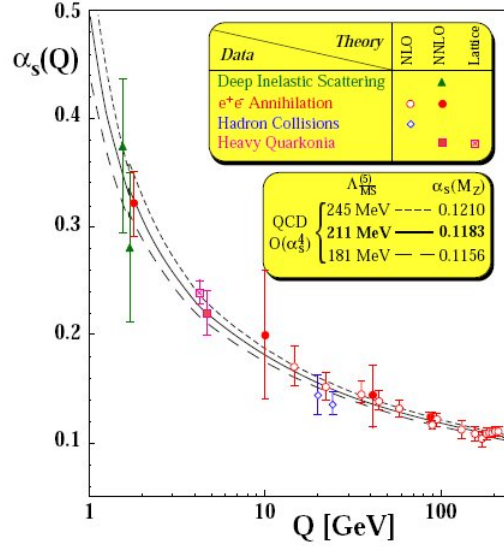


Figura 3.1: Comportamento de α_s em diferentes experimentos[80]

decrecente com o aumento da energia como é mostrado na figura 3.1, leva à conclusão que o número de famílias é três (a leitura de [77] foi muito útil para escrever esta secção).

3.3.1 Setor escalar e acoplamentos de Yukawa

Nós sabemos que o setor escalar está relacionado com os acoplamentos férmion-férmion-escalares que geram as massas dos férmions. Os campos escalares têm que ser acoplados aos férmions por termos Yukawa invariante sob $SU(3)_L \otimes U(1)_X$. Para o setor de léptons estas ligações podem ser escritas como:

$$\begin{aligned}
 \bar{\psi}_{\ell L} \ell_R &\sim (1, 3, 1/3) \otimes (1, 1, -1) = \underbrace{(1, 3, -2/3)}_{\rho^*} \\
 \bar{\psi}_{\ell L} \nu_{\ell R} &\sim (1, 3, 1/3) \otimes (1, 1, 0) = \underbrace{(1, 3, 1/3)}_{\eta} \\
 \bar{\psi}_{\ell L} N_{\ell R}^0 &\sim (1, 3, 1/3) \otimes (1, 1, 0) = \underbrace{(1, 3, 1/3)}_{\chi}
 \end{aligned} \tag{3.16}$$

⁹e no setor de quarks¹⁰

$$\begin{aligned}
\bar{Q}_{1L}u_{iR} &= (3^*, 3, -1/3) \otimes (3, 1, 2/3) = \underbrace{(1, 3, 1/3)}_{\chi} \oplus \underbrace{(8, 3, 1/3)}_{\text{Higgs coloridos}} \\
\bar{Q}_{1L}d_{iR} &= (3^*, 3, -1/3) \otimes (3, 1, -1/3) = \underbrace{(1, 3, -2/3)}_{\rho^*} \oplus .. \\
\bar{Q}_{1L}U_{1R} &= (3^*, 3, -1/3) \otimes (3, 1, 2/3) = \underbrace{(1, 3, 1/3)}_{\chi} \oplus .. \\
\bar{Q}_{aL}u_{iR} &= (3^*, 3^*, 0) \otimes (3, 1, 2/3) = \underbrace{(1, 3^*, 2/3)}_{\rho} \oplus .. \\
\bar{Q}_{aL}d_{iR} &= (3^*, 3^*, 0) \otimes (3, 1, -1/3) = \underbrace{(1, 3^*, -1/3)}_{\eta^*} \oplus .. \\
\bar{Q}_{aL}D_{aR} &= (3^*, 3^*, 0) \otimes (3, 1, -1/3) = \underbrace{(1, 3^*, -1/3)}_{\chi^*} \oplus ..
\end{aligned} \tag{3.17}$$

Como é usual nós supomos que os Higgs não são coloridos¹¹, assim pegamos somente os múltiplos que transformam como singletos sob $SU(3)_C$ de onde podemos observar que só precisamos de três múltiplos de Higgs ρ , χ e η para acoplar os diferentes campos fermiônicos e gerar as massas deles através da quebra espontânea da simetria. Em (3.16) e (3.17) podemos notar que os números quânticos dos triplets χ e η são iguais, o qual leva a pensar em modelos com três triplets de Higgs e modelos com dois triplets de Higgs para gerar massas aos férmions através da quebra espontânea da simetria ou também conhecido como *mecanismo de Higgs*.

⁹Levando em conta que a operação de conjugação de carga c troca a quiralidade do férmion

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\varphi \Rightarrow \psi_L^c = (\psi_L)^c = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\varphi$$

assim

$$\overline{\nu_{\alpha L}}\nu_{\beta R} = \overline{(\nu_{\beta R})^c}(\nu_{\alpha L})^c = \left(\overline{\nu_{\beta}^c}\right)_L(\nu_{\alpha}^c)_R$$

Lembremos aqui que nós temos evidência experimental de somente estados de neutrinos de mão esquerda e estados de antineutrinos de mão direita. Mas se nós supomos neutrinos massivos podemos ter neutrinos ν_R e antineutrinos $(\nu_L)^C$, neste caso os neutrinos seriam neutrinos de Dirac. Os neutrinos ν_R e os antineutrinos $(\nu_L)^C$ somente podem ser vistos em sistemas referências que se deslocam quase à velocidade da luz por o qual ainda não forem observados.

¹⁰Supomos que os Higgs não são coloridos, assim pegamos só múltiplos que transformam como singletos sob $SU(3)_C$

¹¹A escolha de somente múltiplos que transformam como singletos sob $SU(3)_C$ (Higgs não coloridos) evita acoplamentos entre léptons e quarks além da violação de liberdade assintótica.

Em modelos com três tripletos de Higgs a quebra espontânea da simetria gauge é feita em dois passos, a quebra da simetria segue o seguinte padrão

$$\begin{aligned}
 & SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X \\
 & \downarrow \langle \chi \rangle_0 \\
 & SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow MP \\
 & \downarrow \langle \rho \rangle_0, \langle \eta \rangle_0 \\
 & \underbrace{SU(3)_C \otimes U(1)_{EM}}_{\text{dois passos}}
 \end{aligned} \tag{3.18}$$

enquanto que para modelos com dois tripletos de Higgs (Modelo com setor escalar mínimo[76]) a quebra segue o padrão

$$\begin{aligned}
 & SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X \\
 & \downarrow \langle \Phi_1 \rangle_0, \langle \Phi_2 \rangle_0 \\
 & \underbrace{SU(3)_C \otimes U(1)_{EM}}_{\text{um passo}}
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

Nós apresentamos dois modelos para romper a simetria e vimos que um deles só precisa de dois tripletos de higgs, (o qual nós estudaremos em detalhe na seguinte subsecção) e o outro precisa de três tripletos de Higgs[67]. Para o modelo com dois tripletos de Higgs[76] nós precisamos de doze campos escalares reais, enquanto que para modelos com três tripletos de higgs nós precisamos de 18 campos escalares reais o qual conduz a um setor escalar mais simples para o caso de dois tripletos de Higgs como se mostra em [76, 67].

3.4 Modelo com dois tripletos de Higgs

Para modelos com dois tripletos de Higgs nós obtemos que¹²

$$\begin{aligned}
 \Phi_1 &= (\phi_1^-, \phi_1'^0, \phi_1^0)^T \sim (1, 3^*, -1/3) \\
 \Phi_2 &= (\phi_2^0, \phi_2^+, \phi_2'^+)^T \sim (1, 3^*, 2/3)
 \end{aligned} \tag{3.20}$$

¹²Notemos que $\Phi_1 = \chi, \eta$ e $\Phi_2 = \rho$

logo se nós supomos que os valor esperado no vácuo (VEV) dos tripletos de Higgs é $\langle \Phi_1 \rangle_0 = (0, \vartheta_1, V)^T$ e $\langle \Phi_2 \rangle_0 = (\vartheta_2, 0, 0)^T$ e como V gera os termos de massa para os novos férmions, então vamos supor que $V \gg \vartheta_1, \vartheta_2$, assim expandindo os campos escalares que adquirem VEV da seguinte forma¹³:

$$\phi_1^0 = V + \frac{H_{\phi_1}^0 + iA_{\phi_1}^0}{\sqrt{2}}, \quad \phi_1'^0 = \vartheta_1 + \frac{H_{\phi_1}'^0 + iA_{\phi_1}'^0}{\sqrt{2}}, \quad \phi_2^0 = \vartheta_2 + \frac{H_{\phi_2}^0 + iA_{\phi_2}^0}{\sqrt{2}} \quad (3.21)$$

onde na literatura a parte real de H_{ϕ_i} é chamada de campo escalar *CP-par* e a parte imaginaria de A_{ϕ_i} é chamada de um campo escalar *CP-impar* ou pseudo-escalar. Por outro lado o potencial mais geral que inclui Φ_1 e Φ_2 pode-se escrever como

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) = & \mu_1^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + \mu_2^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_1 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right)^2 + \lambda_2 \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right)^2 \\ & + \lambda_3 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \lambda_4 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) \end{aligned} \quad (3.22)$$

assim exigindo que no potencial $V(\Phi_1, \Phi_2)$ deslocado, os termos lineares no campo devem estar ausentes, temos na aproximação a nível árvore as seguintes equações de restrição:

$$\begin{aligned} \mu_1^2 + 2\lambda_1 (\vartheta_1^2 + V^2) + \lambda_3 \vartheta_2^2 &= 0 \\ \mu_2^2 + \lambda_3 (\vartheta_1^2 + V^2) + 2\lambda_2 \vartheta_2^2 &= 0 \end{aligned} \quad (3.23)$$

A análise das equações anteriores mostra que eles estão relacionados com um mínimo do potencial escalar com o valor

$$V_{min} = -\vartheta_2^4 \lambda_2 - (\vartheta_1^2 + V^2) [(\vartheta_1^2 + V^2) \lambda_1 + \vartheta_2^2 \lambda_3] = V(\vartheta_1, \vartheta_2 V) \quad (3.24)$$

portanto de (3.24) pode-se ver que $V(\vartheta_1 = 0, \vartheta_2 V) > V(\vartheta_1 \neq 0, \vartheta_2 V)$ o que implica que $\vartheta_1 \neq 0$ é melhor para nossa teoria. Substituindo (3.21) e (3.23) em (3.22) obtemos as seguintes matrizes de massas: assim na base $(H_{\phi_1}^0, H_{\phi_2}^0, H_{\phi_1}'^0)$ a matriz de massa pode ser calculada usando $M_{ij}^2 = 2 \frac{\partial^2 V(\Phi_1, \Phi_2)}{\partial H_{\phi_i}^0 \partial H_{\phi_j}^0}$ de onde obtemos que

$$M_H^2 = 2 \begin{pmatrix} 2\lambda_1 V^2 & \lambda_3 \vartheta_2 V & 2\lambda_1 \vartheta_1 V \\ \lambda_3 \vartheta_2 V & 2\lambda_2 \vartheta_2^2 & \lambda_3 \vartheta_1 \vartheta_2 \\ 2\lambda_1 \vartheta_1 V & \lambda_3 \vartheta_1 \vartheta_2 & 2\lambda_1 \vartheta_1^2 \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

¹³Na literatura muitos autores definem o VEV com um fator $\vartheta/\sqrt{2}$.

logo como (3.25) têm determinante zero temos um bóson de Goldstone G_1 e dois campos escalares massivos neutros H_1 e H_2 com massas¹⁴

$$M_{H_1, H_2}^2 = 2\lambda_1 (\vartheta_1^2 + V^2) + 2\lambda_2 \vartheta_2^2 \pm 2\sqrt{[\lambda_1 (\vartheta_1^2 + V^2) + \lambda_2 \vartheta_2^2]^2 + \vartheta_2^2 (\vartheta_1^2 + V^2) (\lambda_3^2 - 4\lambda_1 \lambda_2)} \quad (3.26)$$

onde lambdas reais produzem massas positivas para os campos escalares neutros somente se $\lambda_1 > 0$ e $4\lambda_1 \lambda_2 > \lambda_3^2$, o que implica que $\lambda_2 > 0$. Uma análise detalhada mostra que quando $V(\Phi_1, \Phi_2)$ em (3.22) é expandido em torno do vácuo mais geral dada por (3.21) e usando as restrições (3.23) não contém campos pseudo-escalar $A_{\Phi_i}^0$. Isto permite-nos identificar mais três bósons de Goldstone $G_2 = A_{\Phi_1}^0$, $G_3 = A_{\Phi_2}^0$ e $G_4 = A_{\Phi_1}^{'0}$. Para o espectro de massas no setor escalar carregado na base $(\phi_1^-, \phi_2^+, \phi_2^{'+})$ a matriz de massa estará dado por

$$M_+^2 = 2\lambda_4 \begin{pmatrix} \vartheta_2^2 & \vartheta_1 \vartheta_2 & \vartheta_2 V \\ \vartheta_1 \vartheta_2 & \vartheta_1^2 & \vartheta_1 V \\ \vartheta_2 V & \vartheta_1 V & V^2 \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

logo (3.27) têm dois autovalores iguais a zero, o equivalente a quatro bósons de Goldstone G_5^\pm, G_6^\pm e dois campos escalares físicos carregados com grandes massas dadas por $\lambda_4 (\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2 + V^2)$, assim nós obtemos restrição $\lambda_4 > 0$.

Esta análise mostra que, após da quebra da simetria, os doze graus de liberdade original no sector escalar tornaram-se oito bósons de Goldstone (quatro eletricamente neutros e quatro carregados), quatro campos escalares físicos, dois neutros (um deles, o escalar de Higgs do MP) e dois entes carregados. Oito bósons de Goldstone devem ser absorvidos pelos oito campos gauge como veremos na próxima secção.

¹⁴Notemos em (3.26) se $\lambda_3^2 = 4\lambda_1 \lambda_2$ então obtemos dois bósons de Goldstone G_1 e H_2 e um campo escalar massivo H_1 neutro com massa

$$M_{H_1}^2 = 4 [\lambda_1 (\vartheta_1^2 + V^2) + \lambda_2 \vartheta_2^2]$$

onde $\lambda_1 \lambda_2 > 0$, assim para que $M_{H_1}^2 > 0 \Rightarrow \lambda_1 > 0$ e $\lambda_2 > 0$.

3.4.1 Setor Gauge com dois tripletos de Higgs

As interações dos bósons de gauge do setor eletrofraco com a matéria surgem com a derivada covariante definida para um campo de matéria φ como

$$\begin{aligned} D_\mu^\varphi &= \partial_\mu - \frac{i}{2}gW_\mu^a\lambda_{aL} - ig_X X_\varphi B_\mu \\ &= \partial_\mu - \frac{i}{2}g\mathcal{M}_\mu^\varphi \end{aligned} \quad (3.28)$$

sendo as matrizes geradoras λ_{aL} , $a = 1..8$, da álgebra de $SU(3)_L$ dadas pela definição de M. Gell-Mann, e X_φ a carga do fator abeliano $U(1)_X$ do múltiplo φ e no qual D_μ atua. A matriz \mathcal{M}_μ^φ contém os bósons de gauge com as cargas elétricas, q , definidas de acordo com o operador genérico de carga em (3.1), de onde resulta (3.7) e para $b = 1/2$ a matriz \mathcal{M}_μ^φ terá a disposição de campos e de carga elétricas segundo a forma

$$\mathcal{M}_\mu^\varphi = \begin{pmatrix} W_{3\mu} + \frac{W_{8\mu}}{\sqrt{3}} + 2tX_\varphi B_\mu & \sqrt{2}W_\mu^+ & \sqrt{2}K_\mu^+ \\ \sqrt{2}W_\mu^- & -W_{3\mu} + \frac{W_{8\mu}}{\sqrt{3}} + 2tX_\varphi B_\mu & \sqrt{2}K_\mu^0 \\ \sqrt{2}K_\mu^- & \sqrt{2}\bar{K}_\mu^0 & \frac{-2W_{8\mu}}{\sqrt{3}} + 2tX_\varphi B_\mu \end{pmatrix} \quad (3.29)$$

onde $t = g_x/g$ e os bósons gauge não físicos fora da diagonal de \mathcal{M}_μ^φ , W_μ^\pm, K_μ^\pm estão definidos em (3.4) e (3.5) com $\mathcal{Q}_1 = 1$ respectivamente, e

$$K_\mu^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(A_{6\mu} - iA_{7\mu}) \quad (3.30)$$

$$\bar{K}_\mu^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(A_{6\mu} + iA_{7\mu}) \quad (3.31)$$

Assim para o modelo 3-3-1 com neutrinos diretos e $b = 1/2$ temos dois bósons de gauge não hermitianos e neutros, K_μ^0 e \bar{K}_μ^0 , dois bósons de gauge carregados W_μ^\pm e dois bósons de gauge carregados K_μ^\pm . Os três autoestados físicos neutros reais serão uma combinação linear de $W_{3\mu}$, $W_{8\mu}$ e B_μ .

