UNICAMP

Mateus Fernandes Carneiro da Silva

Fenomenologia de Modelos MaVaN's em Neutrinos de Reator

Campinas,

2012

Universidade Estadual de Campinas
Instituto de Física "Gleb Wataghin"

Mateus Fernandes Carneiro da Silva

Fenomenologia de Modelos MaVaN's em Neutrinos de Reator

Orientador: **Prof. Dr. Pedro Cunha de Holanda**

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da UNICAMP para obtenção do título de mestre em física.

Este exemplar corresponde à versão final da tese defendida pelo aluno Mateus Fernandes Carneiro da Silva e orientada pelo Prof. Dr. Pedro Cunha de Holanda

Prof. Dr. Pedro Cunha de Holanda

Campinas,
2012

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA POR
VALKÍRIA SUCCI VICENTE – CRB8/5398 - BIBLIOTECA DO IFGW
UNICAMP

C215f

Carneiro, Mateus Fernandes, 1988-
Fenomenologia de modelos MaVaN's em neutrinos de reatores / Mateus Fernandes Carneiro da Silva. -- Campinas, SP : [s.n.], 2012.

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

1. Neutrinos de reatores. 2. Neutrinos de massa variável. 3. Fenomenologia de neutrinos. I. Holanda, Pedro Cunha de, 1973- II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em inglês: Phenomenology of MaVaN's models in reactor neutrino data
Palavras-chave em inglês:
Reactor's neutrinos
Mass varying neutrinos
Neutrino phenomenology
Área de Concentração: Física
Titulação: Mestre em Física
Banca Examinadora:
Pedro Cunha de Holanda [Orientador]
Marcelo Moraes Guzzo
Gustavo do Amaral Valdiviesso
Data da Defesa: 04-09-2012
Programa de Pós-Graduação em: Física

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE **MATEUS FERNANDES CARNEIRO DA SILVA – R.A. 063075** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN", DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 04 / 09 / 2012.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Pedro Cunha de Holanda - Orientador do Candidato
DRCC/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Gustavo do Amaral Valdiviesso – ICT/UNIFAL

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

Agradecimentos

Primeiramente gostaria de agradecer aos meus pais, que sempre me apoiaram em todos os sentidos. Tenho orgulho de ser seu filho e esse trabalho é para vocês.

Agradeço às outras duas mulheres da minha vida. Mal humoradas, teimosas, lindas e inteligentes. Amo vocês.

Aos amigos que fazem o dia a dia valer a pena. Trabalhar, conversar, tomar café, comer, jogar, beber, trabalhar e tudo de novo outra vez.

Ao Pedro pela oportunidade, amizade e orientação.

Aos professores e funcionários do IFGW, DRCC e BIF.

E a CAPES e Fapesp pelo apoio financeiro.

Resumo

Mecanismos de Neutrinos de Massa Variável (*Mass Varying Neutrinos - MaVaN's*) são propostos para ligar a escala de massa dos neutrinos com a energia escura no intuito de resolver o problema da coincidência cósmica. Em alguns cenários essa massa pode apresentar uma dependência com a densidade bariônica sentida pelos neutrinos, criando uma massa efetiva que pode depender da densidade bariônica do meio, assim como da densidade de neutrinos. Nesse trabalho nós estudamos as consequências fenomenológicas dessa dependência da massa do neutrino com o meio e nos concentramos onde ela é induzida por interações de Yukawa com um escalar leve ϕ que se acopla com neutrinos e outros componentes da matéria ordinária. Sob a hipótese de dominância de uma escala de massa fazemos uma análise de dados do experimento KamLAND que depende de 4 parâmetros: os padrões de oscilação *padrão*, $\Delta m^2_{0,21}$ e $tg^2\theta_{12}$, e dois novos coeficientes que parametrizam o efeito MaVaN. Além disso introduzimos uma descrição específica da crosta terrestre, onde introduzimos perfis específicos de densidade para cada uma das fontes do experimento. Concluímos que a descrição específica da densidade não afeta a análise no regime do *Modelo Padrão*. No caso do modelo MaVaN encontramos um efeito de primeira ordem que se manifesta para baixas densidades e melhora consideravelmente a descrição dos dados. A análise permite que encontremos limites para os termos de dependência do meio.

Abstract

Mass Varying neutrino mechanisms were proposed to link the neutrino mass scale with the dark energy, addressing the coincidence problem. In some scenarios this mass can present a dependence on the baryonic density felt by neutrinos, creating an effective neutrino mass that depends both on the neutrino and baryonic densities. In this work we study the phenomenological consequences of the environment dependence of neutrino mass and we concentrate on mass varying neutrino (*MaVaN's*) scenarios in which the enviroment dependence is induced by Yukawa interactions of a light neutral scalar particle which couples to neutrino and matter. Under the assumption of one mass scale dominance, we perform a analysis of KamLAND neutrino data wich depends on 4 parameters: the two *standard* oscillation parameters, $\Delta m^2_{0,21}$ and $tan^2\theta_{12}$, and two new coefficients which parameterize the enviroment dependence of neutrino mass. We introduce a Earth's crust model to compute precisely the density in each point along the neutrino trajectory. We show that this new description of density does not affect the analysis with the *Standard Model* case. With the MaVaN model implemented we observe a first order effect in lower densitys, wich lead to a improvement on the description of the data. The analysis allow us to place constraints on the size of the enviroment dependence terms.

Conteúdo

Lista de Figuras **xi**

Lista de Tabelas **xiv**

1 Introdução **1**

2 Física de neutrinos **3**

2.1 Neutrino no Modelo Padrão 3

2.2 Neutrinos Massivos 6

2.3 Estudo da oscilação 8

2.3.1 Evolução no vácuo 9

2.3.2 Evolução na matéria 11

3 MaVaNs **17**

3.1 Neutrinos e Energia Escura 17

3.2 Formalismo 18

3.2.1 MaVaN's em meios densos 20

3.2.2 Acoplamento acceleron-matéria 21

3.3 Efeitos na oscilação 23

4 Fenomenologia **26**

4.1 Experimentos de Oscilação 26

4.1.1 Experimentos atmosféricos 28

4.1.2 Experimentos Solares 28

4.1.3 Experimentos de reator para θ_{13} 29

4.1.4 Feixes Artificiais 29

4.1.5 Análise Global 30
4.2 Oscilações de Antineutrinos de Reator no Experimento KamLAND . . . 33
4.2.1 Estudo do ambiente 39

5 Simulação e Resultados **42**
5.1 Procedimento de Simulação 42
5.1.1 Análise de χ^2 44
5.2 Simulação para o Modelo Padrão 44
5.3 Modelo MaVaN 47

6 Conclusão **54**

Referências **56**

Lista de Figuras

2.1 Diagramas de Feynman das 3 interações fracas que afetam o neutrino. Enquanto a interação neutra (esquerda) pode ocorrer para neutrinos de quaisquer sabores, a interação carregada (direita) só ocorre entre o neutrino ν_f e o férmion f correspondente. 5

2.2 (a) Ângulo efetivo de mistura ν_M e (b) massas quadradas efetivas m_{M1}^2 e m_{M1}^2 na matéria em função da razão do número de densidade de elétrons e o numero de Avogrado N_e/N_A, para $m_1 = 0$, $\Delta m^2 = 7 \times 10^{-6}\ eV^2$, $sen^2 2\nu = 10^{-3}$ e $E = 1\ MeV$. $N_e^R \equiv \Delta m^2 cos2\nu/2\sqrt{2}EG_F$ é o número de densidade eletrônica na ressonância, onde $\nu_M = 45^o$. 15

3.1 Relação entre o potencial escalar, a massa dos neutrinos e a energia escura. A competição entre os potenciais determina um mínimo que indica a densidade da energia escura. O gráfico da direita é evoluido temporalmente em relação ao da esquerda. A diferença entre as imagens é a densidade dos neutrinos, que estabiliza em pontos diferentes o valor da energia escura. 19

3.2 Efeitos do modelo MaVaN com parametrização linear na evolução dos autoestados de massa com $(m_2^0)^2 = 8 \times 10^{-5} eV^2, tg^2\theta_{12} = 0,4$ e diferentes valores dos parâmetros de dependência do meio. As linhas sólidas representam a evolução padrão MSW. As regiões sombreadas correspondem a valores típicos de $V_{CC} = V_e$ na região de produção de neutrinos no centro do Sol para neutrinos eletrônicos. 24

3.3 Fixando $(m_2^0)^2 = 8.10^{-5}eV^2$, $tg\theta_{21} = 0.4$, $E = 10MeV$, $\lambda_1 = 0$, $\lambda_2 = 1.1 \times 10^{-4}$, $\lambda_3 = 2.10^{-3}$ e $M_0 = 3.10^{-2}eV$ e uma distância fixa de 100 km em 3.18 podemos comparar a relação entre a probabilidade de sobrevivência e a densidade do meio para o modelo padrão (tracejado) e a parametrização linear. 25

4.1 Probabilidade de desaparecimento de anti-neutrinos de reator, ilustrado para diferentes parâmetros, energias características e resolução perfeita. 30

4.2 Compilação de limites e resultados para a oscilação de neutrinos antes da medida de $\theta_{13} \neq 0$. As áreas preenchidas são indicações positivas e linhas correspondem à 90 % de nível de confiança. 31

4.3 Localização de Kamland e os principais reatores comerciais no Japão. O círculo azul indica a distância média de 180km. 33

4.4 Exemplo da queima de combustível para diferentes combustíveis. De cima pra baixo: $^{235}U,^{230}Pu,^{241}Pu$ e ^{238}U. 36

4.5 Espectro de fissão por MeV para $^{235}U,^{239}Pu$ e ^{241}Pu, os dados de medida direta do decaimento β desses fragmentos de fissão são usados, e para ^{238}U, o espectro calculado é usado. A largura de cada espectro indica o erro sistemático associado com a medida do espectro β e o erro na conversão do espectro β para $\bar{\nu}_e$'s. 37

4.6 Sessão de choque total da reação $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, em função da energia do antineutrino eletrônico. 38

4.7 Espectro de eventos pela energia do pósitron detectado. 39

4.8 Espessura da crosta terrestre segundo CRUST 2.0. Distâncias do nível do mar ao centro da Terra em km. 40

4.9 Representação simplificada da consideração do caminho do feixe de neutrinos da fonte até o detector, casos diferentes geram mapas de densidade diferentes. 41

4.10 Mapas de densidade real usados para fontes especificas, descrita em intervalos de densidade constante do caminho entre reatores e o detector. . 41

5.1 Descrição usada da densidade pela distância do reator de Genka (a 830 km) e o detector. 43

5.2 Curvas de confiança no espaço $\Delta m^2_{12} \times tg^2\theta_{12}$, colaboração KamLAND. 45
5.3 Curvas de confiança para os dados de KamLAND obtidos na simulação com o efeito MSW como única dependência com a densidade de matéria. 46
5.4 Variação do χ^2 com relação aos parâmetros de oscilação para a simulação do Modelo Padrão. Linhas pontilhadas indicam, de baixo para cima, 90,00% e 99.73% de nível de confiança. 46
5.5 Resultado do teste para o modelo MaVaN em comparação com os dados da simulação (curvas coloridas) para o Modelo Padrão (linha pontilhada). 49
5.6 Variação do χ^2 com relação aos parâmetros de oscilação para o modelo MaVaN. Linhas pontilhadas indicam, de baixo para cima, 90% e 99.73% de nível de confiança. 49
5.7 Curva de razão da probabilidade de sobrevivência do modelo com o caso de não oscilação, comparamos os dados experimentais (vermelho) com a descrição do modelo padrão (preto) e a obtida para o modelo MaVaN (verde). 50
5.8 Comparação entre o valor efetivo de massa após a inclusão do efeito MaVaN e o mesmo termo apenas com os parâmetros do Modelo Padrão. 51
5.9 Curvas de exclusão no espaço dos parâmetros MaVaN, com as curvas para 95%, 99% e 99.73% de confiança. Podemos ver que o efeito apenas aparece em uma ilha de valores e não exclui o modelo padrão, que se torna dominante quando os parâmetros tendem a zero. 51
5.10 Variação do ajuste pela variação do parâmetro livre λ_2 do modelo. Linhas pontilhadas indicam, de baixo para cima, 90% e 99.73% de nível de confiança. 52
5.11 Variação do ajuste pela variação do parâmetro livre M_{02} do modelo. Linhas pontilhadas indicam, de baixo para cima, 90% e 99.73% de nível de confiança. 52

Lista de Tabelas

2.1 Campos quânticos no Modelo Padrão. Números quânticos relativos às simetrias de gauge indicados. 4

4.1 Valores característicos de L e E para diferentes fontes e experimentos e o intervalo correspondente de Δm^2 de maior sensibilidade. 27

4.2 Resumo dos parâmetros de oscilação. Para $\Delta m^2_{31}, sen^2\theta_{23}, sen^2\theta_{13}$ e δ os valores superiores (inferiores) correspondem para hieraquia de massa normal (invertida). 32

4.3 Potência Térmica, número de núcleos, distância, fluxo energético e contribuição percentual dos reatores japoneses e coreanos que produzem o fluxo de KamLAND. 34

4.4 Energia liberada por fissão para as quatro fontes principais de neutrinos em reatores nucleares. 35

Capítulo 1

Introdução

Neutrinos são partículas de spin 1/2 e carga elétrica nula, assim como sua carga de cor, ou seja, interagem apenas fracamente. Por terem sua dinâmica regida exclusivamente pela força fraca têm uma capacidade de penetração muita grande e se tornam ferramentas muito úteis para compreensão de diferentes aspectos da natureza.

No entanto o valor de massa do neutrino não é consequência de nenhuma lei fundamental da física e, recentemente, experimentos de oscilação demonstraram conclusivamente que neutrinos têm massa. Em uma outra área de pesquisa, a princípio distinta, evidências têm mostrado que a expansão do nosso universo está em uma fase acelerada causada por uma componente de pressão negativa chamada *energia escura*. Apesar da importância fundamental que as duas áreas representam, o nosso conhecimento sobre ambas ainda é muito incompleto.

A única evidência de efeitos de matéria na oscilação de neutrinos provém de dados de neutrinos solares, a solução LMA (*Large Mixing Angle*). Apesar de confirmada pelo experimento de reatores *KamLAND*, tem apresentado uma certa tensão no que se diz respeito à determinação do parâmetro de diferença de massa entre as famílias de neutrinos [1][2]. Questionando o quanto nós entendemos a interação neutrino-matéria.

A energia escura é problemática pois a aceleração do universo é um fenômeno muito novo na história da expansão. Esse problema da *coincidência cósmica* pode ser expressado como: *Porquê as densidades de matéria escura e energia escura são comparáveis nos dias de hoje ($\sim 1/3$) apesar da evolução dessa razão ser de $\sim 1/a^3$ (onde a é o fator de escala)?*

A coincidência das escalas de energia, $(2 \times 10^{-3} eV)^4$ para a energia escura (em unidades de densidade de energia) e $(10^{-2} eV)^2$ para a diferença de massa dos neutrinos, foi explorado em [3][4] para resolver o problema da coincidência. Essas teorias explicam essa similaridade postulando que a massa do neutrino é variável, dependendo do valor de um escalar (ϕ). O potencial para ϕ é tomado como muito plano, logo sua magnitude depende da densidade de neutrinos cosmológicos. Como resultado, esses neutrinos de massa variável (*Mass Varying Neutrinos - MaVaN's*) se tornam mais pesados quando sua densidade diminui, e a energia total do fluido (neutrinos e campos ϕ), identificada com a energia escura, pode variar lentamente conforme a densidade de neutrinos diminui. Essa descrição não apenas explica a origem da energia escura mas também explica a *coincidência cósmica*.

Se ϕ se acopla com neutrinos mas também com os outros componentes da matéria é possível investigar esse cenário através da oscilação. Esse acoplamento depende do modelo. A massa efetiva do neutrino na matéria é alterada por interações do escalar e então afetam a oscilação dos neutrinos. Esse efeito depende do perfil de densidade do meio de propagação.

Nesse trabalho investigamos efeitos além do Modelo Padrão de oscilação induzidos por modelos MaVaN em antineutrinos de reator. Vamos ultilizar um modelo de crosta terrestre inedito na literatura nesse contexto e mostrar que uma descrição não homogênea da crosta terrestre não afeta a oscilação padrão. Testamos então uma parametrização do efeito MaVaN, com os dados do experimento KamLAND e então finalmente demonstramos como o modelo MaVaN, pode melhorar significativamente a descrição dos dados em um efeito de primeira ordem.

No capítulo 2 descrevemos rapidamente os conceitos básicos da física de neutrinos utilizada, com destaque para a oscilação de neutrinos no vácuo e na matéria, levando em conta a adiabaticidade da propagação. O Capítulo 3 introduz o conceito e o formalismo do modelo MaVaN e seu efeito na oscilação dos neutrinos. O Capítulo 4 descreve a fenomenologia usual de neutrinos, especificamente do experimento KamLAND, além de conter a descrição do modelo especifico de crosta terrestre utilizado. O procedimento de simulação, teste e resultados do trabalho está contido no Capítulo 5 que é seguido, finalmente pelo Capítulo 6 onde as conclusões e discussões estão descritas.

Capítulo 2

Física de neutrinos

2.1 Neutrino no Modelo Padrão

O *Modelo Padrão* das Partículas Elementares é, de muitas maneiras, uma das teorias de maior sucesso do ultimo século, estabelecendo uma base compreensível para descrever o que nós conhecemos como matéria, governada por quatro forças fundamentais. Proposto no inicio dos anos 70, esse modelo conseguiu prever e descrever diversos resultados experimentais.

Sabemos, hoje, que o modelo padrão é baseado em um grupo de gauge

$$G_{MP} = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y, \tag{2.1}$$

onde as forças forte, fraca e eletromagnética estão respectivamente ligadas com os grupos $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$. Especialmente o grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ respeita a teoria de Weinberg-Salam da teoria eletrofraca [5][6][7] e não se mistura com o grupo $SU(3)_C$ que representa a teoria cromodinâmica, ou seja, podem ser tratadas separadamente.

O Modelo Padrão contem 3 gerações de léptons, três com carga elétrica (elétron (e^-), múon (μ^-), tau (τ^-)) enquanto os neutrinos que os acompanham têm carga neutra e por definição não possuem carga de cor, como podemos ver na Tabela 2.1. A dinâmica dos neutrinos é diretamente influenciada apenas pela força fraca, e por isso, não decaem e permeiam o universo, apesar de raramente interagirem com a matéria bariônica.

Campos de Dirac podem ser separados em duas componentes irredutíveis que têm transformações diferentes sob transformações de Lorentz. Assim definimos a quiralidade, são os campos de *mão direita* e *mão esquerda*, se a partícula não tem massa não

Campo Quântico	$\mathbf{SU(3)_C}$	$\mathbf{SU(2)_L}$	$\mathbf{U(1)_Y}$
$Q_L = \binom{u_L}{d_L}, \binom{c_L}{s_L}, \binom{t_L}{b_L}$	3	2	1/6
$L_L = \binom{\nu_{eL}}{e_L}, \binom{\nu_{\mu L}}{\mu_L}, \binom{\nu_{\tau L}}{\tau_L}$	1	2	−1/2
$U_R = r_R, c_R, t_R$	3	1	2/3
$D_R = d_R, s_R, b_R$	3	1	−1/3
$E_R = e_R, \mu_R, \tau_R$	1	1	−1

Tabela 2.1: Campos quânticos no Modelo Padrão. Números quânticos relativos às simetrias de gauge indicados.

há mistura entre essas componentes. A Tabela 2.1 mostra o arcabouço completo de férmions no MP, com os números quânticos correspondentes. Campos de mão direita e mão esquerda são mostrados separadamente devido ao fato de a força fraca agir apenas em campos de mão esquerda, o modelo padrão é uma teoria quiral.

