

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA GLEB WATAGHIN
DEPARTAMENTO DE RAIOS CÓSMICOS E CRONOLOGIA
TESE DE DOUTORAMENTO

Soluções ao Problema do Neutrino Solar e suas
predições às informações independentes do fluxo

Autor: PEDRO CUNHA DE HOLANDA

Banca Examinadora:

PROF. DR. MARCELO MORAES GUZZO (ORIENTADOR)

PROF. DR. ORLANDO LUIS GOULART PERES

PROF. DR. ANDERSON CAMPOS FAUTH

PROF. DR. ADRIANO ANTÔNIO NATALE

PROF. DR. GEORGE EMANUEL AVRAM MATSAS

Para Mariana.

Agradecimentos

Agradeço ao Marcelo Guzzo, a excelente orientação em todo o período em que colaboramos. Meus agradecimentos também a todos que me apoiaram na realização deste projeto, em especial:

Ao José Valle e Concha, a oportunidade e a acolhida.

Ao Carlos, a colaboração.

À Norma Reggiani, as contribuições e o interesse.

Aos colegas de trabalho, Hiroshi e Orlando, o intenso diálogo durante o processo de pesquisa.

Ao Fred e à Rosa.

Aos amigos Eduardo e Carla, Leda e Everardo.

Aos colegas de sala Vitor, Célio e Altem.

Aos funcionários do instituto, em especial à Sandra.

À Fapesp, o apoio financeiro.

Ao contrário do que em geral se crê, sentido e significado nunca foram a mesma coisa, o significado fica logo por aí, é directo, literal, explícito, fechado em si mesmo, unívoco, por assim dizer, ao passo que o sentido não é capaz de permanecer quieto, fervilha de sentidos segundos, terceiros e quartos, de direções irradiantes que se vão dividindo e subdividindo em ramos e ramilhos, até se perderem de vista, o sentido de cada palavra parece-se com uma estrela quando se põe a projectar marés vivas pelo espaço afora, ventos cósmicos, perturbações magnéticas, aflições.

José Saramago

Sumário

1	Caracterizando o Problema	13
1.1	Previsões Teóricas	13
1.2	Dados Experimentais	17
1.3	Distorção Espectral do Fluxo	22
1.4	Método Estatístico	27
2	Soluções ao PNS	33
2.1	MSW	33
2.2	NSNI	58
2.3	RSFP	71
3	Conclusões	93

Resumo

O Problema do Neutrino Solar, caracterizado por um déficit do fluxo destes neutrinos detectado em experimentos terrestres em relação às predições teóricas, completa 30 anos sem uma explicação definitiva. Mas o atual panorama experimental propicia que diversos mecanismos envolvendo física nova para o neutrino forneçam uma solução aceitável ao Problema do Neutrino Solar. A proliferação destas possíveis soluções é devida em parte aos resultados negativos obtidos por um detector em particular, o Super-Kamiokande, ao tentar confirmar esta física nova através de análises independentes do fluxo total de neutrinos. Estas análises de informações independentes do fluxo foram propostas com o objetivo de distinguir entre as possíveis soluções para o Problema do Neutrino Solar. Um resultado positivo destas análises indicaria qual dessas várias soluções é a correta. Um resultado negativo, contudo, não é suficiente para descartar nenhuma delas. Apesar disso, estes resultados contribuíram para enriquecer o campo de estudos do problema do neutrino solar, que se apresenta como uma janela para diversos mecanismos envolvendo uma física além do modelo padrão.

Abstract

The Solar Neutrino Problem, which is a neutrino flux suppression from the theoretical predictions detected in terrestrial experiments, has completed 30 years old without a final explanation. But the actual experimental data leaves us with a number of mechanisms involving new physics in the neutrino sector that can produce acceptable solutions to the Solar Neutrino Problem. The large amount of possible solutions is to some extent due to the negative results of the Super-Kamiokande experiment in its flux-independent analysis. This analysis was first proposed in order to discriminate between the possible solar neutrino problem solutions. A positive result would point to a specific solution, but negative results would not be able to eliminate any one. In spite of that, the SK results contributed to the solar neutrino physics field, which presents itself as a window to physics beyond the standard model.

Introdução

A detecção de neutrinos solares serviu como uma forte corroboração dos modelos que descrevem a geração de energia no Sol. Nestes modelos, a pressão gravitacional é equilibrada pela energia liberada em fusões nucleares, e estas, por sua vez, produzem neutrinos. Detectar estes neutrinos nos leva então a uma confirmação direta da ocorrência de fusões nucleares no interior do Sol. A detecção dos neutrinos solares, no entanto, traz ainda outra vantagem. Como o fóton produzido no interior do Sol apresenta um livre caminho médio muito menor que o raio do Sol, ele demora muitos anos para conseguir escapar de seu interior. Qualquer correlação entre as propriedades dos fótons que escapam do Sol e as características do meio onde ele foi produzido é perdida devido aos múltiplos espalhamentos sofridos. O neutrino, em vez disso, interage somente através da interação fraca, saindo do Sol sem sofrer praticamente nenhuma interferência com a matéria solar. Propriedades do interior do Sol podem então ser investigadas de modo mais eficiente por meio do estudo dos neutrinos solares.

O experimento pioneiro na detecção de neutrinos solares é o experimento Homestake [1], localizado em Dakota do Sul, Estados Unidos, que começou a coletar dados em 1970 e segue em funcionamento até os dias atuais. Apesar do experimento obter sucesso na detecção dos neutrinos provenientes do Sol, seus dados experimentais, desde as primeiras leituras, indicavam que o fluxo de neutrinos que estava chegando ao detector era sensivelmente menor que o fluxo estimado por modelos de produção de energia solar. Tal déficit foi denominado “o Problema do Neutrino Solar” (PNS). Além do experimento de Homestake, outros três experimentos

confirmaram este déficit, usando diferentes técnicas de detecção e medindo faixas distintas do espectro do fluxo de neutrinos.

Uma forma de resolver a discrepância entre os dados e as previsões de neutrinos solares consiste em modificar os parâmetros solares, na tentativa de reduzir o fluxo de neutrinos produzidos no Sol, método denominado “soluções astrofísicas ao PNS”. O acúmulo de dados experimentais, todavia, tanto em neutrinos solares quanto em medições de parâmetros do Sol fornecidas pela heliosismologia, praticamente impede a modificação destes parâmetros de modo a suprimir a produção de neutrinos da forma observada nos experimentos terrestres.

Uma forma alternativa de resolver o PNS consiste em modificar as propriedades do neutrino preditas pelo modelo padrão. Assumimos, neste caso, que a previsão do fluxo de neutrinos solares está correta, mas que algo acontece aos neutrinos entre o momento de produção e o momento de detecção devido a novas propriedades do neutrino. É esta a linha de pesquisa adotada em nosso trabalho.

A partir do início da década de 90, o problema do neutrino solar ganhou em riqueza com o início de funcionamento de três novos detectores. O detector Gallex [2, 3], no laboratório de Gran Sasso, Itália, o detector Sage [4], localizado no Baksan Neutrino Laboratory, na Rússia, e o detector de Super-Kamiokande [5], uma continuação do experimento Kamiokande, ambos localizados em Kamioka, Japão. Os dois primeiros detectores, Gallex e Sage, foram propostos no sentido de suprir uma necessidade criada pelos dados experimentais de Homestake: os neutrinos produzidos na principal reação nuclear no Sol, a fusão de dois prótons, responsáveis por mais de 90% do fluxo de neutrinos solares, não podiam ser detectados por Homestake por possuírem uma energia abaixo do valor do limiar de energia deste experimento. Mudando o núcleo alvo do experimento, estas novas propostas obtiveram êxito em baixar o limiar de energia de detecção, e com isso obter dados sobre o fluxo dos neutrinos de mais baixa energia. Em comum, os experimentos de Gallex, Sage e Homestake têm o fato de fornecerem somente uma leitura do fluxo total detectado, em períodos de leitura que variam de algumas semanas

a pouco mais de um mês. O experimento de Super-Kamiokande, por sua vez, optou por modificar a técnica de detecção utilizada pelos demais experimentos, e possibilitou uma nova forma de análise do PNS. Além da taxa total de detecção, este experimento pode fornecer outros tipos de dados, como a assimetria entre o fluxo de neutrinos medido de dia e de noite, ou a distorção espectral em relação às previsões teóricas deste fluxo. Novas propriedades do neutrino, que seriam responsáveis pelo déficit no fluxo observado, poderiam também causar tal assimetria ou distorção espectral, fornecendo uma indicação independente da existência destas novas propriedades.

O panorama experimental atual confirma com muita clareza o déficit de neutrinos solares em relação às previsões teóricas, e indica claramente que tal déficit não pode ser produzido por soluções astrofísicas. As novas formas de análise de dados possibilitadas pelo Super-Kamiokande, entretanto, não conseguiram confirmar a hipótese de novas propriedades para o neutrino. Em vez disso, excluíram grandes porções do espaço de parâmetros destas propriedades, que apesar de produzirem uma boa solução às taxas totais dos experimentos, produzem também uma assimetria dia-noite forte demais, por exemplo.

Esta tese se divide da seguinte forma: no capítulo 1, caracterizamos o problema do neutrino solar, com uma discussão sobre o modelo solar utilizado e suas previsões ao fluxo de neutrinos na seção 1.1. Na seção 1.2 apresentamos os detectores de neutrinos solares e seus resultados experimentais. Na seção 1.3 apresentamos o método estatístico utilizado ao longo do trabalho, e empregamos este método na caracterização numérica do problema do neutrino solar.

Em seguida, no capítulo 2, apresentamos as soluções ao problema do neutrino solar tratadas aqui. Na seção 2.1 apresentamos as soluções via efeito MSW, e analisamos suas propriedades e a qualidade do ajuste de suas previsões aos dados experimentais. Na seção 2.2 repetimos o mesmo cálculo para outra das possíveis soluções ao PNS, via interações não padrão do neutrino. Utilizamos estas duas soluções ao problema do neutrino solar para ilustrar a situação atual da pesquisa em neutrinos solares, e para ilustrar como os dados atuais não possibilitam a discri-

minação entre diferentes soluções, ou mesmo entre diferentes espaços de parâmetros de uma mesma solução. Finalmente, na seção 2.3 analisamos uma terceira solução ao PNS, via momento magnético do neutrino não nulo. Nesta análise enfocamos o estudo de uma característica desta solução que possibilitaria identificar nos dados experimentais uma forte evidência em seu favor, que são os reflexos de oscilações magneto-hidrodinâmicas do plasma solar no fluxo dos neutrinos solares.

No capítulo 3 apresentamos a conclusão da tese, com uma breve discussão das perspectivas futuras da pesquisa em neutrinos solares. Destacamos a importância dos futuros experimentos na determinação das propriedades do neutrino responsáveis pelo déficit observado do fluxo, dado o atual quadro experimental.

Capítulo 1

Caracterizando o Problema

1.1 Previsões Teóricas

A cadeia principal de produção de energia das reações nucleares que ocorrem no Sol é a fusão de Hidrogênio em núcleos de Hélio, onde neutrinos são produzidos. As várias etapas desta cadeia que produzem neutrinos estão esquematizadas abaixo:



A queima de elementos mais pesados, como o Carbono, também ocorre no Sol, em regiões mais centrais, e a uma taxa mais baixa que a da queima do Hidrogênio. A produção de neutrinos ocorre nas seguinte reações:





Denominaremos os neutrinos produzidos por diferentes processos de acordo com letras que identifiquem a reação na qual ele foi produzido. Por exemplo, chamaremos de neutrinos *pp* os neutrinos produzidos na reação (1.1), neutrinos ^8B (ou neutrinos do Boro) aqueles produzidos na reação (1.5), e assim por diante. Vale ressaltar que quando nos referimos ao tipo de neutrino, muitas vezes estamos nos referindo à reação que o produziu, e não às suas propriedades intrínsecas. Todos os neutrinos produzidos no interior do Sol são neutrinos eletrônicos de quiralidade esquerda, e são considerados idênticos entre si (à exceção de sua energia) para todos os fins práticos tratados aqui.

Adotaremos como modelo padrão solar o modelo de Bahcall et. al. [6, 7, 8, 9], do qual extraímos os fluxos exatos de neutrinos produzidos em cada reação. Apresentamos na tabela 1.1 os fluxos para esse modelo, juntamente com seus erros teóricos.

Este modelo fornece, além do fluxo total de neutrinos produzidos em cada reação, o espectro de produção de cada neutrino e a distribuição do ponto de produção de cada reação no interior do Sol.

Na figura 1.1 apresentamos o espectro de produção para cada tipo de neutrino. Os neutrinos mais abundantes para baixa energia são os neutrinos *pp*, enquanto que para mais alta energia, os neutrinos do ^8B tornam-se preponderantes. Duas reações produzem neutrinos monoenergéticos, que são os neutrinos do ^7Be (1.4) e os neutrinos *pep* (1.2).

Na figura 1.2 apresentamos o fluxo integrado no ponto de produção para três tipos de neutrinos, normalizados ao valor total de cada fluxo. A reação que contém elementos mais pesados, como em (1.5), ocorre em zonas mais internas do Sol, onde a temperatura é maior, e aquelas que contém elementos mais leves (1.1) ocorrem em camadas mais externas.