Depois de quebrar a simetria com $\langle\Phi_i\rangle$, $i = 1, 2$, e usando a derivada covariante $D_\mu = \partial_\mu - \frac{i}{2}g\mathcal{M}_\mu^\varphi$ para os tripletos Φ_i , (veja Apêndice A.1.1) obtemos às seguintes massas para os

campos carregados físicos

$$\begin{aligned} M_{W'}^2 &= \frac{1}{2}g^2\vartheta_2^2 \\ M_{K'}^2 &= \frac{1}{2}g^2(\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2 + V^2) \end{aligned} \quad (3.32)$$

e os autoestados físicos são

$$\begin{aligned} W_\mu^{\pm} &= \frac{1}{\sqrt{\vartheta_1^2 + V^2}} (-\vartheta_1 K_\mu^{\pm} + V W_\mu^{\pm}) \\ K_\mu^{\pm} &= \frac{1}{\sqrt{\vartheta_1^2 + V^2}} (V K_\mu^{\pm} + \vartheta_1 W_\mu^{\pm}) \end{aligned} \quad (3.33)$$

e portanto os bósons Gauge carregados em termos dos bósons físicos são dados por

$$\begin{aligned} W_\mu^{\pm} &= \frac{1}{\sqrt{\vartheta_1^2 + V^2}} (\vartheta_1 K_\mu^{\pm} + V W_\mu^{\pm}) \\ K_\mu^{\pm} &= \frac{1}{\sqrt{\vartheta_1^2 + V^2}} (V K_\mu^{\pm} - \vartheta_1 W_\mu^{\pm}) \end{aligned} \quad (3.34)$$

A parte neutra (veja Apêndice A.1.2) na aproximação $(\frac{\vartheta_i}{V})^n \approx 0$ para $n > 2$ leva às seguintes massas para os campos físicos neutros

$$\begin{aligned} M_{foton}^2 &= 0 \\ M_{Z'}^2 &= \frac{1}{2}g^2(V^2 + \vartheta_1^2) \\ M_Z^2 &\approx \frac{1}{2}g^2\vartheta_2^2 \left(\frac{3g^2 + 4g_x^2}{3g^2 + g_x^2} \right) \\ M_{K_R^0}^2 &\approx \frac{2}{9}(V^2 + \vartheta_1^2)(3g^2 + g_x^2) + \frac{\vartheta_2^2(3g^2 + 4g_x^2)^2}{18(3g^2 + g_x^2)} \\ M_{K_I^0}^2 &= \frac{1}{2}g^2(V^2 + \vartheta_1^2) \end{aligned} \quad (3.35)$$

Assim (3.32) e (3.35) são as massas dos bósons físicos, de onde podemos ver que temos um campo não massivo o qual será associado ao campo físico do fóton, quatro campos massivos neutros, onde a massa de um de eles é proporcional a VEV ϑ_2 enquanto que os outros três tem massas proporcionais a V (nova escala de energia), portanto podemos associar o campo Z com o campo Z_μ do MP e os campos Z' , K_I^0 e K_R^0 com três novos bósons neutros no modelo. Também temos quatro campos massivos carregados (3.32) onde dois campos carregados têm

massas proporcionais a ϑ_2 , portanto os campos $W_\mu'^\pm$ serão associados aos campos \mathbb{W}_μ^\pm do MP enquanto que os campos $K_\mu'^\pm$ são dois novos bósons carregados no modelo.

Dessa forma, os autoestados B_μ , $W_{3\mu}$, $W_{8\mu}$ e $K_{R\mu}^o$ da simetria gauge em termos dos autoestados físicos A_μ , $Z_\mu'^0$, Z_μ^0 e $K_{R\mu}'^0$ estão dados por

$$\begin{pmatrix} B_\mu \\ W_{3\mu} \\ W_{8\mu} \\ K_{R\mu}^o \end{pmatrix} = \mathbf{M}^{-1} \begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu'^0 \\ Z_\mu^0 \\ K_{R\mu}'^0 \end{pmatrix} \quad (3.36)$$

Assim, supondo que $\left(\frac{\vartheta_i}{V}\right)^n \sim 0$ para $n > 2$, obtemos que \mathbf{M}^{-1} estará dada por

$$\mathbf{M}^{-1} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{t}S_W & 0 & \frac{1}{t}T_W^2C_W + \beta_1 & -\frac{1}{\sqrt{3}}T_W + \beta_2 \\ S_W & \frac{-\vartheta_1}{V} & C_W + \beta_3 & \beta_4 \\ \frac{1}{\sqrt{3}}S_W & \frac{\sqrt{3}\vartheta_1}{V} & -\frac{1}{\sqrt{3}}T_WS_W + \beta_5 & -\frac{1}{t}T_W + \beta_6 \\ 0 & 1 - \beta_7 & \frac{\vartheta_1}{V}C_W^{-1} & \frac{\sqrt{3}\vartheta_1}{tV}T_W \end{pmatrix} \quad (3.37)$$

onde $t = g_x/g$ e

$$\begin{aligned} S_W &= \frac{\sqrt{3}g_x}{\sqrt{3g^2 + 4g_x^2}}, \quad C_W = \sqrt{1 - S_W^2}, \quad T_W = \frac{S_W}{C_W} \\ \beta_1 &= -\frac{\vartheta_2^2}{4tV^2}T_W^2C_W^{-3} \quad \beta_2 = -\frac{\sqrt{3}\vartheta_2^2}{4t^2V^2}T_W^3C_W^{-2} \\ \beta_3 &= -\frac{\vartheta_1^2}{2V^2}C_W^{-1} \quad \beta_4 = -\frac{\sqrt{3}(2C_W^2\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2)}{4tV^2}T_WC_W^{-2} \\ \beta_5 &= \frac{6C_W^4\vartheta_1^2 - (3 - 4S_W^2)\vartheta_2^2}{4\sqrt{3}V^2C_W^5} \quad \beta_6 = \frac{(6C_W^4\vartheta_1^2 + S_W^2\vartheta_2^2)}{4tV^2C_W^4}T_W \\ \beta_7 &= -\frac{2\vartheta_2^2}{V^2} \end{aligned} \quad (3.38)$$

Notemos que todos os termos β_i são da ordem de $\mathcal{O}\left(\left(\frac{\vartheta_i}{V}\right)^2\right)$. Portanto, se supomos que $\vartheta_i \sim \mathcal{O}(10^{-1})$ TeV com $V \gg \vartheta_i$ obtemos que

$$\left(\frac{\vartheta_i}{V}\right)^2 \approx \begin{cases} \mathcal{O}(10^{-2}) & \text{para } V \sim 1 \text{ TeV} \\ \mathcal{O}(10^{-4}) & \text{para } V \sim 10 \text{ TeV} \end{cases}$$

e vemos que para uma escala de energia da ordem de ~ 10 TeV os termos β_i

são desprezíveis.

3.4.2 Correntes carregadas e neutras

A interação entre os bósons gauge e os diferentes férmions na base de sabor¹⁵ está dada pela seguinte densidade Lagrangiana

$$\mathcal{L}_f = \bar{R}i\gamma^\mu(\partial_\mu + ig_x B_\mu X_R)R + \bar{L}i\gamma^\mu(\partial_\mu + ig_x B_\mu X_L + \frac{ig}{2}\lambda_a W_\mu^a)L \quad (3.39)$$

onde R representa qualquer singlete de mão direita e L qualquer tripleto de mão esquerda, assim nós podemos escrever $\mathcal{L}_f = \mathcal{L}_{lep} + \mathcal{L}_{Q_1} + \mathcal{L}_{Q_a}$ e no setor de léptons obtemos que (veja Apêndice A.2)

$$\mathcal{L}_{lep} = \mathcal{L}_{lep}^{cin} + \mathcal{L}_{lep}^{CC} + \mathcal{L}_{lep}^{CN} \quad (3.40)$$

onde

$$\mathcal{L}_{lep}^{cin} = \bar{R}i\gamma^\mu\partial_\mu R + \bar{L}i\gamma^\mu\partial_\mu L \quad (3.41)$$

$$\mathcal{L}_{lep}^{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}}\bar{\ell}_L\gamma^\mu\nu_{\ell L}W_\mu^+ - \frac{g}{\sqrt{2}}\bar{\ell}_L\gamma^\mu N_{\ell L}^0 K_\mu^+ + h.c. \quad (3.42)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{lep}^{CN} = & \frac{g_x}{3} \left[\bar{\ell}_L\gamma^\mu\ell + \bar{\nu}_{\ell L}\gamma^\mu\nu_{\ell L} + \bar{N}_{\ell L}^0\gamma^\mu N_{\ell L}^0 \right] B_\mu + g_x \bar{\ell}_R\gamma^\mu\ell_R B_\mu \\ & - \frac{g}{2\sqrt{3}} \left[\bar{\ell}_L\gamma^\mu\ell_L + \bar{\nu}_{\ell L}\gamma^\mu\nu_{\ell L} - 2t\bar{N}_{\ell L}^0\gamma^\mu N_{\ell L}^0 \right] W_{8\mu} - \frac{g}{\sqrt{2}}\bar{\nu}_{\ell L}\gamma^\mu N_{\ell L}^0 K^{0\mu} \\ & - \frac{g}{2} \left[\bar{\ell}_L\gamma^\mu\ell_L - \bar{\nu}_{\ell L}\gamma^\mu\nu_{\ell L} \right] W_{3\mu} - \frac{g}{\sqrt{2}}\bar{N}_{\ell L}^0\gamma^\mu\nu_{\ell L}\bar{K}_\mu^0 \end{aligned} \quad (3.43)$$

No setor de quarks nós temos que para o tripleto da primeira família, $X = 1/3$ e $X = -1/3, 2/3, 2/3$ para os singletos d, u, U_1 respectivamente. Assim obtemos que

¹⁵Nesta base os campos não tem massa definida, mas são combinações lineares de campos com massas definidas.

$$\mathcal{L}_{Q_1}^{cin} = \bar{Q}_{1R} i\gamma^\mu \partial_\mu Q_{1R} + \bar{Q}_{1L} i\gamma^\mu \partial_\mu Q_{1L} \quad (3.44)$$

$$\mathcal{L}_{Q_1}^{CC} = - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{d}_L \gamma^\mu u_L W_\mu^+ - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{d}_L \gamma^\mu U_{1L} K_\mu^+ + h.c. \quad (3.45)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Q_1}^{CN} = & \frac{g_x}{3} (\bar{d}_R \gamma^\mu d_R - 2\bar{u}_R \gamma^\mu u_R - 2\bar{U}_{1R} \gamma^\mu U_{1R}) B_\mu + \frac{g}{2} \bar{u}_L \gamma^\mu u_L W_{3\mu} \\ & - \frac{g_x}{3} (\bar{d}_L \gamma^\mu d_L + \bar{u}_L \gamma^\mu u_L + \bar{U}_{1L} \gamma^\mu U_{1L}) B_\mu - \frac{g}{2} \bar{d}_L \gamma^\mu d_L W_{3\mu} - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{U}_{1L} \gamma^\mu u_L \bar{K}_\mu^0 \\ & - \frac{g}{2\sqrt{3}} (\bar{d}_L \gamma^\mu d_L + \bar{u}_L \gamma^\mu u_L - 2\bar{U}_{1L} \gamma^\mu U_{1L}) W_{8\mu} - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_L \gamma^\mu U_{1L} K_\mu^0 \end{aligned} \quad (3.46)$$

Para a segunda e terceira família sabemos que $X = 0$ para os tripletos e que $X = 2/3, -1/3, -1/3$, para os singletos $u_{2,3}, d_{2,3}, D_{2,3}$ respectivamente¹⁶. Portanto obtemos para $a = 2, 3$ que

$$\mathcal{L}_{Q_a}^{cin} = \bar{Q}_{aR} i\gamma^\mu \partial_\mu Q_{aR} + \bar{Q}_{aL} i\gamma^\mu \partial_\mu Q_{aL} \quad (3.47)$$

$$\mathcal{L}_{Q_a}^{CC} = - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_{aL} \gamma^\mu d_{aL} W_\mu^+ - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_{aL} \gamma^\mu D_{aL} K_\mu^+ + h.c. \quad (3.48)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Q_a}^{NC} = & \frac{g_x}{3} [-2\bar{u}_{aR} \gamma^\mu u_{aR} + \bar{d}_{aR} \gamma^\mu d_{aR} + \bar{D}_{aR} \gamma^\mu D_{aR}] B_\mu \\ & - \frac{g}{2\sqrt{3}} [\bar{u}_{aL} \gamma^\mu u_{aL} + \bar{d}_{aL} \gamma^\mu d_{aL} - 4\bar{D}_{aL} \gamma^\mu D_{aL}] W_{8\mu} - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{d}_{aL} \gamma^\mu D_{aL} K_\mu^0 \\ & - \frac{g}{2} [\bar{u}_{aL} \gamma^\mu u_{aL} - \bar{d}_{aL} \gamma^\mu d_{aL}] W_{3\mu} - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{D}_{aL} \gamma^\mu d_{aL} \bar{K}_\mu^0 \end{aligned} \quad (3.49)$$

Embora não seja o objetivo principal neste capítulo estudar as interações dos bósons de gauge com os léptons no modelo, pegando a componente de interação do elétron com o fóton dos

¹⁶Onde $u_2 = c, u_3 = t, d_2 = s, d_3 = b$

autoestados da simetria (veja Apêndice A.2.1), obtemos a seguinte relação:

$$-g_{SU(3)} S_W \ell_e \gamma^\mu \ell_e A_\mu \quad (3.50)$$

onde ℓ_e faz referência ao campo associado ao elétron, portanto de (3.50) vemos que no modelo 331 os elétrons interagem através dos fótons com uma força igual a $-g_{SU(3)} S_W$, mas no MP[60, 65, 66] temos que os campos de elétrons interagem eletricamente através do fóton com uma força igual à carga elétrica do elétron como

$$-g_{SU(2)} \sin \theta_W \ell_e \gamma^\mu \ell_e A_\mu \quad (3.51)$$

onde $e \equiv g_{SU(2)} \sin \theta_W$ e e é a carga elétrica do elétron e $\sin \theta_W$ o parâmetro de mistura eletrofraco. Assim comparando (3.50) com (3.51) a identificação de $S_W = \sin \theta_W$ é possível no **Modelo 331** porque o subgrupo $SU(2)_L$ está totalmente embebido em $SU(3)_L$ e a constante de acoplamento $g_{SU(2)}$ de $SU(2)_L$ do MP é a mesma constante $g_{SU(3)}$ de $SU(3)_L$, assim de (3.50) e (3.51) obtemos que

$$g_{SU(2)} \sin \theta_W = g_{SU(3)} S_W \equiv \frac{\sqrt{3} g_{SU(3)} g_x}{\sqrt{3g_{SU(3)}^2 + 4g_x^2}}$$

Notemos também que nas escalas de energia, onde as simetrias do modelo 331 são realizadas, vale a seguinte relação.

$$t^2 = \frac{\alpha_x}{\alpha_L} = \frac{3S_W^2}{3 - 4S_W^2} \quad (3.52)$$

com $\alpha_i = g_i^2/4\pi$, $i = x, L$.

Observa-se que a consistência do modelo exige que $S_W^2 < 3/4$. O que está de acordo com a experiência uma vez que $\sin^2 \theta_W(M_Z) = 0.23149(13)^{17}$. Uma consequência interessante deste modelo é que o problema do limite perturbativo não ocorre neste caso (a diferença de modelos com $b = 3/2$ [68]). Isso porque, como pode ser verificado, a evolução das constantes de acoplamento mostra que valor da energia para a qual $S_W^2 = 3/4$ está acima da massa de Planck, o que deixa o modelo completamente tratável perturbativamente até a escala de Planck[81]. A leitura de [77] foi muito útil para escrever esta subsecção.

¹⁷Tomado de PDG July 2008, <http://pdg.lbl.gov>

Capítulo 4

Interações de Neutrinos com a Matéria no 331

Sabemos que o fenômeno de oscilação de neutrinos num meio material, como no sol, terra ou em uma supernova, pode ser bem diferente da oscilação que ocorre no vácuo. Isto acontece porque as interações no meio modificam as relações de dispersão das partículas que viajam através dele [16]. **Para fins práticos, vamos considerar que o meio que interage com os neutrinos é constituído por férmions da primeira geração do MP¹.** Assim do ponto de vista macroscópico, as modificações das relações de dispersão dos neutrinos podem ser representadas em termos de um índice de refração ou de um potencial efetivo. Logo conforme [16, 18], o potencial efetivo pode ser calculado através das amplitudes de probabilidade efetivas para o espalhamento elástico coerente no limite relativístico.

Como foi mostrado pela primeira vez por Wolfenstein (1978) [16], os neutrinos podem sofrer *espalhamento elástico coerente* devido à interação fraca. Assim no contexto do modelo 331 será tanto através de correntes neutras, CN, a qual será mediada pelos bósons massivos eletricamente neutros, Z'_0 , Z'_μ , $K'^0_{\mathbb{R}\mu}$,² quanto via corrente carregada, CC, que é mediada pelos bósons massivos eletricamente carregados, W'^\pm_μ e K'^\pm_μ . Estas formas de interação dos neutrinos de sabor com o meio são mostradas na figura 4.1. Sobre o espalhamento elástico coerente, sabemos que este tem por característica preservar a coerência das ondas incidentes e espalhadas (não há alteração no momento da partícula), e descreve dessa forma o fenômeno ótico, como a refração. Nesse caso, os estados inicial e final do meio devem ser obrigatoriamente o mesmo, pois qualquer mudança em seus autoestados leva a ondas incoerentes, as quais não poderão

¹Os novos férmions da primeira família N_e^0 e U_1 não são levados em conta, pois espera-se que eles sejam muito massivos.

²Mais adiante se mostrará que o bóson $K'^0_{I\mu}$ não contribui para estes processos.

interferir com as ondas não espalhadas.

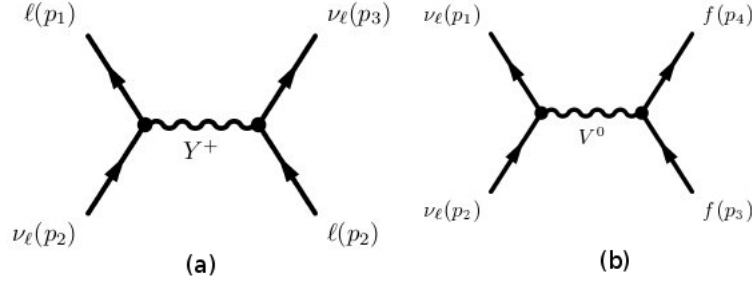


Figura 4.1: Diagramas de Feynman dos processos de espalhamento que geram os potenciais efetivos V_α . a) Para processos de espalhamento elástico $\ell = e$, e assim este diagrama de Feynman gera o potencial efetivo V_C através dos bósons carregados $Y^+ = W_\mu^+, K_\mu^+$, b) Diagrama de Feynman para o processo de espalhamento elástico de ν_ℓ , para $\ell = e, \mu, \tau$ com $f = e, u, d$ através de um bósons neutros $V^0 = Z_\mu^0, Z_\mu^0$ ou $K_{\mathbb{R}\mu}^0$, notemos que $K_{I\mu}^0$ não contribui para este processo. Logo, apenas os ν_e podem sofrer interação via CC com os elétrons do meio, enquanto que todos, ν_e, ν_μ, ν_τ , podem interagir via CN com todos os constituintes do meio.