Neutrinos que se encontram nos dubletos de léptons são chamados *ativos* e têm interações fracas. Pro outro lado se um neutrino não possui nenhuma interação do MP é chamado *estéril*. Neutrinos estéreis são singletos de todo o grupo de gauge 2.1 do modelo padrão. O Modelo Padrão contêm três neutrinos ativos que acompanham os autoestados de massa dos léptons carregados que interagem com esses neutrinos através de correntes carregadas (CC) dadas por

$$-\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{\ell} \bar{\nu}_{L\ell} \gamma^{\mu} \ell_L^- W_{\mu}^+ + h.c., \tag{2.2}$$

o MP ainda descreve interações por corrente neutra (CN),

$$-\mathcal{L}_{CN} = \frac{g}{2\cos\theta_W} \sum_{\ell} \bar{\nu}_{L\ell} \gamma^{\mu} \nu_{L\ell} Z_{\mu}^0. \tag{2.3}$$

$W^{\pm}$ e Z^0 são, respectivamente, os bósons vetores que mediam a interação carregada e neutra. Esses bósons são massivos ($M_{W,Z} \approx 90GeV$) logo, dão origem a forças de muito baixo alcance, $W^{\pm}$ pode trocar a carga do lépton carregado, diferente de Z^0. Todas as interações possíveis para neutrinos estão na Fig.(2.1).

Então, dentro do MP as eqs. 2.2 e 2.3 descrevem todas as interações dos neutrinos. Da eq. 2.3 podemos determinar o decaimento do bóson Z^0 em neutrinos, o que é proporcional ao número de neutrinos leves (isto é, $m_\nu \leq m_Z/2$) de mão esquerda.

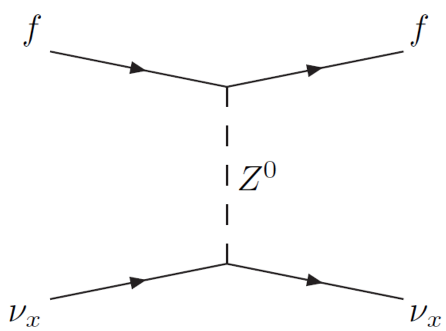


Figura 2.1: Diagramas de Feynman das 3 interações fracas que afetam o neutrino. Enquanto a interação neutra (esquerda) pode ocorrer para neutrinos de quaisquer sabores, a interação carregada (direita) só ocorre entre o neutrino ν_f e o férmion f correspondente.

Atualmente a medida da largura de Z indica $N_\nu = 2.984 \pm 0,008$ [8] o que implica que quaisquer extensão do MP deve incluir três e apenas três neutrinos leves ativos. Uma importante observação, que se torna importante na definição da massa do neutrino, é o fato de que as partículas mostradas na Tabela 2.1 a a simetria de gauge G_{MP} apresentam uma simetria global acidental

$$G_{MP}^{global} = U(1)_B \times U(1)_{L_e} \times U(1)_{L_\mu} \times U(1)_{L_\tau}, \tag{2.4}$$

$U(1)_B$ é a simetria de número bariônico, e U_{L_e,L_μ,L_τ} são as simetria dos três sabores leptônicos, com um número leptônico total dado por

$$L = L_e + L_\mu + L_\tau. \tag{2.5}$$

No MP massas de férmions são incluídas a partir de interações de Yukawa que acoplam férmions de mão direita com seu dubleto de mão esquerda e o campo de Higgs

$$-\mathcal{L}_{Yukawa} = Y_{ij}^{d}\bar{Q}_{Li}\phi D_{Rj} + Y_{ij}^{u}\bar{Q}_{Li}\tilde{\phi}U_{Rj} + Y_{ij}^{l}\bar{L}_{Li}\phi E_{Rj} + h.c., \tag{2.6}$$

onde $\tilde{\phi} = i\tau_2\phi^*$. Depois de uma quebra espontânea de simetria, a contribuição de Yukawa define massa aos férmions carregados

$$m_{ij}^{f} = Y_{ij}^{f}\frac{v}{\sqrt{2}}, \qquad \frac{v}{\sqrt{2}} = \langle\phi^0\rangle = 246GeV, \tag{2.7}$$

sendo Y_{ij}^{f} o acoplamento de Yukawa dos campos fermiônicos com o campo de Higgs, e $\frac{v}{\sqrt{2}}$ o valor esperado de vácuo do campo de Higgs.

No entanto, devido ao fato de todos os neutrinos serem criados de mão esquerda e não existe mecanismo para a conversão dessa quiralidade, não existem neutrinos de mão direita na teoria, ou seja, neutrinos são descritos como estritamente não-massivos.

2.2 Neutrinos Massivos

Introduzimos neutrinos no Modelo Padrão (MP) como férmions sem massa, para os quais nenhum termo de massa invariante de gauge renormalizável pode ser construído, consequentemente no Modelo Padrão não há mistura de sabores ou violação de CP no setor leptônico. No entanto experimentos que mediram o fluxo de neutrinos atmosféricos perceberam um desaparecimento de neutrinos muônicos quando viajavam por distâncias da ordem de centenas de quilômetros e experimentos que mediram o fluxo solar de neutrinos encontraram um desaparecimento de neutrinos eletrônicos durante sua propagação até a Terra. Ambos resultados podem unicamente ser explicados assumindo neutrinos massivos.

Para introduzir um neutrino massivo precisamos estender o leque de partículas do modelo ou abandonar a invariância de gauge e/ou a renormalização. A seguir ilustramos os diferentes tipos de massa assumindo a conservação da simetria da gauge e a adição de um número arbitrário m de neutrinos estéreis $\nu_{Ri}(1,1,0)$.

Com os componentes do Modelo Padrão e a adição de m neutrinos estéreis pode-se construir dois tipos de termos de massa gerados por operadores renormalizáveis e invariantes de gauge

$$-\mathcal{L}_{M_\nu} = M_{D_{ij}}\bar{\nu}_{Di}\nu_{Lj} + \frac{1}{2}M_{N_{ij}}\bar{\nu}_{Di}\nu^c_{Dj} + h.c.. \tag{2.8}$$

Aqui, ν^c indica um campo conjugado de carga, $\nu^c = C\bar{\nu}^T$ e C é a matriz de conjugação de carga. M_D é uma matriz complexa 3×3 e M_N é uma matriz simétrica de dimensão $m \times m$.

O primeiro termo é um termo de massa de Dirac. É gerado depois da quebra espontânea de simetria eletrofraca de interações de Yukawa

$$Y^{\nu}_{ij}\bar{\nu}_{Di}\tilde{\phi}^{\dagger}L_{L_j} \Rightarrow M_{D_{ij}} = Y^{\nu}_{ij}\frac{v}{\sqrt{2}}, \tag{2.9}$$

similar às massas dos férmions carregados em 2.7. Conserva número leptônico total mas quebra a simetria de sabor.

O segundo termo da eq. 2.8 é um termo de massa de Majorana, diferente dos termos de massa de Dirac em vários aspectos importantes. É um singleto do grupo de gauge do Modelo Padrão.Como envolve dois campos campos de neutrinos quebra simetria de número leptônico por duas unidades. De forma geral esse termo é permitido unicamente se o neutrino não carrega nenhuma carga conservada.

A equação 2.8 pode ser reescrita como

$$-\mathcal{L}_{M_\nu} = \frac{1}{2}\,\overline{\vec{\nu}^c} M_\nu \vec{\nu} + h.c., \tag{2.10}$$

onde

$$M_\nu = \begin{pmatrix} 0 & M_D^T \\ M_D & M_N \end{pmatrix}, \tag{2.11}$$

e $\vec{\nu} = (\vec{\nu}_L, \vec{\nu}_D^c)^T$ um vetor de dimensão $(3+m)$. A matriz M_ν é complexa e simétrica e pode ser diagonalizada por uma matriz V^ν de dimensão $(3+m)$

$$(V^\nu)^T M_\nu V^\nu = diag(m_1, m_2, \ldots, m_{3+m}). \tag{2.12}$$

Em termos dos $(3+m)$ autoestados de massa $\vec{\nu}_{massa} = (V^\nu)^\dagger \vec{\nu}$ a eq. 2.10 pode ser reescrita

$$-\mathcal{L}_{M_\nu} = \frac{1}{2}\sum_{k=1}^{3+m}\left(\bar{\nu}^c_{massa,k}\nu_{massa,k} + \bar{\nu}_{massa,k}\nu^c_{massa,k}\right) = \frac{1}{2}\sum_{k=1}^{3+m} m_k \bar{\nu}_{Mk}\nu_{Mk}, \tag{2.13}$$

onde

$$\nu_{Mk} = \nu_{massa,k} + \nu^c_{massa,k} = (V^{\nu\dagger}\vec{\nu})_k + (V^{\nu\dagger}\vec{\nu})^c_k, \tag{2.14}$$

que obedece a condição de Majorana

$$\nu_M = \nu_M^c, \tag{2.15}$$

e são conhecidos como neutrinos de Majorana. A condição implica que apenas um campo descreve estados de neutrinos e antineutrinos. Então, um neutrino de Majorana, pode ser descrito por um espinor de duas componentes ao contrário dos férmions carregados, que são partículas de Dirac, e representadas por espinores de quatro componentes.

Da equação 2.14 podemos mostrar que os componentes dos campos de neutrinos nos dubletos de força fraca são

$$\nu_{Li} = L \sum_{j=1}^{3+m} V_{ij}^{\nu} \nu_{Mj} \quad i = 1, 3, \tag{2.16}$$

onde L é o projetor de mão esquerda.

A evidência experimental sobre a natureza da massa dos neutrinos ainda está em aberto.

2.3 Estudo da oscilação

Conforme sugerido por Pontecorvo [9] e Gribov [10] consideramos que os autoestados fracos, ν_α, produzidos em uma interação não são autoestados de massa, ou seja não têm massa definida e são combinação linear de autoestados ν_i. Podemos escrever

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^{n} U_{\alpha i}^{*} |\nu_i\rangle , \tag{2.17}$$

onde n é o número de espécies de neutrinos leves e U é a matriz de mistura. Esta implícita na definição de $|\nu\rangle$ sua dependência na energia-momento e no espaço-tempo.

Depois de se propagar por uma distância L, ou, equivalente para neutrinos relativísticos, um tempo t o neutrino evolui respeitando equação de Schrodinger

$$i\frac{d}{dt} |\nu_i\rangle = H |\nu_i\rangle \rightarrow i\frac{d}{dt} |\nu_\alpha\rangle = UHU^{\dagger} |\nu_\alpha\rangle , \tag{2.18}$$

então um neutrino originalmente produzido com sabor α evolui como

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{i=1}^{n} U_{\alpha i}^{*} |\nu_i(t)\rangle , \tag{2.19}$$

existe então uma probabilidade de mudança de mistura de sabores dado que cada autoestado de massa evolui independentemente no tempo. Essa oscilação é detectada através da interação de corrente carregada $\nu_\alpha(t)N' \rightarrow \ell_\beta N$ com probabilidade

$$\begin{aligned} P_{\alpha\beta} &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t)\rangle|^2 \\ &= |\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{n} U_{\alpha i}^{*} U_{\beta j} \langle \nu_j | \nu_i(t)\rangle|^2 \\ &= \sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{n} |U_{\alpha i} U_{\beta i}^{*} U_{\alpha j}^{*} U_{\beta j}| \cos\left[(E_i - E_j t - \varphi_{\alpha\beta ij})\right], \end{aligned} \tag{2.20}$$

onde o autoestado de massa do neutrino ν_i tem respectivamente energia E_i e massa m_i.

Usando a aproximação padrão de que $|\nu\rangle$ é uma onda plana $|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_it}\,|\nu_i(0)\rangle$ e que neutrinos são relativísticos quando $p_i \simeq p_j \equiv p \simeq E$

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2E}\,, \tag{2.21}$$

e a relação de ortogonalidade $\langle \nu_j|\nu_i\rangle = \delta_{ij}$, nos temos a seguinte probabilidade de transição

$$P_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - 4\sum_{i<j}^{n} Re[U_{\alpha i}U^*_{\beta i}U^*_{\alpha j}U_{\beta j}]\sin^2 X_{ij} + 2\sum_{i<j}^{n} Im[U_{\alpha i}U^*_{\beta i}U^*_{\alpha j}U_{\beta j}]\sin 2X_{ij}, \tag{2.22}$$

onde

$$X_{ij} = \frac{(m_i^2 - m_j^2)L}{4E} = 1.27\frac{\Delta m_{ij}^2}{eV^2}\frac{L/E}{m/MeV}\,. \tag{2.23}$$

Aqui L é a distância entre o ponto de produção de ν_α e o ponto de detecção de ν_β. Os dois primeiros termos da eq. 2.22 conservam CP enquanto o ultimo termo viola essa simetria e tem sinal contrário para antineutrinos. Podemos notar também que precisamos de Δm_{ij}^2 e θ_{ij} não-nulos para que exista a oscilação.

A probabilidade de transição 2.22 tem comportamento oscilatório com comprimentos de oscilação de

$$L_{0,ij}^{osc} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{ij}^2}, \tag{2.24}$$

e amplitudes que são proporcionais à elementos na matriz de mistura.

2.3.1 Evolução no vácuo

Para facilitar a análise é comum começar com um caso de apenas duas famílias de neutrinos no vácuo, onde a matriz de mistura depende de apenas um parâmetro

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}, \tag{2.25}$$

e apenas um parâmetro de diferença de massa Δm^2. Então $P_{\alpha\beta}$ da eq. 2.22 toma sua forma mais conhecida

$$P_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - (2\delta_{\alpha\beta} - 1)\sin^2 2\theta \sin^2 X, \tag{2.26}$$

o espaço físico é preenchido com $\Delta m^2 \geq 0$ e $0 \leq \theta \leq \dfrac{\pi}{2}$ (ou por $0 \leq \theta \leq \dfrac{\pi}{4}$ e ambos sinais de Δm^2).

Mudar o sinal da diferença de massa, $\Delta m^2 \to -\Delta m^2$ e mudar o octante do ângulo de mistura, $\theta \to \pi/2 - \theta$ acarreta na redefinição dos autoestados de massa, $\nu_1 \leftrightarrow \nu_2$, $P_{\alpha\beta}$ deve ser invariante sob tais transformações. Na eq. 2.26 podemos ver que $P_{\alpha\beta}$ é, na verdade, invariante sob cada uma dessas transformações separadamente. Nessa situação existe uma ambiguidade na interpretação de $P_{\alpha\beta}$ em termos de uma mistura de dois neutrinos: ambos diferentes grupos de parâmetros físicos $(\Delta m^2, \theta)$ e $(\Delta m^2, \dfrac{\pi}{2} - \theta)$ resultam na mesma probabilidade de transição no vácuo, a partir apenas de uma medida de, por exemplo, $P_{e\mu}$, não se pode mensurar se a maior componente de ν_e reside no autoestado de massa mais leve ou mais pesado. Essa simetria se perde quando neutrinos viajam através de regiões de matéria e/ou quando há mais de dois neutrinos na mistura.

Nós sabemos que existem pelo menos três neutrinos logo a análise de duas famílias se restringe a casos específicos onde um dos neutrinos é desacoplados dos outros dois. Para este caso mais realista podemos derivar uma fórmula de sobrevivência análoga à 2.26.

Nesse caso a matriz U pode ser convenientemente parametrizada como o produto de quatro sub-matrizes

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} .U_{MAJ}, \tag{2.27}$$

onde

$$U_{MAJ} = \begin{pmatrix} e^{i\eta_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\eta_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, c_{ij} = \cos\theta_{ij} \; e \; s_{ij} = \sin\theta_{ij}. \tag{2.28}$$

Os ângulos θ_{ij} pode ser tomados sem perda de generalidade como $\theta_{ij} \in [0, \pi/2]$ e as fases $\delta_{CP}, \eta_1, \eta_2 \in [0, 2\pi]$.

Em particular se houverem apenas três neutrinos de Majorana, U é uma matriz 3×3 que precisa de seis parâmetros livres: três ângulos de mistura $(\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13})$ e três fases $(\delta_{CP}, \eta_1, \eta_2)$. No caso de três neutrinos de Dirac, as fases de Majorana η_1 e η_2 são absorvidas nos estados dos neutrinos reduzindo o número de fases à um, similar ao à matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) para quarks. Em qualquer caso as fases η_1 e η_2 jamais aparecem na oscilação pois se cancelam no produto UU^*.

Para neutrinos de Dirac, a matriz de mistura U é chamada de Pontecorvo-Maki-Nagakawa-Sakata (PMNS) e tem a conhecida forma

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{-i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{-i\delta_{CP}} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{-i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{-i\delta_{CP}} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix}. \quad (2.29)$$

Usando a fórmula 2.29 e assumindo hierarquia normal ($\Delta m^2_{31} >> \Delta m^2_{21}$) podemos obter a expressão da probabilidade de sobrevivência no vácuo para um neutrino eletrônico ν_e

$$P_{ee} = cos^4\theta_{13}\left[1 - sen^2 2\theta_{12} sen^2\left(\frac{\Delta m^2_{21}}{4E}L\right)\right] + sen^4\theta_{13}. \quad (2.30)$$

Onde, se θ_{13} for próximo de zero, o resultado coincide com o obtido para duas famílias.

2.3.2 Evolução na matéria

A possibilidade de dependência da massa efetiva do neutrino com o ambiente foi proposta como uma possível solução para o problema do neutrino solar por Wolfenstein [11] e Mikheev e Smirnov [12][13]. Quando neutrinos se propagam no meio material a interação com esse meio afeta suas propriedades. Esses efeitos podem ser coerentes ou incoerentes. Para espalhamentos inelásticos puramente incoerente a seção de choque característica é muito pequena

$$\sigma \sim \frac{G_F^2 s}{\pi} \sim 10^{-43} cm^2 \left(\frac{E}{MeV}\right)^2. \quad (2.31)$$

Já em interações coerentes o meio se mantêm inalterado e interferências entre neutrinos espalhados e não-espalhados são possíveis. A coerência possibilita o desacoplamento da equação de evolução dos neutrinos das equações do meio. Nesta aproximação o efeito do meio material é descrito por um potencial efetivo que depende da densidade e da composição da matéria, conhecido como efeito Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW).

Levando o efeito MSW em conta a equação de evolução para n neutrinos ultrarelativisticos se propagando na matéria na base de matéria pode ser escrita da seguinte forma

$$i\frac{d\vec{\nu}}{dr} = H\vec{\nu}, \qquad H = H_m + U^{\nu\dagger} V U^{\nu}, \quad (2.32)$$

com $\vec{\nu} \equiv (\nu_1, \nu_2, \ldots, \nu_n)^T$, H_m é o Hamiltoniano para a energia cinética,

$$H_m = \frac{1}{2E}\, diag(m_1^2, m_1^2, \ldots, m_n^2), \tag{2.33}$$

e V é o potencial efetivo que descreve as interações coerentes do neutrino com a matéria, na base de interação, U^ν é a submatriz $n \times n$ da matriz unitária V^ν correspondendo aos n estados relativísticos dos neutrinos. Se considerarmos a evolução de ν_e em um meio permeado por elétrons, prótons e nêutrons com respectivamente n_e,n_p e n_n densidades.