Os experimentos de detecção não podem relacionar o neutrino detectado com a reação que o originou, sendo sensíveis somente ao espectro integrado do fluxo de neutrinos. Porém,

reação	fluxo de neutrinos ($\times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	erro (%)
pp	5.95	± 1
pep	1.40×10^{-2}	± 1.5
hep	9.3×10^{-7}	
${}^7\text{Be}$	4.77×10^{-1}	± 10
${}^8\text{B}$	5.05×10^{-4}	$+20$ -16
N	5.48×10^{-2}	$+21$ -17
O	4.80×10^{-2}	$+25$ -19
F	5.63×10^{-4}	± 25

Tabela 1.1: Fluxo de Neutrinos Solares predito em [9]. Na primeira coluna, temos a reação onde o neutrino foi produzido, na segunda, o fluxo produzido em cada reação, e na terceira, o erro teórico.

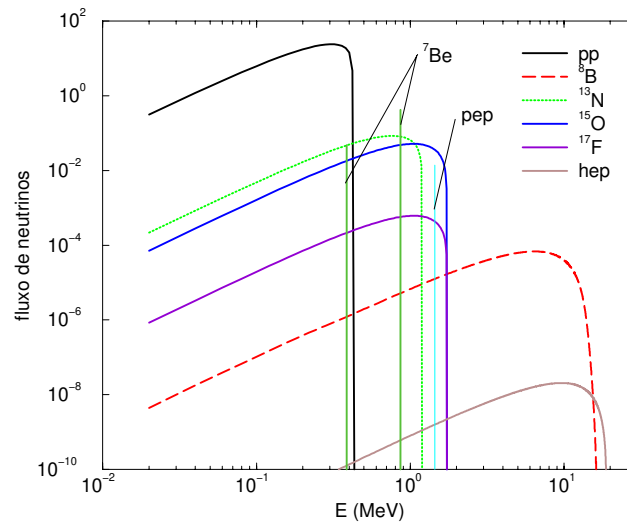


Figura 1.1: Espectro de produção de cada tipo de neutrino solar.

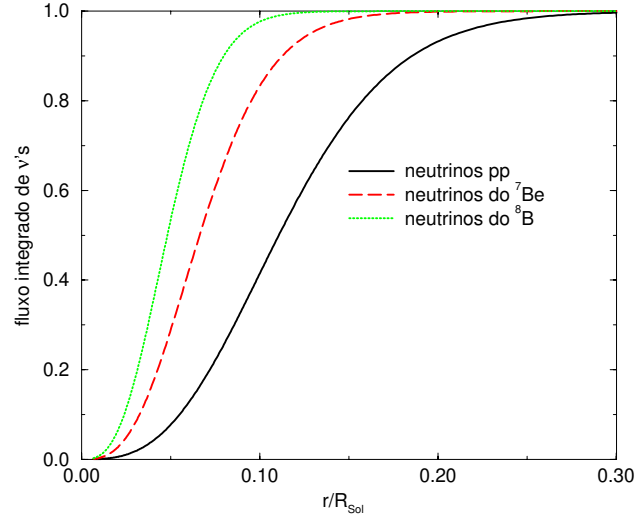


Figura 1.2: Fluxo integrado em relação ao ponto de produção para três tipos de neutrinos normalizado pelo raio solar, R_{Sol} .

como veremos a seguir, os mecanismos de conversão de neutrinos, responsáveis pelas soluções ao Problema do Neutrino Solar tratadas aqui, são fortemente dependentes dos detalhes de produção dos neutrinos, como o exato ponto de produção ou a abundância de elementos pesados no Sol, que por sua vez só podem ser fornecidos por modelos solares detalhados. Adotaremos o modelo teórico do Bahcall et. al. como o modelo padrão do Sol (“Standard Solar Model”, SSM) em todo o nosso trabalho.

1.2 Dados Experimentais

Os dados experimentais mais recentes de detecção de neutrinos solares provêm de quatro experimentos. Faremos a seguir uma breve discussão destes experimentos, e dos resultados experimentais obtidos.

Homestake

O primeiro experimento de detecção de neutrinos solares a coletar dados foi o experimento de Homestake [1]. Localizado na mina de Homestake, em Dakota do Sul, coleta dados de neutrinos solares desde 1970, através do processo de decaimento beta inverso:

$$^{37}\text{Cl}(\nu, e)^{37}\text{Ar} . \quad (1.9)$$

Esta reação apresenta um limiar de energia de $E_\nu = 0.814 \text{ MeV}$, e produz o núcleo instável de ^{37}Ar , que decai com uma vida média de 35 dias. A partir do decaimento deste núcleo se faz a contagem do número de eventos de decaimento beta inverso no detector. O valor do limiar de energia deste experimento impede que os neutrinos solares mais abundantes, aqueles produzidos na cadeia pp , sejam detectados por este mecanismo, uma vez que a energia máxima destes neutrinos é de $\sim 0.5 \text{ MeV}$.

O experimento consiste em usar 380000 litros de C_2Cl_4 , o que equivale a 615 toneladas de material, armazenados em um tanque cilíndrico, onde os átomos de ^{37}Ar criados no processo de detecção dos neutrinos são extraídos em períodos de ~ 70 dias de coleta. A taxa total esperada é obtida integrando-se o fluxo para cada tipo de neutrino pela seção de choque da reação:

$$R_{Cl} = \sum_{i=1,8} \int_{E_{th}} \phi_i(E) \times \sigma_{Cl}(E_\nu) dE , \quad (1.10)$$

onde o índice i refere-se às diferentes reações solares que produzem neutrinos.

Para o modelo solar padrão, esperamos uma taxa de detecção de ~ 1.5 átomos por dia, ou 7.59 SNU , onde 1 SNU (Solar Neutrino Unit) corresponde a 10^{-36} capturas por segundo por

átomo do alvo. A média da taxa de detecção em todo o tempo de operação de Homestake está bem abaixo deste valor, fornecendo $R_{CL} = (2.56 \pm 0.23(stat.) \pm 0.16(syst.)) SNU$, o que corresponde à $\sim 34\%$ do fluxo esperado.

Devido ao tempo transcorrido entre duas contagens sucessivas, qualquer variação temporal do fluxo de neutrinos com período menor do que ~ 70 dias não pode ser sentida pelo detector. Porém, variações temporais com um grande período podem ser analisadas. Por exemplo, considerando que o experimento coleta dados a aproximadamente 30 anos, pode-se investigar uma possível correlação de seus dados com o ciclo de manchas solares, que apresenta um período completo de 22 anos. De fato, os dados de Homestake indicam uma anti-correlação entre o número de eventos detectados por dia e o número de manchas solares, que pode ser visto em [1].

Além disso, como a detecção é feita através do decaimento beta do núcleo de ^{37}Ar produzido, qualquer informação sobre a energia do neutrino que originou tal núcleo não pode ser recuperada, impossibilitando uma análise do espectro de detecção.

Gallex e GNO

O detector Gallex está localizado no laboratório de Gran Sasso, na Itália, e coleta dados de neutrinos solares desde maio de 1991. Como Homestake, este experimento detecta os neutrinos via decaimento beta inverso, através do processo:

$$^{71}Ga(\nu, e)^{71}Ge . \quad (1.11)$$

O limiar em energia desta reação é de $E_{th} = 0.233 MeV$, o que possibilita a medição dos neutrinos pp , ao contrário de Homestake. A contagem do fluxo de neutrinos é feita por meio da extração dos átomos de ^{71}Ge , que tendo uma vida média de 11.43 dias, volta a decair através da captura de um elétron. O detector consiste em 100 toneladas de Cloreto de Gálio, o que resulta em ~ 12 toneladas de ^{71}Ga , e a taxa de detecção esperada pode ser calculada de forma

análoga à (1.10):

$$R_{Ga} = \sum_{i=1,8} \int_{E_{th}} \phi_i(E) \times \sigma_{Ga}(E_\nu) dE . \quad (1.12)$$

A taxa total de detecção esperada pelo modelo padrão é de ~ 1 evento a cada 5 dias, ou 127.9 SNU , e a extração dos átomos de ^{71}Ge é feita mensalmente. Gallex obteve uma taxa de detecção média de $77.5 \pm 6.2^{+4.3}_{-4.7} \text{ SNU}$ [2], o que corresponde a 61% da taxa esperada.

Podem ser feitas análises temporais do fluxo, buscando períodos de flutuações maiores que 1 mês, que é o tempo aproximado entre cada leitura. Tal análise foi realizada pela própria colaboração experimental, buscando reproduzir a anti-correlação dos sinais com manchas solares, mas nenhuma indicação de tal correlação foi encontrada. Por utilizar o mesmo mecanismo de detecção de Homestake, o decaimento beta inverso, nenhuma análise espectral é possível.

O experimento de Gallex foi finalizado em 23 de janeiro de 1997, e substituído pelo experimento de GNO (Gallex Neutrino Observatory), que começou a coletar dados em abril de 1998, e segue em atividade até os dias atuais. Utilizando o mesmo método de detecção utilizado em Gallex, os resultados experimentais do GNO permanecem compatíveis com os de Gallex, ao fornecer uma taxa de detecção de $65.8^{+10.7}_{-10.2} \text{ SNU}$ [3]. O taxa de detecção obtida combinando-se este resultado com o de Gallex, fornece $74.1^{+6.7}_{-6.8} \text{ SNU}$, valor que usaremos nas nossas análises estatísticas.

Sage

O experimento de SAGE (Russian-American Gallium Solar Neutrino Experiment) utiliza a mesma reação que Gallex e GNO para a detecção dos neutrinos. Localizado no Baksan Neutrino Observatory, Rússia, este experimento foi inicialmente formado por ~ 30 toneladas de ^{71}Ga , quantidade que foi aumentada em medições subsequentes para ~ 50 toneladas. A medição do fluxo de neutrinos é realizada pela observação do decaimento do átomo de ^{71}Ga , em extrações com período de 1 – 1.5 meses. A taxa de detecção observada em 70 extrações,

efetuadas entre janeiro de 1990 e outubro de 1999, é de $75.4^{+7.0}_{-6.8}(\text{stat.})^{+3.5}_{-3.0}(\text{syst.}) \text{ SNU}$. Como em Gallex e GNO, os dados de Sage são compatíveis com um fluxo constante de neutrinos.

SK

O experimento de Kamiokande foi o primeiro experimento capaz de detectar o neutrino solar por um processo em tempo real. Para tanto, utilizou o espalhamento elástico do neutrino com o elétron:

$$\nu + e^- \rightarrow \nu + e^- , \quad (1.13)$$

onde o elétron espalhado é detectado por meio da radiação Cherenkov produzida. Baseado na mesma técnica de detecção, o experimento de Super-Kamiokande foi construído como uma ampliação de Kamiokande, utilizando um tanque cilíndrico de 39 m de diâmetro e 42 m de altura, contendo 50000 toneladas de água ultra-pura, o que corresponde a 22500 toneladas de volume fiducial. A luz Cherenkov produzida é detectada por foto-multiplicadoras que revestem completamente o cilindro pelo seu interior, o que permite medir o exato momento em que o neutrino é detectado, além de possibilitar a medição da energia cinética do elétron espalhado.

A taxa total de neutrinos que se espera medir em SK pode ser obtida integrando-se a seção de choque de espalhamento do neutrino com elétrons multiplicado pelo fluxo de neutrinos:

$$R_{SK} = \sum_{i=1,8} \int_{E_{th}} \phi_i(E) \times \sigma_{SK}(E_\nu) dE , \quad (1.14)$$

onde

$$\sigma_{SK}(E_\nu) = \int_{T_{min'}}^{20 \text{ MeV}} \left[\int \frac{d\sigma(E, T)}{dT} R(T, T') dT \right] dT' . \quad (1.15)$$

Introduz-se aqui uma função de correlação $R(T, T')$ entre a energia cinética do elétron espalhado medida por SK (T') e a real (T). A integral em T' é realizada a partir do limiar de energia $T_{min'}$ de SK, a partir do qual é possível eliminar com eficiência o ruído de fundo. A taxa total esperada de detecção de neutrinos para as previsões do modelo solar padrão é de ~ 30 eventos por dia.

O experimento de SK começou a coletar dados em 31 de maio de 1996, com um valor de $T_{min}' = 6.5 \text{ MeV}$, e em maio de 1997 este limiar foi abaixado para $T_{min}' = 5.0 \text{ MeV}$. Os dados publicados até aqui foram coletados até o dia 06 de outubro de 2000, totalizando 1258 dias de coleta. A taxa de detecção observada neste período é de $(0.451 \pm 0.005(stat.)^{+1.6\%}_{-1.4\%}(syst.)) \times R_{ssm}$, onde R_{ssm} é a predição teórica baseada no modelo solar padrão.

Informações Independentes do Fluxo

Por ser um detector de tempo real, SK pode realizar análises que detectores que utilizam o decaimento beta inverso não podem. Por exemplo, alguns mecanismos de oscilação de neutrino prevêem uma interação do neutrinos solar com a matéria terrestre se este neutrino chega ao detector durante a noite. Possíveis efeitos desta interação podem ser estudados analisando a dependência do fluxo de neutrinos com o ângulo zenital de chegada do neutrino, contado a partir da direção que liga o detector ao centro da Terra (um neutrino que cruza o centro da Terra chega portanto com um ângulo zenital $\theta_Z = 0$). SK apresenta os dados separados em seis faixas do ângulo zenital para os neutrinos que chegam ao detector durante a noite, e cinco faixas para aqueles chegando durante o dia. Estas faixas foram divididas de tal forma que cada faixa tenha a mesma exposição temporal durante o ano. Na tabela 1.2 reproduzimos tais dados, apresentados em [5].