4.1 Cálculo do potencial efetivo V_{CC} através de CC no 331

Seguiremos agora a estratégia adotada na referência [18] para obter os potenciais efetivos dos neutrinos através de processos de espalhamento elástico coerente em meios. Por (3.42) e dado que estamos considerando somente processos de espalhamento elástico, os neutrinos ν_ℓ não podem ter mudanças de sabor através de correntes carregadas nem neutras.

O primeiro termo da equação (3.42) mostra que a interação dos léptons carregados com os neutrinos ocorre somente através dos bósons gauge W_μ^\pm , assim por (3.34) obtemos que a interação através dos bósons físicos carregados estará dada por :

$$-\frac{g}{\sqrt{2}}\bar{\ell}_L\gamma^\mu\nu_{\ell L}W_\mu^+ = -\frac{Vg}{\sqrt{2}\sqrt{\vartheta_1^2 + V^2}}\bar{\ell}_L\gamma^\mu\nu_{\ell L}W_\mu'^\pm - \frac{g\vartheta_1}{\sqrt{2}\sqrt{\vartheta_1^2 + V^2}}\bar{\ell}_L\gamma^\mu\nu_{\ell L}K_\mu'^\pm \quad (4.1)$$

³portanto, a amplitude para diagrama de Feynman na figura 4.1a, o qual representa o processo de espalhamento elástico a nível árvore através de CC dos neutrinos com os léptons carregados,

³Notemos que em (4.1) escrevemos W_μ^+ em termos dos autoestados de massa, enquanto que ℓ_L e $\nu_{\ell L}$ são escritos na base de sabor. Para entender o porque não temos nenhuma ambigüidade ver Apêndice A.3. O segundo termo de (3.42) $-\frac{g}{\sqrt{2}}\bar{\ell}_L\gamma^\mu N_{\ell L}^0 K_\mu^+$ não é relevante para nossas contas na aproximação feita no Apêndice A.3 onde os autoestados de sabor são iguais aos autoestados de massa.

estará dada por⁴

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int}^{cc} = & - \left(-\frac{Vg}{\sqrt{2}\sqrt{\vartheta_1^2 + V^2}} \right)^2 \bar{\ell}_L(p_1) \gamma^\mu \nu_{\ell L}(p_2) \frac{-ig_{\mu\lambda}}{(p_2 - p_1)^2 - M_{W'}^2} \bar{\nu}_{\ell L}(p_3) \gamma^\lambda \ell_L(p_4) \\ & - \left(-\frac{g\vartheta_1}{\sqrt{2}\sqrt{\vartheta_1^2 + V^2}} \right)^2 \bar{\ell}_L(p_1) \gamma^\mu \nu_{\ell L}(p_2) \frac{-ig_{\mu\lambda}}{(p_2 - p_1)^2 - M_{K'}^2} \bar{\nu}_{\ell L}(p_3) \gamma^\lambda \ell_L(p_4) \quad (4.2) \end{aligned}$$

assim para baixas energias $M_{W'}^2, M_{K'}^2 \gg (p_2 - p_1)^2$ obtemos que a Lagrangiana efetiva está dada por

$$\mathcal{L}_{eff}^{cc} \approx - \frac{g^2}{2(\vartheta_1^2 + V^2)} \left(\frac{V^2}{M_{W'}^2} + \frac{\vartheta_1^2}{M_{K'}^2} \right) [\bar{\ell}_L(p_1) \gamma^\mu \ell_L(p_4)] [\bar{\nu}_{\ell L}(p_3) \gamma_\mu \nu_{\ell L}(p_2)] \quad (4.3)$$

onde o passo da (4.2) a (4.3) foi feita através da *transformação de Fierz* [82]. Assim substituindo (3.32) em (4.3) obtemos que

$$-\mathcal{L}_{eff}^{cc} \approx \left[\frac{1}{\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{V^2 \vartheta_2^2} + \left(\frac{\vartheta_1^2}{V^4} \right)_{K'} + \mathcal{O} \left(\frac{1}{V^4} \right) \right] \left\langle \bar{\ell} \gamma^\mu \frac{(1 - \gamma_5)}{2} \ell \right\rangle \{ \bar{\nu}_{\ell L}(p) \gamma^\mu \nu_{\ell L}(p) \} \quad (4.4)$$

onde temos denotado $(\)_{K'}$ para fazer referência ao termo que surge do novo bóson carregado do modelo. Assim vemos que para uma escala de energia $V \gg \vartheta_1$ obtemos que o termo que provém do novo bóson não contribui para o processo, o qual era se de esperar, pois o novo bóson carregado $K'_\mu{}^\pm$ tem massa da ordem da nova escala da teoria (ver (3.32)) e portanto de mais curto alcance que a do bóson $W'_\mu{}^\pm$.

Agora pelo fato de que existe uma assimetria no conteúdo de sabor dos léptons carregados e dos quarks que constituem a matéria usual⁵, nos limitaremos às interações dos neutrinos com a primeira família de férmions. Esta assimetria faz com que apenas o neutrino do elétron possa interagir via CC com os elétrons no meio, enquanto que todos os neutrinos podem interagir com o meio através de CN.

O termo $\langle \rangle$ em (4.4) pode ser calculado conforme [18], onde temos que $\langle \bar{e} \gamma^\mu \gamma_5 e \rangle \sim \text{spin}$, $\langle \bar{e} \gamma_i e \rangle \sim \text{velocidade}$ e $\langle \bar{e} \gamma_0 e \rangle \sim n_e$ sendo a densidade média eletrônica do meio. Assim

⁴Notemos de (4.1) que somente os léptons de mão esquerda interagem com os neutrinos através de CC como acontece no MP.

⁵Não existem múons e taus livres no interior da Terra o Sol, pois a temperatura que deveria ter o sol para conter múons livres terá que ser maior que $m_\mu = 105.658 \text{ MeV} = 1.126 \times 10^{12} K$ enquanto que para ter taus livres deveria ser maior que $m_\tau = 1776.99 \text{ MeV} = 2.062 \times 10^{13} K$, mas a temperatura dele é menor que $5 \times 10^6 K = 0.43 \text{ MeV}$, o qual faz pouco provável ter léptons livres diferentes dos elétrons no sol.

supondo que os e do meio não estejam polarizados a soma de spins deve ser igual a zero, e supondo que a velocidade média dos e no meio térmico também é nula obtemos que (4.4) fica⁶:

$$\mathcal{L}_{eff}^{cc} \approx - \left[\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2\vartheta_2^2} + \left(\frac{\vartheta_1^2}{2V^4} \right)_{K'} + \mathcal{O} \left(\frac{1}{V^4} \right) \right] n_e \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu \nu_{eL} \quad (4.5)$$

portanto desde o ponto de vista macroscópico, as modificações da relação de dispersão do neutrino eletrônico pode ser representada em termos do seguinte potencial efetivo.

$$V_{CC}^e \approx \frac{1}{2\vartheta_2^2} n_e - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2\vartheta_2^2} n_e + \left(\frac{\vartheta_1^2}{2V^4} \right)_{K'} n_e + \mathcal{O} \left(\frac{1}{V^4} \right) \quad (4.6)$$

Agora lembrando que na subsecção 3.4.1 conseguimos associar o bóson W' com o bóson \mathbb{W} do MP, e dado que no MP o potencial efetivo através de CC via bósons \mathbb{W} é igual a $\mathbb{V}_{CC}^e = \sqrt{2}G_F n_e$ (ver tabela 1.2) e lembrando que o termo $()_{K'}$ em (4.6) associado com o novo bóson gauge carregado K' pode ser desprezado pois estamos supondo que $V \gg \vartheta_i$, e que $\frac{\vartheta_i^2}{V^4 G_F} < \mathcal{O}(10^{-4})$ para $\vartheta_i \sim \mathcal{O}(10^{-1})$ TeV e $V \sim \mathcal{O}(10^0)$ TeV, e assim o novo bóson carregado não contribui a potencial efetivo através de CC e podemos associar facilmente

$$\sqrt{2}G_F \approx \frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2\vartheta_2^2}. \quad (4.7)$$

Notemos que (4.7) é uma equação muito interessante, pois ela dá limites para o VEV de um dos tripletos de Higgs. Assim sob a suposição $\vartheta_1 \sim \vartheta_2 \ll V$ e lembrando que $G_F \sim \mathcal{O}(10^{-5}) \text{ GeV}^{-2}$ obtemos que em (4.7) o termo $\frac{\vartheta_1^2}{2\sqrt{2}V^2\vartheta_2^2 G_F} \lesssim \mathcal{O}(10^{-2})$ para $V \sim 1 \text{ TeV}$.

Por (4.7) podemos reescrever $G_F \approx \frac{1}{2\sqrt{2}\vartheta_2^2} \left(1 - \frac{\vartheta_1^2}{V^2} \right)$, de onde vemos que o valor máximo de ϑ_2^2 é atingido quando consideramos que $\frac{\vartheta_1^2}{V^2} \approx 0$ em cujo caso para⁷ $G_F = 1.16637(1) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ obtemos que $\vartheta_2 \lesssim 174.105 \text{ GeV}$.

⁶Este cálculo também pode ser feito no formalismo de teoria quântica de campos, onde se obtém o mesmo resultado, como se mostra em [15].

⁷Valores tomados de <http://physics.nist.gov/constants>

4.2 Cálculo do potencial efetivo V_{CN} através de CN no 331

O potencial efetivo gerado através correntes neutras V_{CN} , pode ser calculado através do diagrama de Feynman da figura 4.1b. A amplitude para esse diagrama de Feynman, o qual representa o processo de espalhamento elástico a nível árvore através de CN, estará dada para os neutrinos ν_ℓ com os férmions $f = e, u, d$ por⁸

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{int}^{CN} = & \bar{f}(p_1)\gamma^\mu \left(g_{z'L}^f + g_{z'R}^f \right) f(p_2) \frac{-ig_{\mu\lambda}}{(p_2 - p_1)^2 - M_{z'}^2} \bar{\nu}_{\ell L}(p_3)\gamma^\lambda g_{\nu z'}\nu_{\ell L}(p_4) \\
 & + \bar{f}(p_1)\gamma^\mu \left(g_{zL}^f + g_{zR}^f \right) f(p_2) \frac{-ig_{\mu\lambda}}{(p_2 - p_1)^2 - M_z^2} \bar{\nu}_{\ell L}(p_3)\gamma^\lambda g_{\nu z}\nu_{\ell L}(p_4) \\
 & + \bar{f}(p_1)\gamma^\mu \left(g_{k'L}^f + g_{k'R}^f \right) f(p_2) \frac{-ig_{\mu\lambda}}{(p_2 - p_1)^2 - M_{k'}^2} \bar{\nu}_{\ell L}(p_3)\gamma^\lambda g_{\nu k'}\nu_{\ell L}(p_2) \quad (4.8)
 \end{aligned}$$

e para baixas energias nós temos que $M_{k'}^2, M_z^2, M_{z'}^2 \gg (p_2 - p_1)^2$ com $p_3 = p_4 = p$ assim (4.8) fica

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{eff}^{CN} \approx & \frac{G_{\nu z'}}{M_{z'}^2} \left\langle \bar{f}(p_1)\gamma^\mu \left(g_{z'L}^f + g_{z'R}^f \right) f(p_2) \right\rangle \bar{\nu}_{\ell L}\gamma_\mu\nu_{\ell L} \\
 & + \frac{G_{\nu z}}{M_z^2} \left\langle \bar{f}(p_1)\gamma^\mu \left(g_{zL}^f + g_{zR}^f \right) f(p_2) \right\rangle \bar{\nu}_{\ell L}\gamma_\mu\nu_{\ell L} \\
 & + \frac{G_{\nu k'}}{M_{k'}^2} \left\langle \bar{f}(p_1)\gamma^\mu \left(g_{k'L}^f + g_{k'R}^f \right) f(p_2) \right\rangle \bar{\nu}_{\ell L}\gamma_\mu\nu_{\ell L} \quad (4.9)
 \end{aligned}$$

assim sob as mesmas suposições feitas para a passagem de (4.4) a (4.5) obtemos que (4.9) fica

$$\mathcal{L}_{eff}^{CN} \approx - \sum_{P=L,R} \left(g_{z'P}^f \frac{G_{\nu z'}}{M_{z'}^2} + g_{zP}^f \frac{G_{\nu z}}{M_z^2} + g_{k'P}^f \frac{G_{\nu k'}}{M_{k'}^2} \right) \frac{1}{2} n_f \bar{\nu}_{\ell L}\gamma_0\nu_{\ell L} \quad (4.10)$$

⁸Notemos aqui novamente que para o cálculo temos que estar na base de massas, mas por um argumento igual ao do cálculo de V_{CC} somente é necessário escrever os campos gauge na base de massa, enquanto que os autoestados dos férmions podem ser escritos na base de sabor e isto não modificará o resultado, pois lembremos que queremos calcular espalhamento elástico coerente.

4.2.1 Setor de léptons

Pelas equações (3.43) e (3.36), nós obtemos para os léptons neutros conhecidos que:

$$\begin{aligned} \frac{g_x}{3} \bar{\nu}_{\ell L} \gamma^\mu \nu_{\ell L} B_\mu &= \bar{\nu}_{\ell L} \gamma^\mu \nu_{\ell L} \left[-\frac{g}{3} S_W A_\mu + \left(\frac{g}{3} T_W^2 C_W + \frac{g_x}{3} \beta_1 \right) Z_\mu^0 \right. \\ &\quad \left. - \frac{g_x}{3} \left(\frac{1}{\sqrt{3}} T_W - \beta_2 \right) K_{\mathbb{R}\mu}^{\prime 0} \right] \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$\frac{g}{2} \bar{\nu}_{\ell L} \gamma^\mu \nu_{\ell L} W_3^\mu = \bar{\nu}_{\ell L} \gamma^\mu \nu_{\ell L} \left[\frac{g}{2} S_W A_\mu - \frac{g\vartheta_1}{2V} Z_\mu^{\prime 0} + \frac{g(C_W + \beta_3)}{2} Z_\mu^0 + \frac{g\beta_4}{2} K_{\mathbb{R}\mu}^{\prime 0} \right] \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} \frac{-g}{2\sqrt{3}} \bar{\nu}_{\ell L} \gamma^\mu \nu_{\ell L} W_8^\mu &= \bar{\nu}_{\ell L} \gamma^\mu \nu_{\ell L} \left[\frac{-g}{6} S_W A_\mu - \frac{g\vartheta_1}{2V} Z_\mu^{\prime 0} + \left(\frac{g}{6} \frac{S_W^2}{C_W} - \frac{g\beta_5}{2\sqrt{3}} \right) Z_\mu^0 \right. \\ &\quad \left. + \frac{g}{2\sqrt{3}} \left(\frac{1}{t} T_W - \beta_6 \right) K_{\mathbb{R}\mu}^{\prime 0} \right] \end{aligned} \quad (4.13)$$

Pelas equações (4.11), (4.12) e (4.13) obtemos que as interações nos vértices dos diagramas de Feynman entre neutrinos (veja figura 4.1b) estão dados por:

$$\bar{\nu}_{\ell L} \gamma^\mu \nu_{\ell L} A_\mu \propto 0 \quad (4.14)$$

$$\bar{\nu}_{\ell L} \gamma^\mu \nu_{\ell L} Z_\mu^{\prime 0} \propto -\frac{g\vartheta_1}{V} \equiv G_{\nu Z'} \quad (4.15)$$

$$\bar{\nu}_{\ell L} \gamma^\mu \nu_{\ell L} Z_\mu^0 \propto \frac{1}{2} g C_W^{-1} + \eta_1 \equiv G_{\nu Z} \quad (4.16)$$

$$\bar{\nu}_{\ell L} \gamma^\mu \nu_{\ell L} K_{\mathbb{R}\mu}^{\prime 0} \propto \left(\frac{3g - 2g_x t}{6\sqrt{3}t} \right) T_W + \eta_2 \equiv G_{\nu K'} \quad (4.17)$$

onde

$$\begin{aligned} \eta_1 &= \frac{-4gtC_W^2\vartheta_1^2 + g_x(1 - 2S_W^2)\vartheta_2^2}{8tV^2C_W^5} \\ \eta_2 &= \frac{gt(1 - 4C_W^2)\vartheta_1^2}{2\sqrt{3}V^2C_WS_W} - \frac{(-gt^3 + 2gt^3C_W^2 + 8gt^3C_W^4 + 6g_xS_W^4)\vartheta_2^2}{24\sqrt{3}t^2V^2C_W^5S_W} \end{aligned}$$

notemos novamente de (4.14) que os neutrinos não interagem eletricamente, como era de se esperar pois eles não possuem carga elétrica.