O Hamiltoniano efetivo descrevendo as interações relevantes para os neutrinos é dado por

$$H_W = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\left[J^{(+)\alpha}(r)J_\alpha^{(-)}(r) + \frac{1}{4}J^{(N)\alpha}(r)J_\alpha^{(N)}(r)\right], \tag{2.34}$$

onde J_α's são as correntes fermiônicas do MP

$$\begin{aligned}
J_\alpha^{(+)}(r) &= \bar{\nu}_e(r)\gamma_\alpha(1-\gamma_5)e(r), \\
J_\alpha^{(-)}(r) &= \bar{e}(r)\gamma_\alpha(1-\gamma_5)\nu_e(r), \\
J_\alpha^{(N)}(r) &= \bar{\nu}_e(r)\gamma_\alpha(1-\gamma_5)\nu_e(r) \\
&\quad -\bar{e}(r)[\gamma_\alpha(1-\gamma_5) - 4\sin^2\theta_W\gamma_\alpha]e(r) \\
&\quad +\bar{p}(r)[\gamma_\alpha(1-g_A^{(p)}\gamma_5) - 4\sin^2\theta_W\gamma_\alpha]p(r) \\
&\quad -\bar{n}(r)\gamma_\alpha(1-g_A^{(n)}\gamma_5)n(r),
\end{aligned} \tag{2.35}$$

e $g_A^{(n,p)}$ são os acoplamentos axiais para nêutrons e prótons respectivamente. Considerando primeiramente o efeito da corrente carregada, o Hamiltoniano efetivo devido aos elétrons do meio é

$$\begin{aligned}
H_{CC}^{(e)} &= \frac{G_F}{\sqrt{2}}\int d^3p_e f(E_e,T) \times \langle\langle e(s,p_e)|\bar{e}(x)\gamma^\alpha(a-\gamma_5)\nu_e(r)\bar{\nu}_e\gamma_\alpha(1-\gamma_5)e(r)|e(s,p_e)\rangle\rangle \\
&= \frac{G_F}{\sqrt{2}}\,\bar{\nu}_e(r)\gamma_\alpha(1-\gamma_5)\nu_e\int d^3p_e f(E_e,T)\,\langle\langle e(s,p_e)|\bar{e}(r)\gamma_\alpha(1-\gamma_5)e(r)|e(s,p_e)\rangle\rangle\,,
\end{aligned} \tag{2.36}$$

com s o spin do elétron e p_e seu momento. A função de distribuição de energia dos elétrons do meio, $f(E_e,T)$, se supõe homogênea e isotrópica, normalizada como

$$\int d^3p_e f(E_e,T) = 1. \tag{2.37}$$

Por $\langle \ldots \rangle$ denotamos a média sobre os spinores do elétron e somando sobre todos os elétrons do meio. Note que a coerência implica s, p_e iguais no inicio e no fim da evolução. Para calcular essa média levamos em conta que a corrente axial tende a zero para um meio de elétrons não-relativísticos. As componentes espaciais da corrente vetorial se cancelam por causa da isotropia e então a única contribuição não-trivial é

$$\int d^3p_e f(E_e, T) \left\langle \langle e(s, p_e)| \, \bar{e}(r)\gamma_0 e(r) \, |e(s, p_e)\rangle \right\rangle = n_e(r), \tag{2.38}$$

que contribui para o Hamiltoniano efetivo como

$$H_{CC}^{(e)} = \sqrt{2} G_F n_e \bar{\nu}_{eL}(r)\gamma_0 \nu_{eL}(r). \tag{2.39}$$

Isso pode ser interpretado como uma contribuição à energia potencial de ν_{eL}

$$V_{CC} = \sqrt{2} G_F n_e. \tag{2.40}$$

Para ν_μ e ν_τ, o potencial devido a interações CC é nulo para quaisquer meios materiais usuais devido à ausência de $\mu's$ e $\tau's$. Com o mesmo raciocínio podemos derivar o potencial para interações de CN

$$V_{CN} = \frac{\sqrt{2}}{2} \, G_F \Big[- n_e(1 - 4\sin^2\theta_\omega) + n_p(1 - 4\sin^2\theta_\omega) - n_n \Big], \tag{2.41}$$

que tem, para matéria neutra, $n_e = n_p$ então a contribuição para elétrons e prótons se cancelam e apenas os nêutrons contribuem com

$$V_{CN} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \, G_F n_n, \tag{2.42}$$

podemos então escrever a equação de evolução para os três neutrinos ativos incluindo puramente interações do MP em um meio neutro com elétrons, prótons e nêutrons como na eq. 2.32 com $U^\nu \equiv U$, e o potencial efetivo

$$V = diag(\pm\sqrt{2} G_F n_e(r), 0, 0) \equiv diag(V_e, 0, 0). \tag{2.43}$$

Na eq. 2.43, o sinal $+(-)$ se refere à neutrinos (antineutrinos), e $n_e(r)$ é a densidade eletrônica do meio, que em geral muda ao longo da trajetória assim como o potencial. Por exemplo, no núcleo da Terra $V_e \sim 10^{-13} eV$ enquanto no núcleo do Sol $V_e \sim 10^{-12} eV$.

Note que o potencial da corrente neutra, 2.42 é diagonal na base de sabores, e então pode ser excluída da equação de evolução pois apenas contribui para uma fase que não será observada.

Os autovetores instantâneos de massa na matéria, $\tilde{\nu}_i$, são os autoestados de H para um valor fixo de r, e se relacionam com a base de interação por

$$\tilde{\nu} = \tilde{U}(r)\tilde{\nu}^m, \tag{2.44}$$

onde

$$\tilde{U} = \begin{pmatrix} cos\tilde{\theta} & sen\tilde{\theta} \\ -sen\tilde{\theta} & cos\tilde{\theta} \end{pmatrix}, \tag{2.45}$$

enquanto $\tilde{m}_i(r)^2/(2E)$ são os autovalores instantâneos correspondentes com $\tilde{m}_i(r)$ a massa efetiva instantâneas dos neutrinos.

Para o caso mais simples da evolução de um estado do neutrino com apenas duas famílias envolvidas $|\nu_\alpha\rangle$ e $|\nu_\beta\rangle$

$$\tilde{m}^2_{1,2}(r) = \frac{m_1^2 + m_2^2}{2} + E[V_\alpha + V_\beta] \mp \frac{1}{2}\sqrt{[\Delta m^2 \cos 2\theta - A]^2 + [\Delta m^2 \sin 2\theta]^2}, \tag{2.46}$$

enquanto $\tilde{U}(r)$ pode ser escrito como na eq. 2.25 com o ângulo de mistura instantâneo na matéria dado por

$$\tan 2\tilde{\theta} = \frac{\Delta m^2 \sin 2\theta}{\Delta m^2 \cos 2\theta - A}, \tag{2.47}$$

com A definido

$$A \equiv 2E(V_\alpha - V_\beta). \tag{2.48}$$

E aqui podemos notar que a simetria existente na oscilação no vácuo se perde pois para cada valor de A (que depende dos componentes da matéria do ambiente e da composição de sabores no estado do neutrino) o ângulo pode ser maior ou menor que o ângulo de mistura no vácuo. Genericamente efeitos de massa são importantes quando, para alguns estados, o fator diferencial A é comparável com o termo de diferença de massa $\Delta m^2 \cos 2\theta$. Um efeito mais relevante ocorre quando o ângulo de mistura $tg\tilde{\theta}$ muda de sinal se em certo ponto a densidade do meio satisfaz a *condição de ressonância*

$$A_R = \Delta m^2 cos 2\theta. \tag{2.49}$$

Se no vácuo o autoestado de massa mais leve tem uma projeção maior no sabor α enquanto o mais pesado faz o mesmo em β, dentro de uma densidade de matéria

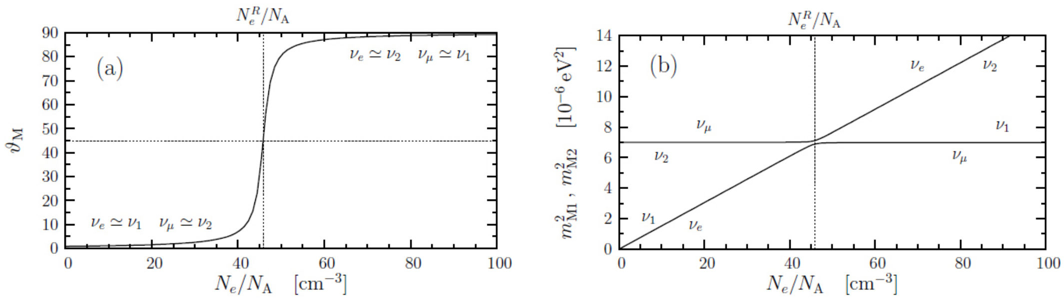


Figura 2.2: (a) Ângulo efetivo de mistura ν_M e (b) massas quadradas efetivas m^2_{M1} e m^2_{M1} na matéria em função da razão do número de densidade de elétrons e o numero de Avogrado N_e/N_A, para $m_1 = 0$, $\Delta m^2 = 7 \times 10^{-6}\ eV^2$, $sen^2 2\nu = 10^{-3}$ e $E = 1\ MeV$. $N_e^R \equiv \Delta m^2 cos2\nu/2\sqrt{2}EG_F$ é o número de densidade eletrônica na ressonância, onde $\nu_M = 45^o$. [14]

aonde $A > A_R$ o oposto ocorre. Logo, para um neutrino viajando em um potencial de matéria variando monotonicamente, a componente dominante do autoestado de massa muda quando o neutrino cruza a região $A = A_R$. Esse fenômeno é conhecido como *level crossing* e é indicado na Fig.(2.2).

Na base instantânea de massa a equação de evolução fica

$$i\frac{d\tilde{\nu}}{dr} = \Big[\frac{1}{2E}\, diag(\tilde{m}_1^2(r), \tilde{m}_2^2(r), \ldots, \tilde{m}_n^2(r)) - i\tilde{U}^\dagger(r)\frac{d\tilde{U}}{dr}\Big]\tilde{\nu}. \qquad (2.50)$$

e devido ao ultimo termo, a eq. 2.50 constitui um sistema de equações acopladas que implica que os autoestados de massa, ν_i^m, sofrem mistura na evolução e então não são autoestados de energia. Para duas famílias temos

$$i\frac{d}{dr}\begin{pmatrix}\tilde{\nu}_1\\ \tilde{\nu}_2\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\frac{\tilde{m}_1^2}{2E} & i\frac{d\tilde{\theta}}{dr}\\ -i\frac{d\tilde{\theta}}{dr} & \frac{\tilde{m}_2^2}{2E}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\tilde{\nu}_1\\ \tilde{\nu}_2\end{pmatrix}. \qquad (2.51)$$

No entanto, para potenciais de matéria constantes ou com variação suave o suficiente esse ultimo termo pode ser negligenciado e então os autoestados instantâneos de massa, ν_i^m, se comportam como autoestados e de energia e não sofrem mistura na evolução, enquanto essa condição é satisfeita, qualquer autoestado de matéria $\tilde{\nu_\alpha}$ atravessa inalterado a matéria, com a sua mistura relativa de ν_e e ν_μ mudando adiabaticamente de acordo com o valor da densidade de um ponto especifico. Esta é a aproximação de transição *adiabática*. Do contrário, se o ultimo termo eq. 2.50 contribuir para a equação de evolução esta é *não-adiabática*.

Essa é uma análise importante para o nosso trabalho e então podemos definir um *parâmetro de adiabaticidade*, γ que quantifique a influência do termo de variação do ângulo

$$\gamma = \left| \frac{\Delta\tilde{m}^2_{12}/2E_\nu}{d\tilde{\theta}/dr} \right|, \tag{2.52}$$

se $\gamma >> 1$ em todos os pontos da trajetória a transição é adiabática, ou seja, a transição entre $\tilde{\nu}_\alpha$'s é desconsiderável.

A probabilidade de oscilação toma então uma forma particularmente simples para evoluções adiabáticas na matéria e pode ser escrita de forma muito similar à eq. 2.22. Por exemplo, ignorando a violação de CP

$$P_{\alpha\beta} = \Big| \sum_i \tilde{U}_{\alpha i}(0)\tilde{U}_{\beta i}(L) exp\Big(- \frac{i}{2E}\int\limits_0^L \tilde{m}^2_i(r')dr'\Big)\Big|. \tag{2.53}$$

Com a base teórica da física de neutrinos envolvida, especificamente a oscilação podemos introduzir o conceito e o formalismo do modelo MaVaN, assim como seu efeito na oscilação na matéria.

Capítulo 3

MaVaNs

3.1 Neutrinos e Energia Escura

Na cosmologia a energia escura é uma forma hipotética de energia que permeia todo o espaço e leva à aceleração do universo [15]. O modelo padrão corrente da cosmologia conta 73% da energia total do universo em energia escura [16]. Independente de sua natureza, a energia escura precisa ter uma forte pressão negativa para explicar a aceleração da expansão do universo e foi motivada inicialmente pela evidência de supernovas [17][18] junto com dados de radiação cósmica de fundo [19][20].

A necessidade de uma nova misteriosa componente de energia escura indicou caminho para física além do modelo padrão. O problema é especialmente complicado devido ao que ficou conhecido como problema da coincidência cósmica. Basicamente, no tempo presente a densidade matéria e energia escura são similares, $\rho_{CDM}/\rho_{\Lambda} \sim 1/3$, no entanto essa razão evolui em função do fator de escala do universo com $1/a^3$.

Essa igualdade de ordem nos dias de hoje dessas duas grandezas que variam de forma dramaticamente diferente na história do universo se torna um problema. Qualquer modelo que queira explicar a evolução do universo precisa de condições iniciais muito específicas para alcançar esses valores, isso nos dá pistas de que essa coincidência pode ser melhor explicada se a energia escura tem uma solução atratora com algum componente da matéria.

Se apoiando na similaridade de escalas ($(2 \times 10^{-3}eV)^4$ para a energia escura e $(10^{-2}eV)^2$ para o split de massa dos neutrinos) as refs. [3] e [21] propõem explicar a natureza da energia escura postulando que a massa dos neutrinos é variável, dependendo do valor de um campo escalar ϕ. Considerando uma variação muito lenta nos parâmetros envolvidos podemos tomar que o sistema está sempre no equilíbrio e o potencial acompanha o mínimo do sistema. O potencial ϕ é então considerado muito plano e sua magnitude depende da densidade cosmológica de neutrinos. Como resultado estes neutrinos de massa variável (MaVaN's) se tornam mais pesados com o decrescimento da sua densidade e a energia total do fluido (presente nos neutrinos e no campo ϕ), identificada como energia escura, pode variar suavemente enquanto a densidade de neutrinos decresce.

Isso não apenas explicaria a origem da energia escura, mas pode também alterar significativamente os limites cosmológicos da massa do neutrino [3], modificar a relação de massa do neutrino com a leptogênese [21], e mudar o esperado na divisão de sabores para neutrinos do background cósmico e fontes astrofísicas distantes [4].

Podemos mostrar então que interações de força sub-gravitacional podem ocorrer naturalmente entre a matéria ordinária e o campo ϕ [22], e podem fazer com que o valor de ϕ varie de seu valor no vácuo. Isso leva à neutrinos com massas dependentes da densidade do meio e, consequentemente, novos efeitos na oscilação. Motivamos então o estudo dos efeitos fenomenológicos desse tipo de modelo que podem ocorrer no Sol [23][24][25], na Terra [26], em neutrinos atmosféricos [27] e em supernovas [28].

3.2 Formalismo

Grande parte das consequências fenomenológicas dos MaVaNs podem ser entendidas de uma forma independente de modelos. De inicio vamos considerar a massa do neutrino m_ν como um campo dinâmico. Aqui nós deveríamos denotar m_ν em função de ϕ, mas, para o propósito que temos de analisar a densidade minima de energia é suficiente escrever o escalar em função da massa do neutrino, contanto que $\partial m_\nu/\partial\phi$ continue diferente de zero.

Em geral a contribuição do sinal de fundo de neutrinos para a densidade de energia é dado por

$$\delta V = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3}\sqrt{k^2+m_\nu^2}f(k), \tag{3.1}$$

onde $f(k)$ é a soma dos números de ocupação no espaço dos momentos para neutrinos e anti-neutrinos.

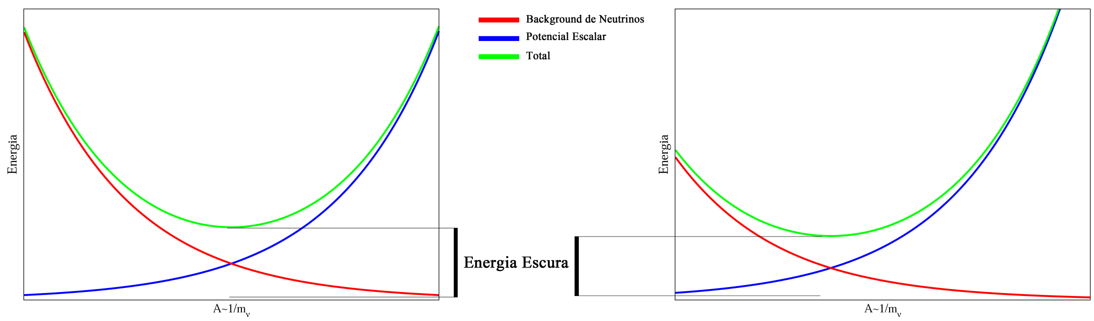


Figura 3.1: Relação entre o potencial escalar, a massa dos neutrinos e a energia escura. A competição entre os potenciais determina um mínimo que indica a densidade da energia escura. O gráfico da direita é evoluido temporalmente em relação ao da esquerda. A diferença entre as imagens é a densidade dos neutrinos, que estabiliza em pontos diferentes o valor da energia escura.

A dependência dessa densidade de energia com a mudança da massa do neutrino é dada por

$$\frac{\partial \delta V}{\partial m_\nu} \equiv s_\nu = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{m_\nu}{\sqrt{k^2 + m_\nu^2}} f(k). \tag{3.2}$$

A quantidade s_ν, a qual nos referimos como *densidade escalar de neutrinos*, se torna importante na cosmologia e fenomenologia de modelos MaVaNs pois o termo de fonte de um campo escalar é proporcional à s_ν. No limite não-relativístico $s_\nu = n_\nu$, a densidade total de neutrinos e anti-neutrinos e o termo dominante na dependência de m_ν com a densidade de energia do background de neutrinos é apenas $n_\nu m_\nu$.

Ainda nesse limite, a dependência da densidade de energia com m_ν é dada pelo potencial efetivo

$$V(m_\nu) = m_\nu n_\nu + V_0(m_\nu), \tag{3.3}$$

onde $V_0(m_\nu)$ é o potencial escalar. A presença do sinal de fundo térmico de neutrinos age como uma fonte que tende a levar m_ν para pequenos valores. Por outro lado, se assume que V_0 é minimizado para altos valores de m_ν. Logo esses dois termos competem, com um mínimo em um valor intermediário de m_ν, e V_0 não nulo. Esse mínimo indica a densidade da energia escura. Com a expansão do universo o sinal de fundo de neutrinos se dilui e m_ν é levado para valores cada vez maiores, essa relação pode ser vista na Fig.(3.1), que mostra dois momentos diferentes dessa relação.

No mínimo do potencial efetivo

$$V'(m_\nu) = n_\nu + V_0'(m_\nu) = 0. \tag{3.4}$$

3.2.1 MaVaN's em meios densos

Em meios mais densos teremos a contribuição da densidade local de neutrinos além do sinal de fundo cósmico, podemos escrever então

$$V_\nu = V_{bg} + V_{\nu,meio} = m_\nu n^{C\nu B} + m_\nu \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3}\sqrt{k^2+m_\nu^2}f(k), \tag{3.5}$$

e a Lagrangiana efetiva será

$$\mathcal{L} = m_\nu \bar{\nu}\nu + V_{tot}(m_\nu), \tag{3.6}$$

onde $V_{tot}(m_\nu) = V_\nu(m_\nu) + V_0(m_\nu)$ é o potencial total que inclui a densidade de neutrinos locais e de fundo além do potencial escalar.

Podemos definir o parâmetro do valor médio do inverso da energia parametrizado para a densidade de neutrinos do fundo cósmico

$$A \equiv \frac{1}{n^{C\nu B}} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{k^2+m_\nu^2}} f(k) \tag{3.7}$$

então a condição de mínimo do potencial efetivo em meios massivos

$$\frac{\partial V_{tot}(m_\nu)}{\partial m_\nu}|_{m_\nu} \Rightarrow V_0'(m_\nu) + n^{C\nu B}(1 + m_\nu A) = 0, \tag{3.8}$$

e, comparando com a condição de mínimo no vácuo

$$\frac{\partial V_{tot}(m_\nu^0)}{\partial m_\nu}|_{m_\nu^0} \Rightarrow V_0'(m_\nu) + n^{C\nu B} = 0, \tag{3.9}$$

deixa sem sombra de duvidas a dependência da diferença de massa vácuo-meio massivo com a forma do potencial escalar V_0, que, em geral, pode ser parametrizado como

$$V_0(m_\nu) = \Lambda^4 f\left(\frac{m_\nu}{\mu}\right), \tag{3.10}$$

onde uma escala Λ^4 adéqua a escala para a constante cosmológica e a função f depende da razão adimensional m_ν/μ, sendo μ uma escala de massa assessora.