Outra forma possível de se dividir os dados de SK refere-se à energia do elétron espalhado. Como esta energia apresenta uma correlação com a energia do neutrino inicial, possíveis distorções no fluxo de neutrinos poderiam se refletir no espectro de detecção desse elétron. Na tabela 1.3 reproduzimos os dados de SK apresentados em função da faixa de energia do elétron espalhado, também originariamente apresentados em [5].

Uma última forma de apresentação disponibilizada por SK divide os dados em faixas de energia e ângulo zenital, de modo a não haver sobreposição entre diferentes dados. Para tanto, é necessário diminuir o número de faixas na energia, para que os erros estatísticos derivados

Dia-Noite	ângulo zenital	Data/SSM	δ_i
DIA	$-1 \leq \cos \theta_z \leq 0$	$0.443^{+0.007}_{-0.007}$	——
MAN1	$0 < \cos \theta_z \leq 0.16$	$0.475^{+0.020}_{-0.020}$	$+1.3\%$ -1.2%
MAN2	$0.16 < \cos \theta_z \leq 0.33$	$0.476^{+0.018}_{-0.018}$	$+1.3\%$ -1.2%
MAN3	$0.33 < \cos \theta_z \leq 0.50$	$0.445^{+0.016}_{-0.016}$	$+1.3\%$ -1.2%
MAN4	$0.50 < \cos \theta_z \leq 0.67$	$0.476^{+0.016}_{-0.016}$	$+1.3\%$ -1.2%
MAN5	$0.67 < \cos \theta_z \leq 0.84$	$0.447^{+0.017}_{-0.017}$	$+1.3\%$ -1.2%
NÚCLEO	$0.84 < \cos \theta_z \leq 1$	$0.438^{+0.019}_{-0.019}$	$+1.3\%$ -1.2%

Tabela 1.2: Resultados de SK divididos por faixa do ângulo zenital (2^a coluna), normalizados à previsão teórica sem oscilação. Erros sistemáticos são apresentados na 4^a coluna.

do pouco número de dados em cada faixa não inviabilize qualquer análise. Os dados de SK divididos desta forma podem ser encontrados em [5].

1.3 Distorção Espectral do Fluxo

Pelas taxas totais de detecção de cada experimento fica claro que existe um forte déficit no fluxo esperado pelas predições teóricas, além dos erros experimentais de cada experimento. Este déficit conjunto de todos os dados experimentais caracteriza o Problema do Neutrino Solar. Para ilustrarmos melhor a natureza deste problema, vamos analisar com um pouco mais de detalhe o que representa a supressão observada em cada experimento.

Na tabela 1.4 apresentamos a contribuição à taxa total de detecção de cada tipo de neutrino, calculado a partir da expressão 1.10:

$$R_{i,j} = \int_{E_{th}} \phi_i(E) \times \sigma_j(E_\nu) dE , \quad (1.16)$$

onde o índice j refere-se ao experimento considerado e i refere-se ao tipo de neutrino. Podemos

Energia	Data/SSM			$\delta_{i,cor.}$	$\delta_{i,uncor.}$
(MeV)	COMPLETO	DIA	NOITE		
5.0-5.5	$0.436^{+0.046}_{-0.046}$	$0.438^{+0.065}_{-0.065}$	$0.434^{+0.063}_{-0.063}$	$+0.2\%$ -0.2%	$+3.9\%$ -3.1%
5.5-6.0	$0.438^{+0.024}_{-0.024}$	$0.428^{+0.034}_{-0.034}$	$0.446^{+0.034}_{-0.034}$	$+0.2\%$ -0.2%	$+1.7\%$ -1.6%
6.0-6.5	$0.435^{+0.019}_{-0.019}$	$0.426^{+0.027}_{-0.027}$	$0.444^{+0.027}_{-0.027}$	$+0.3\%$ -0.3%	$+1.3\%$ -1.4%
6.5-7.0	$0.438^{+0.015}_{-0.015}$	$0.431^{+0.021}_{-0.021}$	$0.444^{+0.021}_{-0.021}$	$+0.5\%$ -0.6%	$+1.4\%$ -1.4%
7.0-7.5	$0.463^{+0.015}_{-0.015}$	$0.462^{+0.022}_{-0.022}$	$0.464^{+0.022}_{-0.022}$	$+0.8\%$ -0.8%	$+1.3\%$ -1.4%
7.5-8.0	$0.483^{+0.016}_{-0.016}$	$0.494^{+0.023}_{-0.023}$	$0.472^{+0.022}_{-0.022}$	$+1.0\%$ -1.1%	$+1.3\%$ -1.4%
8.0-8.5	$0.465^{+0.017}_{-0.017}$	$0.452^{+0.023}_{-0.023}$	$0.477^{+0.023}_{-0.023}$	$+1.4\%$ -1.3%	$+1.3\%$ -1.4%
8.5-9.0	$0.438^{+0.017}_{-0.017}$	$0.402^{+0.024}_{-0.024}$	$0.473^{+0.024}_{-0.024}$	$+1.7\%$ -1.7%	$+1.3\%$ -1.4%
9.0-9.5	$0.450^{+0.018}_{-0.018}$	$0.454^{+0.026}_{-0.026}$	$0.446^{+0.025}_{-0.025}$	$+2.1\%$ -2.0%	$+1.3\%$ -1.4%
9.5-10.0	$0.455^{+0.019}_{-0.019}$	$0.449^{+0.027}_{-0.027}$	$0.460^{+0.027}_{-0.027}$	$+2.5\%$ -2.3%	$+1.3\%$ -1.4%
10.0-10.5	$0.442^{+0.021}_{-0.021}$	$0.430^{+0.029}_{-0.029}$	$0.454^{+0.029}_{-0.029}$	$+3.0\%$ -2.7%	$+1.3\%$ -1.4%
10.5-11.0	$0.407^{+0.022}_{-0.022}$	$0.386^{+0.030}_{-0.030}$	$0.426^{+0.032}_{-0.032}$	$+3.4\%$ -3.2%	$+1.3\%$ -1.4%
11.0-11.5	$0.455^{+0.026}_{-0.026}$	$0.439^{+0.036}_{-0.036}$	$0.470^{+0.037}_{-0.037}$	$+3.9\%$ -3.6%	$+1.3\%$ -1.4%
11.5-12.0	$0.423^{+0.028}_{-0.028}$	$0.455^{+0.042}_{-0.042}$	$0.394^{+0.038}_{-0.038}$	$+4.5\%$ -4.2%	$+1.3\%$ -1.4%
12.0-12.5	$0.422^{+0.033}_{-0.033}$	$0.389^{+0.045}_{-0.045}$	$0.455^{+0.047}_{-0.047}$	$+5.1\%$ -4.8%	$+1.3\%$ -1.4%
12.5-13.0	$0.481^{+0.041}_{-0.041}$	$0.514^{+0.061}_{-0.061}$	$0.451^{+0.055}_{-0.055}$	$+5.8\%$ -5.4%	$+1.3\%$ -1.4%
13.0-13.5	$0.431^{+0.047}_{-0.047}$	$0.468^{+0.070}_{-0.070}$	$0.397^{+0.063}_{-0.063}$	$+6.5\%$ -6.2%	$+1.3\%$ -1.4%
13.5-14.0	$0.603^{+0.065}_{-0.065}$	$0.551^{+0.092}_{-0.092}$	$0.653^{+0.094}_{-0.094}$	$+7.4\%$ -7.0%	$+1.3\%$ -1.4%
14.0-20.0	$0.493^{+0.049}_{-0.049}$	$0.430^{+0.067}_{-0.067}$	$0.559^{+0.071}_{-0.071}$	$+10.7\%$ -9.5%	$+1.3\%$ -1.4%

Tabela 1.3: Dados de SK divididos em faixas de energia do elétron espalhado (2ª coluna). São apresentados também os dados divididos da mesma forma mas coletados durante o dia (3ª coluna) e durante a noite (4ª coluna). Erros sistemáticos correlacionados em 1σ são apresentados na 5ª coluna e erros sistemáticos não correlacionados na 6ª coluna.

ver pela tabela 1.4 que o experimento de SK praticamente só é sensível ao neutrino do Boro, enquanto Homestake tem contribuições majoritárias dos neutrinos do Boro e do Berílio, além de pequenas contribuições dos neutrinos da cadeia *CNO* e *pep*. Os experimentos de Gallex/GNO e Sage, além destas contribuições, são sensíveis também aos neutrinos *pp*.

Podemos relacionar a taxa total de contribuição de cada experimento como um sistema de três equações lineares, onde cada equação refere-se a uma técnica experimental, e no qual incluímos uma supressão para cada tipo de neutrino. Destacando as três principais contribuições para as taxas de detecção dos experimentos considerados, ou seja, os neutrinos *pp*, os neutrinos do Berílio e os neutrinos do Boro, podemos variar todas as demais contribuições entre 0 e 1. Desta forma, podemos escrever:

$$69.7R(pp) + 34.2R(Be) + 12.1R(B) = [63.1 ; 75.0] \quad (1.17)$$

$$1.15R(Be) + 5.76R(B) = [1.88 ; 2.56] \quad (1.18)$$

$$R(B) = 0.451 , \quad (1.19)$$

onde $R(pp)$ ($R(Be)$, $R(B)$) é a taxa de supressão para os neutrinos do *pp* (*Be*, *B*). Não foram considerados os erros experimentais dos experimentos, e o intervalo do lado direito da equação refere-se à variação das taxas de supressão dos demais neutrinos entre 0 e 1. Substituindo (1.19) em (1.18), temos:

$$R(Be) = [-0.62 ; -0.003] . \quad (1.20)$$

Tal fato indica que a taxa de supressão não deve ser igual para os diferentes tipos de neutrinos, sendo que os neutrinos do Berílio devem ser completamente suprimidos para compatibilizarmos os experimentos de Homestake e SK. Substituindo $R(Be) = 0.0$ (não há sentido falarmos em um fluxo negativo) em (1.17), temos:

$$R(pp) = [0.827 ; 0.998] , \quad (1.21)$$

ou seja, a supressão dos neutrinos do Boro deve ser muito pequena. Incluindo os erros em 1σ

fonte	Ga (SNU)	Homestake (SNU)	SK
pp	69.7	0.00	0.0
pep	2.8	0.22	0.0
hep	0.1	0.04	0.001
Be	34.2	1.15	0.0
B	12.1	5.76	0.999
N	3.4	0.09	0.0
O	5.5	0.33	0.0
F	0.1	0.00	0.0
total	127.9	7.59	1.0

Tabela 1.4: Predições das taxas de detecção nos experimentos considerados utilizando o modelo solar de Bahcall et.al.

nesta estimativa, temos:

$$\begin{aligned}
 R(pp) &= [0.728 ; 1.028] \\
 R(Be) &= [0.0 ; 0.142] \\
 R(B) &= [0.446 ; 0.456] .
 \end{aligned}
 \tag{1.22}$$

Desta análise podemos concluir que os dados sugerem uma dependência energética no déficit de neutrinos. Os dados sugerem uma supressão mais forte para os neutrinos de energia intermediária, em particular, os neutrinos do Berílio, uma supressão média para os neutrinos de alta energia (Boro) e pouca supressão para os neutrinos de mais baixa energia (pp).

Como veremos a seguir, muitas soluções ao PNS envolvem conversão de sabor dos neutrinos, que são criados como neutrinos eletrônicos, e chegam aos detectores como neutrinos muônicos ou tauônicos. Os experimentos de Homestake e Gallex não são sensíveis a esses outros sabores, mas em SK esses neutrinos podem produzir eventos que não podem ser distinguidos dos eventos

gerados por neutrinos eletrônicos. A seção de choque para neutrinos muônicos ou tauônicos é cerca de 15% da seção de choque para neutrinos eletrônicos. Supondo que um mecanismo deste tipo esteja em ação no déficit dos neutrinos solares, podemos incluir esta correção nas estimativas de déficit do fluxo realizadas acima, obtendo:

$$\begin{aligned}
 R(pp) &= [0.593; 1.0] \\
 R(Be) &= [0.0; 0.503] \\
 R(B) &= [0.344; 0.352] ,
 \end{aligned}
 \tag{1.23}$$

o que ainda sugere uma dependência energética neste déficit, embora os neutrinos de energia intermediária não devam necessariamente ser tão fortemente suprimidos, como calculado anteriormente.

1.4 Método Estatístico

O método estatístico utilizado envolve análises de χ^2 , onde as correlações entre os diferentes dados experimentais e previsões teóricas para cada experimento são incluídos nas matrizes de erro utilizadas.

Taxas totais

Para calcular o χ^2 referente apenas às taxas totais de detecção fornecidas pelos experimentos de Homestake, Sage, Gallex/GNO e Super-Kamiokande, seguimos a formulação apresentada em [10], atualizada em [11]. Nesta formulação, a correlação entre os erros teóricos dos quatro experimentos provém dos erros teóricos nos fluxos preditos pelo modelo solar padrão, que fornecem uma contribuição puramente astrofísica, e do erro nas seções de choque parciais de cada experimento relativo a cada fonte de neutrinos.