Para os léptons carregados por (3.43) e (3.36) nós obtemos que:

$$\begin{aligned} \frac{g_x}{3} \bar{\ell}_L \gamma^\mu \ell_L B_\mu &= \bar{\ell}_L \gamma^\mu \ell_L \left[\frac{-g}{3} S_W A_\mu + \left(\frac{g}{3} T_W^2 C_W + \frac{g_x}{3} \beta_1 \right) Z_\mu^0 \right. \\ &\quad \left. - \frac{g_x}{3} \left(\frac{1}{\sqrt{3}} T_W - \beta_2 \right) K_{\mathbb{R}\mu}^{'0} \right] \end{aligned} \quad (4.18)$$

$$-\frac{g}{2} \bar{\ell}_L \gamma^\mu \ell_L W_3^\mu = \bar{\ell}_L \gamma^\mu \ell_L \left[\frac{-g}{2} S_W A_\mu + \frac{g \vartheta_1}{2V} Z_\mu^{'0} - \frac{g (C_W + \beta_3)}{2} Z_\mu^0 - \frac{g \beta_4}{2} K_{\mathbb{R}\mu}^{'0} \right] \quad (4.19)$$

$$\begin{aligned} \frac{-g}{2\sqrt{3}} \bar{\ell}_L \gamma^\mu \ell_L W_8^\mu &= \bar{\ell}_L \gamma^\mu \ell_L \left[\frac{-g}{6} S_W A_\mu - \frac{g \vartheta_1}{2V} Z_\mu^{'0} + \left(\frac{g}{6} \frac{S_W^2}{C_W} - \frac{g \beta_5}{2\sqrt{3}} \right) Z_\mu^0 \right. \\ &\quad \left. + \frac{g}{2\sqrt{3}} \left(\frac{1}{t} T_W - \beta_6 \right) K_{\mathbb{R}\mu}^{'0} \right] \end{aligned} \quad (4.20)$$

$$\begin{aligned} g_x \bar{\ell}_R \gamma^\mu \ell_R B_\mu &= \bar{\ell}_R \gamma^\mu \ell_R \left[-g S_W A_\mu + (g T_W^2 C_W + g_x \beta_1) Z_\mu^0 \right. \\ &\quad \left. - g_x \left(\frac{1}{\sqrt{3}} T_W - \beta_2 \right) K_{\mathbb{R}\mu}^{'0} \right] \end{aligned} \quad (4.21)$$

e portanto obtemos que:

$$\bar{\ell} \gamma^\mu \ell A_\mu \propto -g S_W \quad (4.22)$$

$$\bar{\ell}_L \gamma^\mu \ell_L Z_\mu^{'0} \propto 0 \equiv g_{z'L}^\ell = g_{z'R}^\ell \quad (4.23)$$

$$\bar{\ell}_L \gamma^\mu \ell_L Z_\mu^0 \propto \frac{1}{2} g (-1 + T_W^2) C_W + \eta_3 \equiv g_{zL}^\ell \quad (4.24)$$

$$\bar{\ell}_R \gamma^\mu \ell_R Z_\mu^0 \propto g T_W^2 C_W + \eta_5 \equiv g_{zR}^\ell \quad (4.25)$$

$$\bar{\ell}_L \gamma^\mu \ell_L K_{\mathbb{R}\mu}^{'0} \propto \frac{1}{6\sqrt{3}t} (3g - 2tg_x) T_W + \eta_4 \equiv g_{k'L}^\ell \quad (4.26)$$

$$\bar{\ell}_R \gamma^\mu \ell_R K_{\mathbb{R}\mu}^{'0} \propto -\frac{g_x}{\sqrt{3}} T_W + \eta_6 \equiv g_{k'R}^\ell \quad (4.27)$$

onde

$$\begin{aligned}\eta_3 &= \frac{(-1 + 2C_W^2) g_x \vartheta_2^2}{8tV^2 C_W^5} \\ \eta_4 &= \frac{\left(gt^3(1 + 2C_W^2)^2 - 12gt^3 S_W^2 C_W^2 - 6g_x S_W^4\right)}{24\sqrt{3}t^2 V^2 C_W^5 S_W} \\ \eta_5 &= -\frac{g_x \vartheta_2^2}{4tV^2 C_W^3} T_W^2 \\ \eta_6 &= -\frac{\sqrt{3}g_x \vartheta_2^2}{4t^2 V^2 C_W^2} T_W^3\end{aligned}$$

notemos novamente que (4.22) mostra o fato que foi mencionado no final do capítulo anterior onde associamos $gS_W = |e|$. Logo para $f = e$ em (4.28), e por (4.15-4.17) e (4.23-4.27) obtemos que

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{eff-ele}^{CN} &\approx - \sum_{P=L,R} \frac{1}{2} \left(g_{z'P}^e \frac{G_{\nu z'}}{M_{z'}^2} + g_{zP}^e \frac{G_{\nu z}}{M_z^2} + g_{k'P}^e \frac{G_{\nu k'}}{M_{k'}^2} \right) n_e \bar{\nu}_{\ell L} \gamma_0 \nu_{\ell L} \\ &\approx - \left\{ \left[\frac{T_W^4}{144t^2 g_x^2 V^2} (3g - 2tg_x)^2 + \frac{T_W^2}{8V^2} (1 - T_W^2) \right. \right. \\ &\quad + \left. \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2 \vartheta_2^2} \right) (1 - 2C_W^2) \right]_L \\ &\quad + \left. \left[\frac{T_W^4 (2tg_x - 3g)}{24tg_x V^2} - \frac{T_W^4}{4V^2} + \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2 \vartheta_2^2} \right) S_W^2 \right]_R \right\} n_e \bar{\nu}_{\ell L} \gamma_0 \nu_{\ell L}. \quad (4.28)\end{aligned}$$

Logo como os bósons intermediários neutros em (4.8) não distinguem entre os diferentes sabores de léptons, os neutrinos podem ser de um sabor diferente ao dos léptons carregados, assim esperamos que a interação via corrente neutra seja descrita pelo mesmo potencial efetivo para todos os sabores de neutrino. Portanto a interação via CN com um meio de elétrons estará descrita pelo potencial efetivo

$$V_{CN}^e = V_{CN}^\mu = V_{CN}^\tau = V_{CN}^\ell \quad (4.29)$$

$$= V_{CN}^{\ell L} + V_{CN}^{\ell R} \quad (4.30)$$

onde

$$V_{CN}^{\ell L} = \left[\frac{T_W^4}{144t^2g_x^2V^2} (3g - 2tg_x)^2 + \frac{T_W^2}{8V^2} (1 - T_W^2) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{V^2\vartheta_2^2} \right) (1 - 2C_W^2) \right] n_e \quad (4.31)$$

$$V_{CN}^{\ell R} = \left[\frac{T_W^4 (2tg_x - 3g)}{24tg_xV^2} - \frac{T_W^4}{4V^2} + \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2\vartheta_2^2} \right) S_W^2 \right] n_e \quad (4.32)$$

e o índice ℓ faz referência ao sabor dos neutrinos que interagem com o meio de elétrons. Notemos que o potencial através de CC surgiu da interação de neutrinos eletrônicos com elétrons de mão esquerda enquanto que o potencial efetivo através de CN surgiu da interação dos neutrinos com elétrons de mão esquerda e direita. Portanto podemos escrever o potencial efetivo que sentem os neutrinos como

$$V^\ell = V^{\ell L} + V^{\ell R} \quad (4.33)$$

onde

$$V^{\ell L} = \left[\left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2\vartheta_2^2} \right) \delta_{e\ell} + V_{CN}^{\ell L} \right] n_e \quad (4.34)$$

$$V^{\ell R} = V_{CN}^{\ell R} \quad (4.35)$$

Como mencionamos acima, a interação através de CN é igual para todos os sabores de neutrinos. Isto implica que a correção devida à interação por CN será uma fase global comum a todos os sabores de neutrinos e por tanto sem significado físico. Contudo para o MP obtém-se que (ver tabela 1.2)

$$\mathbb{V}_{CN}^\ell = -\sqrt{2}G_F \left(\frac{1}{2} - 2S_W^2 \right) n_e \quad (4.36)$$

onde podemos escrever $\mathbb{V}_{CN}^\ell = \mathbb{V}_{CN}^{\ell L} + \mathbb{V}_{CN}^{\ell R}$, assim da tabela 1.1 com $\sqrt{2}G_F \approx \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2\vartheta_2^2V^2} \right)$ obtemos que

$$\mathbb{V}_{CN}^{\ell L} \approx -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2\vartheta_2^2V^2} \right) (1 - 2S_W^2) n_e \quad (4.37)$$

$$\mathbb{V}_{CN}^{\ell R} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2\vartheta_2^2V^2} \right) S_W^2 n_e \quad (4.38)$$

lembramos também que

$$\mathbb{V}_{CC}^e = \sqrt{2}G_F n_e \approx \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2\vartheta_2^2 V^2} \right) n_e \quad (4.39)$$

assim comparando (4.31) e (4.32) com (4.37) e (4.38) respetivamente obtemos que

$$V^{\ell L} = \mathbb{V}^{\ell L} + \left[\frac{T_W^4}{144t^2 g_x^2 V^2} (3g - 2tg_x)^2 + \frac{T_W^2}{8V^2} (1 - T_W^2) \right] n_e \quad (4.40)$$

$$V^{\ell R} = \mathbb{V}_{CN}^{\ell R} + \left[\frac{T_W^4 (2tg_x - 3g)}{24tg_x V^2} - \frac{T_W^4}{4V^2} \right] n_e \quad (4.41)$$

logo em (2.2) podemos ver que os parâmetros ε estão multiplicados pelo termo $\sqrt{2}G_F n_f \approx \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2\vartheta_2^2 V^2} \right) n_f$, assim por (4.40) e (4.41) na aproximação $\left(\frac{\vartheta_i}{V} \right)^n \approx 0$ para $n > 2$ obtemos que $\varepsilon_{\ell\ell}^e = \varepsilon_{\ell\ell}^{eL} + \varepsilon_{\ell\ell}^{eR}$ onde

$$\varepsilon_{\ell\ell}^{eL} \approx \frac{(1 - 2S_W^2) \vartheta_2^2}{8V^2 C_W^4} \quad (4.42)$$

$$\varepsilon_{\ell\ell}^{eR} \approx -\frac{S_W^2 (1 + 2S_W^2) \vartheta_2^2}{4V^2 C_W^4} \quad (4.43)$$

notemos que as INP são **universais**, assim que em experimentos de oscilação não é possível determinar-los pois entram como uma fase global, mas em experimentos de seção de choque são importantes. Notemos também que no limite $V \rightarrow \infty$ obtemos novamente o MP. Assim podemos ver que as INP entrarão num nível secundário e assim não estragam a concordância dos resultados experimentais. Por (4.42) e (4.43) obtemos que $\varepsilon_{\ell\ell}^{eR} \approx -2S_W^2 \varepsilon_{\ell\ell}^{eL} - \frac{\vartheta_2^2}{V^2} T_W^4$.

4.2.2 Setor de quarks

Para os quarks da primeira família, a densidade Lagrangiana (3.46) dá conta das interações entre eles através dos bósons gauge $W_{3\mu}$, $W_{8\mu}$ e B_μ , logo por (3.36) e (3.37) obtemos as

seguintes interações para os quarks up

$$-\frac{g_x}{3}\bar{u}_L\gamma^\mu u_L B_\mu = \bar{u}_L\gamma^\mu u_L \left[\frac{g}{3}S_W A_\mu - \frac{g_x}{3} \left(\frac{1}{t}T_W^2 C_W + \beta_1 \right) Z_\mu^0 + \frac{g_x}{3} \left(\frac{1}{\sqrt{3}}T_W - \beta_2 \right) K_{\mathbb{R}\mu}^{\prime 0} \right] \quad (4.44)$$

$$\frac{g}{2}\bar{u}_L\gamma^\mu u_L W_3^\mu = \bar{u}_L\gamma^\mu u_L \left[\frac{g}{2}S_W A_\mu - \frac{g\vartheta_1}{2V}Z_\mu^{\prime 0} + \frac{g(C_W + \beta_3)}{2}Z_\mu^0 + \frac{g\beta_4}{2}K_{\mathbb{R}\mu}^{\prime 0} \right] \quad (4.45)$$

$$\begin{aligned} \frac{-g}{2\sqrt{3}}\bar{u}_L\gamma^\mu u_L W_8^\mu &= \bar{u}_L\gamma^\mu u_L \left[\frac{-g}{6}S_W A_\mu - \frac{g\vartheta_1}{2V}Z_\mu^{\prime 0} \right. \\ &\quad \left. + \frac{g}{2\sqrt{3}} \left(\frac{1}{\sqrt{3}}T_W S_W - \beta_5 \right) Z_\mu^0 + \frac{g}{2\sqrt{3}} \left(\frac{1}{t}T_W - \beta_6 \right) K_{\mathbb{R}\mu}^{\prime 0} \right] \end{aligned} \quad (4.46)$$

$$-\frac{2g_x}{3}\bar{u}_R\gamma^\mu u_R B_\mu = \bar{u}_R\gamma^\mu u_R \left[\frac{2g}{3}S_W A_\mu - \frac{2g_x}{3} \left(\frac{1}{t}T_W^2 C_W + \beta_1 \right) Z_\mu^0 \right] \quad (4.47)$$

$$+ \frac{2g_x}{3} \left(\frac{1}{t}T_W - \beta_6 \right) K_{\mathbb{R}\mu}^{\prime 0} \quad (4.48)$$

⁹assim os acoplamentos quark-quark-bóson para a primeira família (veja figura 4.1b com $f = u$) estarão dados por:

$$\bar{u}_L\gamma^\mu u_L A_\mu \propto \frac{2}{3}gS_W \quad (4.49)$$

$$\bar{u}_R\gamma^\mu u_R A_\mu \propto \frac{2}{3}gS_W \quad (4.50)$$

$$\bar{u}_L\gamma^\mu u_L Z_\mu^{\prime 0} \propto -\frac{g\vartheta_1}{V} \equiv g_{z'L}^u \quad (4.51)$$

$$\bar{u}_R\gamma^\mu u_R Z_\mu^{\prime 0} \propto 0 \equiv g_{z'R}^u \quad (4.52)$$

$$\bar{u}_L\gamma^\mu u_L Z_\mu^0 \propto \frac{1}{6}g(3 - T_W^2)C_W + \zeta_1 \equiv g_{zL}^u \quad (4.53)$$

$$\bar{u}_R\gamma^\mu u_R Z_\mu^0 \propto -\frac{2}{3}gT_W^2 C_W + \zeta_3 \equiv g_{zR}^u \quad (4.54)$$

$$\bar{u}_L\gamma^\mu u_L K_{\mathbb{R}\mu}^{\prime 0} \propto \frac{1}{6\sqrt{3}t}(3g + 2tg_x)T_W \equiv g_{k'L}^u \quad (4.55)$$

$$\bar{u}_R\gamma^\mu u_R K_{\mathbb{R}\mu}^{\prime 0} \propto \frac{2}{3\sqrt{3}}g_x T_W + \zeta_4 \equiv g_{k'R}^u \quad (4.56)$$

⁹Notemos novamente que temos escrito os campos dos quarks na base de sabor, enquanto que os campos de bósons na base de massas. Aqui novamente estamos supondo por simplicidade nos cálculos que existe alguma aproximação onde os autoestados de sabor para os quarks são iguais aos autoestados de massa, ou que os novos quarks na base de sabor podem se escrever como combinações lineares de autoestados de massa diferentes a os autoestados de massa dos quarks conhecidos no MP.

onde

$$\begin{aligned}
\zeta_1 &= \frac{g_x (-12C_W^4 \vartheta_1^2 + (1 + 2C_W^2) \vartheta_2^2)}{24tV^2 C_W^5} \\
\zeta_2 &= \frac{12gt^3 C_W^4 (1 - 4C_W^2) \vartheta_1^2 + (gt^3 (1 - 2C_W^2 - 8C_W^4) + 6g_x S_W^4) \vartheta_2^2}{24\sqrt{3}t^2 V^2 C_W^5 S_W} \\
\zeta_3 &= \frac{g S_W^2 \vartheta_2^2}{6 C_W^5 V^2} \\
\zeta_4 &= \frac{g_x S_W^3 \vartheta_2^2}{2\sqrt{3}t^2 V^2 C_W^5}
\end{aligned} \tag{4.57}$$

Notemos que em (4.49), (4.50) reflete-se o fato de que os quarks interagem eletricamente através de fótons e sua constante de acoplamento é $Q_f \sin \theta_W$ como no MP. Assim sob a hipótese de aleatoriedade na distribuição de matéria é fácil ver que a lagrangiana efetiva a baixas energias para a interação dos neutrinos com os quarks up através de correntes neutras pode ser calculada a partir do diagrama de Feynman na figura 4.1b e estará dada por (4.28) com $f = u$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{quark,u}^{CN} &\approx -\frac{1}{2} \sum_{P=L,R} \left(g_{z'P}^u \frac{G_{\nu z'}}{M_{z'}^2} + g_{zP}^u \frac{G_{\nu z}}{M_z^2} + g_{k'P}^u \frac{G_{\nu k'}}{M_{k'}^2} \right) n_u \bar{\nu}_{\ell L} \gamma_0 \nu_{\ell L} \\
&\approx -\left\{ \left[\frac{1}{24V^2} (3 + T_W^4) + \frac{T_W^4}{144t^4 V^2} (9 - 4t^4) \right. \right. \\
&\quad + \left. \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2 \vartheta_2^2} \right) \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} S_W^2 \right) - \frac{\vartheta_1^2}{4V^2 \vartheta_2^2} \right]_L \\
&\quad + \left. \left[\frac{T_W^4}{6V^2} + \frac{T_W^4 (3g - 2tg_x)}{36tg_x V^2} - \frac{2}{3} \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2 \vartheta_2^2} \right) S_W^2 \right]_R \right\} n_u \bar{\nu}_{\ell L} \gamma_0 \nu_{\ell L} \tag{4.58}
\end{aligned}$$

onde n_u é densidade média de quarks up no meio.