3.2.2 Acoplamento acceleron-matéria

Até aqui ainda não levamos em conta a possibilidade da interação de ϕ com outros tipos de matéria que não os neutrinos. Mostramos aqui que uma possível interação do escalar com a matéria ordinária gera uma diferença no valor do campo que por sua vez levaria a uma massa do neutrino dependente da densidade local. Podemos considerar que esse acoplamento do escalar com a matéria poderia ser feito por operadores não-renormalizáveis, como os que surgiriam devido a gravidade quântica.

Em baixas energias essas interações surgiriam com um acoplamento de Yukawa para ϕ e os nêutron, prótons e elétrons que pode ser parametrizada como $\lambda_i m_i/M_{PL}$, com $i = p, n, e$ respectivamente e M_{PL} a escala de Plank. $\lambda_i < 10^{-2}$ por testes da lei do inverso do quadrado da gravidade para $m_\phi > 10^{-11}eV$ e para $m_\phi > 10^{-8}eV$ por testes do principio de equivalência [29][30].

Na presença de matéria e parametrizando todas as contribuições combinadas em $\lambda_p = \lambda_n = \lambda_e = \lambda_f$ e a densidade de matéria ordinária m_f temos um novo potencial efetivo

$$V = \frac{\lambda_f \rho_f \phi}{M_{PL}} + V_{tot}, \tag{3.11}$$

e a diferença de massa do neutrino na presença de matéria pode então ser estimada como

$$\Delta m_\nu \sim 1eV \left(\frac{\lambda_\nu}{10^{-1}}\right)\left(\frac{\lambda_f}{10^{-2}}\right)\left(\frac{\rho_f}{\mu}\right)\left(\frac{10^{-6}eV}{m_\phi}\right)^2, \tag{3.12}$$

onde consideramos ϕ suficientemente pequeno para permitir uma expansão de Taylor de V em função do valor atual de fundo de ϕ. Para um potencial plano como o introduzido inicialmente o efeito será maior, porém queremos mostrar genericamente aqui que para MaVaNs a massa do neutrino depende da densidade total do meio que pode variar consideravelmente.

Esse tipo de efeito de dependência da densidade local já é conhecido, como no efeito padrão MSW, ambos efeitos se distinguem pois o que estamos incluindo é igual para neutrinos e anti-neutrinos.

Se queremos ver os efeitos desse tipo de modelo na oscilação precisamos expandir o formalismo para mais de um neutrino onde consideramos ainda apenas um escalar ϕ e todos os neutrinos têm, em suas massa, uma contribuição com o *setor escuro* e que essas relações são independentes.

Podemos ter então todo o cenário parametrizado pela Lagrangiana do modelo padrão mais um escalar que se acopla com os neutrinos e com a matéria bariônica

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \sum_i \bar{\nu}_i(i\,\partial\!\!\!/ - m_i^0)\nu_i + \sum_f \bar{f}(i\,\partial\!\!\!/ - m_f^0)f \\ &+\frac{1}{2}[\phi(\partial^2 - m_\phi^2)\phi] + \sum_{ij}\lambda_{ij}^\nu \bar{\nu}_i\nu_j\phi + \sum_f \lambda^f \bar{f}f\phi, \end{aligned} \tag{3.13}$$

onde m_i^0 é a massa do neutrino no vácuo, ou seja, apenas com a contribuição do sinal de fundo cósmico. Aqui escrevemos uma Lagrangiana de Dirac porém poderia ser escrita para neutrinos Majorana.

As massas adquiridas dos neutrinos seguirão então o seguinte grupo de equações integrais

$$m_{ij}(r) = m_i^0\delta_{ij} - M_{ij}(r), \tag{3.14}$$

$$M_{ij}(r) = \frac{\lambda_{ij}^\nu}{m_\phi^2}\left(\sum_f \lambda^f n_f(r) + \sum_a \lambda_{aa}^\nu \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3}\frac{M_{aa}}{\sqrt{k^2 + M_{aa}^2}f_a(r,k)}\right), \tag{3.15}$$

n_f é a densidade de matéria ordinária e $f_a(k,r)$ é a soma dos números de ocupação no espaço dos momentos para neutrinos e anti-neutrinos da família a além da densidade do sinal de fundo cósmico de neutrinos.

A Ref.[31] argumenta que genericamente, esse tipo de modelo contêm uma instabilidade catastrófica que ocorre quando neutrinos se tornam não relativísticos. Como consequência os neutrinos acoplados com o acceleron precisam ser extremamente leves. Assumimos então a massa de vácuo dos neutrinos sendo absolutamente hierárquica

$$m_1^0 < m_2^0 < m_3^0. \tag{3.16}$$

Para neutrinos solares, como já discutido em [24][23], a contribuição dominante para a massa do neutrino vem do efeito de fundo de densidade de matéria. Então nós negligenciamos aqui a contribuição para a massa do neutrino proveniente da densidade de neutrinos e nos concentramos na dependência com a densidade de matéria

$$M_{ij} = \frac{\lambda_{ij}^\nu}{m_\phi^2}\sum_f \lambda^f n_f(r). \tag{3.17}$$

Aqui, novamente considero apenas expansões lineares para mostrar o efeito do modelo, um cenário similar ao considerado em [24][26].

3.3 Efeitos na oscilação

Ao incluir os termos M_i de dependência da massa do neutrino com a densidade de matéria local na equação de evolução nada nos certifica de que a fatorização, válida para neutrinos de reatores, de duas famílias de neutrinos ativos continuará sendo válida, porém como o objetivo é mostrar que o modelo de massa variável explica os dados respeitando os valores já encontrados vamos manter essa forma por construção. Podemos parametrizar a eq. de evolução assim como [31]

$$i\frac{d}{dr}\begin{pmatrix}\nu_e\\ \nu_\mu\end{pmatrix} = \left[\frac{1}{2E_\nu}U_{\theta_{12}}\begin{pmatrix}(m_1^0 - M_1(r))^2 & M_3^2(r)\\ M_3^2(r) & (m_2^0 - M_2(r))^2\end{pmatrix}U^\dagger_{\theta_{12}} + \begin{pmatrix}V_{CC}(r) & 0\\ 0 & 0\end{pmatrix}\right]\begin{pmatrix}\nu_e\\ \nu_\mu\end{pmatrix}\Bigg|_{r=0}, \tag{3.18}$$

onde $\mathbf{U}_{\theta_{12}}$ a matriz de mistura parametrizada pelo ângulo θ_{12} sem efeito de matéria, $V_{CC}(r) = \sqrt{2}G_F n_e(r)$ é o potencial MSW proporcional à densidade eletrônica $n_e(r)$ local.

Considerando a transição adiabática a eq. de evolução pode ser resolvida analiticamente e a probabilidade de transição para o neutrino criado puramente eletrônico, ou seja $\binom{\nu_e}{\nu_\mu}|_{r=0} = \binom{1}{0}$, é

$$P_{ee} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}\cos 2\theta^m_{0,12}\cos 2\theta_{12}, \tag{3.19}$$

onde $\theta^m_{0,12}$ é o ângulo efetivo de mistura no ponto de criação r_0 do neutrino no meio, explicitamente

$$\cos 2\theta^m_{0,12} = \frac{(\Delta\tilde{M}^2_{21}(r_0)\cos 2\tilde{\theta}_{0,12} - 2E_\nu V_{CC}(r_0))}{\sqrt{(\Delta\tilde{M}^2_{21}(r_0)\cos 2\tilde{\theta}_{0,12} - 2E_\nu V_{CC}(r_0))^2 + (\Delta\tilde{M}^2_{21}(r_0)\sin 2\tilde{\theta}_{0,12})^2}}, \tag{3.20}$$

com

$$\Delta\tilde{M}^2_{21}(r_0) = 2\sqrt{M_3^4(r_0) + \Big(\frac{\Delta M^2_{21}(r_0)}{2}\Big)^2}, \tag{3.21}$$

$$\cos 2\tilde{\theta}_{0,12} = \frac{\Delta M^2_{21}(r_0)\cos 2\theta_{21} - 2M_3^2(r_0)\sin 2\theta_{12}}{\Delta\tilde{M}^2_{21}(r_0)}, \tag{3.22}$$

e

$$\Delta M^2_{21}(r_0) = (m_2^0 - M_2(r_0))^2 - (m_1^0 - M_1(r_0))^2. \tag{3.23}$$

Em geral $M_i(r)$ pode ser uma função arbitrária da densidade de matéria. Por exemplo

$$(i) \quad M_i(r) = \alpha_i\Big[\frac{\rho(r)}{(gr/cm^3)}\Big], \tag{3.24}$$

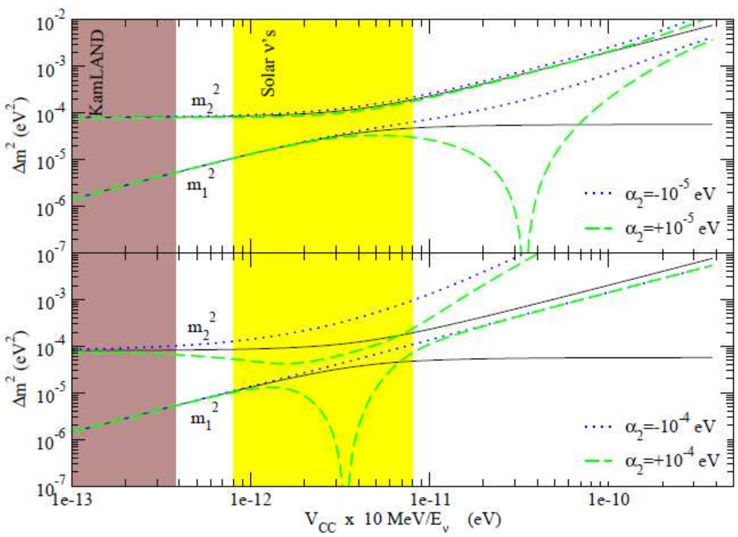


Figura 3.2: Efeitos do modelo MaVaN com parametrização linear na evolução dos autoestados de massa com $(m_2^0)^2 = 8\times10^{-5}eV^2, tg^2\theta_{12} = 0,4$ e diferentes valores dos parâmetros de dependência do meio. As linhas sólidas representam a evolução padrão MSW. As regiões sombreadas correspondem a valores típicos de $V_{CC} = V_e$ na região de produção de neutrinos no centro do Sol para neutrinos eletrônicos.[26]

$$(ii) \quad M_i(r) = M_{0i} \tanh\Big[\lambda_i \frac{\rho(r)}{(gr/cm^3)}\Big]. \tag{3.25}$$

A parametrização 3.24 foi utilizada em [26], essa relação é utilizada por completeza para se adequar aos resultados da aproximação linear aplicada em 3.14. Já em 3.25 temos uma relação que tem crescimento linear para pequenas densidades, comportamento sugerido em [22] assumindo uma diferença pequena entre A em comparação com seu valor inicial, e uma saturação dessa dependência para grandes valores de densidade.

A Fig.(3.2) mostra, para 3.24, efeitos do modelo na evolução dos autoestados de massa com $m_{02}^2 = 8\times10^{-5}eV^2, tg^2\theta_{12} = 0,4$ e diferentes valores dos parâmetros de dependência do meio. As linhas sólidas representam a evolução padrão MSW. As regiões sombreadas correspondem a valores típicos de $V_{CC} = V_e$ na região de produção de neutrinos no centro do Sol para neutrinos eletrônicos, e uma densidade constante da crosta terrestre de $3g/cm^3$ e a energia dos neutrinos variando de 3 a 10 MeV para a região de KamLAND.

Para a parametrização de 3.25 mostramos na Fig.(3.3) o comportamento obtido

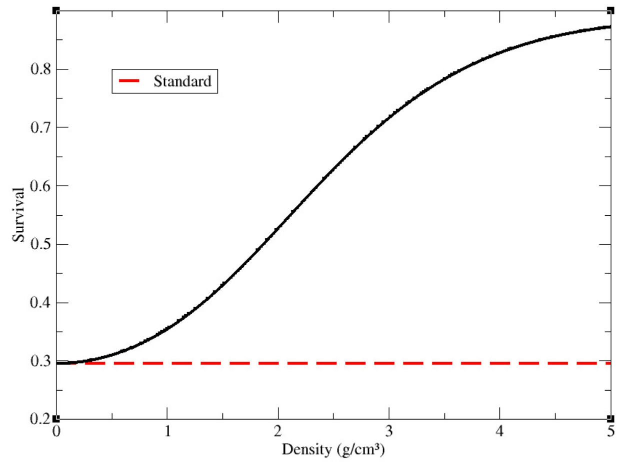


Figura 3.3: Fixando $(m_2^0)^2 = 8.10^{-5}eV^2$, $tg\theta_{21} = 0.4$, $E = 10MeV$, $\lambda_1 = 0$, $\lambda_2 = 1.1\times10^{-4}$, $\lambda_3 = 2.10^{-3}$ e $M_0 = 3.10^{-2}eV$ e uma distância fixa de 100 km em 3.18 podemos comparar a relação entre a probabilidade de sobrevivência e a densidade do meio para o modelo padrão (tracejado) e a parametrização da eq. 3.25.

quando inserimos $(m_2^0)^2 = 8.10^{-5}eV^2$, $tg\theta_{21} = 0.4$, $E_\nu = 10MeV$, $\lambda_1 = 0$, $\lambda_2 = 1.1 \times 10^{-4}$, $\lambda_3 = 2.10^{-3}$ e $M_0 = 3.10^{-2}eV$ e uma distância fixa de 100 km na equação de evolução.

Para valores de ρ onde $M_2 \to m_2^0$, $\Delta M_{21}^2(r)$, efeitos não adiabáticos ocorreriam, assim como para valores muito grandes dos parâmetros M_i onde fosse possível separar os efeitos de matéria dos efeitos ditos *cinéticos* levando a um caso de completa dominância de M_i.

Com a influência do modelo MaVaN bem definida sobre a oscilação, precisamos definir a fenomenologia esperada no experimento KamLAND para tentar testar os limites do modelo em simulações.

Capítulo 4

Fenomenologia

4.1 Experimentos de Oscilação

Um experimento de oscilação de neutrinos é caracterizado pela energia E típica do feixe de neutrinos e pela distância fonte-detector L. Mas, em geral, feixes de neutrinos não são monoenergéticos e detectores têm uma resolução de energia finita.

Os experimentos são sensíveis à probabilidade média

$$\langle P_{\alpha\beta} \rangle = \frac{\int dE \frac{d\Phi}{dE} \sigma_{CC}(E) P_{\alpha\beta}(E) \epsilon(E)}{\int dE \frac{d\Phi}{dE} \sigma_{CC}(E) \epsilon(E)}, \tag{4.1}$$

que pode ser escrito como

$$\langle P_{\alpha\beta} \rangle = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i<j}^{n} Re[U_{\alpha i} U^*_{\beta i} U^*_{\alpha j} U_{\beta j}] \left\langle \sin^2 X_{ij} \right\rangle + 2 \sum_{i<j}^{n} Im[U_{\alpha i} U^*_{\beta i} U^*_{\alpha j} U_{\beta j}] \left\langle \sin 2X_{ij} \right\rangle, \tag{4.2}$$

onde Φ é o espectro de energia do neutrino, σ_{CC} é a seção de choque para o processo usado na detecção (em geral interações CC), e $\epsilon(E)$ é a eficiência do detector. Os limites de integração na energia dependem da resolução de energia do experimento.

O experimento, se montado de forma que $E/L \simeq \Delta m^2_{ij} (L \sim L^{osc}_{0,ij})$, será sensível a um valor especifico de Δm^2_{ij}. Os valores típicos de L/E para diferentes tipos de fontes e os respectivos alcances de sensibilidade para Δm^2_{ij} estão resumidos na Tabela 4.1.

Genericamente, se $(E/L) \gg \Delta m^2_{ij} (L \ll L^{osc}_{0,ij})$, a fase de oscilação não tem tempo de ter um efeito apreciável pois $\sin^2 X_{ij} \ll 1$. Todavia, se $L \gg L^{osc}_{0,ij}$ a fase de oscilação passa por muitos ciclos antes da detecção e fica mediada por $\left\langle \sin^2 X_{ij} \right\rangle = 1/2$.

Experimento	ν	**L(km)**	**E(MeV)**	$\mathbf{\Delta m^2 (eV^2)}$
Solar	ν_e	10^{10}	1	10^{10}
Reator	$\bar{\nu}_e$	$10^2 - 10^3$	1	$10^{-2} - 10^{-3}$
	$\bar{\nu}_e$	$10^4 - 10^5$	1	$10^{-4} - 10^{-5}$
Atmosférico	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e$	$10^4 - 10^7$	$10^2 - 10^5$	$10^{-1} - 10^{-4}$
Acelerador	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	10^2	$10^3 - 10^4$	$> 0,1$
	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	$10^5 - 10^6$	10^4	$10^{-2} - 10^{-3}$

Tabela 4.1: Valores característicos de L e E para diferentes fontes e experimentos e o intervalo correspondente de Δm^2 de maior sensibilidade.

Experimentos do tipo $\bar{\nu_\mu} \to \bar{\nu_e}$ são chamados de experimentos de aparecimento. Experimentos de aparecimento são ideais para testar a região de pequenos ângulos de mistura. Por outro lado, experimentos do tipo $\bar{\nu_e} \to \bar{\nu_e}$ e $\nu_e \to \nu_e$, são chamados experimentos de desaparecimento ou sobrevivência.

Podemos definir dois sub-grupos de duas famílias

- **Frequência de oscilação atmosférica** ou $\Delta m^2_{31} L/(4E) \simeq \pi/2$, que necessariamente leva à $\Delta m^2_{21} L/(4E) << 1$

- **Frequência de oscilação solar** ou $\Delta m^2_{21} L/(4E) \simeq \pi/2$, que necessariamente leva à $\Delta m^2_{31} L/(4E) >> 1$

Note que nós escolhemos uma frequência de oscilação pela energia E do neutrino, determinada pela fonte, e a distância L, determinada pela configuração experimental. Além disso os nomes *solar* e *atmosférico* classificando a diferença de massa ou o ângulo de mistura têm razões históricas como veremos a seguir. No limite $\theta_{13} \to 0$ a matriz de mistura se simplifica

$$U^{\theta_{13}\to 0}_{PMNS} = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12}c_{23} & c_{12}c_{23} & s_{23} \\ s_{12}s_{23} & -c_{12}s_{23} & c_{23} \end{pmatrix}. \tag{4.3}$$

Usando a matriz $U^{\theta_{13}\to 0}_{PMNS}$ e a eq. 4.1 podemos obter os resultados dos efeitos dominantes para duas famílias para as diferentes classes de experimentos.

4.1.1 Experimentos atmosféricos

Usam o neutrino produzido (em geral) por píons como produtos secundários da interação de raios cósmicos com a atmosfera terrestre. Píons carregados decaem produzindo fluxos de neutrinos eletrônicos e muônicos (e anti-neutrinos)

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \\ & \mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu_\mu} + \nu_e. \end{aligned} \tag{4.4}$$

Os detectores, como o SuperKamiokande [32], conseguem detectar neutrinos eletrônicos ou muônicos, ou seja, as quatro probabilidades de oscilação seguintes são importantes

$$\begin{aligned} P_{ee} &\simeq 1, \qquad P_{\mu\mu} \simeq 1 - sen^2 2\theta_{23} sen^2\left(\frac{\Delta m^2_{31} L}{4E}\right), \\ P_{e\mu} &\simeq 0, \qquad P_{\mu e} \simeq 0. \end{aligned} \tag{4.5}$$

Obviamente oscilações para neutrinos atmosféricos podem, em primeira ordem, ser descritos no limite de dois sabores com os parâmetros θ_{23} e Δm^2_{31} (na verdade os neutrinos oscilam para ν_τ que não é visível para o detector). Então esse parâmetros de oscilação são normalmente chamados de *parâmetros atmosféricos.*

4.1.2 Experimentos Solares

Historicamente detectam os neutrinos produzidos nas reações de fusão no Sol, considera-se que são criados no núcleo e então oscilam até sua surpefície antes de poderem se propagar no vácuo até a Terra. Esse efeito de oscilação no Sol impõe uma grande influência dos termos de matéria no cálculo, principalmente o termo de adiabaticidade discutido no cap.3. O primeiro resultado de detecção de neutrinos solares foi anunciado por Ray Davis Jr e seus colaboradores de Brookhaven em 1968 [33]. A dependência da probabilidade de sobrevivência foi medida pelos experimentos $Homestake$ [33] e posteriormente $SAGE$ [34] e $GALLEX$ [35], para energias próximas de 0.2 MeV e por SNO [36] para energias próximas à 10 MeV.