A taxa total de detecção em cada experimento é escrita da forma:

$$R_i = \sum_{a=1,8} R_{i,a} = \sum_{a=1,8} \sigma_{i,a} \phi_a , \quad (1.24)$$

onde ϕ_a é o fluxo de cada um dos oito tipos de neutrinos criados nas reações solares, e:

$$\sigma_{i,a} = \frac{\int_{Eth}^{Emax} \sigma_i(E_\nu) \times \phi_a(E_\nu) dE}{\int_{Eth}^{Emax} \phi_a(E_\nu) dE} \quad (1.25)$$

é a seção de choque efetiva para cada experimento i e fonte de neutrinos a . Podemos escrever a incerteza em R_i na forma:

$$\delta R_i = \sum_{a=1,8} \left(\frac{\partial R_i}{\partial \phi_a} \delta \phi_a + \frac{\partial R_i}{\partial \sigma_{i,a}} \delta \sigma_{i,a} \right) , \quad (1.26)$$

onde $\delta \phi_a$ é a incerteza nos fluxos de neutrinos do tipo a , e se refere portanto às incertezas astrofísicas nas reações de produção dos neutrinos solares, e $\delta \sigma_{i,a}$ é a incerteza na seção de

choque efetiva escrita na forma (1.25), e se refere às incertezas no processo de detecção nos experimentos terrestres.

A contribuição proveniente dos erros nas seções de choque de cada experimento (segundo termo em (1.26)) dá-se através de uma matriz diagonal, ou seja, sem correlação, da forma:

$$\sigma_{CS}^2(i, j) = \delta_{i,j} \sum_{a=1,8} R_{i,a} (\delta \ln C_{a,i})^2, \quad (1.27)$$

onde $\delta(\ln C(a, i))$ é a incerteza relativa da seção de choque efetiva para cada tipo de neutrino, e o parâmetro a refere-se ao tipo de neutrino.

A matriz de erro referente à primeira destas contribuições não é diagonal, devido a erros sistemáticos nos parâmetros solares. O tratamento utilizado para calcular tal matriz segue o procedimento realizado em [10], o que resulta em:

$$\sigma_{AP}^2(i, j) = \sum_{a,b} R_{i,a} R_{j,a} \sum_{k=1,11} \alpha_{k,a} \alpha_{k,b} (\delta \ln X_k)^2. \quad (1.28)$$

Os índices i e j referem-se aos quatro diferentes experimentos de detecção que estamos tratando, os índices a e b referem-se às oito diferentes reações que produzem neutrinos, e o índice k refere-se aos parâmetros solares dos quais depende o cálculo do fluxo predito de neutrinos. $(\delta \ln X_k)^2$ é o erro nos parâmetros solares X_k e $\alpha_{k,a} = \partial \ln \phi_a / \partial \ln X_k$ é responsável pela propagação destes erros para o fluxo de neutrinos ϕ_a .

Somando os erros experimentais de cada medida aos erros teóricos expostos acima, temos para a matriz de erros final:

$$\sigma^2(i, j) = (\sigma_{ex}(i) \sigma_{ex}(j) + \sigma_{CS}^2(i, j)) \delta_{i,j} + \sigma_{AP}^2(i, j). \quad (1.29)$$

Tomando os valores do modelo padrão normalizados a 1, temos:

$$\sigma_{th}^2 = \begin{pmatrix} 0.00090 & 0.00046 & 0.00149 & 0.00169 \\ 0.00046 & 0.00090 & 0.00149 & 0.00169 \\ 0.00149 & 0.00149 & 0.00591 & 0.00675 \\ 0.00169 & 0.00169 & 0.00675 & 0.00804 \end{pmatrix}, \quad (1.30)$$

onde σ_{th}^2 denota a soma da parte teórica da matriz de erro, representada pelo segundo e terceiro termo em 1.29. Para a contribuição dos erros experimentais, temos:

$$\sigma_{ex}^2 = \begin{pmatrix} 0.092 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0.103 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.0898 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.0344 \end{pmatrix}. \quad (1.31)$$

Finalmente, temos para o χ_{taxas}^2 :

$$\chi_{taxas}^2 = \sum_{i,j=1,4} (R_{th}(i) - R_{ex}(i))(R_{th}(j) - R_{ex}(j))[\sigma^2(i, j)]^{-1}. \quad (1.32)$$

Substituindo os valores obtidos pelo modelo padrão solar, temos $\chi_{taxas}^2 = 67.5$, o que para quatro graus de liberdade (quatro dados experimentais), está excluído com uma probabilidade maior que $1 - 10^{-12}$. Como exercício, podemos suprimir todas as predições teóricas por um mesmo fator, independente da energia ou do tipo de neutrino. Obtemos assim um $\chi_{taxas}^2 = 20.0$ para três graus de liberdade (4 dados experimentais - 1 constante de normalização), com uma constante de normalização $f = 0.5476$, o que está excluído com um nível de confiança maior que 99.98%.

Dependência Zenital

Para analisar estatisticamente a dependência zenital, utilizamos o seguinte χ^2 :

$$\chi_z^2 = \sum_{i=1,4} \left(\frac{\alpha_z R_{th}(i) - R_{ex}(i)}{\sigma_{ex}(i)} \right)^2, \quad (1.33)$$

e com isso, desprezamos qualquer correlação entre os diferentes ângulos zenitais. O parâmetro α_z foi introduzido para garantir que apenas a informação sobre a dependência zenital seja incluída. Para o modelo padrão, no qual não é esperada nenhuma dependência zenital, temos $\chi_Z^2 = 4.01$ para $\alpha_Z = 0.422$, o que é aceitável com um nível de confiança de 68%.

Distorção espectral

Quando SK separa os dados em diferentes faixas no espectro do elétron espalhado, correlações podem surgir devido tanto a erros sistemáticos do detector quanto a erros na predição teórica do espectro de produção do neutrino do Boro. Portanto, ao contrário do que ocorre com a distorção zenital, a matriz de erro não será diagonal, e o χ^2 toma a forma:

$$\chi_{sp}^2 = \sum_{i,j=1,19} (\alpha_{sp} R_{th}(i) - R_{ex}(i)) (\alpha_{sp} R_{th}(j) - R_{ex}(j)) [\sigma_{sp}(i, j)^2]^{-1}. \quad (1.34)$$

O parâmetro α_{sp} , como para o caso do espectro, foi introduzido para garantir que apenas a informação sobre a distorção espectral seja incluída, e a matriz de correlação $\sigma_{sp}(i, j)$ é fornecida pelo experimento de SK. Para o modelo padrão, onde não é esperada nenhuma distorção espectral, temos $\chi_Z^2 = 18.8$ para $\alpha_Z = 0.446$, o que é aceitável com um nível de confiança de 41%.

Super-Kamiokande também apresenta seus dados relativos ao espectro em duas regiões do ângulo zenital: o dia e a noite. Soluções que prevêm tanto uma distorção espectral quanto uma assimetria entre as taxas de detecção medidas durante o dia e durante a noite podem ser testadas com esta forma de divisão. O χ^2 que usamos aqui é similar ao anterior, mas agora com $2 \times 19 = 38$ dados:

$$\chi_{spdn}^2 = \sum_{i,j=1,38} (\alpha_{sp} R_{th}(i) - R_{ex}(i)) (\alpha_{sp} R_{th}(j) - R_{ex}(j)) [\sigma_{sp}(i, j)^2]^{-1}. \quad (1.35)$$

Para o modelo padrão, sem assimetria dia/noite e sem distorção espectral, obtemos um $\chi_{spdn}^2 = 32.4$, o que é compatível com os dados experimentais com uma confiança de 68%.

Análise Combinada

Uma análise combinada e global pode ser feita, incluindo todas as informações fornecidas pelos dados experimentais, taxas totais e informações independentes do fluxo. Em análises anteriores [12] isto era feito simplesmente somando-se os χ^2 proveniente das diferentes contribuições: taxas totais, dependência zenital e distorção espectral. Porém, tal procedimento ignora possíveis correlações entre estas informações.

Um tratamento mais rigoroso, portanto, deve levar tais correlações em consideração, mas para isso é necessário dividir os dados experimentais de tal forma que não haja uma sobreposição. Tal tratamento tornou-se possível com os últimos dados disponibilizados por SK, nos quais o espectro foi dividido em faixas maiores (8 faixas, em vez das 19 faixas originais), e cada uma destas faixas é dividida também no ângulo zenital. São fornecidos também os erros correlacionados e não correlacionados para cada dado, e portanto podemos calcular um χ^2 global, que incorpora toda a informação independente do fluxo, da forma:

$$\chi_{fi}^2 = \sum_{i=1,8} \sum_{j=1,7} (\alpha_{fi} R_{th}(i) - R_{ex}(i)) (\alpha_{fi} R_{th}(j) - R_{ex}(j)) [\sigma_{fi}(i, j)^2]^{-1} . \quad (1.36)$$

Para o modelo padrão, temos um $\chi_{fi}^2 = 37.7$ para $\alpha_{fi} = 0.446$, o que é compatível com os dados experimentais com um nível de confiança de 70%.

Para um χ^2 completo, somaremos este χ^2 à contribuição do χ^2 calculado para as taxas totais. Temos então:

$$\chi_{gl}^2 = \chi_{taxas}^2 + \chi_{fi}^2 . \quad (1.37)$$

Repetindo o mesmo exercício realizado com o χ_{taxas}^2 , podemos testar qual a qualidade de um ajuste aos dados experimentais quando assumimos uma supressão independente da energia.

Neste caso, temos o ponto de melhor ajuste para uma constante de normalização $f = 0.448$, fornecendo um $\chi^2_{taxas} = 61.9$, o que para 47 graus de liberdade (44 dados independentes do fluxo + 4 taxas totais - 1 parâmetro de normalização), é uma solução com 7.1% de confiança.

Definimos aqui o método estatístico que utilizaremos no restante deste trabalho. Seguindo este método, a única informação não compatível com as predições do modelo padrão são as taxas totais de detecção dos quatro experimentos considerados em conjunto. Por ora, todas as informações independentes do fluxo fornecidas por SK permanecem compatíveis com o modelo padrão com um bom grau de confiança. Além disso, quando fazemos um tratamento global, com uma supressão constante de todo o espectro do fluxo de neutrinos, obtemos uma solução com baixo nível de confiança. Este quadro traz consigo uma contradição, uma vez que, embora o problema dos neutrinos solares esteja bem estabelecido pelos resultados experimentais relativos às taxas totais de detecção, tentativas de reafirmar tal déficit por meio de informações complementares, como distorção espectral ou dependência zenital, deram resultados negativos. Tal contradição se refletirá nas análises das soluções ao PNS que faremos a seguir.

Capítulo 2

Soluções ao PNS

2.1 MSW

A mais aceita das soluções ao PNS é a solução via efeito MSW [13]. Nesta solução, a conversão de sabor do neutrino ocorre por meio da interação do neutrino com a matéria solar. Possíveis conversões de sabor do neutrino eletrônico ocorrem devido à mistura entre auto-estados físicos e auto-estados de interação, relacionados pela seguinte matriz de mistura:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_v & \sin \theta_v \\ -\sin \theta_v & \cos \theta_v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

onde ν_x corresponde a um neutrino ativo não eletrônico.

Neste mecanismo, a matriz de evolução dos neutrinos no auto-estado de interação se escreve da forma:

$$i \frac{d}{dr} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_e(r) - \frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_v & \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_v \\ \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_v & -\frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_e(r) + \frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix}, \quad (2.2)$$

onde

- Δm^2 é a diferença do quadrado das massas dos auto-valores físicos.

- G_F é a constante de Fermi.
- N_e é a densidade de elétrons.
- θ_v é o ângulo de mistura no vácuo.