Pela tabela (1.1) podemos ver facilmente que no MP temos que os potenciais efetivos através de correntes neutras para neutrinos num meio de quarks up na aproximação $\sqrt{2}G_F \approx \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2 \vartheta_2^2} \right)$ estarão dados por:

$$\mathbb{V}_{CN}^u = \mathbb{V}_{CN}^{uL} + \mathbb{V}_{CN}^{uR} = \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2 \vartheta_2^2} \right) \left(\frac{1}{2} - \frac{4}{3} S_W^2 \right) n_u \tag{4.59}$$

onde

$$\mathbb{V}_{CN}^{uL} = \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2\vartheta_2^2} \right) \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}S_W^2 \right) n_u \quad (4.60)$$

$$\mathbb{V}_{CN}^{uR} = -\frac{2}{3} \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2\vartheta_2^2} \right) S_W^2 n_u. \quad (4.61)$$

Logo por (4.58) e (4.60), (4.61) obtemos que

$$V_{CN}^{uL} \approx \mathbb{V}_{CN}^{uL} + \left[\frac{1}{24V^2} (3 + T_W^4) + \frac{T_W^4}{144t^4V^2} (9 - 4t^4) - \frac{\vartheta_1^2}{4V^2\vartheta_2^2} \right] n_u \quad (4.62)$$

$$V_{CN}^{uR} \approx \mathbb{V}_{CN}^{uR} + \left[\frac{T_W^4}{6V^2} + \frac{T_W^4 (3g - 2tg_x)}{36tg_x V^2} \right] n_u. \quad (4.63)$$

Assim podemos dizer que $\varepsilon_{\ell\ell}^u = \varepsilon_{\ell\ell}^{uL} + \varepsilon_{\ell\ell}^{uR}$ onde

$$\varepsilon_{\ell\ell}^{uL} \approx -\frac{\vartheta_1^2}{2V^2} + \frac{\vartheta_2^2}{24V^2 C_W^4} (9 - 8S_W^2) \quad (4.64)$$

$$\varepsilon_{\ell\ell}^{uR} \approx \frac{\vartheta_2^2}{6V^2} \frac{S_W^2}{C_W^4} \quad (4.65)$$

novamente observamos que as INP **são universais** como para o caso do meio de elétrons. Notemos também que $\varepsilon_{\ell\ell}^{uL} = -\frac{\vartheta_1^2}{2V^2} + \frac{3\vartheta_2^2}{8V^2 C_W^4} - 2\varepsilon_{\ell\ell}^{uR}$ e que no limite $V \rightarrow \infty$ obtemos novamente o MP.

Para os quarks *down* por (3.46) e (3.36) obtemos que

$$\begin{aligned}
-\frac{g_x}{3}\overline{d_L}\gamma^\mu d_L B_\mu &= \overline{d_L}\gamma^\mu d_L \left[\frac{g}{3}S_W A_\mu - \frac{g_x}{3} \left(\frac{1}{t}T_W^2 C_W + \beta_1 \right) Z_\mu^0 \right. \\
&\quad \left. + \frac{g_x}{3} \left(\frac{1}{\sqrt{3}}T_W - \beta_2 \right) K_{\mathbb{R}\mu}^{'0} \right] \quad (4.66)
\end{aligned}$$

$$-\frac{g}{2}\overline{d_L}\gamma^\mu d_L W_3^\mu = \overline{d_L}\gamma^\mu d_L \left[-\frac{gS_W}{2}A_\mu + \frac{g\vartheta_1}{2V}Z_\mu^{'0} - \frac{g(C_W + \beta_3)}{2}Z_\mu^0 - \frac{g\beta_4}{2}K_{\mathbb{R}\mu}^{'0} \right] \quad (4.67)$$

$$\begin{aligned}
\frac{-g}{2\sqrt{3}}\overline{d_L}\gamma^\mu d_L W_8^\mu &= \overline{d_L}\gamma^\mu d_L \left[\frac{-gS_W}{6}A_\mu + \frac{g}{2\sqrt{3}} \left(\frac{1}{\sqrt{3}}T_W S_W - \beta_5 \right) Z_\mu^0 \right. \\
&\quad \left. + -\frac{g\vartheta_1}{2V}Z_\mu^{'0} + \frac{g}{2\sqrt{3}} \left(\frac{1}{t}T_W - \beta_6 \right) K_{\mathbb{R}\mu}^{'0} \right] \quad (4.68)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{g_x}{3}\overline{d_R}\gamma^\mu d_R B_\mu &= \overline{d_L}\gamma^\mu d_L \left[-\frac{gS_W}{3}A_\mu + \frac{g_x}{3} \left(\frac{1}{t}T_W^2 C_W + \beta_1 \right) Z_\mu^0 \right. \\
&\quad \left. + \frac{g_x}{3} \left(-\frac{1}{\sqrt{3}}T_W + \beta_2 \right) \right] K_{\mathbb{R}\mu}^{'0}. \quad (4.69)
\end{aligned}$$

Assim os acoplamentos quark-quark-bóson para a primeira família (veja figura 4.1b para $f = d$) estarão dados por:

$$\overline{d_L}\gamma^\mu d_L A_\mu \propto -\frac{1}{3}gS_W \quad (4.70)$$

$$\overline{d_R}\gamma^\mu d_R A_\mu \propto -\frac{1}{3}gS_W \quad (4.71)$$

$$\overline{d_L}\gamma^\mu d_L Z_\mu^{'0} \propto 0 \equiv g_{z'L}^d \quad (4.72)$$

$$\overline{d_R}\gamma^\mu d_R Z_\mu^{'0} \propto 0 \equiv g_{z'R}^d \quad (4.73)$$

$$\overline{d_L}\gamma^\mu d_L Z_\mu^0 \propto -\frac{1}{6}g(3 + T_W^2)C_W + \zeta_5 \equiv g_{zL}^d \quad (4.74)$$

$$\overline{d_R}\gamma^\mu d_R Z_\mu^0 \propto \frac{g}{3}T_W^2 C_W + \zeta_7 \equiv g_{zR}^d \quad (4.75)$$

$$\overline{d_L}\gamma^\mu d_L K_{\mathbb{R}\mu}^{'0} \propto \frac{1}{6\sqrt{3}t}(3g + 2tg_x)T_W + \zeta_6 \equiv g_{k'L}^d \quad (4.76)$$

$$\overline{u_R}\gamma^\mu u_R K_{\mathbb{R}\mu}^{'0} \propto -\frac{1}{3\sqrt{3}}g_x T_W + \zeta_8 \equiv g_{k'R}^d \quad (4.77)$$

onde

$$\begin{aligned}
\zeta_5 &= \frac{g\vartheta_2^2}{24V^2C_W^5} (3 - 2S_W^2) \\
\zeta_6 &= \frac{(-1 + 3C_W^2 + 6C_W^4 - 8C_W^6)}{24\sqrt{3}V^2C_W^5S_W^3} \\
\zeta_7 &= -\frac{gS_W^2\vartheta_2^2}{12V^2C_W^5} \\
\zeta_8 &= -\frac{g_xS_W^3\vartheta_2^2}{4\sqrt{3}t^2V^2C_W^5}.
\end{aligned} \tag{4.78}$$

assim por (4.28) para $f = d$ obtemos que a lagrangiana efetiva através de CN fica

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{quark,d}^{CN} &\approx -\left(g_{z'V}^d \frac{G_{\nu z'}}{M_{z'}^2} + g_{zV}^d \frac{G_{\nu z}}{M_z^2} + g_{k'V}^d \frac{G_{\nu k'}}{M_{k'}^2}\right) n_d \bar{\nu}_{\ell L} \gamma_0 \nu_{\ell L} \\
&\approx -\left\{ \left[\frac{(3S_W^2 - 2S_W^4)}{24V^2C_W^4} + \frac{(9 - 4t^4)}{144t^4V^2} T_W^4 \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2\vartheta_2^2} \right) \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3}S_W^2 \right) \right]_L \right. \\
&\quad \left. + \left[-\frac{S_W^2}{24V^2C_W^4} + \frac{1}{3} \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2\vartheta_2^2} \right) S_W^2 \right]_R \right\} n_d \bar{\nu}_{\ell L} \gamma_0 \nu_{\ell L}
\end{aligned} \tag{4.79}$$

$$+ \left[-\frac{S_W^2}{24V^2C_W^4} + \frac{1}{3} \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2\vartheta_2^2} \right) S_W^2 \right]_R \Big\} n_d \bar{\nu}_{\ell L} \gamma_0 \nu_{\ell L} \tag{4.80}$$

e portanto o potencial efetivo que sentem os neutrinos ao atravessar um meio composto por uma densidade de quarks *down* n_d é

$$V_{CN}^d = V_{CN}^{dL} + V_{CN}^{dR}$$

onde

$$V_{CN}^{dL} \approx \left[\frac{(3S_W^2 - 2S_W^4)}{24V^2C_W^4} + \frac{(9 - 4t^4)}{144t^4V^2} T_W^4 + \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2\vartheta_2^2} \right) \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3}S_W^2 \right) \right] n_d \tag{4.81}$$

$$V_{CN}^{dR} \approx \left[-\frac{S_W^2}{24V^2C_W^4} + \frac{1}{3} \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2\vartheta_2^2} \right) S_W^2 \right] n_d. \tag{4.82}$$

Logo pela tabela 1.1 podemos ver facilmente que no MP temos que os potenciais efetivos através de CN para neutrinos num meio de quarks *down* na aproximação $\sqrt{2}G_F \approx \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2\vartheta_2^2} \right)$

estará dado por:

$$\begin{aligned}\mathbb{V}_{CN}^d &= \mathbb{V}_{CN}^{dL} + \mathbb{V}_{CN}^{dR} \approx - \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2\vartheta_2^2} \right) \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}S_W^2 \right) n_d \\ \mathbb{V}_{CN}^{dL} &= \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2\vartheta_2^2} \right) \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3}S_W^2 \right) n_d\end{aligned}\quad (4.83)$$

$$\mathbb{V}_{CN}^{dR} = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{2\vartheta_2^2} - \frac{\vartheta_1^2}{2V^2\vartheta_2^2} \right) S_W^2 n_d \quad (4.84)$$

Assim de (4.81), (4.82), (4.83) e (4.84) obtemos que

$$V_{CN}^{dL} \approx \mathbb{V}_{CN}^{dL} + \left[\frac{(3S_W^2 - 2S_W^4)}{24V^2C_W^4} + \frac{(9 - 4t^4)}{144t^4V^2} T_W^4 \right] n_d \quad (4.85)$$

$$V_{CN}^{dR} \approx \mathbb{V}_{CN}^{dR} - \frac{S_W^2}{24V^2C_W^4} n_d \quad (4.86)$$

e desprezando termos da ordem $\left(\frac{\vartheta_i}{V}\right)^n$, para $n > 2$ obtemos que $\varepsilon_{\ell\ell}^d = \varepsilon_{\ell\ell}^{dL} + \varepsilon_{\ell\ell}^{dR}$ onde

$$\varepsilon_{\ell\ell}^{dL} \approx \frac{\vartheta_2^2}{24V^2C_W^4} (3 - 2S_W^2) \quad (4.87)$$

$$\varepsilon_{\ell\ell}^{dR} \approx -\frac{S_W^2\vartheta_2^2}{12V^2C_W^4}. \quad (4.88)$$

Portanto obtemos que $\varepsilon_{\ell\ell}^{dL} \approx \frac{\vartheta_2^2}{8V^2C_W^4} + \varepsilon_{\ell\ell}^{dR}$. Notemos novamente que no limite $V \rightarrow \infty$ obtemos o MP.

4.3 Resultados

Na secção anterior nós vimos que todos os parâmetros que achamos no contexto do 331 são diagonais e universais, isto quer dizer que em experimentos de oscilação não vamos poder medi-los já que eles entrarão como uma fase global nas probabilidades de transição. Mas em experimentos de seção de choque vamos poder determinar-los, pois estas novas interações vão afetar os parâmetros g_i^α como se mostra em (2.32) e portanto as seções de choque a medir. Assim, vamos comparar nossos resultados com aqueles que se obtém através de seção de choque. Para esse fim nós tomamos $\sin^2 \theta_W = 0.23149(13)^{10}$, valor adotado pelo *Particle Data Group* de onde obtemos que:

¹⁰Tomado de PDG July 2008, <http://pdg.lbl.gov>

Modelo 331	Exp. 90%C.L. [17].
$\varepsilon_{\ell\ell}^{eL} \approx \frac{(1-2S_W^2)\vartheta_2^2}{8V^2C_W^4}$ $0.114 \left(\frac{\vartheta_2^2}{V^2} \right)$	$-0.07 < \varepsilon_{ee}^{eL} < 0.11$ $-0.025 < \varepsilon_{\mu\mu}^{eL} < 0.03$ $-0.6 < \varepsilon_{\tau\tau}^{eL} < 0.4$
$\varepsilon_{\ell\ell}^{eR} \approx -2S_W^2\varepsilon_{\ell\ell}^{eL} - \frac{\vartheta_2^2}{V^2}T_W^4$ $-0.143 \left(\frac{\vartheta_2^2}{V^2} \right)$	$-1 < \varepsilon_{ee}^{eR} < 0.5$ $-0.027 < \varepsilon_{\mu\mu}^{eR} < 0.03$ $-0.4 < \varepsilon_{\tau\tau}^{eR} < 0.6$
$\varepsilon_{\ell\ell}^{uL} \approx -\frac{\vartheta_1^2}{2V^2} + \frac{\vartheta_2^2}{24V^2C_W^4}(9-8S_W^2)$ $0.50 \left(\frac{\vartheta_2^2-\vartheta_1^2}{V^2} \right)$	$-1 < \varepsilon_{ee}^{uL} < 0.3$ $ \varepsilon_{\mu\mu}^{uL} < 0.003$ $ \varepsilon_{\tau\tau}^{uL} < 1.4$
$\varepsilon_{\ell\ell}^{uR} \approx \frac{\vartheta_2^2}{6V^2} \frac{S_W^2}{C_W^4}$ $0.065 \left(\frac{\vartheta_2^2}{V^2} \right)$	$-0.4 < \varepsilon_{ee}^{uR} < 0.7$ $-0.008 < \varepsilon_{\mu\mu}^{uR} < 0.003$ $ \varepsilon_{\tau\tau}^{uR} < 3$
$\varepsilon_{\ell\ell}^{dL} \approx \frac{\vartheta_2^2}{24V^2C_W^4}(3-2S_W^2)$ $0.179 \left(\frac{\vartheta_2^2}{V^2} \right)$	$-0.3 < \varepsilon_{ee}^{dL} < 0.3$ $ \varepsilon_{\mu\mu}^{dL} < 0.003$ $ \varepsilon_{\tau\tau}^{dL} < 1.1$
$\varepsilon_{\ell\ell}^{dR} \approx -\frac{S_W^2\vartheta_2^2}{12V^2C_W^4}$ $-0.033 \left(\frac{\vartheta_2^2}{V^2} \right)$	$-0.6 < \varepsilon_{ee}^{dR} < 0.5$ $-0.008 < \varepsilon_{\mu\mu}^{dR} < 0.015$ $ \varepsilon_{\tau\tau}^{dR} < 6$

Tabela 4.1: Valores para os parâmetros de INP no modelo 331

Na tabela 4.1 podemos ver que para que os valores de $\varepsilon_{\ell\ell}^{eP}$ estejam dentro da regiões permitidas $V^2 > 5.3\vartheta_2^2$. Para que os parâmetros $\varepsilon_{\ell\ell}^{uP}$ estejam dentro das regiões permitidas $V^2 > 21.7\vartheta_2^2$ enquanto que para que os parâmetros $\varepsilon_{\ell\ell}^{dP}$ estejam dentro das regiões permitidas ($|\varepsilon_{\mu\mu}^{dL}| < 0.003$) $V^2 > 60\vartheta_2^2$ de onde vemos que no caso que ϑ_2 atingia o valor máximo de 174.105GeV nos temos que a nova escala de energia V tem que ser $V \gtrsim 1.3\text{TeV}$. Notemos também que por $|\varepsilon_{\mu\mu}^{uL}| < 0.003$ obtemos que $|\vartheta_2^2 - \vartheta_1^2| < 0.006V^2$, assim para $V \sim 1.3\text{TeV}$ e $\vartheta_2 = 174 \text{ GeV}$ obtemos que $142\text{GeV} < \vartheta_1 < 201\text{GeV}$ de onde vemos que não é possível obter uma hierarquia para os VEV ϑ_1, ϑ_2 .

Baseados nestos resultados obtemos os seguintes limites inferiores para as massas dos novos bósons Gauge

$$M_{K_I} = M_{Z'} > 610 \text{ GeV}$$

$$M_{K'} > 613 \text{ GeV}$$

$$M_{K_R} > 740 \text{ GeV}$$

Capítulo 5

Conclusões

Nossa intenção neste trabalho foi encaminhar alguns problemas que ainda não forem esclarecidos na física de neutrinos do MP na direção de física nova. Apresentamos um procedimento que pode ser realizado para mostrar que modelos com simetria Gauge estendidas $SU(3)_C \times SU(3)_L \times U(1)_X$ podem perceber as interações não-padrão de neutrinos como uma teoria subjacente de altas energias que contempla e respeita o grupo de simetria Gauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ do MP sem estragar a concordância dos resultados experimentais obtidos até hoje recuperando a fenomenologia bem estabelecida a baixas energias. Também mostramos como supondo uma hierarquia de massas para os VEV dos tripletos de Higgs poderíamos “explicar” qualitativamente o problema da hierarquia de massas no MP. Finalmente obtivemos limites para os VEV dos tripletos de baseados nos limites atuais para INP de neutrinos em experimentos de seção de choque.

Para simplicidade nos cálculos consideramos somente o modelo 331 com setor escalar mínimo e sem cargas exóticas. A seguir relatamos de forma sucinta os resultados mais relevantes no estudo que fizemos

- O modelo 331 não apresenta mudanças de sabor a nível árvore, o qual era de se esperar, pois para o desenvolvimento deste trabalho sempre consideramos que a densidade Lagrangiana não violava número leptônico nem número de sabor.
- Com o objetivo de tentar explicar em forma qualitativa a “hierarquia” de massas no MP no sentido de que as massas das componente de cima dos dubletos é mais leve que a componente de baixo nos léptons e quarks da primeira família enquanto que na segunda e terceira família acontece o contrario

– Tomamos que os léptons e quarks da primeira família transformassem como antitri-

pletos sob $SU(3)_L$ enquanto que as outras duas famílias de quarks transformassem como tripletos sob $SU(3)_L$ onde vimos que temos que introduzir novos férmions com cargas não exóticas: 3 novos léptons neutros pesados e 3 novos quarks pesados, dois deles com carga $-1/3$ e outro com carga $2/3$, não adicionando mais carga no MP.