Todavia, sobre os mesmos parâmetros (supondo simetria CPT), podemos descrever um experimento para neutrinos de reator com uma distância L muito grande e com várias usinas nucleares no Japão usadas como fonte: o experimento KamLAND (*Kamioka*

Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) [37]. Como reatores nucleares produzem apenas $\bar{\nu}_e$ por decaimento β e que pode ser detectado por β inverso a oscilação de probabilidade aplicável aqui é

$$P_{\bar{e}\bar{e}} \simeq 1 - sen^2 2\theta_{12} sen^2\left(\frac{\Delta m^2_{21} L}{4E}\right). \tag{4.6}$$

Os parâmetros medidos nesse experimento são os *parâmetros solares*, e a probabilidade novamente corresponde ao limite de duas famílias. De fato, aqui $\bar{\nu}_e$ oscila para uma superposição de partes praticamente iguais de $\bar{\nu}_\mu$ e $\bar{\nu}_\tau$ (com razão determinada por θ_{23}).

4.1.3 Experimentos de reator para θ_{13}

Relaxando a condição $\theta_{13} \to 0$ obteríamos

$$P_{\bar{e}\bar{e}} \simeq 1 - sen^2 2\theta_{13} sen^2\left(\frac{\Delta m^2_{31} L}{4E}\right) - cos^4\theta_{13} sen^2 2\theta_{12} sen^2\left(\frac{\Delta m^2_{21} L}{4E}\right). \tag{4.7}$$

Escolhendo uma distância L muito menor que os supracitados experimentos para neutrinos solares podemos selecionar a frequência de oscilação atmosférica para obter $P_{\bar{e}\bar{e}} \simeq 1 - sen^2 2\theta_{13} sen^2(\Delta m^2_{31} L/4E)$ com pequenos desvios que são interpretados como sinais de $\theta_{13} \neq 0$. Em geral θ_{13} também é conhecido como *ângulo de reator*. Recentemente a medida de $\theta_{13} \neq 0$ foi obtida com alta precisão pelos experimentos de Double CHOOZ [38], Daya Bay[39] e Reno[40]. Esses experimentos procuram o desaparecimento de antineutrinos de reatores à uma distância da ordem de 1 km.

A relação entre a frequência de oscilação atmosférica e de reator é representada na Fig.(4.1). A linha solida indica θ_{13}. Nesse caso a oscilação tem um vale em $L = 60km$ na área indicada como solar. Pequenas mudanças em Δm^2_{21} irão mudar esse vale como é indicado com linhas pontilhadas para $\Delta m^2_{21} + 20\%$. A presença de $\theta_{13} > 0$ leva a janela de sensitividade para o parâmetro em experimentos atmosféricos para $\sim 1 - 2km$.

4.1.4 Feixes Artificiais

Nesse caso os neutrinos são produzido por decaimentos de píons, assim como os atmosféricos, porém aqui a fonte foi criada pelo homem. Os neutrinos são detectados como muônicos ou eletrônicos, como pro exemplo no experimento MINOS (*Main Injector Neutrino Oscillation Search*) [41], ou como neutrinos tauônicos, como no OPERA

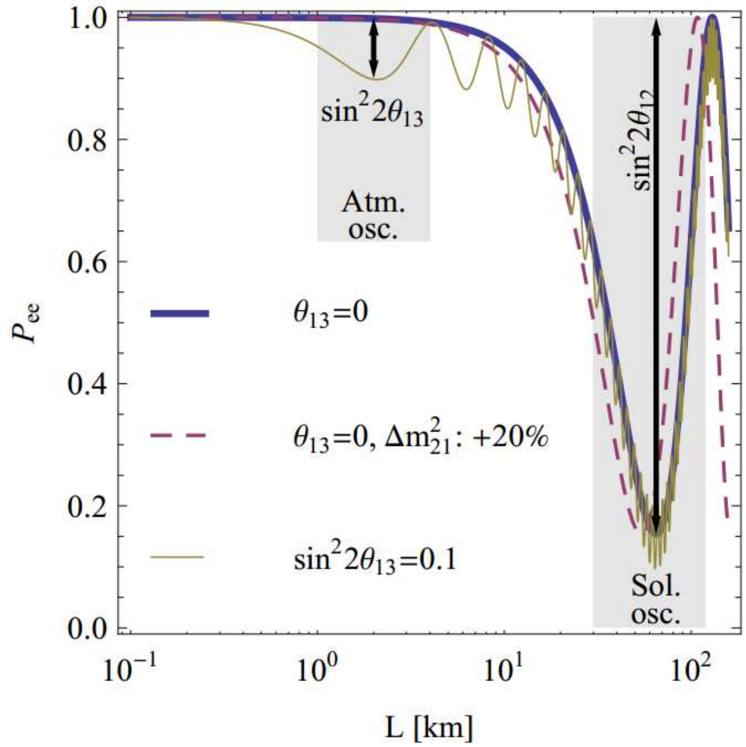


Figura 4.1: Probabilidade de desaparecimento de anti-neutrinos de reator, ilustrado para diferentes parâmetros, energias características e resolução perfeita.[43]

(*Oscillation Project with Emulsion Racking Apparatus*) e no CNGS (*CERN to Gran Sasso*) [42].

Aqui as probabilidades de interesse são as mesmas da eq. 4.5 (exceto para o OPERA, onde $P_{\mu\tau} \simeq 1 - P_{\mu\mu}$). No entanto, o ganho estatístico desses experimentos, consegue-se medir correções para $P_{\mu e} \simeq 0$, como na eq. 4.5. Essas correções não apenas são uma medida de θ_{13} como são necessárias para a medida da violação de CP.

4.1.5 Análise Global

Em resumo, experimentos de oscilação são analisados sob uma parametrização de sub-setores de duas famílias, cada tipo de experimento é descrito por um diferente conjunto de parâmetros , como $\{\Delta m^2_{31}, \theta_{23}\}$ (*parâmetros atmosféricos*) para experimentos atmosféricos, $\{\Delta m^2_{21}, \theta_{12}\}$ (*parâmetros solares*) para experimentos de reatores com grande L e $\{\Delta m^2_{31}, \theta_{13}\}$ para experimentos de reatores com pequeno L.

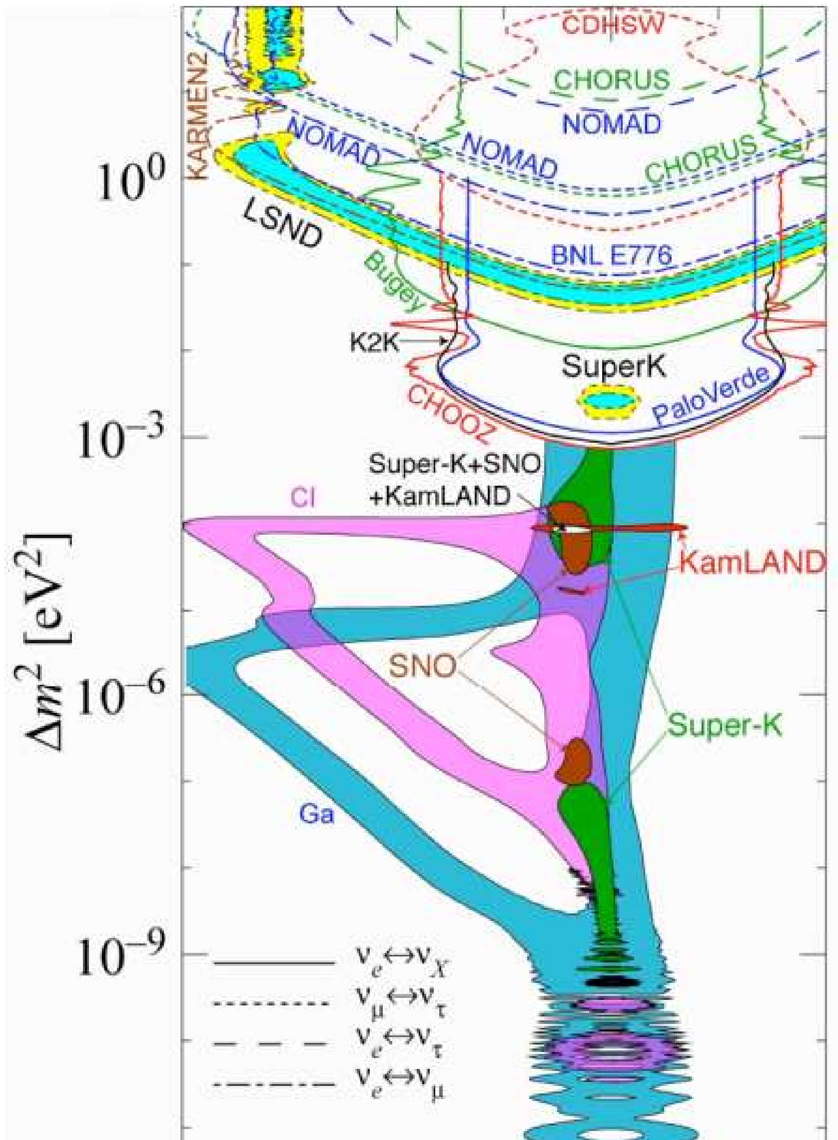


Figura 4.2: Compilação de limites e resultados para a oscilação de neutrinos antes da medida de $\theta_{13} \neq 0$. As áreas preenchidas são indicações positivas e linhas correspondem à 90 % de nível de confiança.[44]

parâmetro	**melhor ajuste**$\pm 1\sigma$	**2**σ	**3**σ
$\Delta m^2_{21}[10^{-5}eV^2]$	$7,62 \pm 0,19$	$7,27 - 8,01$	$7,12 - 8,20$
$\Delta m^2_{31}[10^{-5}eV^2]$	$2,53^{+0,08}_{-0,10}$ $-(2,40^{+0,10}_{-0,07})$	$2,34 - 2,69$ $-(2,25 - 2,59)$	$2,26 - 2,77$ $-(2,15 - 2,68)$
$sen^2\theta_{12}$	$0,320^{+0,015}_{-0,017}$	$0,29 - 0,35$	$0,27 - 0,37$
$sen^2\theta_{23}$	$0,49^{+0,08}_{-0,05}$ $0,53^{+0,05}_{-0,07}$	$0,41 - 0,62$ $0,42 - 0,62$	$0,39 - 0,64$
$sen^2\theta_{13}$	$0,026^{+0,003}_{-0,004}$ $0,027^{+0,003}_{-0,004}$	$0,019 - 0,033$ $0,020 - 0,034$	$0,015 - 0,036$ $0,016 - 0,037$
δ	$(0,83^{+0,54}_{-0,64})\pi$ $0,07\pi$	$0 - 2\pi$	$0 - 2\pi$

Tabela 4.2: Resumo dos parâmetros de oscilação. Para $\Delta m^2_{31}, sen^2\theta_{23}, sen^2\theta_{13}$ e δ os valores superiores (inferiores) correspondem para hieraquia de massa normal (invertida).[45]

A Tabela 4.2 mostra valores para os parâmetros de oscilação nesse contexto global. Mostra-se na Fig.(4.2) uma compilação de limites e resultados para os parâmetros de oscilação dados por experimentos (antes da medida de $\theta_{13} \neq 0$). As áreas preenchidas indicam e as linhas são, respectivamente, indicações positivas e nível de confiança de 90%.

Neutrinos procedentes do decaimento $\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu_\mu}$ de μ^+ em repouso foram estudados pelo experimento LSND (*Liquid Scintillator Neutrino Detector*) [46]. Apesar desse experimento não incluir $\bar{\nu_e}$ foram observados espalhamentos $\bar{\nu_e}p \rightarrow e^+n$ acima do esperando como sinal de fundo. A Fig.(4.2) mostra as áreas permitidas pelo experimento no espaço dos parâmetros de oscilação. O experimento relacionado KARMEN (*KArlsrube Rutherford Medium Energy Neutrino*) não confirma os dados do LSND [46], porém recentemente o experimento MiniBooNE [47] observou também uma anomalia nessa área. Esses resultados ainda precisam de uma maior precisão e estudo.

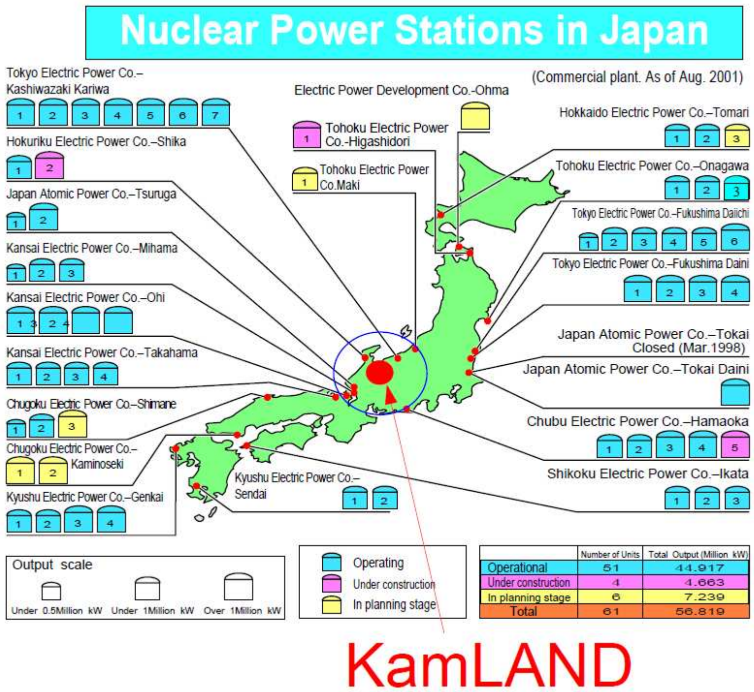


Figura 4.3: Localização de Kamland e os principais reatores comerciais no Japão. O círculo azul indica a distância média de 180km. [49]

4.2 Oscilações de Antineutrinos de Reator no Experimento KamLAND

KamLAND é um experimento de oscilação para neutrinos a longas distâncias (*very long baseline*), feito para detectar $\bar{\nu_e}'s$ provenientes de reatores, com uma distância média de $180km$ até o detector. A tabela 4.3 contêm informações básicas sobre os reatores coreanos e japoneses e a Fig.(4.3) mostra a localização do reatores comerciais japoneses e KamLAND.

O detector KamLAND está localizado na mina Kamioka, Gifu, Japão. O alvo principal consiste em 1 kilotonelada de cintilador ultrapuro. O detector interno é blindado por um detector externo de luz Cherenkov em água de 3.2 kilotoneladas. Uma revisão detalhada do experimento é dado em [48].

A contribuição percentual dos reatores coreanos para o fluxo $\bar{\nu_e}$ é estimada em $(2,46 \pm 0,25\%)$. Outros reatores ao redor do mundo contribuem com $(0,70 \pm 0,35\%)$, o

Reator	**Potência Térmica (GW)**	**Número de Núcleos**	**distância (km)**	**fluxo energético ($\mathbf{GW/cm^2}$)**	**contribuição** (%)
Japão					
Kashiwazaki	$24,5$	7	160	$7,62 \times 10^{-15}$	$30,9$
Ohi	$13,7$	4	179	$3,40 \times 10^{-15}$	$13,8$
Takahama	$10,2$	4	191	$3,40 \times 10^{15}$	$9,0$
Shika	$1,9$	1	88	$2,22 \times 10^{-15}$	$7,9$
Tsuruga	$4,5$	2	138	$1,95 \times 10^{-15}$	$7,6$
Hamaoka	$10,6$	4	214	$1,88 \times 10^{-15}$	$7,5$
Mihama	$4,9$	3	146	$1,84 \times 10^{-15}$	$7,4$
Fukushima 1	$14,2$	6	349	$1,83 \times 10^{-15}$	$3,8$
Fukushima 2	$13,2$	4	351	$0,93 \times 10^{-15}$	$3,5$
Monju	$0,8$	1	141	$0,32 \times 10^{-15}$	$1,3$
Tokai 2	$3,3$	1	295	$0,85 \times 10^{-15}$	$1,2$
Fugen	$0,5$	1	138	$0,21 \times 10^{-15}$	$0,9$
Shimane	$3,8$	2	401	$0,30 \times 10^{-15}$	$0,8$
Onagawa	$4,1$	3	431	$0,19 \times 10^{-15}$	$0,7$
Ikata	$6,0$	3	561	$0,18 \times 10^{-15}$	$0,6$
Genka	$6,7$	4	754	$0,15 \times 10^{-15}$	$0,4$
Sendai	$5,3$	2	830	$0,094 \times 10^{-15}$	$0,2$
Tomari	$3,3$	2	783	$0,061 \times 10^{-15}$	$0,2$
Coréia					
Ulchin	$11,8$	4	712	$0,19 \times 10^{-15}$	$0,8$
Kori	$9,5$	4	735	$0,14 \times 10^{-15}$	$0,6$
Wolsong	$8,4$	4	709	$0,13 \times 10^{-15}$	$0,5$
Yonggwang	$14,9$	5	986	$0,12 \times 10^{-15}$	$0,5$
Total	$176,1$	71		$2,4 \times 10^{-14}$	100

Tabela 4.3: Potência Térmica, número de núcleos, distância, fluxo energético e contribuição percentual dos reatores japoneses e coreanos que produzem o fluxo de KamLAND. [49]

Isotopo	Energia Liberada (MeV/fissão)
^{235}U	$201,8 \pm 0,5$
^{238}U	$205,0 \pm 0,7$
^{239}Pu	$210,3 \pm 0,6$
^{241}Pu	$212,6 \pm 0,7$

Tabela 4.4: Energia liberada por fissão para as quatro fontes principais de neutrinos em reatores nucleares. [50]

que é estimado usando especificações dos reatores do Centro Internacional de Segurança Nuclear (*International Nuclear Safety Center*[1]).

Apesar do fluxo de anti-neutrinos no KamLAND provenha de vários reatores nucleares à várias distâncias, cerca de 50 reatores contribuem para o fluxo de $\bar{\nu_e}$'s, ele é basicamente dominado por alguns reatores a uma distância média de $\sim 180km$. Mais de 79% do fluxo computado surge de 8 reatores dentro de um intervalo de distância de $138 - 214km$. Apenas um reator a $88km$ contribui com um adicional de $7,9\%$ e todos os outros reatores estão a mais de $295km$. Essa relativamente estreita banda de distâncias implica que, para alguns parâmetros de oscilação, KamLAND pode observar uma distorção no espectro de energia de $\bar{\nu_e}$.

Considerando a eficiência do reator em 80%, o fluxo energético total em KamLAND é estimado em $1,9 \times 10^{-14} GW/cm^2$. O fluxo pode ser calculado aproximadamente por

$$\text{Fluxo total de } \nu \text{ em KamLAND} = \frac{\text{número de } \nu\text{'s/Fissão} \times GW/cm^2}{\text{Energia de Criação } (MeV)/\text{Fissão}}. \tag{4.8}$$

Usando uma energia média de $200MeV$ e um número de 6 neutrinos por fissão, o fluxo total de neutrinos no KamLAND é estimado em $3,6 \times 10^6/cm^2/s$.