Os termos não diagonais na matriz de evolução são os responsáveis por qualquer conversão de sabor durante a evolução dos neutrinos. Se tivermos portanto um elemento não diagonal da mesma ordem dos elementos diagonais da matriz de evolução, poderemos esperar uma conversão apreciável do sabor do neutrino durante sua evolução. Em particular, caso o termo diagonal se anule, esperamos que haja uma forte conversão de sabor do neutrino. Chamamos este ponto de “ponto de ressonância” na conversão do neutrino, denotado por r_{res} , e determinado por:

$$\frac{\sqrt{2}}{2}G_F N_e(r_{res}) = \frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_v . \quad (2.3)$$

Podemos escrever a equação de evolução do neutrino nos auto-estados físicos. Nesta base, esperamos uma matriz de evolução diagonal para uma evolução adiabática, onde a probabilidade de mudança de auto-estado físico é nula. Porém, devido a possíveis variações na densidade do meio onde o neutrino se propaga, termos não diagonais podem surgir nesta matriz, possibilitando transições entre auto-estados físicos durante a evolução do neutrino. A matriz de evolução nesta nova base tem a forma:

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{11}^2 + H_{12}^2 & i \frac{d\theta_v}{dt} \\ -i \frac{d\theta_v}{dt} & -H_{11}^2 - H_{12}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} , \quad (2.4)$$

onde $H_{11} = \frac{\sqrt{2}}{2}G_F N_e(r) - \frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_v$ e $H_{12} = \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_v$ são os termos (1, 1) e (1, 2) em (2.2), e θ_m é o ângulo de mistura na matéria. Tal ângulo pode ser calculado pela relação:

$$\tan(2\theta_m) = \frac{\Delta m^2 / 4E \sin 2\theta_v}{(\sqrt{2}/2 G_F N_e - \Delta m^2 / 4E \cos 2\theta_v)^2} . \quad (2.5)$$

Qualquer conversão de auto-estado de massa ocorrerá se os termos não diagonais forem da mesma ordem ou maiores que os termos diagonais. Como em uma transição adiabática

não esperamos nenhuma transição entre auto-estados de massa, podemos a partir da eq. (2.4) definir um parâmetro de adiabaticidade, comparando os termos não diagonais com os termos diagonais da matriz de evolução. Usamos a definição usual para o parâmetro de adiabaticidade, dado pela seguinte expressão:

$$\gamma = \frac{d\theta_m/dt}{2(H_{11}^2 + H_{12}^2)}$$

$$= \frac{2}{\frac{\sqrt{2}}{2}G_F \frac{dN_e(r)}{dr} \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_v} \left[\left(\frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta_v \right)^2 + \left(\frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta_v - \frac{\sqrt{2}}{2}G_F N_e(r) \right)^2 \right]^{3/2}. \quad (2.6)$$

Se $\gamma \gg 1$ em todos os pontos da evolução de neutrino, então teremos uma transição adiabática. Se $\gamma \lesssim 1$ em algum ponto da evolução, então neste ponto pode haver conversão de auto-estado de massa, o que caracteriza uma transição não adiabática. No cálculo analítico da probabilidade de sobrevivência, o valor do parâmetro de adiabaticidade tem um papel fundamental, como veremos a seguir.

Probabilidade de Sobrevivência:

Utilizaremos em nossas análises uma expressão analítica para a probabilidade de sobrevivência do neutrino no Sol, desenvolvida em [14]. Apresentaremos aqui de forma resumida como se calcula tal probabilidade.

No Sol

Para se calcular uma fórmula analítica para a probabilidade de sobrevivência do neutrino eletrônico, escrevemos a evolução do neutrino em termos de seus auto-estados de massa:

$$|\nu(t)\rangle = |\nu_j(t)\rangle \langle \nu_j(t)|\nu_j(t_r)\rangle \langle \nu_j(t_r)|\nu_i(t_r)\rangle \langle \nu_i(t_r)|\nu_i(t_0)\rangle \langle \nu_i(t_0)|\nu_e(t_0)\rangle, \quad (2.7)$$

onde $\nu_{i,j}$ representam os auto-estados físicos do neutrino, ν_e é o auto-estado eletrônico no qual o neutrino é criado, e t_r é o ponto de ressonância, definido por (2.3). Estamos assumindo

nesta expressão que a evolução do neutrino acontece de forma adiabática, ou seja, que não há mudanças entre auto-estados físicos em todos os pontos, exceto no ponto de ressonância, onde o termo $\langle \nu_j(t_r) | \nu_i(t_r) \rangle$ pode ser diferente de zero mesmo em se tratando de auto-estados físicos distintos. A probabilidade de sobrevivência do neutrino pode então ser escrita da forma:

$$P(\nu_e \nu_e) = | \langle \nu_e | \nu(t) \rangle |^2 . \quad (2.8)$$

Para chegarmos a uma expressão analítica para a probabilidade de conversão, assumiremos que toda a conversão entre auto-estados de massa ocorre somente no ponto de máxima violação de adiabaticidade. Como a densidade do Sol decresce de forma aproximadamente exponencial, podemos esperar que o termo dN_e/dr em (2.6) seja proporcional a N_e , e a máxima violação de adiabaticidade ocorre quando $H_{11} = 0$, ou $\Delta m^2 / 4E \cos 2\theta_v = \sqrt{2}/2 G_F N_e$, o que corresponde ao ponto de ressonância.

Porém, próximo ao centro ou à superfície do Sol, um comportamento exponencial não descreve apropriadamente a densidade. Assim sendo, o ponto de máxima violação de adiabaticidade pode não ocorrer exatamente na ressonância. Este ponto foi discutido em artigo recente [15], e será fundamental quando expandiremos nossa análise para regiões no espaço de parâmetros onde nenhuma ressonância está presente na evolução de neutrinos solares. Para um tratamento mais rigoroso, substituímos t_r em (2.7) pelo ponto de máxima violação de adiabaticidade, que denotamos por t_{max} .

Para calcular a amplitude de transição entre esses auto-estados, usamos a expressão apresentada em ([15]), obtida a partir de funções hipergeométricas, reapresentada abaixo:

$$\begin{aligned} P(\nu_1 \rightarrow \nu_2) &= | \langle \nu_1(t_{max}) | \nu_2(t_{max}) \rangle |^2 \\ &= \frac{\exp[\pi l_0 \Delta m^2 \cos^2 \theta_v / E] - 1}{\exp[\pi l_0 \Delta m^2 / E] - 1} , \end{aligned} \quad (2.9)$$

onde

$$l_0 = \frac{1}{N_e(r)} \frac{dN_e(r)}{dr} .$$

Dessa forma, a probabilidade total de sobrevivência do neutrino pode ser escrita da seguinte forma:

$$P(\nu_e \nu_e) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}[1 - 2P(\nu_1 \rightarrow \nu_2)]\cos(2\theta_v)\cos(2\theta_m) , \quad (2.10)$$

onde $\cos(\theta_v) = \langle \nu_{el}(t) | \nu_2(t) \rangle$ e $\cos(\theta_m) = \langle \nu_{el}(t=0) | \nu_2(t=0) \rangle$ referem-se respectivamente aos ângulos de mistura do neutrino no vácuo e no centro do Sol.

Podemos seguir a mesma linha de raciocínio e encontrarmos expressões para a probabilidade do neutrino chegar à superfície do Sol com ν_1 , obtendo assim:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_1) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}[1 - 2P(\nu_1 \rightarrow \nu_2)]\cos(2\theta_m) . \quad (2.11)$$

Como pode ser visto nas expressões (2.10) e (2.11), estas probabilidades dependem do ponto de produção do neutrino, por meio do ângulo de mistura na matéria, θ_m . Como, ao detectar um neutrino solar, não temos informação sobre em que ponto este neutrino foi produzido, devemos integrar as expressões de probabilidade obtidas com a distribuição de produção de neutrinos. Como cada reação que produz neutrinos no Sol tem uma distribuição diferente, cada tipo de neutrino, associado a cada uma destas reações, vai ter, portanto, uma probabilidade média diferente. Teremos:

$$\overline{P(\nu_e \rightarrow \nu_1)_i} = \int P(\nu_e \rightarrow \nu_1)\alpha_i(r)dr , \quad (2.12)$$

onde $\alpha_i(r)$ é a distribuição da produção de cada tipo de neutrino, indicado pelo índice i , em função da distância ao centro do Sol, r .

Regeneração na Terra:

Como na solução MSW a interação com a matéria solar é fundamental para a conversão dos neutrinos, podemos esperar que a matéria terrestre tenha um papel importante na evolução dos neutrinos solares. Por exemplo, se o neutrino chega a um detector durante a noite, ele deve cruzar uma porção da Terra antes de atingir o detector. Para obtermos uma fórmula mais

exata da probabilidade de conversão de sabor do neutrino nos detectores teremos que levar este efeito em consideração.

Para os valores de parâmetros dos neutrinos que tomamos neste tipo de solução, o comprimento de oscilação no vácuo é muito menor do que a distância Terra-Sol. É portanto uma boa aproximação supor que os neutrinos estão chegando à Terra em uma mistura incoerente de auto-estados. Qualquer efeito de coerência estará sendo suprimido pela média no ponto de produção do neutrino, ou pela integração na energia que deve ser feita para se obter a taxa total de detecção dos neutrinos. Com esta suposição, podemos incluir qualquer efeito de interação do neutrino com a matéria terrestre através da fórmula clássica:

$$P(ee) = P_{e1}^{Sol} P_{1e}^{Terra} + P_{e2}^{Sol} P_{2e}^{Terra} , \quad (2.13)$$

onde P_{e1}^{Sol} é a probabilidade do neutrino, tendo sido criado como neutrino eletrônico, chegar à superfície da Terra como auto-estado ν_1 , e P_{1e}^{Terra} é a probabilidade de um neutrino, tendo chegado à superfície da Terra como auto-estado ν_2 , seja detectado como ν_e . Definições similares aplicam-se à P_{e2}^{Sol} e P_{2e}^{Terra} .

As probabilidades P_{1e}^{Terra} e P_{2e}^{Terra} dependem do ângulo zenital de chegada do neutrino. Este ângulo apresenta uma variação temporal particular para cada latitude. Por exemplo, se nosso detector estiver a uma latitude menor que as linhas dos trópicos, então haverá um momento em que o neutrino que chega no detector cruza o centro da Terra, ao passo que, para um detector localizado acima dos trópicos, como é o caso dos detectores atuais, os neutrinos que chegam a ele nunca cruzam o centro da Terra. A distribuição temporal do ângulo zenital de chegada do neutrino solar pode ser calculada para as latitudes de cada detector, e será usada para calcular a média anual das probabilidades de regeneração na Terra. Na fig. 2.1 apresento tais distribuições para o experimento Super-Kamiokande (latitude de 36.43°) e SAGE (latitude de 43.3°), tomando-se a média durante um ano. Como os demais experimentos considerados estão a uma latitude muito próxima da latitude de SAGE (42.4° para GALLEX e 44.33° para

Homestake), tomaremos a mesma distribuição zenital de SAGE para o cálculo das taxas totais nestes experimentos.

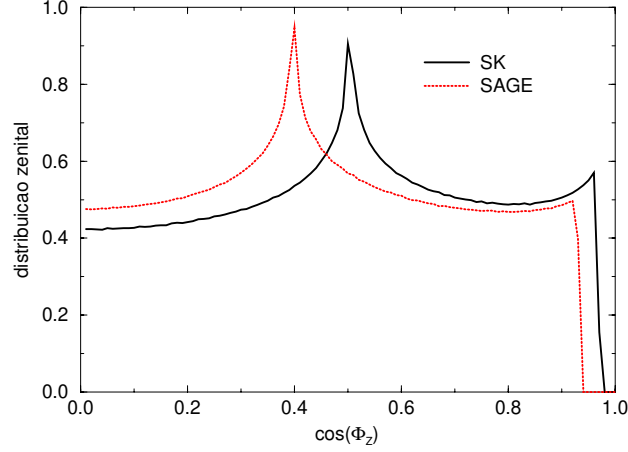


Figura 2.1: Distribuição zenital para os detectores de SAGE e Super-Kamiokande.

Assim, a probabilidade final de regeneração deve ser calculada levando esta dependência com a latitude em consideração, por meio da integral:

$$\overline{P_{2e}^{Terra}} = \int_{\Phi_Z} P_{2e}^{Terra}(\Phi_Z) \times \lambda(\Phi_Z) d\Phi_Z , \quad (2.14)$$

onde $\lambda(\Phi_Z)$ é a distribuição zenital apresentada na fig 2.1.

Se não há interação com a Terra, ou seja, se o neutrino chega durante o dia, a probabilidade P_{2e}^{Terra} se reduz a $\cos \theta_v$, e é fácil verificar que substituindo esta relação, juntamente com (2.11) em (2.13), reproduzimos a expressão (2.10).

Levando todos estes pontos em consideração, a probabilidade final do neutrino depende do valor de Δm^2 e do ângulo de mistura θ do neutrino no vácuo, do ponto de produção do neutrino (por meio do valor do ângulo de mistura no momento da produção, θ_m), da energia do neutrino E e da latitude do detector, cuja dependência está embutida no efeito de regeneração da Terra.

Taxa total de detecção

Incluindo a probabilidade de sobrevivência no fluxo total de neutrinos eletrônicos produzidos no Sol, podemos recalcular a taxa total de detecção esperada em cada experimento (1.10,1.12,1.14). Para os experimentos de GALLEX/GNO e SAGE, que são sensíveis somente aos neutrinos eletrônicos, o cálculo da taxa total toma a seguinte forma:

$$R = \sum_{i=1}^8 \int_{E_{th}} \sigma(E) \Phi_i(E) P_i(\nu_e \nu_e) dE , \quad (2.15)$$

onde, como ocorre em (1.12), $\sigma(E)$ é a seção de choque para cada experimento, e a soma em i refere-se às oito diferentes reações que produzem neutrinos solares.

Para o experimento de Super-Kamiokande, que é sensível também a neutrinos muônicos (ν_μ) ou tauônicos (ν_τ), se a oscilação ocorre para esses tipos de neutrinos, devemos incluir o número de eventos produzidos por eles. Para uma oscilação em duas famílias, escrevemos:

$$R = \sum_{i=1}^8 \int_{E_{th}} [\sigma_e(E) P_i(\nu_e \nu_e) + \sigma_\mu(E) (1 - P_i(\nu_e \nu_e))] dE . \quad (2.16)$$

Nesta expressão, $1 - P_i(\nu_e \nu_e)$ é a probabilidade de um neutrino de outro sabor que não o eletrônico atingir o detector. Se a oscilação estiver ocorrendo para neutrinos estéreis, estes neutrinos não provocarão nenhum sinal no detector, e portanto todo o termo referente a eles na equação (2.16) se anula.