– Acreditamos na hierarquia de VEV para os tripletos de Higgs onde $\vartheta_1 \sim \vartheta_2 \ll V$.

- Sob a suposição que $\vartheta_1, \vartheta_2 \ll V$ obtivemos um limite superior para o VEV ϑ_2 através de processos de espalhamento elástico coerente para baixas energias ($q^2 \ll M_{W,K}^2$ onde q é a diferença de momentos das partículas que interagem através dos bósons W'^{\pm} e K'^{\pm}) onde $\vartheta_2 \lesssim 174.105$ para $G_F = 1.16637 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$.
- Calculamos as interações dos neutrinos com a matéria no modelo 331 através de processos de espalhamento elástico coerente a baixas energias via CC e CN até ordem $\mathcal{O}\left(\frac{\vartheta_i^2}{V^2}\right)$ e conseguimos associar uma parte delas com o MP e aquelas interações além do MP com os parâmetros ε do formalismo das INP. Encontramos que no limite $V > 1.3\text{TeV}$ e $142\text{GeV} < \vartheta_1 < 201\text{GeV}$ caímos nos limites impostos pelo MP para os neutrinos.
- No modelo 331 estudado somente apresento INP diagonais universais em processos de espalhamento elástico coerente o qual faz que não possamos determiná-los em experimentos de oscilação de neutrinos e somente estejamos limitados a experimentos que envolvem seção de choque.
- Os valores para os parâmetros ε são da ordem $\varepsilon \propto \frac{M_{W,Z}^2}{M_X^2} \lesssim \mathcal{O}(10^{-3})$ onde X faz referência a os novos bósons associados com a nova escala da física, o qual tem muito sentido físico, pois vemos que se os novos bóson na teoria são muito massivos as interações através deles serão de mais curto alcance e portanto desprezíveis para baixas energias.
- Fornecemos os limites inferiores para as massas dos novos bósons da teoria de onde espera-se que para $\vartheta_2 \sim 174\text{GeV}$, $M_{K_I}, M_{Z'}, M_{K'} > 610\text{GeV}$, e $M_{K_R} > 740\text{GeV}$.

Finalmente acreditamos que esta classe de modelos são uma interessante possibilidade teórica para procurar física nova além do MP. Além disso existe a possibilidade de ser ampliada ainda mais a nova física se supomos que a densidade Lagrangiana pode apresentar violação de número de sabor, e portanto encontrar INP para os neutrinos que mudam o sabor e os quais poderiam ser testados em experimentos de oscilação.

Appendix A

Apêndice

A.1 Massas dos bósons

No modelo 3-3-1, a parte na Lagrangiana contendo as derivadas covariantes para os campos escalares, $\mathcal{L} = \sum_{\Phi_i} (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi)$, fornece os bilineares nos campos de gauge gerando os termos de massa através de $|\mathcal{D}_\mu \Phi|^2$, assim para o tripleto de Higgs $\Phi_1^T = (\phi_1^-, \phi_1'^0, \phi_1^0)$ com VEV $\langle \Phi_1 \rangle_0 = (0, \vartheta_1, V)^T$ e $\partial'_\mu = -(\sqrt{2}i/g)\partial_\mu$ obtemos que

$$\begin{aligned}
 |\mathcal{D}_\mu \Phi_1|^2 &= \frac{g^2}{2} \left\| \begin{pmatrix} \partial'_\mu + Y_{1\mu}^0 & W_\mu^+ & K_\mu^+ \\ W_\mu^- & \partial'_\mu + Y_{2\mu}^0 & K_\mu^0 \\ K_\mu^- & \bar{K}_\mu^0 & \partial'_\mu + Y_{3\mu}^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \vartheta_1 \\ V \end{pmatrix} \right\|^2 \\
 &= \frac{g^2}{2} [\vartheta_1^2 W_\mu^- W_\mu^+ + V \vartheta_1 W_\mu^- K_\mu^+ + V \vartheta_1 K_\mu^- W_\mu^+ + V^2 K_\mu^- K_\mu^+] \\
 &\quad + \frac{g^2}{2} [\vartheta_1^2 Y_{2\mu}^0 Y_{2\mu}^0 + V \vartheta_1 Y_{2\mu}^0 K_\mu^0 + V \vartheta_1 \bar{K}_\mu^0 Y_{2\mu}^0 + V^2 \bar{K}_\mu^0 K_\mu^0] \\
 &\quad + \frac{g^2}{2} [\vartheta_1^2 K_\mu^0 \bar{K}_\mu^0 + V \vartheta_1 K_\mu^0 Y_{3\mu}^0 + V \vartheta_1 Y_{3\mu}^0 \bar{K}_\mu^0 + V^2 Y_{3\mu}^0 Y_{3\mu}^0] \quad (A.1)
 \end{aligned}$$

enquanto que para o outro tripleto de Higgs temos que $\Phi_2 = (\phi_2^0, \phi_2^+, \phi_2'^+)^T$ com VEV $\langle \Phi_2 \rangle_0 = (\vartheta_2, 0, 0)^T$ e assim obtemos que

$$\begin{aligned}
|\mathcal{D}_\mu \Phi_2|^2 &= \frac{g^2}{2} \left\| \begin{pmatrix} \partial'_\mu + Y_{1\mu}^0 & W_\mu^+ & K_\mu^+ \\ W_\mu^- & \partial'_\mu + Y_{2\mu}^0 & K_\mu^0 \\ K_\mu^- & \bar{K}_\mu^0 & \partial'_\mu + Y_{3\mu}^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vartheta_2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right\|^2 \\
&= \frac{g^2}{2} \vartheta_2^2 [Y_1^{0\mu} Y_{1\mu}^0 + W^{\mu+} W_\mu^- + K^{\mu+} K_\mu^-] \quad (\text{A.2})
\end{aligned}$$

onde $Y_{1\mu}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} W_{3\mu} + \frac{1}{\sqrt{6}} W_{8\mu} + \sqrt{2} t X_{\Phi_i} B_\mu$, $Y_{2\mu}^0 = -\frac{1}{\sqrt{2}} W_{3\mu} + \frac{1}{\sqrt{6}} W_{8\mu} + \sqrt{2} t X_{\Phi_i} B_\mu \mathbf{e}$ $Y_{3\mu}^0 = -\frac{2}{\sqrt{6}} W_{8\mu} + \sqrt{2} t X_{\Phi_i} B_\mu$ ¹.

A.1.1 Espectro no setor carregado

Assim o espectro no setor gauge carregado na base (K_μ^\pm, W_μ^\pm) esta dado pelas equações (A.2) e (A.1), de onde obtemos que

$$M_\pm^2 = \frac{g^2}{2} \begin{pmatrix} (V^2 + \vartheta_2^2) & V\vartheta_1 \\ V\vartheta_1 & (\vartheta_2^2 + \vartheta_1^2) \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

assim nós obtemos que as massas para os campos fisicos carregados obtemos que²

$$\begin{aligned}
M_{W'}^2 &= \frac{1}{2} g^2 \vartheta_2^2 \\
M_{K'}^2 &= \frac{1}{2} g^2 (\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2 + V^2) \quad (\text{A.4})
\end{aligned}$$

e os autoestados fisicos são

$$\begin{aligned}
W_\mu'^\pm &= \frac{1}{\sqrt{\vartheta_1^2 + V^2}} (-\vartheta_1 K_\mu^\pm + V W_\mu^\pm) \\
K_\mu'^\pm &= \frac{1}{\sqrt{\vartheta_1^2 + V^2}} (V K_\mu^\pm + \vartheta_1 W_\mu^\pm) \quad (\text{A.5})
\end{aligned}$$

¹Lembremos que para Φ_1 , $X_{\Phi_1} = -1/3$ enquanto que para Φ_2 , $X_{\Phi_2} = 2/3$, assim podemos associaremos $X_{\Phi_1} \rightarrow Y_{i\mu}^0$ e $X_{\Phi_2} \rightarrow Y_{i\mu}'^0$

²Por teoria de campos sabemos que a densidade Lagrangiana associada ao termo de massa é da forma

$$\mathcal{L}_{mass} = \frac{1}{2} m_\varphi^2 \varphi_\mu \varphi^\mu$$

logo lembrando que a matriz de massas (A.3) surge por exemplo de termos como $K_\mu^\pm K^\mp{}^\mu$, e dado que $K_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_{4\mu} \mp i W_{5\mu})$ obtemos que o fator $\frac{1}{2}$ está incluso nos campos Gauge K_μ^\pm , W_μ^\pm . Desta forma os autovalores de (A.3) são a massa dos campos fisicos.

e portanto os bósons Gauge carregados em termos dos bósons físicos são dados por

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{\vartheta_1^2 + V^2}} \left(\vartheta_1 K_\mu'^\pm + V W_\mu'^\pm \right) \\ K_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{\vartheta_1^2 + V^2}} \left(V K_\mu'^\pm - \vartheta_1 W_\mu'^\pm \right) \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

A.1.2 Espectro no setor Neutro

Para obter o espectro no setor gauge neutro nós primeiro vamos supor que $K_\mu^0 = (K_{\mu R}^0 + iK_{\mu I}^0)/\sqrt{2}$, e por (A.1) e (A.2) obtemos que

$$\begin{aligned} & \frac{g^2}{2} [\vartheta_1^2 Y_{2\mu}^0 Y_{2\mu}^0 + V \vartheta_1 Y_{2\mu}^0 K_\mu^0 + V \vartheta_1 \bar{K}_\mu^0 Y_{2\mu}^0 + V^2 \bar{K}_\mu^0 K_\mu^0] + \\ & \frac{g^2}{2} [\vartheta_1^2 K_\mu^0 \bar{K}_\mu^0 + V \vartheta_1 K_\mu^0 Y_{3\mu}^0 + V \vartheta_1 Y_{3\mu}^0 \bar{K}_\mu^0 + V^2 Y_{3\mu}^0 Y_{3\mu}^0] + \frac{g^2}{2} \vartheta_2^2 Y_{1\mu}'^0 Y_{1\mu}'^0 \\ = & \frac{g_X^2}{9} (V^2 + \vartheta_1^2 + 4\vartheta_2^2) B_\mu B_\mu + \frac{g^2}{4} (\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2) W_{3\mu} W_{3\mu} \\ & + \frac{g^2}{12} (\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2 + 4V^2) W_{8\mu} W_{8\mu} + \frac{g^2}{4\sqrt{3}} (\vartheta_2^2 - \vartheta_1^2) W_{8\mu} W_{3\mu} \\ & + \frac{gg_X}{6} (\vartheta_1^2 + 2\vartheta_2^2) B_\mu W_{3\mu} + \frac{gg_X}{3\sqrt{3}} \left(\vartheta_2^2 + V^2 - \frac{1}{2}\vartheta_1^2 \right) B_\mu W_{8\mu} \\ & + \frac{gg_X}{6} (\vartheta_1^2 + 2\vartheta_2^2) W_{3\mu} B_\mu + \frac{g^2}{4\sqrt{3}} (\vartheta_2^2 - \vartheta_1^2) W_{3\mu} W_{8\mu} \\ & + \frac{gg_X}{3\sqrt{3}} \left(\vartheta_2^2 + V^2 - \frac{1}{2}\vartheta_1^2 \right) W_{8\mu} B_\mu - \frac{g^2}{4\sqrt{3}} V \vartheta_1 W_{8\mu} K_{\mu R}^0 \\ & - \frac{gg_X}{3} V \vartheta_1 B_\mu K_{\mu R}^0 - \frac{gg_X}{3} V \vartheta_1 K_{\mu R}^0 B_\mu + \frac{g^2}{4} V^2 (V^2 + \vartheta_1^2) K_{\mu R}^0 K_{\mu R}^0 \\ & - \frac{g^2}{4\sqrt{3}} V \vartheta_1 K_{\mu R}^0 W_{8\mu} - \frac{g^2}{4} V \vartheta_1 W_{3\mu} K_{\mu R}^0 - \frac{g^2}{4} V \vartheta_1 K_{\mu R}^0 W_{3\mu} \\ & + \frac{g^2}{4} (V^2 + \vartheta_1^2) K_{\mu I}^0 K_{\mu I}^0 \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

de (A.7) vemos que a massa para o campo $K_{\mu I}^0$ é $M_{K_I^0}^2 = g^2 (V^2 + \vartheta_1^2) / 2$, e que na base $\{B_\mu, W_{3\mu}, W_{8\mu}, K_{\mu R}^0\}$ podemos escrever (A.7) como:

$$M_0^2 = \begin{pmatrix} \frac{g_x^2}{9} (V^2 + \vartheta_1^2 + 4\vartheta_2^2) & \frac{gg_x}{6} (\vartheta_1^2 + 2\vartheta_2^2) & \frac{gg_x}{3\sqrt{3}} (\vartheta_2^2 + V^2 - \frac{1}{2}\vartheta_1^2) & -\frac{gg_x}{3} V\vartheta_1 \\ \frac{gg_x}{6} (\vartheta_1^2 + 2\vartheta_2^2) & \frac{g^2}{4} (\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2) & \frac{g^2}{4\sqrt{3}} (\vartheta_2^2 - \vartheta_1^2) & -\frac{g^2}{4} V\vartheta_1 \\ \frac{gg_x}{3\sqrt{3}} (\vartheta_2^2 + V^2 - \frac{1}{2}\vartheta_1^2) & \frac{g^2}{4\sqrt{3}} (\vartheta_2^2 - \vartheta_1^2) & \frac{g^2}{12} (\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2 + 4V^2) & -\frac{g^2}{4\sqrt{3}} V\vartheta_1 \\ -\frac{gg_x}{3} V\vartheta_1 & -\frac{g^2}{4} V\vartheta_1 & -\frac{g^2}{4\sqrt{3}} V\vartheta_1 & \frac{g^2}{4} V^2 (V^2 + \vartheta_1^2) \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

assim calculando os autovalores de (A.8) na aproximação $V \gg \vartheta_1, \vartheta_2$ com $(\frac{\vartheta_i}{V})^n \approx 0$ para $n > 2$ obtemos que as massas dos autoestados físicos neutros são³:

$$\begin{aligned} M_{foton}^2 &= 0 \\ M_{Z'}^2 &= \frac{1}{2} g^2 (V^2 + \vartheta_1^2) \\ M_Z^2 &\approx \frac{1}{2} g^2 \vartheta_2^2 \left(\frac{3g^2 + 4g_x^2}{3g^2 + g_x^2} \right) \\ M_{K_R^0}^2 &\approx \frac{2}{9} (V^2 + \vartheta_1^2) (3g^2 + g_x^2) + \frac{\vartheta_2^2 (3g^2 + 4g_x^2)^2}{18 (3g^2 + g_x^2)} \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

deste modo, os autoestados físicos A_μ, Z'_μ, Z_μ e $K_{R\mu}^0$ em termos dos autoestados $B_\mu, W_{3\mu}, W_{8\mu}$ e $K_{R\mu}^o$ da simetria gauge estão dados por

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z'_\mu \\ Z_\mu \\ K_{R\mu}^0 \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_{3\mu} \\ W_{8\mu} \\ K_{R\mu}^o \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

onde \mathbf{M} é uma matriz 4×4 dada por

³Novamente destacamos o fato que em teoria de campos a densidade Lagrangiana associada ao termo de massa é da forma

$$\mathcal{L}_{mass} = \frac{1}{2} m_\varphi^2 \varphi_\mu \varphi^\mu$$

assim para o setor neutro nós sabemos que o fator $\frac{1}{2}$ não estará incluso nos campos Gauge $B_\mu, W_{3\mu}, W_{8\mu}, K_{\mu R}^0$ e portanto os autovalores de (A.8) não são exatamente as massas dos bósons físicos neutros, mas autovalores encontrados são um meio da massa dos bósons físicos, assim, multiplicando esses autovalores por 2 obtemos as massas dos bósons físicos.