^{235}U no núcleo do reator absorve nêutrons térmicos e se divide em vários subprodutos. Os $\bar{\nu_e}$'s são emitidos como resultado dos decaimentos β desses fragmentos de fissão,

$$^{235}U + n \rightarrow A + B + 6,1\beta^- + 6,1\bar{\nu_e} + 201,8MeV + xn, \tag{4.9}$$

^{238}U absorve nêutrons rápidos e se divide em fragmentos ou produz ^{239}Pu via dois decaimentos β após a captura de um nêutron térmico,

$$n +^{238} U \rightarrow\ ^{239}U \rightarrow\ ^{239}Np \rightarrow\ ^{239}Pu \ \ (T_{1/2} = 24,100anos). \tag{4.10}$$

[1] http://www.insc.anl.gov/

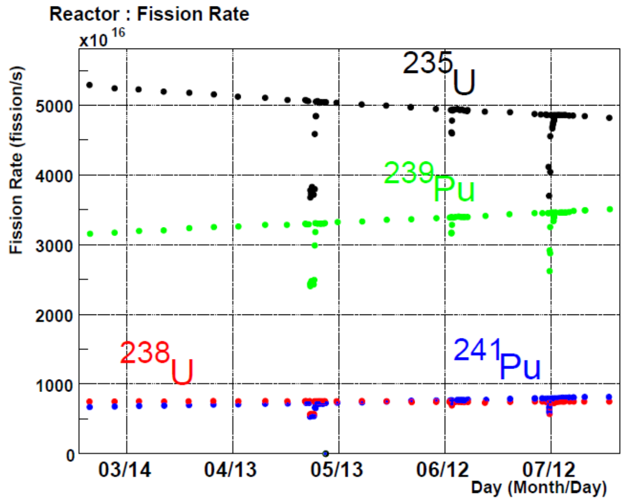


Figura 4.4: Exemplo da queima de combustível para diferentes combustíveis. De cima pra baixo: $^{235}U,^{230}Pu,^{241}Pu$ e ^{238}U [51] [52] [53].

O ^{239}Pu pode então absorver nêutrons termais e se tornar outra fonte de fissão.

$$^{239}Pu + n \to X + Y + 5,6\beta^- + 5,6\bar{\nu}_e + 210MeV + yn. \tag{4.11}$$

De forma alternativa, o ^{239}Pu pode absorver dois nêutrons termais consecutivamente para produzir ^{241}Pu da seguinte maneira,

$$n +^{241} Pu \to \ ^{240}Pu + n \to \ ^{241}Pu \ \ (T_{1/2} = 14,4anos). \tag{4.12}$$

O ^{241}Pu produzido na reação acima pode também ser uma fonte de energia de fissão. A energia liberada por essas 4 diferentes fontes está sumarizada na tabela 4.4.

Um exemplo das taxas de fissão calculadas em um reator é mostrado na Fig.(4.4). Podemos ver que a contribuição principal da taxa de fissão vêm do ^{238}U e a taxa de fissão de cada isotopo varia com o tempo.

O espectro de energia para diferentes isotopos também difere. Para todos, exceto ^{238}U, existem medidas diretas do espectro de β para fissão [51] [52] [53]. Esses dados foram convertidos em espectro de neutrinos ajustando o espectro beta observado a um grupo de 30 distribuições beta hipotéticas. O espectro direto de neutrinos para ^{238}U não foi medido devido à alta energia de nêutrons necessária para causar sua fissão, e então o espectro calculado foi usado na análise. A Fig.(4.5) mostra o espectro de neutrinos para esses quatro isotopos.

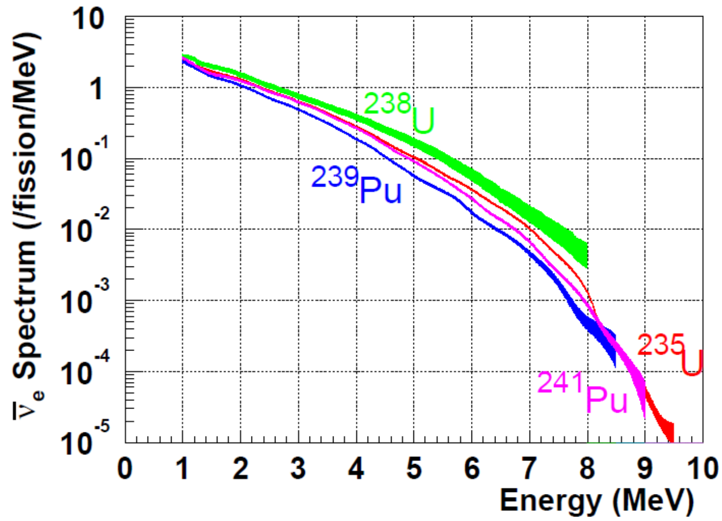


Figura 4.5: Espectro de fissão por MeV para ^{235}U,^{239}Pu e ^{241}Pu, os dados de medida direta do decaimento β desses fragmentos de fissão são usados, e para ^{238}U, o espectro calculado é usado. A largura de cada espectro indica o erro sistemático associado com a medida do espectro β e o erro na conversão do espectro β para $\bar{\nu}_e$'s [49].

No KamLAND o $\bar{\nu}_e$ é detectado usando decaimento β inverso,

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n, \tag{4.13}$$

a aniquilação do pósitron (e^+) constitui um sinal especifico e o nêutron do estado final é rapidamente termalizado e capturado por um próton, produzindo um γ de $2,2MeV$,

$$n + p \rightarrow d + \gamma(2,2MeV). \tag{4.14}$$

Essa reação ocorre com $(207,5 \pm 2,8)$ μs depois do sinal da aniquilação do pósitron, logo o γ de $2,2MeV$ constitui um sinal atrasado. Exigindo uma temporização particular e correlação espacial entre os dois sinais, o sinal de fundo se torna altamente suprimido.

A sessão de choque em mais baixa ordem para o decaimento β inverso pode ser escrita

$$\sigma_{tot}^{(0)} = \frac{2\pi^2/m_e^5}{f_{p.s.}^R \tau_n} E_e^{(0)} p_e^{(0)}, \tag{4.15}$$

onde τ_n é o tempo de vida medido do nêutron, $f_{p.s.}^R = 1.7152$ é o fator de espaço de fase incluindo magnetismo Coulomb fraco, recuo e outras correções radiativas. A energia do

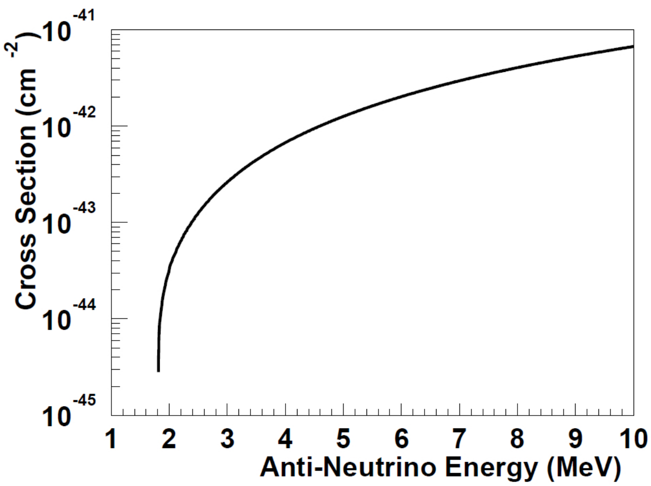


Figura 4.6: Sessão de choque total da reação $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, em função da energia do antineutrino eletrônico. [49]

pósitron é definida

$$E_e^{(0)} = E_\nu - (M_n - M_p), \tag{4.16}$$

em função da energia e das massas dos nêutrons e prótons.

O limiar de energia do $\bar{\nu}_e$ nessa reação é calculado no referencial do laboratório

$$E_{\nu_{min}} = \frac{(M_n + m_e)^2 - M_p^2}{2M_p} = 1.806\ MeV. \tag{4.17}$$

O resultado da sessão de choque total em função da energia do neutrino é mostrado na Fig.(4.6).

Quando levamos em conta o fenômeno de oscilação o número de eventos esperados de $\bar{\nu}_e$, $N(E_\nu)$ é

$$N(E_\nu) = \int dE_\nu \sigma(E_\nu) N_p f_\nu(E_\nu) \sum_i \frac{A_i}{4\pi d_i^2}\left(1 - sen^2 2\theta sen^2 \frac{\Delta m^2 d_i}{4E_\nu}\right), \tag{4.18}$$

onde E_ν é a energia do neutrino, d_i e A_i indicam, respectivamente, a distância e o número total de fissões para o reator i. $f(E_\nu)$ é o espectro de neutrinos por fissão única, $\sigma(E_\nu)$ é a sessão de choque do decaimento β inverso e N_p é o número de prótons alvo. O espectro de energia do $\bar{\nu}_e$ observado em função da energia visível do sinal é mostrado na Fig.(4.7) junto aos melhores ajustes para análises de oscilação. A taxa de eventos esperada é de 3 eventos/dia/kton sem oscilação de sabores.

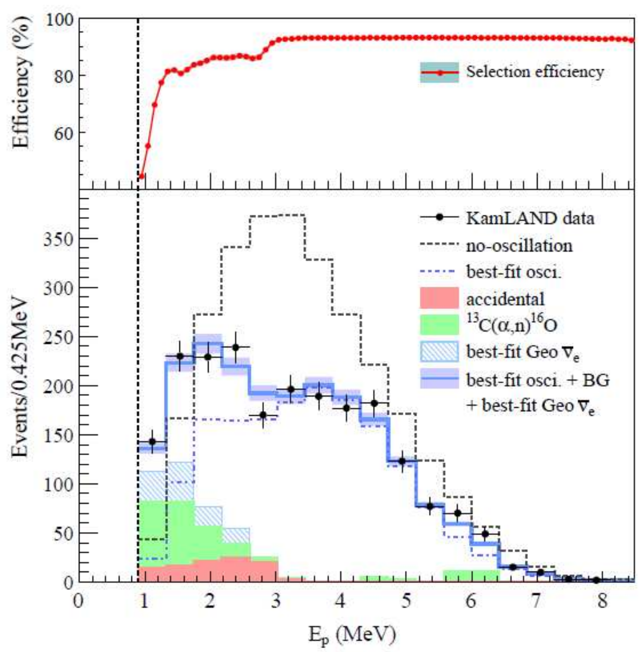


Figura 4.7: Espectro de eventos pela energia do pósitron detectado.[54]

A correlação espacial e temporal é $dR(m) < 2$ e $0,5 < dT(\mu s) < 1000$ e o volume fiducial $408,5ton$. Dois picos abaixo de $2,6MeV$ são de geo-neutrinos provindos de decaimento β de ^{238}U e ^{232}Th na terra. O espectro de fundo é também mostrado assumindo que a contaminação de $^{238}U/^{232}Th$ no cintilador liquido é de $10^{-14}g/g$ e de ^{40}K $10^{-15}g/g$. Esses números representam a pureza esperada no cintilador liquido. Eventos de geo-$\bar{\nu}_e$ são esperados em torno de 0,04 ao dia e são contados como incerteza no esperado para o fluxo de $\bar{\nu}_e$ de reator.

A energia média detectada no KamLAND esta em torno de $4MeV$ e a sensibilidade de $\Delta m^2 \geq 10^{-5}eV^2$.

4.2.1 Estudo do ambiente

KamLAND utiliza a aproximação de densidade da crosta terrestre constante de 2.7 g/cm^3. Com o intuito de ver um efeito mais fino que o encontrado em geral na literatura da dependência da densidade de matéria na propagação do neutrino, utilizamos um modelo específico de crosta terrestre, o CRUST 2.0 [55] que é especificado em uma grade de 2×2 graus sobre a superfície terrestre.

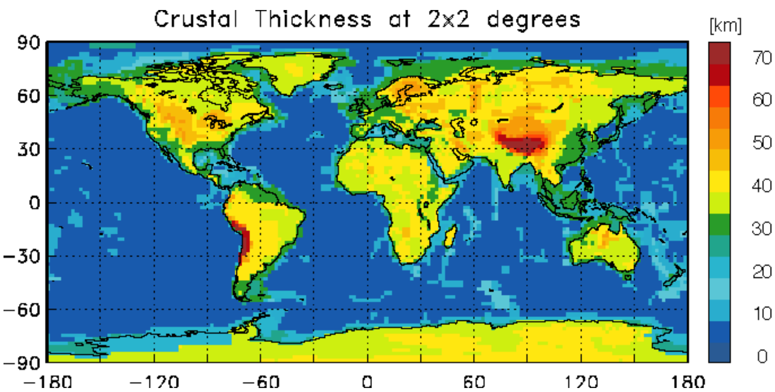


Figura 4.8: Espessura da crosta terrestre segundo CRUST 2.0 [55]. Distâncias do nível do mar ao centro da Terra em km.

O modelo é composto por 360 perfis unidimensionais onde cada um se refere a uma célula de 2×2 graus. Cada perfil individual é uma descrição unidimensional de 7 camadas: gelo, água, sedimento macio, sedimento duro, crosta superior, crosta média, crosta inferior.

Para cada uma dessas camadas é dado espessura e densidade local e qualquer região determinada acima do gelo é considerada fora da crosta e portanto sob a influência da densidade tipica da atmosfera. A Fig.(4.8) representa a profundidade da crosta terrestre por uma escala de cor utilizando esse modelo.

Portanto com a localização geográfica de cada reator e considerando o caminho linear até o detector, esse caminho vai descrever um mapa de densidade específica para cada uma das fontes, já que o neutrino cruza especificamente espaços únicos de profundidade e, portanto, diferentes densidades, como mostrado na Fig.(4.9). Exemplos são mostrados na Fig.(4.10). Esse modelo não foi utilizado antes na literatura neste contexto de neutrinos de reatores.

Com esses mapas de densidade e o entendimento da fenomenologia do experimento podemos seguir na simulação e, em seguida, o teste do modelo proposto.

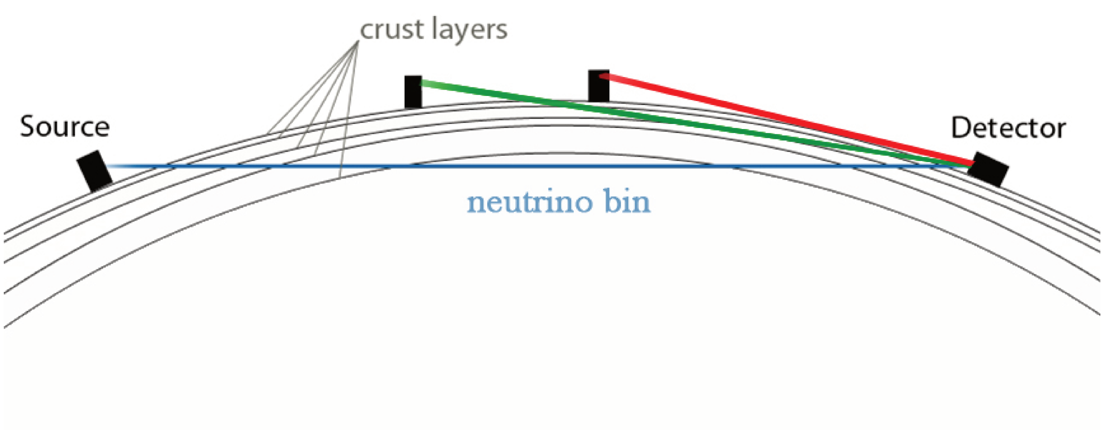
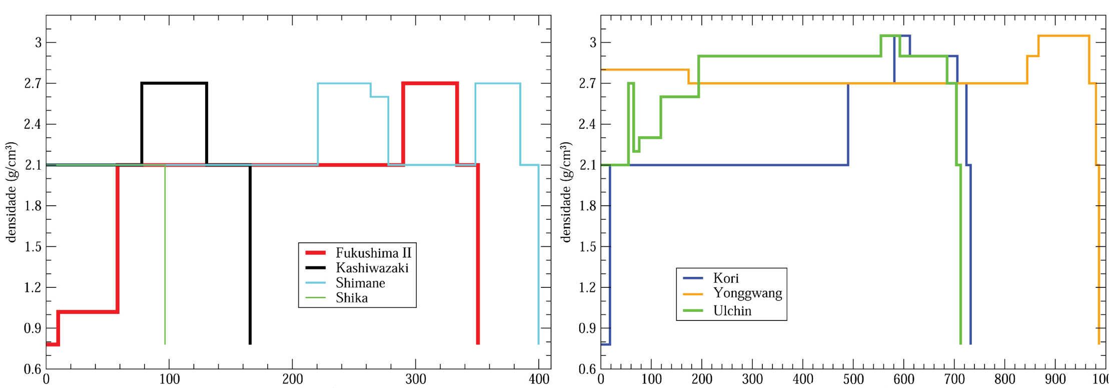


Figura 4.9: Representação simplificada da consideração do caminho do feixe de neutrinos da fonte até o detector, casos diferentes geram mapas de densidade diferentes.



(a) reatores japoneses **(b)** reatores coreanos

Figura 4.10: Mapas de densidade real usados para fontes especificas, descrita em intervalos de densidade constante do caminho entre reatores e o detector.

Capítulo 5

Simulação e Resultados

5.1 Procedimento de Simulação

Para impor limites para o modelo com os dados experimentais precisamos antes simular e reproduzir os valores esperados e a análise já existente na literatura. O que chamamos de simulação consiste em calcular o número de eventos esperados para um dado intervalo de energia a

$$N_a = \sum_i^n \int_{E_a}^{E_a+\Delta E} dE_p \int dE_\nu \int dE'_p P_i C_i F_i \sigma f(E_p, E'_p), \tag{5.1}$$

onde a soma é sobre cada reator i com contribuição percentual C_i, P_i é a probabilidade de oscilação na presença do efeito MSW, $\Delta E = 0.4MeV$, F_i é o fluxo do reator, σ é a seção de choque da reação $\bar{\nu}p \rightarrow e^+n$, $f(E_p, E'_p)$ é a função de resolução de energia e a integral denota integrações sobre a energia do neutrino E_ν e energia real do pósitron produzido E'_p.

Olhando novamente os mapas específicos de densidade, mais especificamente na Fig.(5.1), podemos ver claramente que a descrição leva a uma evolução completamente não adiabática do neutrino. Então, a variação do ângulo efetivo em relação à mudança da densidade local faz com que os termos não-diagonais da equação de evolução para os auto-estados de massa se tornem relevantes. Não usamos então a fórmula analítica da probabilidade de sobrevivência e sim a análise das amplitudes de probabilidade, que permite o cálculo local para cada região de densidade constante. Usando a aproximação

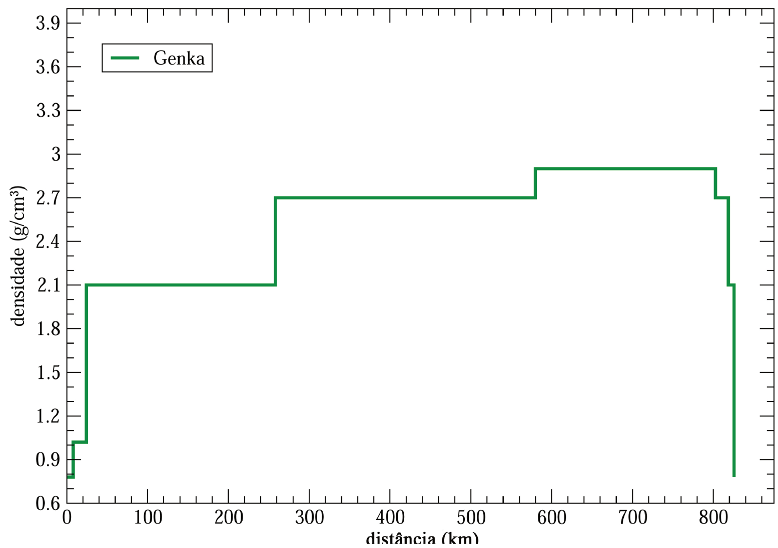


Figura 5.1: Descrição usada da densidade pela distância do reator de Genka (a 830 km) e o detector.

ultra não-adiabática

$$A_{total} = A_n \ldots A_1 A_0 \left|\nu_0\right\rangle = A_n \ldots A_1 \left|\nu_1\right\rangle, \tag{5.2}$$

onde a amplitude final de um platô de densidade constante é usada como valor inicial no começo de platô seguinte.