Para cada valor de Δm^2 e θ_v , devemos calcular a taxa total de detecção para os três tipos de experimentos, e então comparar estas taxas com os resultados experimentais. Fazendo tal comparação pelo método de χ^2 mínimo descrito na seção 1.4, podemos delimitar regiões no espaço de parâmetro dos neutrinos que resolvem o problema do neutrino solar. Com este procedimento, encontramos três regiões distintas que se adequam aos dados experimentais, como pode ser observado na fig. 2.2.

A região que fornece o melhor ajuste aos dados experimentais é a região com $tg^2\theta \sim 10^{-3}$.

Esta região tem seu ponto de melhor ajuste para:

$$tg^2\theta = 1.40 \times 10^{-3} \quad \text{e} \quad \Delta m^2 = 6.03 \times 10^{-6} eV^2, \quad (2.17)$$

e é denominada “região de pequeno ângulo de mistura”, ou região SMA (**S**mall **M**ixing **A**ngle). O valor do χ^2 neste ponto atinge 0.91, o que é uma solução com um nível de confiança de 63.5%.

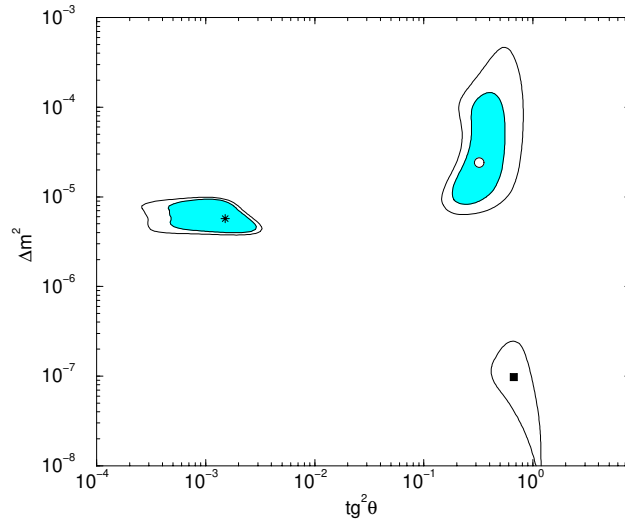


Figura 2.2: Regiões permitidas para MSW

Há também um outro mínimo local, para:

$$tg^2\theta = 0.33 \quad \text{e} \quad \Delta m^2 = 2.93 \times 10^{-5} eV^2, \quad (2.18)$$

onde $\chi^2 = 2.27$, que é uma solução com um nível de confiança de 32.1%. Denominamos esta região “região de grande ângulo de mistura” (**L**arge **M**ixing **A**ngle, LMA).

Além das duas regiões no espaço de parâmetros do neutrino apresentadas, onde uma solução ao problema do neutrino solar pode ser obtida, há ainda uma terceira região possível. Esta região se caracteriza por um grande ângulo de mistura e um pequeno valor de Δm^2 , denominada

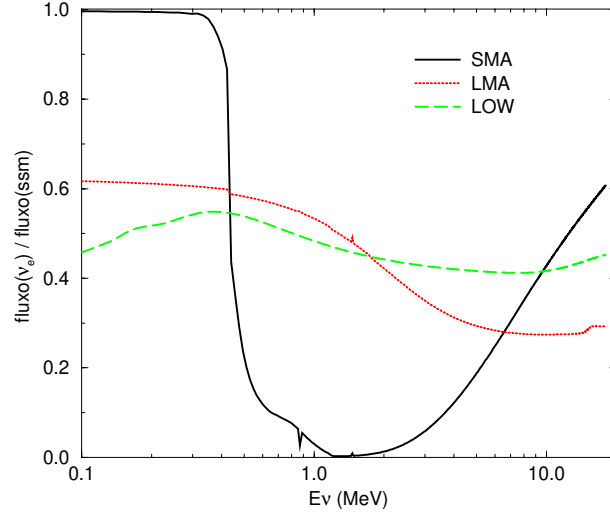


Figura 2.3: Supressão do fluxo de neutrinos para cada uma das soluções via efeito MSW.

solução “LOW” (referindo-se ao baixo valor de Δm^2 em comparação às outras regiões). O ponto de melhor ajuste ocorre para:

$$tg^2\theta = 0.73 \quad \text{e} \quad \Delta m^2 = 9.12 \times 10^{-8} eV^2 . \quad (2.19)$$

Porém, o ajuste aos dados experimentais não é muito bom, e um $\chi^2 = 6.7$ é obtido para estes parâmetros, o que corresponde à uma solução com apenas 3.5% de nível de confiança, para dois graus de liberdade.

Na figura 2.3 podemos ver o comportamento da probabilidade de sobrevivência do neutrino eletrônico para cada região de solução obtida. Nessa figura apresentamos o fluxo de neutrinos eletrônicos que chega à Terra para cada uma das soluções, normalizado pelo fluxo predito pelo modelo solar adotado.

Além do ajuste às taxas totais de detecção fornecidas pelos diferentes experimentos, podemos também analisar as previsões dos diferentes mecanismos de oscilação de sabor em termos

das informações independentes do fluxo fornecidas pelo experimento de Super-Kamiokande (dependência zenital e distorção espectral). Comparar estas predições com os resultados experimentais pode ser útil para descartar espaços de parâmetros, ou favorecer determinadas soluções frente às outras.

Dependência Zenital

Para cada valor de Δm^2 e $tg^2\theta$, podemos esperar uma distorção zenital característica. Como os dados de Super-Kamiokande relativos à dependência zenital são apresentados dividindo-se a noite em 6 regiões 1.2, podemos calcular as predições teóricas para estas regiões restringindo a integral em 2.14 de acordo com estas regiões no ângulo zenital dos dados experimentais.

Incluindo estas predições no cálculo do χ^2_{zen} , definido em (1.33), podemos traçar curvas de exclusão na região de parâmetros do neutrino. Na fig. 2.4 sobrepomos estas curvas às regiões que fornecem uma solução ao problema do neutrino solar (fig. 2.2). Incluímos também as regiões que apresentam $\chi^2 < 7.1$, que é o valor obtido para uma situação sem distorção zenital.

Analizamos agora o comportamento de cada solução ao PNS frente à dependência zenital observada em SK.

SMA

Para os valores de parâmetros que fornecem o melhor ajuste aos dados experimentais na região de SMA, espera-se uma dependência forte com o ângulo zenital de chegada do neutrino no detector. Podemos observar a dependência zenital esperada, plotando a taxa esperada de eventos em termos do ângulo zenital, como uma curva contínua e fazendo a integral no ângulo zenital de acordo com as faixas experimentais (fig. 2.5). Em particular, pode-se ver que para ângulos zenitais cujo cosseno é maior que 0.8, há um considerável aumento da taxa esperada. Este efeito se deve à ressonância paramétrica [16] sentida pelo neutrino ao passar pelo núcleo da Terra.

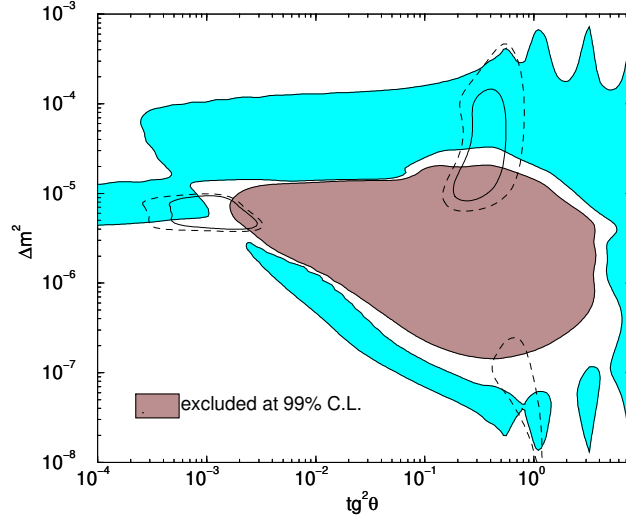


Figura 2.4: Região excluída pela dependência zenital em SK.

Sobrepostos à curva da taxa de detecção esperada, estão os dados experimentais do Super-Kamiokande. Nota-se que os dados experimentais não indicam um aumento da taxa de detecção para grandes ângulos zenitais.

O ponto de melhor ajuste nesta região fornece um $\chi^2_{zen} = 10.2$, o que desfavorece um pouco tal ponto. Uma análise combinada deve levar o ponto de melhor ajuste para menores valores de $tg^2\theta$, para que os dados experimentais da dependência zenital sejam melhor reproduzidos.

De modo geral, apesar de fornecer um excelente ajuste às taxas totais de detecção dos experimentos, a dependência zenital da solução SMA não corresponde à dependência zenital observada em Super-Kamiokande. E apesar de prever uma maior taxa de eventos durante a noite do que durante o dia, esta solução tem sua qualidade piorada com a inclusão de sua dependência zenital na análise estatística. Vale ressaltar, porém, que existe uma região da solução SMA, o extremo esquerdo na figura 2.4, com menores ângulos de mistura, que será favorecida pelos dados zenitais. Nesta região a ressonância paramétrica já não é sentida, e uma

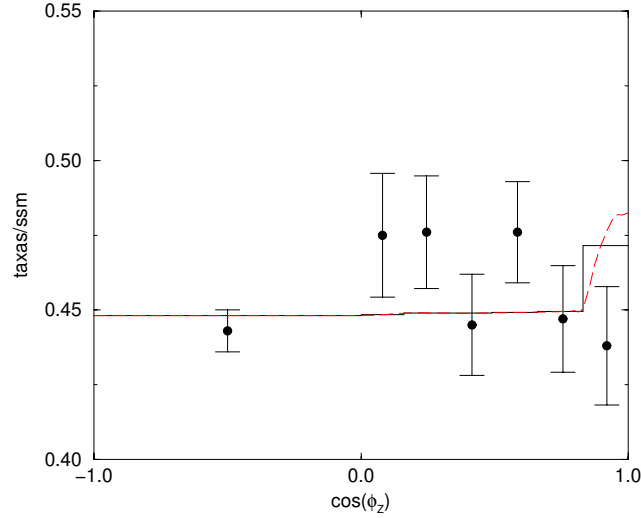


Figura 2.5: Dependência zenital para solução SMA. As previsões teóricas estão normalizadas por um fator $f_z = 0.93$

pequena regeneração dos neutrinos é sentida em todas as faixas zenitais.

LMA

Para a região de LMA, o ponto de melhor ajuste às taxas totais de detecção apresenta um $\chi^2_{zen} = 9.1$, e este ponto, portanto, está levemente desfavorecido. Na figura 2.6 pode-se ver que tal ponto prevê uma assimetria dia-noite mais forte do que a observada. Porém, como para a região SMA, grande parte desta região prevê um ajuste aos dados de dependência zenital em acordo com os dados experimentais. A diferença em relação à região SMA está no fato de que não há ressonância paramétrica, e espera-se uma assimetria dia-noite similar para todas as faixas de ângulo zenital. Esperamos que uma análise combinada desloque o ponto de melhor ajuste para valores mais altos de Δm^2 , para melhor reproduzir os dados referentes à dependência

zenital.

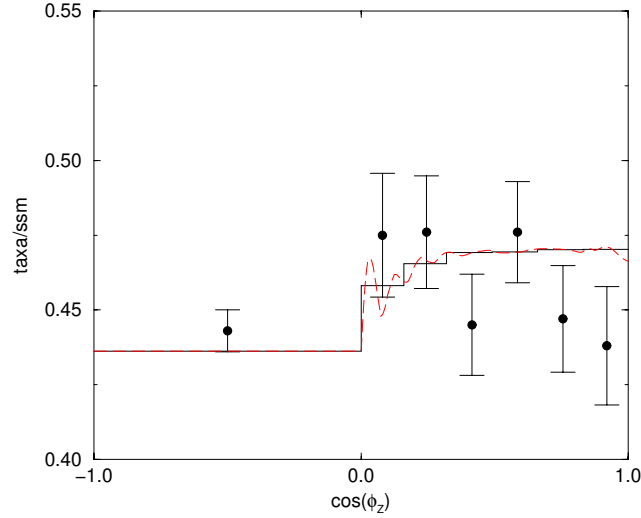


Figura 2.6: Dependência zenital para solução LMA. Os dados teóricos estão normalizados por um fator $f_z = 1.244$

LOW

Para a região LOW, também temos parte da região excluída pela dependência zenital, e parte favorecida. O ponto de melhor ajuste está bastante desfavorecido, fornecendo um $\chi^2_{zen} = 15.3$. Esperamos que uma análise combinada leve a menores valores de Δm^2 , região favorecida pelos dados zenitais.