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{t}S_W & S_W & \frac{1}{\sqrt{3}}S_W & 0 \\ 0 & -\frac{V\vartheta_1}{V^2+\vartheta_1^2} & \frac{\sqrt{3}V\vartheta_1}{V^2+\vartheta_1^2} & \frac{V^2-\vartheta_1^2}{V^2+\vartheta_1^2} \\ \frac{1}{t}T_W^2C_W + \delta_1 & C_W + \delta_2 & -\frac{1}{\sqrt{3}}T_W^2C_W + \delta_3 & \frac{\vartheta_1}{V}C_W^{-1} \\ -\frac{1}{\sqrt{3}}T_W + \delta_4 & \delta_5 & -\frac{1}{t}T_W + \delta_6 & \frac{\sqrt{3}\vartheta_1}{Vt}T_W \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

onde $t = g_x/g$ e

$$C_W = \sqrt{\frac{3g^2 + g_x^2}{3g^2 + 4g_x^2}}, \quad \delta_1 = -\frac{\vartheta_2^2}{4tV^2} \frac{T_W^2}{C_W^3}$$

$$\delta_2 = -\frac{\vartheta_1^2}{2V^2}C_W^{-1}, \quad \delta_3 = \left[\frac{\sqrt{3}\vartheta_1^2}{2V^2} + \frac{(1 - 4C_W^2)\vartheta_2^2}{4\sqrt{3}V^2C_W^4} \right] C_W^{-1}$$

$$\delta_4 = \frac{(1 - 4C_W^2)\vartheta_2^2S_W}{4\sqrt{3}V^2C_W^5} \quad \delta_5 = -\frac{\sqrt{3}}{4V^2t}T_W (\vartheta_2^2C_W^{-2} + 2\vartheta_1^2)$$

e

$$\delta_6 = \frac{\vartheta_2^2}{4V^2t}T_W^3C_W^{-2} + \frac{3\vartheta_1^2}{2tV^2}T_W$$

Assim, supondo que $(\frac{\vartheta_i}{V})^n \sim 0$ para $n > 2$, obtemos que \mathbf{M}^{-1} estará dada por

$$\mathbf{M}^{-1} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{t}S_W & 0 & \frac{1}{t}T_W^2C_W + \beta_1 & -\frac{1}{\sqrt{3}}T_W + \beta_2 \\ S_W & \frac{-\vartheta_1}{V} & C_W + \beta_3 & \beta_4 \\ \frac{1}{\sqrt{3}}S_W & \frac{\sqrt{3}\vartheta_1}{V} & -\frac{1}{\sqrt{3}}T_WS_W + \beta_5 & -\frac{1}{t}T_W + \beta_6 \\ 0 & 1 - \beta_7 & \frac{\vartheta_1}{V}C_W^{-1} & \frac{\sqrt{3}\vartheta_1}{tV}T_W \end{pmatrix} \quad (\text{A.12})$$

onde

$$\begin{aligned}
\beta_1 &= -\frac{\vartheta_2^2}{4tV^2}T_W^2C_W^{-3} & \beta_2 &= -\frac{\sqrt{3}\vartheta_2^2}{4t^2V^2}T_W^3C_W^{-2} \\
\beta_3 &= -\frac{\vartheta_1^2}{2V^2}C_W^{-1} & \beta_4 &= -\frac{\sqrt{3}(2C_W^2\vartheta_1^2 + \vartheta_2^2)}{4tV^2}T_WC_W^{-2} \\
\beta_5 &= \frac{6C_W^4\vartheta_1^2 - (3 - 4S_W^2)\vartheta_2^2}{4\sqrt{3}V^2C_W^5} & \beta_6 &= \frac{(6C_W^4\vartheta_1^2 + S_W^2\vartheta_2^2)}{4tV^2C_W^4}T_W \\
\beta_7 &= -\frac{2\vartheta_2^2}{V^2}
\end{aligned}$$

notemos que todos os termos β_i são da ordem de $\mathcal{O}\left(\left(\frac{\vartheta_i}{V}\right)^2\right)$. Portanto se a gente supõe que $\vartheta_i \sim \mathcal{O}(10^{-1})$ TeV com $V \gg \vartheta_i$ obtemos que

$$\left(\frac{\vartheta_i}{V}\right)^2 \approx \begin{cases} \mathcal{O}(10^{-2}) & \text{para } V \sim 1 \text{ TeV} \\ \mathcal{O}(10^{-4}) & \text{para } V \sim 10 \text{ TeV} \end{cases}$$

e vemos que para uma escala de energia da ordem de ~ 10 TeV os termos β_i são desprezíveis.

A.2 Setor de léptons

A interação entre os bósons gauge e os diferentes férmions esta dada pela seguinte densidade lagrangiana

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_f &= \underbrace{\bar{R}i\gamma^\mu(\partial_\mu + ig_x X_R B_\mu)R}_{\text{singletos}} + \bar{L}i\gamma^\mu \times \\
&\left(\begin{array}{ccc} \partial_\mu - \frac{ig_x}{3}B_\mu + \frac{ig}{\sqrt{2}}D_{1\mu}^0 & \frac{ig}{\sqrt{2}}W_\mu^+ & \frac{ig}{\sqrt{2}}K_\mu^+ \\ \frac{ig}{\sqrt{2}}W_\mu^- & \partial_\mu - \frac{ig_x}{3}B_\mu + \frac{ig}{\sqrt{2}}D_{2\mu}^0 & \frac{ig}{\sqrt{2}}K_\mu^0 \\ \frac{ig}{\sqrt{2}}K_\mu^- & \frac{ig}{\sqrt{2}}\bar{K}_\mu^0 & \partial_\mu - \frac{ig_x}{3}B_\mu + ig\frac{1}{\sqrt{2}}D_{3\mu}^0 \end{array} \right) L \quad (\text{A.13})
\end{aligned}$$

onde $D_{1\mu}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(W_{3\mu} + \frac{1}{\sqrt{3}}W_{8\mu}\right)$, $D_{2\mu}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(-W_{3\mu} + \frac{1}{\sqrt{3}}W_{8\mu}\right)$ e $D_{3\mu}^0 = -\frac{2}{\sqrt{6}}W_{8\mu}$, lembremos que para os campos de mão direita (singletos) no setor leptônico temos que $X = 1, 0, 0$ para ℓ_R , $\nu_{\ell R}$, $N_{\ell R}^0$ respectivamente, enquanto que para os campos leptônicos de mão esquerda

$$X = -1/3$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{lep} &= \underbrace{\bar{R}i\gamma^\mu\partial_\mu R + \bar{L}i\gamma^\mu\partial_\mu L}_{cin} + g_x \bar{\ell}_R \gamma^\mu \ell_R B_\mu \\
&+ \bar{L}i\gamma^\mu \left(\begin{array}{ccc} -\frac{ig_X}{3}B_\mu + \frac{ig_x}{\sqrt{2}}D_{1\mu}^0 & \frac{ig}{\sqrt{2}}W_\mu^+ & \frac{ig}{\sqrt{2}}K_\mu^+ \\ \frac{ig}{\sqrt{2}}W_\mu^- & -\frac{ig_X}{3}B_\mu + \frac{ig}{\sqrt{2}}D_{2\mu}^0 & \frac{ig}{\sqrt{2}}K_\mu^0 \\ \frac{ig}{\sqrt{2}}K_\mu^- & \frac{ig}{\sqrt{2}}\bar{K}_\mu^0 & -\frac{ig_x}{3}B_\mu + ig\frac{1}{\sqrt{2}}D_{3\mu}^0 \end{array} \right) L \\
\mathcal{L}_{lep} &= \underbrace{\bar{R}i\gamma^\mu\partial_\mu R + \bar{L}i\gamma^\mu\partial_\mu L}_{cin} + g_x \bar{\ell}_R \gamma^\mu \ell_R B_\mu \\
&+ \bar{\ell}_L i\gamma^\mu \left[-\frac{ig_x}{3}B_\mu + \frac{ig}{\sqrt{2}}D_{1\mu}^0 \right] \ell_L + \bar{\ell}_L i\gamma^\mu \left[\frac{ig}{\sqrt{2}}W_\mu^+ \right] \nu_{\ell L} + \bar{\ell}_L i\gamma^\mu \left[\frac{ig}{\sqrt{2}}K_\mu^+ \right] N_{\ell L}^0 \\
&+ \bar{\nu}_{\ell L} i\gamma^\mu \left[\frac{ig}{\sqrt{2}}W_\mu^- \right] \ell_L + \bar{\nu}_{\ell L} i\gamma^\mu \left[-\frac{ig_X}{3}B_\mu + \frac{ig}{\sqrt{2}}D_{2\mu}^0 \right] \nu_{\ell L} \\
&+ \bar{N}_{\ell L}^0 i\gamma^\mu \left[\frac{ig}{\sqrt{2}}K_\mu^- \right] \ell_L + \bar{N}_{\ell L}^0 i\gamma^\mu \left[\frac{ig}{\sqrt{2}}\bar{K}_\mu^0 \right] \nu_{\ell L} + \bar{\nu}_{\ell L} i\gamma^\mu \left[\frac{ig}{\sqrt{2}}K_\mu^0 \right] N_{\ell L}^0 \\
&- \bar{N}_{\ell L}^0 i\gamma^\mu \left[\frac{ig_x}{3}B_\mu - ig\frac{1}{\sqrt{2}}D_{3\mu}^0 \right] N_{\ell L}^0
\end{aligned} \tag{A.14}$$

assim podemos escrever (A.14) como

$$\mathcal{L}_{lep} = \mathcal{L}_{lep}^{cin} + \mathcal{L}_{lep}^{CC} + \mathcal{L}_{lep}^{CN} \tag{A.15}$$

onde

$$\mathcal{L}_{lep}^{cin} = \bar{R}i\gamma^\mu\partial_\mu R + \bar{L}i\gamma^\mu\partial_\mu L \tag{A.16}$$

agora lembrando que

$$\begin{aligned}
L &= \frac{1-\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \ell \\ \nu_\ell \\ N_\ell^0 \end{pmatrix}, \quad \bar{L} = (\bar{\ell}, \bar{\nu}_\ell, \bar{N}_\ell^0) \frac{1+\gamma_5}{2}, \\
R &= \frac{1+\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \ell \\ \nu_\ell \\ N_\ell^0 \end{pmatrix}, \quad \bar{R} = (\bar{\ell}, \bar{\nu}_\ell, \bar{N}_\ell^0) \frac{1-\gamma_5}{2}
\end{aligned}$$

⁴ obtemos

$$\begin{aligned}
& \bar{R}i\gamma^\mu\partial_\mu R + \bar{L}i\gamma^\mu\partial_\mu L = \\
& (\bar{\ell}, \bar{\nu}_\ell, \bar{N}_\ell^0) \frac{1-\gamma_5}{2} i\gamma^\mu\partial_\mu \left[\frac{1+\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \ell \\ \nu_\ell \\ N_\ell^0 \end{pmatrix} \right] + (\bar{\ell}, \bar{\nu}_\ell, \bar{N}_\ell^0) \frac{1+\gamma_5}{2} i\gamma^\mu\partial_\mu \left[\frac{1-\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \ell \\ \nu_\ell \\ N_\ell^0 \end{pmatrix} \right] \\
& = (\bar{\ell}, \bar{\nu}_\ell, \bar{N}_\ell^0) i\gamma^\mu\partial_\mu \left[\frac{1+\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \ell \\ \nu_\ell \\ N_\ell^0 \end{pmatrix} \right] + (\bar{\ell}, \bar{\nu}_\ell, \bar{N}_\ell^0) i\gamma^\mu\partial_\mu \left[\frac{1-\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \ell \\ \nu_\ell \\ N_\ell^0 \end{pmatrix} \right] \quad (A.17)
\end{aligned}$$

e portanto

$$\bar{R}i\gamma^\mu\partial_\mu R + \bar{L}i\gamma^\mu\partial_\mu L = (\bar{\ell}, \bar{\nu}_\ell, \bar{N}_\ell^0) i\gamma^\mu\partial_\mu \begin{pmatrix} \ell \\ \nu_\ell \\ N_\ell^0 \end{pmatrix} = \bar{\psi}_\ell i\gamma^\mu\partial_\mu \psi_\ell \quad (A.18)$$

$$\mathcal{L}_{lep}^{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\ell}_L \gamma^\mu \nu_{\ell L} W_\mu^+ - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\ell}_L \gamma^\mu N_{\ell L}^0 K_\mu^+ + h.c. \quad (A.19)$$

⁴Logo lembrando que $\gamma^{5\dagger} = \gamma^5$ e $\gamma^0\gamma^5 = -\gamma^0\gamma^5$ se têm que $\frac{1+\gamma_5}{2} i\gamma^\mu \frac{ig}{\sqrt{2}} \frac{1-\gamma_5}{2} = i\gamma^\mu \frac{ig}{\sqrt{2}} \frac{1-\gamma_5}{2}$, também que

$$\begin{aligned}
\overline{\psi_L} &= \overline{\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)\psi} = \left[\left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)\psi\right]^\dagger \gamma^0 = \psi^\dagger \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)^\dagger \gamma^0 \\
&= \psi^\dagger \left(\frac{1-\gamma_5^\dagger}{2}\right) \gamma^0 = \psi^\dagger \gamma^0 \left(\frac{1+\gamma_5^\dagger}{2}\right) \\
&= \bar{\psi} \left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right) \\
\overline{\psi_L} &:= \bar{\psi}_R
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{lep}^{CN} = & \frac{g_x}{3} \left[\bar{\ell}_L \gamma^\mu \ell + \bar{\nu}_{\ell L} \gamma^\mu \nu_{\ell L} + \bar{N}_{\ell L}^0 \gamma^\mu N_{\ell L}^0 \right] B_\mu \\
& + g_x \bar{\ell}_R \gamma^\mu \ell_R B_\mu - \frac{g}{2} \left(\bar{\ell}_L \gamma^\mu \ell_L - \bar{\nu}_{\ell L} \gamma^\mu \nu_{\ell L} \right) W_{3\mu} \\
& - \frac{g}{2\sqrt{3}} \left(\bar{\ell}_L \gamma^\mu \ell_L + \bar{\nu}_{\ell L} \gamma^\mu \nu_{\ell L} - 2 \left(\frac{g_x}{g} \right) \bar{N}_{\ell L}^0 \gamma^\mu N_{\ell L}^0 \right) W_{8\mu} \\
& - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_{\ell L} \gamma^\mu N_{\ell L}^0 K^{0\mu} - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{N}_{\ell L}^0 \gamma^\mu \nu_{\ell L} \bar{K}_\mu^0
\end{aligned} \tag{A.20}$$

A.2.1 Interação lépton-lépton

Calculemos a interação lépton-lépton através de um campo de fóton, assim por (A.20) obtemos que na base de interação os campos leptônicos interagem como

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Lep-int.}^{CN} = & \frac{2g_x}{3} \bar{\ell} \gamma^\mu \ell B_\mu - \frac{g}{4} \bar{\ell} \gamma^\mu \ell W_{3\mu} - \frac{g}{4\sqrt{3}} \bar{\ell} \gamma^\mu \ell W_{8\mu} + \frac{g_x}{6} \bar{\nu}_\ell \gamma^\mu \nu_\ell B_\mu \\
& + \frac{g}{4} \bar{\nu}_\ell \gamma^\mu \nu_\ell W_{3\mu} - \frac{g}{4\sqrt{3}} \bar{\nu}_\ell \gamma^\mu \nu_\ell W_{8\mu} \\
& + \frac{g_x}{6} \bar{N}_\ell^0 \gamma^\mu N_\ell^0 B_\mu + \frac{g}{2\sqrt{3}} \bar{N}_\ell^0 \gamma^\mu N_\ell^0 W_{8\mu} + \dots
\end{aligned} \tag{A.21}$$

notemos que em (A.21) só escrevemos os termos que contem $W_{3\mu}$, $W_{8\mu}$ e B_μ já que os outros termos não são relevantes para nossa análise. Assim por (3.37) obtemos que

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Lep-int.}^{CN} &= \frac{2g_x}{3} \ell \gamma^\mu \ell \left(-\frac{1}{t} S_W \right) A_\mu - \frac{g}{4} \bar{\ell} \gamma^\mu \ell (S_W) A_\mu \\
&- \frac{g}{4\sqrt{3}} \bar{\ell} \gamma^\mu \ell \left(\frac{1}{\sqrt{3}} S_W \right) A_\mu - \frac{g}{4\sqrt{3}} \bar{\nu}_\ell \gamma^\mu \nu_\ell \left(\frac{1}{\sqrt{3}} S_W \right) A_\mu \\
&+ \frac{g_x}{6} \bar{\nu}_\ell \gamma^\mu \nu_\ell \left(-\frac{1}{t} S_W \right) A_\mu + \frac{g}{4} \bar{\nu}_\ell \gamma^\mu \nu_\ell (S_W) A_\mu \\
&+ \frac{g_x}{6} \bar{N}_\ell^0 \gamma^\mu N_\ell^0 \left(-\frac{1}{t} S_W \right) A_\mu + \frac{g}{2\sqrt{3}} \bar{N}_\ell^0 \gamma^\mu N_\ell^0 \left(\frac{1}{\sqrt{3}} S_W \right) A_\mu + B_\mu \dots \\
&= \ell \gamma^\mu \ell A_\mu \underbrace{\left(-\frac{2}{3} - \frac{1}{4} - \frac{1}{12} \right)}_{=-1} g S_W + \bar{\nu}_\ell \gamma^\mu \nu_\ell A_\mu \underbrace{\left(-\frac{1}{6} + \frac{1}{4} - \frac{1}{12} \right)}_{=0} g S_W \\
&+ \bar{N}_\ell^0 \gamma^\mu N_\ell^0 A_\mu \underbrace{\left(-\frac{1}{6} + \frac{1}{6} \right)}_{=0} g S_W + \dots
\end{aligned}$$

portanto obtemos que os neutrinos e os novos léptons pesados neutros de nossa teoria não interagem eletricamente como era se de esperar o qual mostra a consistência do modelo enquanto que os léptons carregados interagem através do campo do fóton como

$$\ell \gamma^\mu \ell A_\mu \propto -g S_W = -g \left(\frac{\sqrt{3} g_x}{\sqrt{3g^2 + 4g_x^2}} \right) \quad (\text{A.22})$$

A.3 Interação através de correntes carregadas

Notemos que em (4.1) temos escrito W_μ^+ em termos dos autoestados de massa, assim que temos que escrever ℓ_L e $\nu_{\ell L}$ como autoestados de massa também, assim $\nu_{\ell L} = V_{\ell i} \nu'_i \ell_L = A_L \ell'_L$ onde V e A são matrizes 3×3 unitárias, assim equação correta será

$$\begin{aligned}
-\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\ell}_L \gamma^\mu \nu_{\ell L} W_\mu^+ &= -\frac{Vg}{\sqrt{2}\sqrt{\vartheta_1^2 + V^2}} \bar{\ell}'_L A_L^\dagger \gamma^\mu V_{\ell i} \nu'_i W_\mu'^\pm - \frac{g\vartheta_1}{\sqrt{2}\sqrt{\vartheta_1^2 + V^2}} \bar{\ell}'_L A_L^\dagger \gamma^\mu V_{\ell i} \nu'_i K_\mu'^\pm \\
&= -\frac{Vg}{\sqrt{2}\sqrt{\vartheta_1^2 + V^2}} \bar{\ell}'_L \gamma^\mu U_{\ell i} \nu'_i W_\mu'^\pm - \frac{g\vartheta_1}{\sqrt{2}\sqrt{\vartheta_1^2 + V^2}} \bar{\ell}'_L \gamma^\mu U_{\ell i} \nu'_i K_\mu'^\pm
\end{aligned}$$

onde

$$U_{\ell i} = A_L^\dagger V_{\ell i}$$

sendo U a matriz de PMNS. Portanto, a amplitude para diagrama de Feynman na figura 4.1a, o qual representa o processo de espalhamento elástico a nível árvore através de CC dos neutrinos com os léptons carregados, estará dada por

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{int}^{cc} = & - \left(-\frac{Vg}{\sqrt{2}\sqrt{\vartheta_1^2 + V^2}} \right)^2 \bar{\ell}'_L(p_1) \gamma^\mu U_{\ell i} \nu'_{iL}(p_2) \frac{-ig_{\mu\lambda}}{(p_2 - p_1)^2 - M_{W'}^2} \bar{\nu}'_{iL} U_{\ell i}^\dagger(p_3) \gamma^\lambda \ell'_L(p_4) \\ & - \left(-\frac{g\vartheta_1}{\sqrt{2}\sqrt{\vartheta_1^2 + V^2}} \right)^2 \bar{\ell}'_L(p_1) \gamma^\mu U_{\ell i} \nu'_{iL}(p_2) \frac{-ig_{\mu\lambda}}{(p_2 - p_1)^2 - M_{K'}^2} \bar{\nu}'_{iL} U^\dagger(p_3) \gamma^\lambda \ell'_L(p_4)\end{aligned}$$

assim para baixas energias $M_{W'}^2, M_{K'}^2 \gg (p_2 - p_1)^2$ obtemos que a Lagrangiana efetiva está dada por

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{eff}^{cc} & \approx - \frac{g^2}{2(\vartheta_1^2 + V^2)} \left(\frac{V^2}{M_{W'}^2} + \frac{\vartheta_1^2}{M_{K'}^2} \right) \left[\bar{\ell}_L(p_1) A_L^\dagger \gamma^\mu A_L \ell_L(p_4) \right] \left[\bar{\nu}'_{iL} U_{\ell i}^\dagger(p_3) \gamma_\mu U_{\ell i} \nu'_{iL}(p_2) \right] \\ & \approx - \frac{g^2}{2(\vartheta_1^2 + V^2)} \left(\frac{V^2}{M_{W'}^2} + \frac{\vartheta_1^2}{M_{K'}^2} \right) \left[\bar{\ell}_L(p_1) \gamma^\mu \ell_L(p_4) \right] \left[\bar{\nu}_{\ell L}(p_3) \gamma_\mu \nu_{\ell L}(p_2) \right]\end{aligned}$$

onde temos utilizado que $A_L^\dagger A_L = 1$ e $U^\dagger U = 1$. Assim para nossos fins práticos sempre que seja possível escrever os autoestados de sabor dos férmions como transformações unitárias de autoestados de massa somente é suficiente escrever os bósons Gauge em termos dos autoestados de massa.