Ou seja, $\nu_\alpha = A\nu_\alpha|_{r=0}$ onde

$$A = \int -iH_{eff}\ dr, \tag{5.3}$$

e para $\binom{1}{0}|_0$ em duas famílias

$$P_{\bar{\nu}_e\bar{\nu}_e} = 1 - |A_{21}|^2. \tag{5.4}$$

Aqui cabe analisar que poderíamos ter feito uma descrição suave dos perfis de densidade baseados nos perfis em degrau dados pelo modelo. Isso porém resultaria em um cálculo muito mais custoso computacionalmente já que a integração passaria a ser numérica fora da aproximação da eq. 5.2.

5.1.1 Análise de χ^2

Os resultados da simulação, ou seja, o número esperado de eventos para cada intervalo de energia é analisado pelo método de máxima verossimilhança. Particularmente, a estatística de Poisson onde o χ^2 a ser minimizado é definido por

$$\chi^2 \equiv \sum_{j}^{n} 2\left[KN_j^{teo} - N_j^{obs} + N_j^{obs} ln\left(\frac{N_j^{obs}}{KN_j^{teo}}\right)\right], \tag{5.5}$$

onde K é um parâmetro do modelo que deixa livre o fluxo esperado e aqui varia entre 0.75 e 1.25, a soma é feita sobre os n intervalos de energia, N_i^{teo} é o número de eventos esperados teoricamente e N_j^{obs} o número de eventos observados dado pela colaboração, ambos em relação ao intervalo j.

5.2 Simulação para o Modelo Padrão

Analisando a simulação com o intuito inicial de apenas reproduzir a análise da literatura, variando os parâmetros θ_{12} *e* Δm_{21}^2 nos intervalos

$$\begin{aligned} 0.2 &< tg^2\theta_{12} < 0.8, \\ 6.0 \times 10^{-5} eV^2 &< \Delta m_{21}^2 < 1.0 \times 10^{-4} eV^2, \end{aligned}$$

encontramos o melhor ajuste no ponto

$$\begin{aligned} & tg^2\theta_{12} = 0.448^{+0.032}_{-0.078}, \\ & \Delta m_{21}^2 = 7.8^{+0.20}_{-0.13} \times 10^{-5} eV^2, \\ & \chi^2/d.o.f. = 26.32/17, \end{aligned} \tag{5.6}$$

onde tomo por graus de liberdade $d.o.f. = 20$ (pontos experimentais) $-$ 3 (parâmetros livres, K,Δm_{21} e θ).Esse ponto deve ser comparado com o melhor ajuste da colaboração [37]

$$\begin{aligned} & tg^2\theta_{12} = 0.444^{+0.036}_{-0.033}, \\ & \Delta m_{21}^2 = 7.50^{+0.19}_{-0.20} \times 10^{-5} eV^2. \end{aligned} \tag{5.7}$$

Os erros apresentados em 5.6 e 5.7 representam 68.27% de nível de confiança.

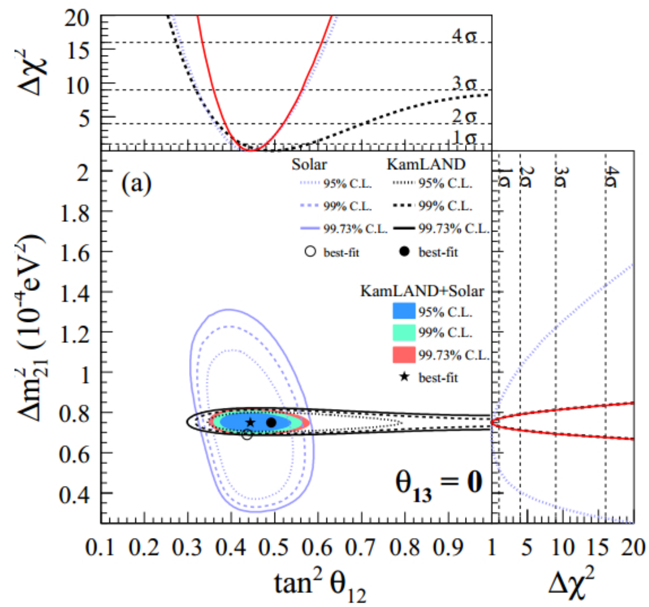


Figura 5.2: Curvas de confiança no espaço $\Delta m^2_{12} \times tg^2\theta_{12}$, colaboração KamLAND [37]

As figuras (5.2) e (5.3) são apresentadas para comparação entre a análise da simulação e o publicado pela colaboração. A Fig.(5.4) mostra a variação do ajuste em termos dos parâmetros de oscilação. Vale ressaltar que a nossa descrição utiliza o CRUST 2.0 enquanto KamLAND considera a densidade da crosta homogênea de $2.7g/cm^3$.

A figura (5.3) apresenta não só o ponto de melhor ajuste da simulação mas também o valor dado pela análise do experimento KamLAND. Podemos ver, claramente, que tal ponto é compatível com nível de confiança de 3σ's . Comparando os valores contidos nas equações 5.6 e 5.7 com erros de 1σ podemos dizer que a análise da literatura é reproduzida de forma satisfatória. A utilização da descrição específica de densidade e sua não adiabaticidade pouco interferem nesse momento do trabalho, dado que o efeito MSW tem uma correção muito pequena para os valores de densidade envolvidos.

Tendo em mão um algoritmo que gere os dados de detecção de antineutrinos produzidos nos reatores nucleares no experimento KamLAND, podemos seguir para a análise do modelo proposto.

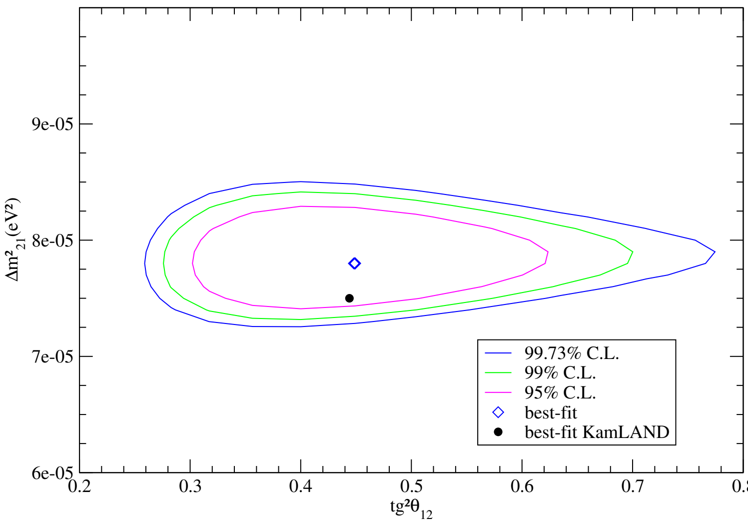
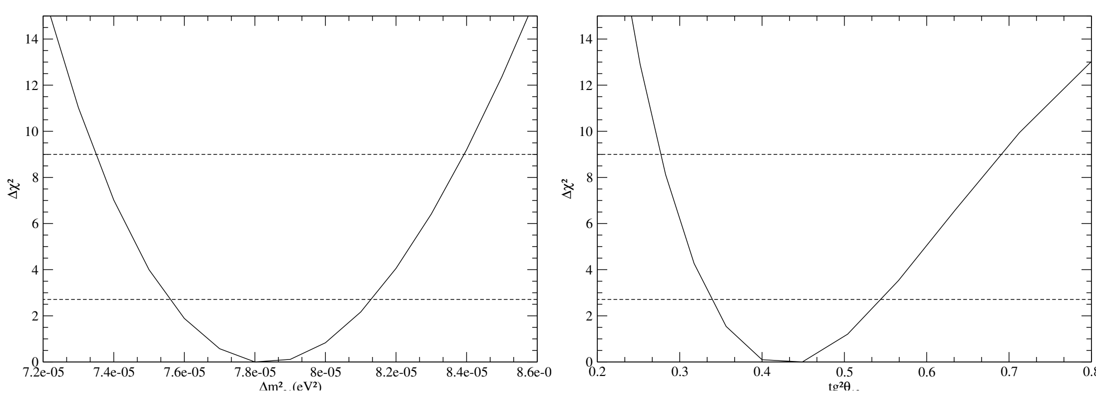


Figura 5.3: Curvas de confiança para os dados de KamLAND obtidos na simulação com o efeito MSW como única dependência com a densidade de matéria.



(a) $\Delta m^2 \times \Delta\chi^2$ **(b)** $tg^2\theta \times \Delta\chi^2$

Figura 5.4: Variação do χ^2 com relação aos parâmetros de oscilação para a simulação do Modelo Padrão. Linhas pontilhadas indicam, de baixo para cima, 90,00% e 99.73% de nível de confiança.

5.3 Modelo MaVaN

Testamos um modelo específico para poder obter limites no caso escolhido, consideramos hierarquia normal e massa nula para o neutrino mais leve, para evitar a instabilidade já citada no capítulo 3 considerando a massa do neutrino mais leve como nula

$$0 = m_1 < m_2 < m_3, \tag{5.8}$$

e, para os parâmetros que incluem o efeito de dependência com a densidade local escolhemos

$$M_1 = M_3 = 0, \tag{5.9}$$

ou seja, um efeito apenas diagonal nos autoestados de massa

$$H_{eff} = \frac{1}{2E_\nu} U_{\theta_{12}} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & (m_2 - M_2(r))^2 \end{pmatrix} U^\dagger_{\theta_{12}} + \begin{pmatrix} V_{CC}(r) & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \tag{5.10}$$

Portanto, a amplitude de probabilidade, para cada um dos intervalos de densidade constante f

$$A_f = \begin{pmatrix} cos(\frac{\Delta m^2_{f,KL}}{4E_\nu} L_i) + icos2\theta^m_{21} sen(\frac{\Delta m^2_{f,KL}}{4E_\nu} L_i) & isen2\theta^m_{21} sen(\frac{\Delta m^2_{f,KL}}{4E_\nu} L_i) \\ isen2\theta^m_{21} sen(\frac{\Delta m^2_{f,KL}}{4E_\nu} L_i) & cos(\frac{\Delta m^2_{KL}}{4E_\nu} L_i) - icos2\theta^m_{21} sen(\frac{\Delta m^2_{f,KL}}{4E_\nu} L_i) \end{pmatrix}, \tag{5.11}$$

onde L_f é a distância do intervalo f, E_ν a energia de criação do neutrino, $\cos 2\theta^m_{f,12}$ dado por

$$\cos 2\theta^m_{f,12} = \frac{(\Delta \tilde{M}^2_{21}(r_f) \cos 2\tilde{\theta}_{f,12} - 2E_\nu V_{CC}(r_f))}{\Delta m^2_{f,KL}}, \tag{5.12}$$

e a diferença de massa efetiva em KamLAND

$$\Delta m^2_{f,KL} = \sqrt{(\Delta \tilde{M}^2_{21}(r_f) cos2\theta_{12} - A_{CC}(r_f))^2 + (\Delta \tilde{M}^2_{21}(r_f) sen2\theta_{12})^2}, \tag{5.13}$$

sendo $\Delta \tilde{M}^2_{21}(r_f) = (m_2 - M_2(r_f))^2$ e a parametrização

$$M_2(r_f) = M_{02} tgh\left(\lambda_2 \frac{\rho(r_f)}{g/cm^3}\right), \tag{5.14}$$

sendo $\rho(r_f)$ a densidade específica do intervalo.

Como podemos ver na eq. 5.10, adicionamos um efeito que não gera oscilação nos autoestados de massa acrescentando apenas 2 parâmetros livres, λ_2 e M_{02} que não interferem no termo cinético da evolução do neutrino. Outra imposição da simulação é a parametrização em tgh que inclui uma saturação para grandes valores de densidade, como se é esperado, além de uma aproximação linear para pequenas densidades.

Para cobrir então o espaço de parâmetros, deixamos que os valores variem entre

$$\begin{aligned} 0.2 < \quad & tg^2\theta_{12} & < 0.8, \\ 6.0 \times 10^{-5} eV^2 < \quad & \Delta m^2_{21} & < 1.0 \times 10^{-4} eV^2, \end{aligned} \tag{5.15}$$

$$\begin{aligned} 0 < \quad & |\lambda_2| & < 10, \\ -10^{-1} eV < \quad & M_{02} & < 10^{-1} eV \ . \end{aligned} \tag{5.16}$$

Encontramos o melhor ajuste do χ^2 no ponto

$$\begin{aligned} & tg^2\theta_{12} = 0.448^{+0.072}_{-0.058}, \\ & \Delta m^2_{21} = 8.8^{+0.1}_{-0.2} \times 10^{-5} eV^2, \\ & \lambda_2 = 1.258^{+0.051}_{-0.108}, \\ & M_{02} = 1.90^{+0.01}_{-0.01} \times 10^{-2} eV, \\ & \chi^2_{min}/d.o.f. = 20.10/15 \rightarrow \Delta\chi^2/\Delta d.o.f. = 6.22/2 \ , \end{aligned} \tag{5.17}$$

onde defino $\Delta\chi^2 = \chi^2_{MP} - \chi^2_{MaVaN}$ e $\Delta d.o.f. = d.o.f._{MP} - d.o.f._{MaVaN}$.

As figuras (5.5) e (5.6) mostram o resultado dessa simulação e sua comparação com os valores do modelo padrão previamente obtidos. A descrição dos dados não é melhorada em nenhum ponto específico. Há uma melhora da descrição dos dados de uma forma geral na distribuição da energia, como podemos ver na Fig.(5.7).

Podemos ver que existe uma melhora significativa com a inclusão dos termos MaVaN, um aumento significante estatisticamente já que apenas incluímos 2 parâmetros livres à descrição.

O valor de M_2 é comparável ao de m^0_2 para certos valores de densidade, ou seja, o efeito não é de ordem secundária e influencia em primeira ordem a massa efetiva do neutrino. De fato $M_2 \rightarrow m^0_2$ para $\rho \sim 0.4 g/cm^3$ fazendo com que $\Delta\tilde{M}^2_{21}(r_f)$, a diferença de massa efetiva na matéria, varie muito para neutrinos de reatores cujo caminho de propagação atravessa áreas com essa densidade característica. Esse tipo de ressonância cria, nesse caso, uma descrição consideravelmente melhor dos dados. Podemos ver esse efeito demonstrado na Fig.(5.8).

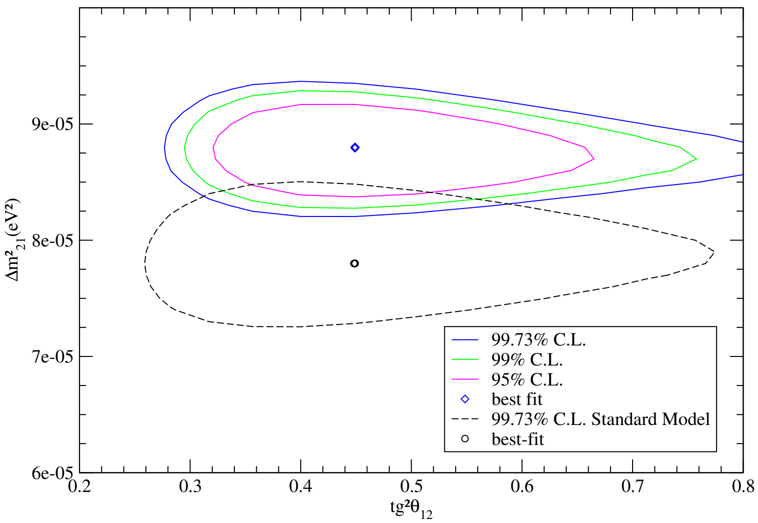
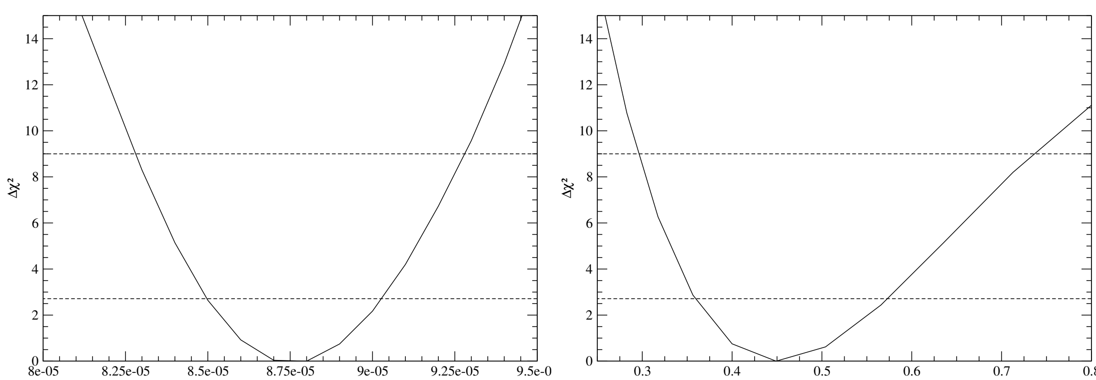


Figura 5.5: Resultado do teste para o modelo MaVaN em comparação com os dados da simulação (curvas coloridas) para o Modelo Padrão (linha pontilhada).



(a) $\Delta\chi^2 \times \Delta m^2$

(b) $\Delta\chi^2 \times tg^2\theta$

Figura 5.6: Variação do χ^2 com relação aos parâmetros de oscilação para o modelo MaVaN. Linhas pontilhadas indicam, de baixo para cima, 90% e 99.73% de nível de confiança.

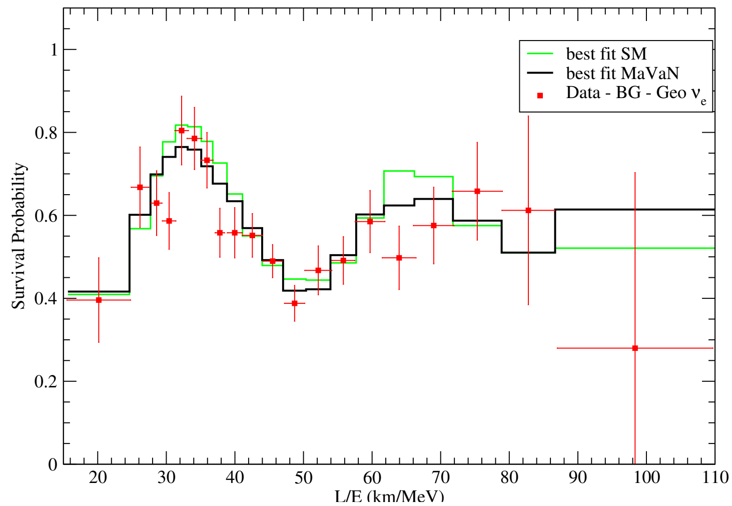


Figura 5.7: Curva de razão da probabilidade de sobrevivência do modelo com o caso de não oscilação, comparamos os dados experimentais (vermelho) com a descrição do modelo padrão (preto) e a obtida para o modelo MaVaN (verde).

O efeito de primeira ordem observado apenas ocorre em uma ilha de ajuste, como podemos ver na Fig.(5.9). Quando quaisquer um dos dois parâmetros tende a zero, o efeito MaVaN também se anula e voltamos ao modelo padrão, que não está excluído pelos nossos resultados obtidos com 99% de nível de confiança.

Mantendo agora os parâmetros fixos no ponto de melhor ajuste podemos variar apenas λ_2 (Fig.(5.10)) ou M_{02} (Fig.(5.11)) e então delimitar os seguintes intervalos

- Para 90% de nível de confiança

$$\begin{aligned} 1.18 < \quad & \lambda_2 \quad < 1.42, \\ 1.89 \times 10^{-2} eV < \quad & M_{02} \quad < 1.92 \times 10^{-2} eV. \end{aligned} \tag{5.18}$$

- Para 99.73% de nível de confiança

$$\begin{aligned} 1.15 < \quad & \lambda_2 \quad < 1.60, \\ 1.88 \times 10^{-2} eV < \quad & M_{02} \quad < 1.93 \times 10^{-2} eV. \end{aligned} \tag{5.19}$$

levando em conta, para essas limites específicos, apenas a ilha de melhor ajuste. Lembramos que o Modelo Padrão contribuiria e estaria incluso nos intervalos para 99,73% de confiança se fosse levado em conta todo o espaço de parâmetros.