Na figura 2.7 está apresentada a dependência zenital esperada pelo ponto de melhor ajuste, sobreposta aos dados experimentais de SK. Uma característica peculiar da solução LOW é a dependência zenital nela apresentada. Como estamos em uma região de baixo valor de Δm^2 , os termos de matéria na matriz de evolução na Terra são preponderantes. Dessa forma a

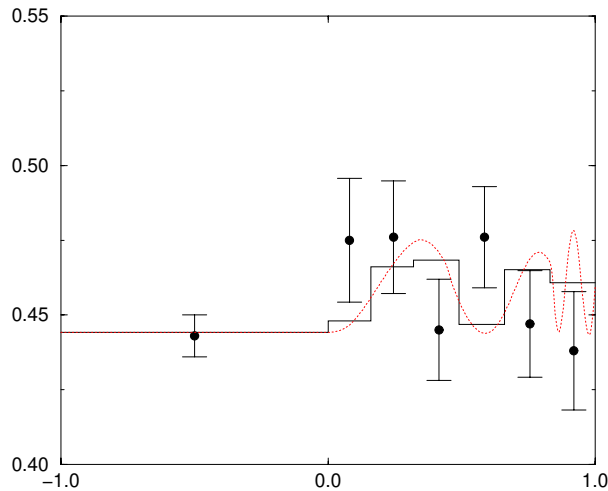


Figura 2.7: Dependência zenital para solução LOW. Os dados teóricos estão normalizados por um fator $f_z = 0.889$

dependência zenital não muda muito se variarmos Δm^2 , e sempre vamos esperar obter, como na figura 2.7, uma maior regeneração na segunda e terceira faixa zenital. Uma discussão mais detalhada sobre esta característica pode ser encontrada em [17].

De modo geral, as soluções via efeito MSW não reproduzem a dependência zenital observada em SK. Porém, como tal dependência é muito fraca, e uma baixa assimetria dia-noite está sendo observada, as regiões das soluções que prevêem uma baixa regeneração dos neutrinos solares na Terra é favorecida. E, como todas as três regiões que fornecem um ajuste às taxas totais dos diversos experimentos possuem regiões que prevêem uma quase ausência de regeneração, a inclusão da dependência zenital não exclui nenhuma das soluções, embora sirva para excluir as regiões que fornecem uma excessiva regeneração na Terra nestas soluções.

Distorção Espectral

Como vimos na seção 1.4, SK apresenta seus dados para diferentes valores da energia do elétron espalhado. Como há uma certa correlação entre a energia deste elétron e a energia do neutrino que chega ao detector, um mecanismo de conversão que dependa fortemente da energia do neutrino irá proporcionar uma distorção espectral na energia do elétron espalhado. Como SK não está observando uma forte distorção espectral, mecanismos deste tipo podem ser descartados.

Incorporando a probabilidade de sobrevivência para cada ponto do espaço de parâmetros do neutrino, calculamos o χ^2_{sp} para toda a região de solução ao PNS via efeito MSW. O χ^2_{sp} mínimo obtido foi de 16.7, um pouco abaixo do valor para uma supressão independente do fluxo, onde obtivemos 18.8 (1.34). Utilizando o mesmo procedimento usado na análise da dependência zenital, apresentamos na figura 2.8 a região excluída por produzir uma distorção espectral diferente da observada em SK, assim como a região favorecida por esta informação.

Vamos agora analisar quais as previsões que as soluções via efeito MSW fazem quanto à distorção espectral.

SMA

Pela figura 2.8 vemos que quase toda a região SMA encontra-se excluída pela análise do espectro. Isto porque para as energias do neutrino do Boro, $E \sim 1 - 15$ MeV, a probabilidade de sobrevivência do neutrino depende fortemente da energia do neutrino. Esta região de energia está localizada justamente onde a evolução do neutrino está passando de uma transição totalmente adiabática ($\gamma \sim 7$ para $E = 1$ MeV) para uma transição não-adiabática ($\gamma \sim 0.5$ para $E = 10$ MeV), para os parâmetros de neutrinos que fornecem o ponto de melhor ajuste às taxas totais de detecção, apresentados na eq. (2.17). Isto acarreta um aumento da probabilidade de sobrevivência com a energia, e conseqüentemente um aumento da taxa de detecção em SK com a energia do elétron espalhado. Como tal fenômeno não está sendo observado em SK, a região

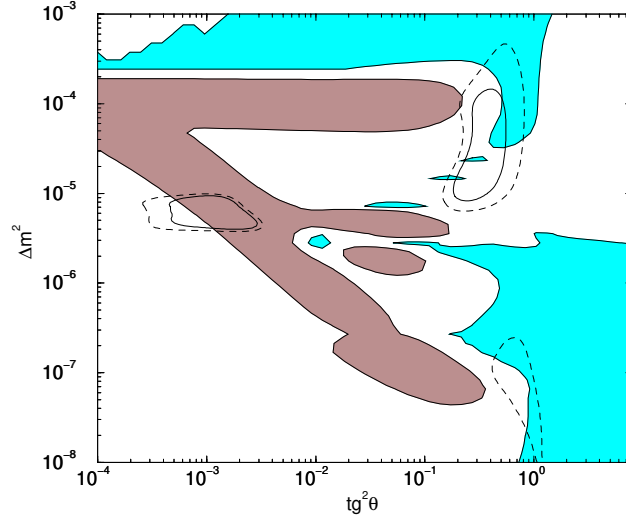


Figura 2.8: Região excluída e favorecida pela distorção espectral.

SMA fica desfavorecida quando incluímos a análise espectral.

Para ilustrar, apresentamos na figura 2.9 a distorção espectral esperada pelo ponto de melhor ajuste na região de SMA. Neste ponto, temos $\chi_{sp}^2 = 35.2$, o que está excluído com um nível de confiança maior que 99%.

LMA

Para a região LMA, não se espera uma forte distorção espectral, pois a evolução dos neutrinos deve ser completamente adiabática para os parâmetros desta região. Porém, devido ao efeito de regeneração da Terra, uma pequena distorção espectral pode ser observada, pois os neutrinos mais energéticos devem sofrer uma regeneração maior. Apresentamos na figura 2.10 a distorção esperada para o ponto de melhor ajuste. Para este ponto, temos um $\chi_{sp}^2 = 21.1$.

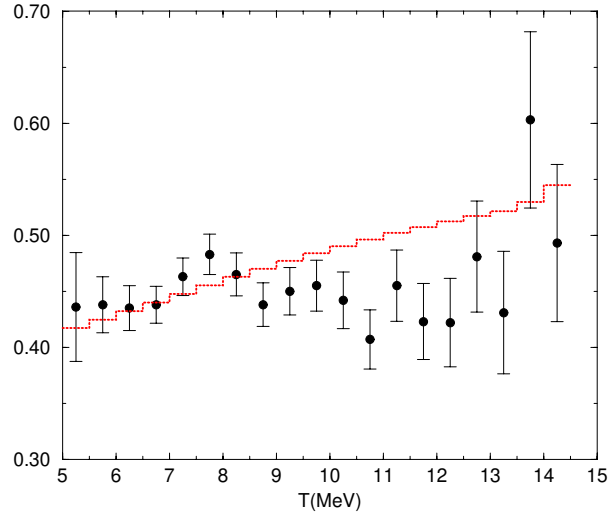


Figura 2.9: Dependência espectral do ponto de melhor ajuste da região SMA, normalizada a um fator $f_{sp} = 0.92$.

LOW

Para os parâmetros da solução LOW, uma fraca distorção espectral é esperada. Como para LMA, uma leve distorção é esperada devido à regeneração dos neutrinos na Terra, mas ao contrário do que acontece na região LMA, esta distorção ocorre para baixas energias. Para o ponto de melhor ajuste às taxas totais, temos $\chi^2 = 25.8$. Podemos ver na figura 2.11 a distorção espectral esperada por este ponto.

A fraca distorção espectral vista por SK pode ser bem reproduzida por duas das três soluções ao PNS via efeito MSW. Justamente a solução que fornece o melhor ajuste às taxas totais, a região SMA, prevê uma distorção espectral que não se verifica nos dados experimentais. Porém, também para esta solução, há uma região para pequenos valores do ângulo de mistura e de Δm^2 onde esta distorção espectral é atenuada, e portanto seria prematuro descartar esta solução sem

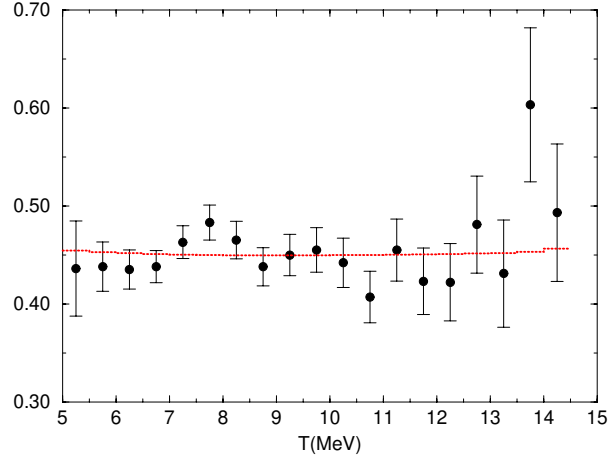


Figura 2.10: Dependência espectral do ponto de melhor ajuste da região LMA, normalizada a um fator $f_{sp} = 1.23$.

fazer uma análise mais cuidadosa deste efeito.

Análise Combinada

Nas seções anteriores, avaliamos as características das regiões no espaço de parâmetros do neutrino que fornecem uma solução ao PNS frente à dependência zenital e à distorção espectral. Porém, para fazermos um tratamento estatístico rigoroso, devemos incluir tais informações em um cálculo de χ^2_{global} . Até recentemente, os dados de SK eram divulgados da forma como trabalhamos aqui, ou seja, dividia-se os dados totais em sua dependência zenital ou em sua dependência espectral. Dessa forma, o χ^2_{global} era calculado simplesmente somando-se o χ^2 das taxas totais com o χ^2 para ângulo zenital e para distorção espectral, como descrito na seção 1.4. Este tipo de análise foi feito em [12], para os dados de SK com 825 dias de coleta. Porém, esse tratamento desconsidera uma possível correlação entre a dependência zenital e a distorção espectral. Por exemplo, para a solução LMA, a pequena distorção espectral para altas energias

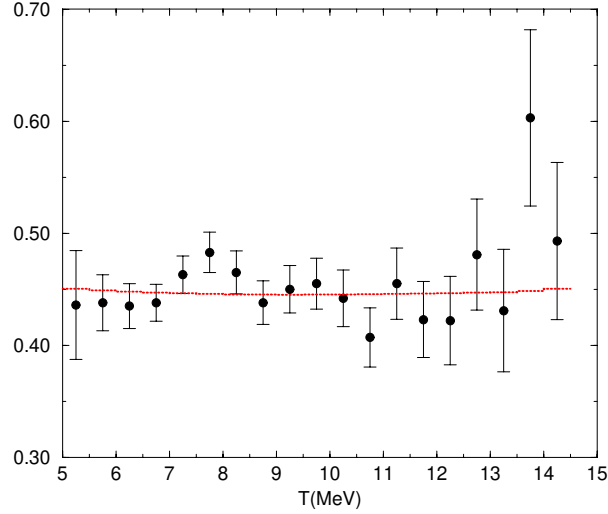


Figura 2.11: Dependência espectral do ponto de melhor ajuste da região LOW, normalizada a um fator $f_{sp} = 0.882$.

é consequência da regeneração na Terra, e portanto, correlacionada com a dependência zenital de alguma forma.

Recentemente, SK divulgou seus dados de uma forma mais completa, com cada faixa de energia sendo dividida também em ângulo zenital. Dessa forma, os dados apresentados não se sobrepõem, e a correlação entre as diferentes faixas de ângulo zenital e espectro pode ser levada em conta com a matriz de correlação adequada. Este tipo de análise é a que faremos agora.

Incluindo a probabilidade de sobrevivência no cálculo da taxa total para cada faixa dos dados experimentais, recalculamos o χ_{sp+zen}^2 apresentado em 1.33 para cada ponto do espaço de parâmetros do neutrino. Podemos então traçar curvas de exclusão baseadas em toda informação independente do fluxo fornecida por SK. Na figura 2.12 apresentamos tal curva.

Sobreposta a esta curva estão as regiões permitidas, agora utilizando uma análise de χ_{global}^2 combinada, no qual somamos as contribuições da taxa total (χ_t^2) com a informação independente

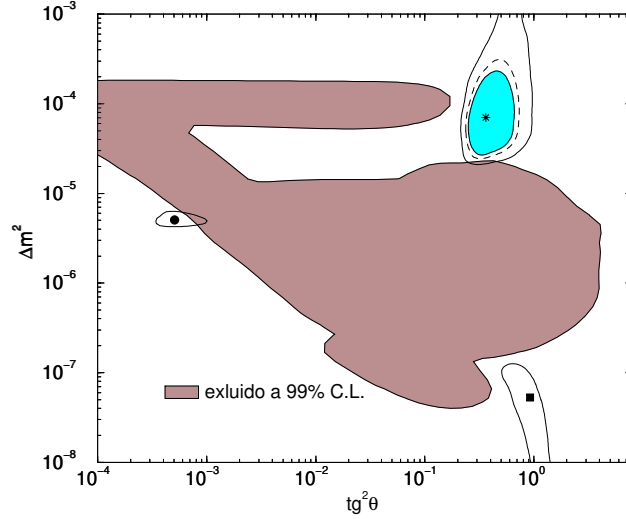


Figura 2.12: Região excluída pela informação independente do fluxo de SK. Sobrepostas estão as regiões permitidas por uma análise global utilizando-se todos os dados experimentais

do fluxo fornecida por SK (χ_{sp+zen}^2). Obtivemos para o ponto de melhor ajuste $\chi_{global}^2 = 38.6$, para 45 graus de liberdade, o que fornece uma solução com um nível de confiança de 74.0%. Tal ponto está localizado na região de LMA, em:

$$tg^2(\theta) = 0.354 \quad \text{e} \quad \Delta m^2 = 6.91 \times 10^{-5} eV^2 .$$

As regiões de SMA e LOW estão permitidas a 99%, sendo que os pontos de melhor ajuste encontram-se em:

$$tg^2(\theta) = 0.934 \quad \text{e} \quad \Delta m^2 = 5.34 \times 10^{-8} eV^2 ,$$

com um $\chi^2 = 45.4$ na região LOW, e:

$$tg^2(\theta) = 4.66 \times 10^{-4} \quad \text{e} \quad \Delta m^2 = 5.04 \times 10^{-6} eV^2 ,$$

com um $\chi^2 = 48.8$ na região SMA.