Com (3.16), (3.17) e (3.20) os termos de Yukawa na Lagrangiana de interação são

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_Y^Q &= \bar{Q}_{1L}^T (h_3^{1i} \Phi_1 u_{iR} + h_5^{1i} \Phi_2 d_{iR} + h_1 \Phi_1 U_{1R}) \\ &\quad + \bar{Q}_{\alpha L}^T (h_4^{ai} \Phi_2 u_{iR} + h_6^{ai} \Phi_1 d_{iR} + h_2^{ab} \Phi_1 D_{bR}) + \text{H.c.}\end{aligned}\tag{A.23}$$

$$\mathcal{L}_Y^\ell = h_{\alpha\beta} \bar{\psi}_{\alpha L}^T \Phi_2 \ell_{\beta R} + h'_{\alpha\beta} \bar{\psi}_{\alpha L} \Phi_1 \nu_{\beta R} + h''_{\alpha\beta} \bar{\psi}_{\alpha L} \Phi_1 N_{\beta R}^0 + \text{H.c.}\tag{A.24}$$

onde $a, b = 2, 3$ $i = 1, 2, 3$, para os quarks, com as matrizes h_{is} complexas e arbitrárias. Em ambas as interações de Yukawa acima, uma mistura geral em cada setor carregado é permitida. Desde que essa mistura não será relevante para os nossos desenvolvimentos aqui, não trataremos delas. Assim com $\langle \Phi_1 \rangle_0 = (0, \vartheta_1, V)^T$ e $\langle \Phi_2 \rangle_0 = (\vartheta_2, 0, 0)^T$ obtemos que

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{mass}^\ell &= h_{\alpha\beta} \vartheta_2 \bar{\ell}_{\alpha L} \ell_{\beta R} + h'_{\alpha\beta} (\bar{\nu}_{\alpha L} \vartheta_1 + \bar{N}_{\alpha L}^0 V) \nu_{\beta R} + h''_{\alpha\beta} (\bar{\nu}_{\alpha L} \vartheta_1 + \bar{N}_{\alpha L}^0 V) N_{\beta R}^0 + \text{H.c.} \\ &= h_{\alpha\beta} \vartheta_2 \bar{\ell}_{\alpha L} \ell_{\beta R} + h'_{\alpha\beta} \vartheta_1 \bar{\nu}_{\alpha L} \nu_{\beta R} + h'_{\alpha\beta} V \bar{N}_{\alpha L}^0 \nu_{\beta R} + h''_{\alpha\beta} \vartheta_1 \bar{\nu}_{\alpha L} N_{\beta R}^0 \\ &\quad + h''_{\alpha\beta} V \bar{N}_{\alpha L}^0 N_{\beta R}^0 + \text{H.c.}\end{aligned}\tag{A.25}$$

portanto obtemos que $m_\ell = h_{\ell\ell}\vartheta_2$ para a massa dos léptons carregados. Para os campos neutros na base (ν, N) obtemos a matriz de massa

$$M_\nu = \begin{pmatrix} h'_{\alpha\beta}\vartheta_1 & h'_{\alpha\beta}V \\ h''_{\alpha\beta}\vartheta_1 & h''_{\alpha\beta}V \end{pmatrix} \quad (\text{A.26})$$

De onde obtemos que os autovalores de $M_\nu M_\nu^\dagger$ são

$$\begin{aligned} m_{\nu_\alpha} &= 0 \\ m_{N_\alpha} &= \sqrt{\left[(h''_{\alpha\beta})^2 + (h'_{\alpha\beta})^2\right] (\vartheta_1^2 + V^2)} \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

Logo vemos que os neutrinos ν permanecem sem massa⁵ e os léptons neutros N_ℓ^o tem uma massa muito grande.

Por simplicidade para nosso trabalho vamos supor que $h'_{\alpha\beta}/h''_{\alpha\beta} = \varrho \ll 1$, assim obtemos que os autoestados de sabor podem se escrever como uma combinação linear de autoestados de massa

$$\begin{aligned} \nu_{\ell L,R} &= -\nu'_{\ell L,R} + \varrho N_{\ell L,R}^0 \approx -\nu'_{\ell L,R} \\ N_{\ell L,R}^0 &= N'_{\ell L,R} + \varrho \nu'_{\ell L,R} \approx N'_{\ell L,R} \end{aligned} \quad (\text{A.28})$$

Portanto, nesta aproximação os autoestados de sabor para os léptons neutros são iguais aos autoestados de massa. Notemos também que se $h'_{\alpha\beta}/h''_{\alpha\beta} \sim 1$ obtemos mixing entre $\nu_{\ell L,R}$ e $N_{\ell L,R}^0$ mas ainda assim não temos mudanças de sabor.

Notemos que se nós incluímos mixing nos autoestados de massa entre os léptons ainda assim não vamos a obter mudanças de sabor em processos de espalhamento elástico coerente.

⁵Portanto obtemos novamente neutrinos sem massa como no modelo padrão o qual nos leva a pensar que os modelos com setor de Higgs mínimo não são a melhor modelo para explicar a física além do modelo padrão.

Referências Bibliográficas

- [1] W. Pauli, Letter to the physical society of tubingen (1930), reproduced in *physics today*, 31,(9):23, 1978.
- [2] F. Reines and C. L. Cowan, Phys. Rev. 90, 492 (1953).
- [3] G. Danby et al., Phys. Rev. Lett. 9, 36 (1962).
- [4] DONUT, K. Kodama et al., Phys. Lett. B 204, 218 (2001), hep-ex/0012035.
- [5] B. T. Cleveland et al., Astrophys. J. 496, 505 (1998).
- [6] J. N. Bahcall and R. K. Ulrich, Rev. Mod. Phys. 60, 297 (1988).
- [7] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP 34, 247 (1958); 26, 984 (1968).
- [8] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. 28, 870 (1962).
- [9] Kamiokande-II, K. S. Hirata et al., Phys. Lett. B 280, 146 (1992).
- [10] R. Becker-Szendy et al., Phys. Rev. D 46, 3720 (1992).
- [11] Super-Kamiokande, Y. Ashie et al., Phys. Rev. D 71, 112005 (2005), hep-ex/0501064.
- [12] M. E. Peskin, D. V. Schroeder, *An introduction o to quantum field theory*, Addison-Wesley.
- [13] C. Giunti & C. W. Kim, *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*, Oxford University Press 2007.
- [14] G. L. Fogli, E. Lisi and D. Montanino, Phys. Rev. D 49 (1994) 3626.
- [15] D. R. Gratieri, *Fenomenologia de neutrinos atmosfericos*, Dissertação de Mestrado IFGW 2006.
- [16] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D 17, 2369(1978).

- [17] S. Davidson, C. Peña-Garay, N. Rius and A. Santamaria, JHEP 0303 (2003) 011; hep-ph/0302093v2.
- [18] Palash B. Pal, IJMP **A 7** (1992) 5387.
- [19] Super-Kamiokande, Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 82 2644 (1999); S. Fukuda, et al., Phys. Rev. Lett. 85 3999 (2000).
- [20] Kamiokande, H. S. Hirata et al., Y. Fukuda et al., Phys. Lett. B 335 237 (1994).
- [21] Colab. Soudan, W. W. M. Allison et al., Phys. Rev. D 72 (2005) 052005.
- [22] MACRO collaboration, Phys. Lett. B 434, 451 (1998).
- [23] Super-Kamiokande, S. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 86, 5656 (2001), hep-ex/0103033.
- [24] SNO, Q. R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. 89, 011301 (2002), nucl-ex/0204008.
- [25] Borexino, C. Arpesella et al., Phys. Lett. B 658, 101 (2008), 0708.2251.
- [26] KamLAND, S. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 100, 221803 (2008), 0801.4589.
- [27] CHOOZ, M. Apollonio et al., Phys. Lett. B 466, 415 (1999), hep-ex/9907037.
- [28] Double Chooz, F. Ardellier et al., (2006), hep-ex/0606025.
- [29] K2K, E. Aliu et al., Phys. Rev. Lett. 94, 081802 (2005), hep-ex/0411038.
- [30] MINOS, P. Adamson et al., Phys. Rev. Lett. 101, 131802 (2008), 0806.2237.
- [31] T. Schwetz, M. Tortola, and J. W. F. Valle, New J. Phys. 10, 113011 (2008), arXiv:0808.2016.
- [32] S. Antusch, J. P. Baumann, and E. Fernandez-Martinez, Nucl. Phys. B 810, 369.
- [33] R. N. Mohapatra and J. W. F. Valle, Phys. Rev. D 34 (1986) 1642.
- [34] Int. Conf. on the Seesaw Mechanism 10-11 June 2004 Institut Henri Poincaré, Paris.
- [35] S. F. Kings, Nucl. Phys. B 118, April 2003, 267.
- [36] S. Bergmann, Y. Grossman and D. M. Pierce, Phys. Rev. D 61, 053005 (2000).

- [37] S. Bergmann, M. M. Guzzo, P. C. de Holanda, P. I. Krastev, H. Nunokawa Phys. Rev. D 62, (2000) 073001.
- [38] G. Kane, Ed. *Perspectives on Higgs Physics*, Word Scientific (1993); R. Foot e H. Lew, N. Cim, 104A (1991)167; R. Foot e H. Lew, N. Cim, 104A (1991)167; K. Lane, *Tecnicolor*, Int. Conf. on History of Original Ideas and Basics Discoveries in Particle Physics, Erice (1994); S. Gates e R. N. Mohapatra, Eds, *Superstring, Cosmology and Composite Structures*, World Scientific (1987); R.N. Mohapatra, *Unification and Supersymmetry*, Springer-Verlag (1992); T. Appelquist, A. Chodos e P. Freund, *Modern Kaluza-Klein theories*, Addison-Wesley (1987); M. Kaku, *Introduction to Superstrings*, Springer-Verlag (1988).
- [39] F. Pisano and V. Pleitez, Phys. Rev. D **46** (1992) 410.
- [40] J. Shechter and J. W. F. Valle, Phys. Rev. D **22** 2227 (1980).
- [41] L. J. Hall, V. A. Kostelecky and S. Raby, Nucl. Phys. B **267**, 415(1986).
- [42] J. W. F. Valle, Phys. Lett. B **199**, 432 (1987).
- [43] Y. Grossman, Phys. Lett. B **359**, 141 (1995).
- [44] S. Bergmann, M. M. Guzzo, P. C. de Holanda, P. I. Krastev and H. Nunokawa Phys Rev. D **62** 073001(2000); M. M. Guzzo, H. Nunokawa, P. C. de Holanda and O. L. G. Peres, Phys. Rev. D **64** 097301(2001); M. M. Guzzo, P. C. de Holanda, M. Maltoni, H. Nunokawa, M. A. Tortola and J. W. Valle, Nucl. Phys. B **629** 479(2002).
- [45] S. Pakvasa and J. W. F. Valle, hep-ph/**0301061**.
- [46] T. Schwetz and J. W. Valle, Phys. Rev. D **66** (2002) 013006, arXiv:hep-ph/0202048.
- [47] C. Biggio, M. Blennow and E. Fernández-Martínez, JHEP **08**(2009)090 , arXiv:0907.0097v3.
- [48] R. Acquafredda et. al. JINSP **4** P04018 (2009).
- [49] E. K. Akhmedov, R. Johansson, M. Lindner, T. Ohlsson, and T. Schwetz, JHEP **04**, 078 (2004), arXiv:hep-ph/**0402175**
- [50] M. Blennow, D. Meloni, T. Ohlsson, F. Terranova and M. Westerberg, arXiv:**0804.2744v1**.

- [51] T. Kikuchi, H. Minakata and S. Uchinami, arXiv:**0809.3312v2**.
- [52] R.N. Mohapatra and Colaboration, arXiv:hep-ph/**0510213v2**.
- [53] A. Friedland and C. Lunardini, Phys. Rev. D **72**, (2005) 053009; hep-ph/**0506143v2**.
- [54] D. Y. Bardin, S. M. Bilenky, and B. Pontecorvo, Phys. Lett. **32B**, 68 (1970).
- [55] A. Bolaños, O. G. Miranda, A. Palzzo, M.A. Tórtola and J.W.F. Valle, arXiv:**0812.4417v2**.
- [56] J. Barranco, O. G. Miranda, C. A. Moura and J.W.F. Valle, Phys. Rev. D **77**, (2008) 093014; Phys. Rev. D **73**, (2006) 113001
- [57] Zurab Berezhiani, Anna Rossi, Phys. Lett. B **535**, 207 (2002).
- [58] N. Fornengo, M. Maltoni, R. Tomás Bayo, and J. W. F. Valle, Phys. Rev. D **65** (2001) 013010.
- [59] G. Kane, Perspectives on higgs Physics, 1993.
- [60] Ta-Pei Cheng, Gauge Theory of Elementary Particle Physics, Oxford University Press, New York 1986.
- [61] F. Pisano and V. Pleitez, Phys. Rev. D **46** (1992) 410.
- [62] P. Frampton, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 2889.
- [63] R. Foot, O. F. Hernandez, F. Pisano and V. Pleitez, Phys. Rev. D **47** (1993) 4158.
- [64] D. J. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30** (1973)1343; H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30** (1973)1346.
- [65] Francis Halzen and Alan D. Martin, *Quarks and Leptons*, John Wiley & Sons, 1984.
- [66] W. Greiner, B. Muller, Gauge Theory of Weak Interactions, Third Edition Springer-Verlag 1993.
- [67] Rodolfo A. Diaz, R. Matínez and F. Ochoa, Phys. Rev. D **69** (2004) 095009.
- [68] A. G. Dias, J. C. Montero and V. Pleitez, arXiv:hep-ph/**0605051v2**.
- [69] William. A. Ponce, Y. Giraldo e Luis A. Sánchez, arXiv:hep-ph/**0201133v2**.

- [70] R. Martinez, W. A. Ponce e L. A. Sanchez, arXiv:hep-ph/**0110246**v1.
- [71] William. A. Ponce, Juan B. Flórez and Luis A. Sánchez, arXiv:hep-ph/**0103100**v2.
- [72] R. foot, O. F. Hernández, F. Pisano and V. Pleitez, Phys. Rev. D**47** (1993) 4158.
- [73] S.L. Alder, Phys. Rev., 117 (1969) 2426.
- [74] J. S. Bell and R. Jackiw, N. Cim. , 60A (1969)47.
- [75] H. Georgi, *Lie Algebras in Particles Physics*, Benjamin (1982).
- [76] William. A. Ponce, Y. Giraldo and Luis A. Sánchez, arXiv:hep-ph/**0210026**v1 (2002).
- [77] Alex Gomes Dias, *tese de Doutoramento* (2005), IFUSP.
- [78] D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1346; D. Gross, F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1343.
- [79] D. V. Soa, T. Inami, H. N. Long, Eur. Phys. J. C**34**, 285 (2004), hep-ph/**0304300**.
- [80] S. Bethke arXiv:hep-ex/**0211012** (2002).
- [81] A. G. Dias, R. Martinez, V. Pleitez, Eur. Phys. J. C**39**, 101 (2005), hep-ph/**0407141**.
- [82] Mandl, F., Shaw. G. - Quantum Field Theory, Wiley and Sons, New York (1984).
- [83] V. Barger, N. G. Deshpande, P. B. Pal, R. J. N. Phillips and K. Wishnant, Phys. Rev. D**43**, 1759 (1991).
- [84] T. Ohlsson, W. Winter, Phys. Lett B **512**, 357(2001).