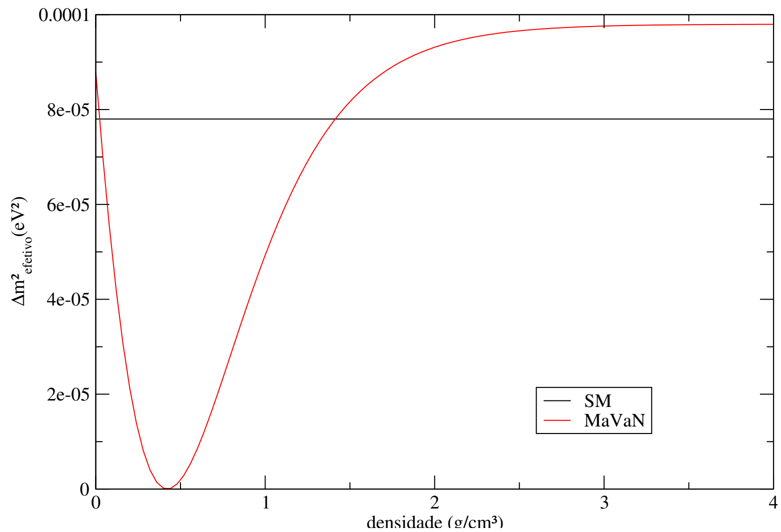


Figura 5.8: Comparação entre o valor efetivo de massa após a inclusão do efeito MaVaN e o mesmo termo apenas com os parâmetros do Modelo Padrão.

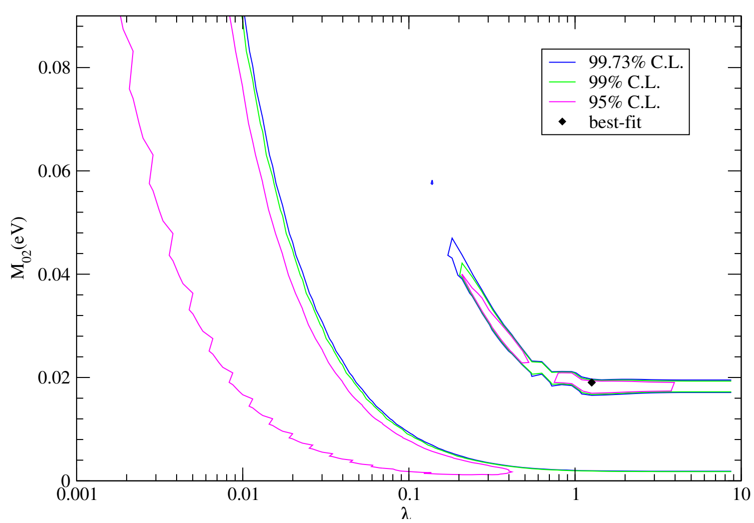


Figura 5.9: Curvas de exclusão no espaço dos parâmetros MaVaN, com as curvas para 95%, 99% e 99.73% de confiança. Podemos ver que o efeito apenas aparece em uma ilha de valores e não exclui o modelo padrão, que se torna dominante quando os parâmetros tendem a zero.

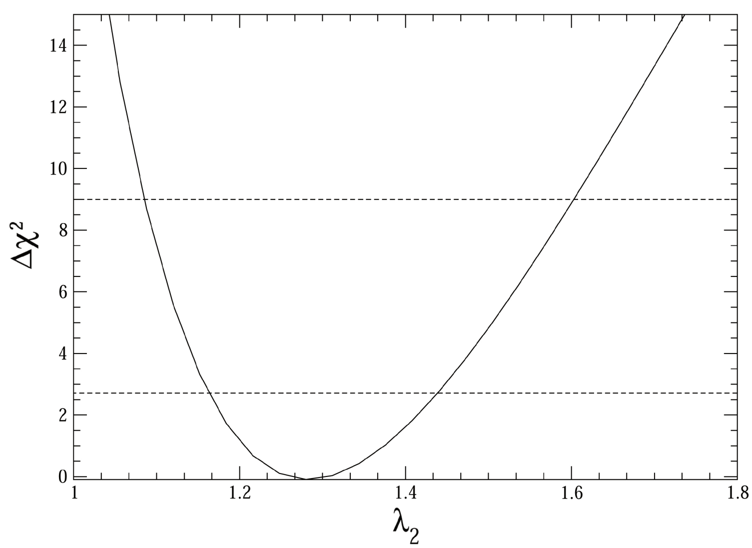


Figura 5.10: Variação do ajuste pela variação do parâmetro livre λ_2 do modelo. Linhas pontilhadas indicam, de baixo para cima, 90% e 99.73% de nível de confiança.

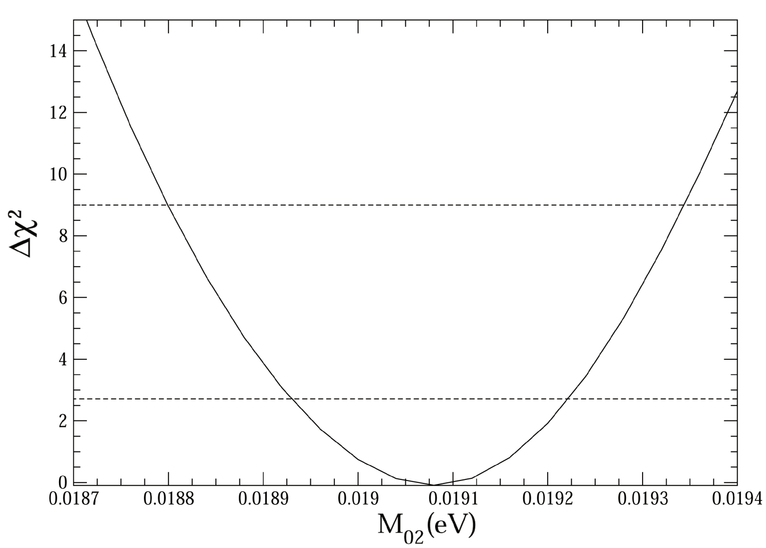


Figura 5.11: Variação do ajuste pela variação do parâmetro livre M_{02} do modelo. Linhas pontilhadas indicam, de baixo para cima, 90% e 99.73% de nível de confiança.

Os resultados e a análise aqui apresentada precisam ser vistas como a solução de um modelo específico. Temos três fontes de arbitrariedade no modelo, a escolha de $m_1 = M_1 = 0$, da mesma forma $M_3 = 0$ e a hipótese da parametrização pela tangente hiperbólica. No entanto seus efeitos são os mesmos, abrir mão de quaisquer uma dessas hipóteses geraria uma diferente dependência funcional da massa efetiva com a densidade pontual na trajetória do neutrino.

Como discutido anteriormente, a hipótese básica por trás desses resultados é a não-adiabaticidade do meio introduzida na forma dos mapas específicos de densidade. Apesar desse novo método de descrição ser facilmente visto como mais realista em certas transições entre meios (transição rocha - água, por exemplo) ele pode estar incluindo efeitos não desejados onde a transição seria melhor descrita de forma adiabática. No entanto, é uma aproximação mais confiável que a de densidade constante.

Por tratarmos de pequenos valores de densidade realmente relevantes para o efeito, uma descrição completamente adiabática do sistema apresentado faria com que a massa efetiva dependesse apenas da densidade no local de criação do neutrino (como demonstrado no capítulo 3). Essa nova dependência não geraria limites muito diferentes dos encontrados aqui.

Capítulo 6

Conclusão

Durante esse trabalho introduzimos o neutrino como partícula do modelo padrão e suas propriedades dentro desse modelo, demonstramos as principais fórmulas para descrever o fenômeno da oscilação de sabores, focando no caso de duas famílias para evolução tanto no vácuo quanto na matéria e dando atenção à importância do estudo da adiabaticidade desse meio de propagação. Descrevemos brevemente qual a motivação dos modelos de neutrinos de massas variáveis, sua ligação com a energia escura e o formalismo empregado, assim como os efeitos desse modelo na oscilação. Em seguida falamos brevemente sobre a fenomenologia geral de neutrinos e, mais especificamente, sobre o experimento KamLAND. Apresentamos o CRUST 2.0, mapa que serviu para a descrição específica da densidade, não usada anteriormente na literatura nesse contexto. Descrevemos então o procedimento de simulação e o testamos em comparação com a descrição do modelo padrão dada pela colaboração do experimento. Com toda essa base pudemos testar o modelo MaVaN e apresentar os resultados e a análise obtida.

Nós estudamos as consequência fenomenológicas de uma dependência específica da massa efetiva do neutrino com a densidade pontual do meio de propagação, consideramos um modelo que incluía o modelo padrão somado de um escalar (ϕ) leve que se acopla fracamente à todos os constituintes da matéria e utilizamos uma parametrização que atendesse ao comportamento desejado e uma nova descrição da crosta terrestre.

Assumindo que as massas dos neutrinos seguem a hierarquia $0 = m_1^0 < m_2^0 < m_3^0$, fizemos uma análise dos dados de KamLAND (20 pontos de dados) no contexto desse modelo efetivo. Nossa análise depende de 4 parâmetros: os dois parâmetros de oscilação normal $\Delta m_{21}^2 = (m_2^0)^2$, $tg^2\theta_{12}$ e os dois coeficientes que incluem o efeito do modelo MaVaN, λ_2 e M_{02}. Encontramos o melhor ajuste em: $tg^2\theta_{12} = 0.448^{+0.072}_{-0.058}$, $\Delta m^2_{21} = 8.8^{+0.1}_{-0.2} \times 10^{-5} eV^2$, $\lambda_2 = 1.258^{+0.051}_{-0.108}$ e $M_{02} = 1.90^{+0.01}_{-0.01} \times 10^{-2} eV$. Esse ponto corresponde à uma diminuição de $\Delta\chi^2/\Delta d.o.f. = 6.22/2$ em comparação com o mínimo onde foi considerado apenas o efeito MSW padrão. No entanto vimos que este efeito de primeira ordem, apesar de estatisticamente significante, aparece em uma ilha específica de valores, e os resultados se mantêm consistentes com o modelo padrão com 99% de confiança. Na área do espaço dos parâmetros livres exclusivo dos modelos que descrevem o efeito observado temos os seguintes limites para 99% de confiança: $1.15 < \lambda_2 < 1.60$ e $1.88 \times 10^{-2} eV < M_{02} < 1.93 \times 10^{-2} eV$.

Escrever limites específicos incluindo o valor nulo dos novos parâmetros livres se torna complicado pois existe um comportamento assintótico nos eixos. Um parâmetro sempre pode se ajustar quando o outro tende a zero. Acreditamos que uma análise conjunta com neutrinos solares pode esclarecer melhor a análise nesse ponto.

Diferente do esperado o efeito observado é de primeira ordem e depende claramente da descrição específica de densidade utilizada pois aparece para densidades menores que o valor utilizado como constante pela literatura usual. Apesar da possibilidade dessa mesma descrição incluir efeitos não adiabáticos não realistas, a ordem de grandeza dos limites encontrados não se alteraria pela adiabaticidade do meio de evolução.

Esses limites serão testados no futuro para uma análise com neutrinos solares e, em outras possíveis vertentes, podemos testar outras parametrizações, assim como outros experimentos, utilizando os métodos descritos nesse trabalho.

Referências

[1] A. Mcdonald. **SNO results and future solar neutrino experiments**. talk given for the SNO Collaboration at Neutrino 2012.

[2] M.B. Smy. **Results from Super-Kamiokande**. talk given for the Super-Kamiokande Collaboration at Neutrino 2012.

[3] Rob Fardon, Ann E. Nelson, and Neal Weiner. **Dark energy from mass varying neutrinos**. *JCAP*, **0410**:005, 2004.

[4] Pham Quang Hung and Heinrich Pas. **Cosmo MSW effect for mass varying neutrinos**. *Mod.Phys.Lett.*, **A20**:1209–1216, 2005.

[5] Sheldon L. Glashow. **Partial-symmetries of weak interactions**. *Nuclear Physics*, **22**(4):579 – 588, 1961.

[6] Steven Weinberg. **A Model of Leptons**. *Phys. Rev. Lett.*, **19**:1264–1266, Nov 1967.

[7] A. Salam. **Weak and electromagnetic interactions, in: Proceedings of 8th Nobel Symposium, Lerum, Sweden**. pages 367–377, 1968.

[8] W-M Yao et al. **Review of Particle Physics**. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, **33**(1):1, 2006.

[9] B. Pontecorvo. **Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge**. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, **26**:984, May 1968.

[10] V. Gribov and B. Pontecorvo. **Neutrino astronomy and lepton charge**. *Physics Letters B*, **28**(7):493 – 496, 1969.

[11] L. Wolfenstein. **Neutrino oscillations in matter**. *Phys. Rev. D*, **17**:2369–2374, May 1978.

[12] S.P. Mikheev and A.Y. Smirnov. **Resonance enhancement of oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy** . *Sov. J. Nucl. Phys. (Engl. Transl.)*, **42**(6):913–917, 12 1985.

[13] S.P. Mikheev and A. Yu. Smirnov. **Neutrino Oscillations in a Variable Density Medium and Neutrino Bursts Due to the Gravitational Collapse of Stars**. *Sov.Phys.JETP*, **64**:4–7, 1986.

[14] Carlo Giunti and Chung W. Kim. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. Oxford University Press, first edition, 2007.

[15] P.J.E. Peebles and Bharat Ratra. **The Cosmological constant and dark energy**. *Rev.Mod.Phys.*, **75**:559–606, 2003.

[16] N. Jarosik et al. **Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results**. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **192**(2):14, 2011.

[17] Adam G. Riess et al. **Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant**. *Astron.J.*, **116**:1009–1038, 1998.

[18] S. Perlmutter et al. **Measurements of Omega and Lambda from 42 high redshift supernovae**. *Astrophys.J.*, **517**:565–586, 1999.

[19] P. de Bernardis et al. **A Flat universe from high resolution maps of the cosmic microwave background radiation**. *Nature*, **404**:955–959, 2000.

[20] C.L. Bennett et al. **First year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Preliminary maps and basic results**. *Astrophys.J.Suppl.*, **148**:1, 2003.

[21] Peihong Gu, Xiulian Wang, and Xinmin Zhang. **Dark energy and neutrino mass limits from baryogenesis**. *Phys.Rev.*, **D68**:087301, 2003.

[22] David B. Kaplan, Ann E. Nelson, and Neal Weiner. **Neutrino oscillations as a probe of dark energy**. *Phys.Rev.Lett.*, **93**:091801, 2004.

[23] Marco Cirelli, M.C. Gonzalez-Garcia, and Carlos Pena-Garay. **Mass varying neutrinos in the sun**. *Nucl.Phys.*, **B719**:219–233, 2005.

[24] V. Barger, Patrick Huber, and Danny Marfatia. **Solar Mass-Varying Neutrino Oscillations**. *Phys. Rev. Lett.*, **95**:211802, Nov 2005.

[25] Pedro Cunha de Holanda. **Possible scenario for MaVaN's as the only neutrino flavor conversion mechanism in the Sun**. *JCAP*, **0907**:024, 2009.

[26] M.C. Gonzalez-Garcia, P.C. de Holanda, and R. Zukanovich Funchal. **Effects of environment dependence of neutrino mass versus solar and reactor neutrino data**. *Phys.Rev.*, **D73**:033008, 2006.

[27] K. Abe et al. **Search for Matter-Dependent Atmospheric Neutrino Oscillations in Super-Kamiokande**. *Phys.Rev.*, **D77**:052001, 2008.

[28] F. Rossi-Torres, M.M. Guzzo, P.C. de Holanda, and O.L.G. Peres. **Mass Varying Neutrinos in Supernovae**. *Phys.Rev.*, **D84**:053010, 2011.

[29] Y. Su et al. **New tests of the universality of free fall**. *Phys. Rev. D*, **50**:3614–3636, Sep 1994.

[30] G. L. Smith et al. **Short-range tests of the equivalence principle**. *Phys. Rev. D*, **61**:022001, Dec 1999.

[31] Niayesh Afshordi, Matias Zaldarriaga, and Kazunori Kohri. **On the stability of dark energy with mass-varying neutrinos**. *Phys.Rev.*, **D72**:065024, 2005.

[32] Y. Fukuda et al. **Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos**. *Phys. Rev. Lett.*, **81**:1562–1567, Aug 1998.

[33] Raymond Davis, Don S. Harmer, and Kenneth C. Hoffman. **Search for Neutrinos from the Sun**. *Phys. Rev. Lett.*, **20**:1205–1209, May 1968.

[34] J.N. Abdurashitov et al. **Solar neutrino flux measurements by the Soviet-American Gallium Experiment (SAGE) for half the 22 year solar cycle**. *J.Exp.Theor.Phys.*, **95**:181–193, 2002.

[35] W. Hampel et al. **GALLEX solar neutrino observations: results for GALLEX IV**. *Physics Letters B*, **447**(1–2):127 – 133, 1999.

[36] B. Aharmim et al. **Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of B-8 solar neutrinos from measurements with NaCl dissolved in the heavy-water detector at the Sudbury Neutrino Observatory**. *Phys.Rev.*, **C72**:055502, 2005.

[37] T. Araki et al. **Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion**. *Phys. Rev. Lett.*, **94**:081801, Mar 2005.

[38] M. Apollonio et al. **Search for neutrino oscillations on a long baseline at the CHOOZ nuclear power station**. *Eur.Phys.J.*, **C27**:331–374, 2003.

[39] F.P. An et al. **Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay**. *Phys.Rev.Lett.*, **108**:171803, 2012.

[40] J. K. Ahn et al. **Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment**. *Phys. Rev. Lett.*, **108**:191802, May 2012.

[41] D. G. Michael et al. **Observation of Muon Neutrino Disappearance with the MINOS Detectors in the NuMI Neutrino Beam**. *Phys. Rev. Lett.*, **97**:191801, Nov 2006.

[42] L.S. Esposito. **Search for $\nu_\mu \to \nu_\tau$ oscillations in appearance mode in the OPERA experiment**. 2011.

[43] Walter Winter. **Lectures on neutrino phenomenology**. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, **203-204**:45–81, 2010.

[44] M. Bishai et al. **Neutrino Oscillations in the Precision Era**. 2012.

[45] D.V. Forero, M. Tortola, and J.W.F. Valle. **Global status of neutrino oscillation parameters after recent reactor measurements**. 2012.

[46] A. Aguilar-Arevalo et al. **Evidence for neutrino oscillations from the observation of anti-neutrino(electron) appearance in a anti-neutrino(muon) beam**. *Phys.Rev.*, **D64**:112007, 2001.

[47] A.A. Aguilar-Arevalo et al. **Event Excess in the MiniBooNE Search for $\bar{\nu}_\mu \to \bar{\nu}_e$ Oscillations**. *Phys.Rev.Lett.*, **105**:181801, 2010.

[48] S. Abe et al. **Production of radioactive isotopes through cosmic muon spallation in KamLAND**. *Phys. Rev. C*, **81**:025807, Feb 2010.

[49] Toshiyuki Iwamoto. **Measurement of Reactor Anti-Neutrino Disappearance in KamLAND**. *Graduate School of Science, Tohoku University*, Feb 2003.

[50] Y. Declais et al. **Study of reactor antineutrino interaction with proton at Bugey nuclear power plant**. *Physics Letters B*, **338**(2–3):383 – 389, 1994.

[51] K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletly, and F. Von Feilitzsch. **Determination of the antineutrino spectrum from 235U thermal neutron fission products up to 9.5 MeV**. *Physics Letters B*, **160**(4–5):325 – 330, 1985.

[52] A.A. Hahn et al. **Antineutrino spectra from 241Pu and 239Pu thermal neutron fission products**. *Physics Letters B*, **218**(3):365 – 368, 1989.

[53] P. Vogel and J. Engel. **Neutrino electromagnetic form factors**. *Phys. Rev. D*, **39**:3378–3383, Jun 1989.

[54] A. Gando et al. **Constraints on θ_{13} from A Three-Flavor Oscillation Analysis of Reactor Antineutrinos at KamLAND**. *Phys.Rev.*, **D83**:052002, 2011.

[55] C. Laske G. Bassin and G. Masters. **The Current Limits of Resolution for Surface Wave Tomography in North America**. *EOS Trans AGU*, **81**, Aug 2000.