Uma outra forma ligeiramente diferente de tratar os dados, apresentada recentemente pela colaboração de SK, consiste em, em vez de separar os dados referentes ao ângulo zenital em 7 faixas (1 para o dia e 6 para a noite), separa-se estes dados somente para duas faixas de ângulo zenital, referentes ao dia e a noite. E para cada uma destas faixas, se faz a análise espectral, com faixas de 0.5 MeV, como na seção 2.1. Fazendo-se este tipo de análise, chega-se a regiões permitidas e excluídas ligeiramente diferentes das anteriores, o que pode ser verificado na figura 2.13.

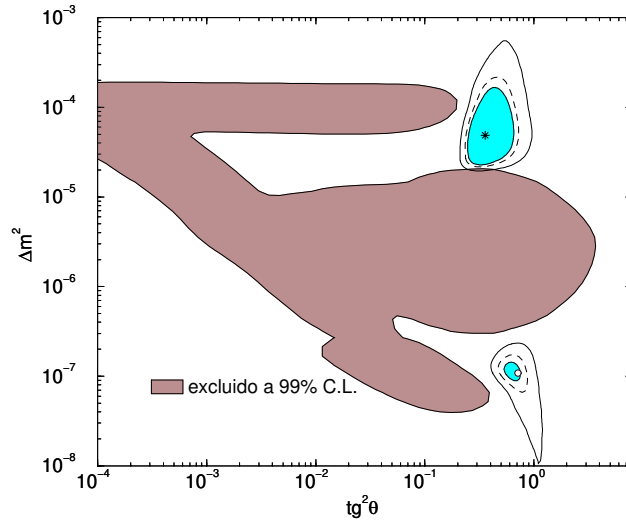


Figura 2.13: Região excluída pela informação independente do fluxo de SK, com 18 faixas de espectro para dia e noite. As regiões permitidas por uma análise global estão sobrepostas.

Neste tratamento, a região SMA está excluída a mais de 99% C.L., enquanto a região LOW passa a ser permitida a 90% de confiança. O ponto de melhor ajuste continua sendo na região de LMA, com um $\chi^2_{global} = 33.2$, para 39 graus de liberdade, o que fornece uma solução com

um nível de confiança de 73%. Tal ponto está localizado em:

$$tg^2(\theta) = .349 \quad \text{e} \quad \Delta m^2 = 4.80 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 .$$

O ponto de melhor ajuste da solução LOW está localizado em:

$$tg^2(\theta) = 0.743 \quad \text{e} \quad \Delta m^2 = 1.08 \times 10^{-7} \text{ eV}^2 ,$$

com um $\chi^2_{global} = 37.3$. Para a região SMA, temos para o ponto de melhor ajuste um $\chi^2_{global} = 44.2$ localizado em:

$$tg^2(\theta) = 4.66 \times 10^{-4} \quad \text{e} \quad \Delta m^2 = 5.11 \times 10^{-6} \text{ eV}^2 .$$

Sumarizamos estes resultados na tabela 2.1.

Observando essa tabela, podemos ver a importância da análise das informações independentes do fluxo ao estabelecer a qualidade do ajuste aos dados experimentais das soluções via efeito MSW. Por exemplo, a solução com pequeno ângulo de mistura, apesar de reproduzir muito bem as taxas totais de detecção dos quatro experimentos de neutrinos solares, não consegue reproduzir a dependência zenital e distorção espectral observada em SK. Um excelente ajuste, com confiança de 63%, passa a ser uma solução com confiança de 32% quando tais informações são incorporadas, . Por outro lado, a solução LMA que fornece um ajuste apenas razoável aos dados experimentais, com um nível de confiança de 32%, apresenta uma distorção espectral e dependência zenital muito mais próxima ao que está sendo observado. Com isso, o nível de confiança desta solução passa a um valor de 74%, bem superior àquele da solução SMA. E ainda, a solução LOW, quase descartada na análise das taxas totais, passa a ser uma solução aceitável quando todas as informações experimentais são levadas em conta.

As soluções via efeito MSW ilustram bem a contradição presente nos dados experimentais, apresentada em 1.4. Todas as informações independentes do fluxo fornecidas por SK estão de acordo com as predições do modelo padrão. Em especial, a ausência de distorção espectral traz um problema para qualquer mecanismo de conversão em que a probabilidade de sobrevivência

Solução	$(\Delta m^2, tg^2(\theta))$	χ^2_{global}	nível de confiança
taxas totais			
SMA	$6.03 \times 10^{-6}, 1.40 \times 10^{-3}$	0.91	63%
LMA	$2.93 \times 10^{-5}, 0.33$	2.27	32%
LOW	$9.12 \times 10^{-8}, 0.73$	6.72	3.5%
taxas totais + 44 bins de espectro e ângulo zenital			
SMA	$5.04 \times 10^{-6}, 4.66 \times 10^{-4}$	48.9	32%
LMA	$6.91 \times 10^{-5}, 0.36$	38.6	74%
LOW	$5.32 \times 10^{-8}, 0.93$	45.4	45%
taxas totais + 19 bins de espectro dia e noite			
SMA	$5.11 \times 10^{-6}, 4.66 \times 10^{-4}$	44.2	26%
LMA	$4.80 \times 10^{-5}, 0.35$	32.2	77%
LOW	$1.08 \times 10^{-7}, 0.74$	37.3	55%

Tabela 2.1: Resumo dos ajustes da solução via efeito MSW, incluindo ou não as informações independentes do fluxo.

dependa explicitamente da energia, como é o caso aqui. Isto porque os dados experimentais estão indicando uma forte supressão dos neutrinos de energia intermediária, caso dos neutrinos do Berílio ($E_{Be7} = 0.86 \text{ MeV}$), enquanto a supressão dos neutrinos do Boro sentida por SK ($E \sim 2-15 \text{ MeV}$) está em torno de 40% (a contribuição de corrente neutra em SK já tendo sido levada em conta). Se temos uma boa reprodução das taxas totais de detecção, devemos ter, portanto, uma probabilidade de sobrevivência que cresça sensivelmente das energias do neutrino do Berílio às energias sentidas em SK. Porém, este crescimento deveria cessar bruscamente quando a faixa de energia de SK fosse atingida, se queremos reproduzir também a ausência de distorção espectral medida. Este comportamento, entretanto, é pouco natural em um mecanismo de supressão, e de fato não ocorre no mecanismo MSW com pequeno ângulo de mistura.

As demais soluções, LMA e LOW, abrem mão de reproduzir a forte supressão dos neutrinos intermediários, o que compromete o ajuste às taxas totais. Porém, sem esta forte supressão, é relativamente natural termos uma probabilidade de sobrevivência que praticamente não varia com a energia na faixa de energias de SK, reproduzindo bem os dados relativos à distorção espectral. E ao fazermos uma análise combinada, o bom ajuste a estes dados acaba por compensar o ajuste pobre às taxas totais, e soluções com um maior nível de confiança são obtidas.

2.2 NSNI

Estudamos a seguir outra das possíveis soluções ao problema do neutrino solar, via troca de sabor por interações não padrão (non-standard neutrino interactions, NSNI). Desenvolvemos aqui uma análise do status desta solução, nos mesmos moldes que na seção anterior, para a solução via efeito MSW. O interesse desta solução reside no fato dela não requerer nem massa nem ângulo de mistura para neutrinos no vácuo, e fornece um bom ajuste a todos os dados disponíveis de neutrinos solares, em especial à taxa total de detecção dos quatro experimentos de neutrinos solares, assim como a dependência com o ângulo zenital do experimento de Super-Kamiokande.

O mecanismo de oscilação utilizado envolve novas interações de neutrinos com a matéria, que quando incluídos na matriz de evolução, fornece uma probabilidade de conversão de sabor do neutrino não nula. Temos para a matriz de evolução:

$$i \frac{d}{dr} \begin{pmatrix} \nu_e(r) \\ \nu_\ell(r) \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_e(r) \\ \nu_\ell(r) \end{pmatrix},$$

onde

$$U = \sqrt{2}G_F \begin{pmatrix} n_e(r) & \epsilon_{\nu_\ell}^f n_f(r) \\ \epsilon_{\nu_\ell}^f n_f(r) & \epsilon'^f_{\nu_\ell} n_f(r) \end{pmatrix},$$

e $\nu_e(r)$ ($\nu_\ell(r)$) é a amplitude de probabilidade de se detectar um ν_e (ν_ℓ). Enquanto a troca de bósons W dos neutrinos com elétrons fornece o termo usual $\sqrt{2}G_F n_e(r)$, onde $n_e(r)$ é a densidade de número de elétrons, FCNI induz uma amplitude de troca de sabor $\sqrt{2}G_F \epsilon_{\nu_\ell}^f n_f(r)$ e FCND é responsável pelo termo diagonal $\sqrt{2}G_F \epsilon'^f_{\nu_\ell} n_f(r)$. Temos que

$$n_f(r) = \begin{cases} n_n(r) + 2n_p(r) & f = u \\ 2n_n(r) + n_p(r) & f = d \end{cases}$$

é a densidade de férmions na posição r em termos da densidade do número de prótons (neutrons) $n_p(r)$ ($n_n(r)$). ϵ e ϵ' descrevem, respectivamente, a intensidade das interações FCNI e FDNI.

Probabilidade de Sobrevivência

A matriz de evolução se anula no vácuo e é desprezível para as densidades da atmosfera. Portanto, a probabilidade de sobrevivência de um neutrino eletrônico chegando ao detector durante o dia pode ser obtida simplesmente calculando-se a probabilidade de sobrevivência deste neutrino na superfície do Sol. Para tanto, seguimos os mesmos passos que em 2.1, e obtemos:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}^{\text{day}} = |A_e(r_s)|^2 \simeq \frac{1}{2} + \left(\frac{1}{2} - P_c\right) \cos 2\theta_m^p \cos 2\theta_m^s, \quad (2.20)$$

onde r_s é a posição da superfície do Sol e θ_m^p e θ_m^s são, respectivamente, o ângulo de mistura induzido pela matéria no ponto de produção do neutrino e na superfície do Sol. Em termos dos novos parâmetros físicos introduzidos, podemos escrever estes ângulos de mistura da forma [18, 19]

$$\tan 2\theta_m = \frac{2\epsilon_{\nu_\ell}^f n_f}{\epsilon_{\nu_\ell}^f n_f - n_e}. \quad (2.21)$$

A ressonância ocorre quando $\epsilon_{\nu_\ell}^f n_f = n_e$, ou seja, quando a mistura é máxima. Na figura 2.14 plotamos a quantidade n_e/n_f , e podemos ver a partir desta figura para quais valores de ϵ' pode ocorrer uma ressonância no Sol.

P_c é a probabilidade de conversão entre os auto-estados diagonais durante a evolução do neutrino. Utilizamos para calcular esta probabilidade a aproximação de Landau-Zener, onde [18, 19]:

$$P_c = \exp[-\pi\gamma/2] \quad \text{com} \quad \gamma = 4\sqrt{2}G_F \left| \frac{(\epsilon_{\nu_\ell}^f/\epsilon_{\nu_\ell}^f)^2}{\epsilon_{\nu_\ell}^f} \cdot \frac{n_e}{\frac{d}{dx}\left(\frac{n_f}{n_e}\right)} \right|_{res}. \quad (2.22)$$

Como vemos pela matriz de evolução, a probabilidade de sobrevivência do neutrino não depende de sua energia. Porém sabemos que os resultados experimentais de detecção de neutrinos solares sugerem fortemente que a supressão de seus fluxos não pode ser a mesma para todas as faixas de energia.

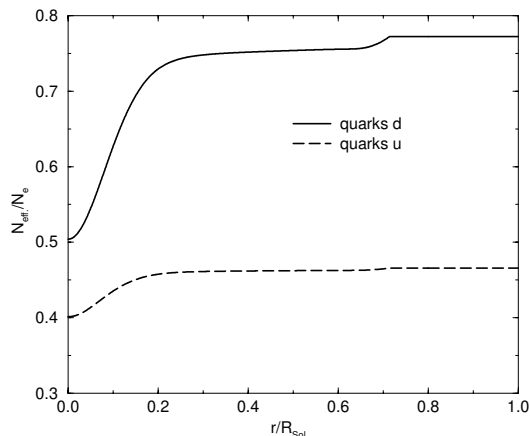


Figura 2.14: Variação da densidade no interior do Sol.

Neste mecanismo, a ressonância na conversão dos neutrinos (termos diagonais na matriz de evolução nulos) ocorre bem próxima ao centro do Sol, e portanto devemos integrar nossa probabilidade de conversão na zona de produção dos neutrinos, pois teremos neutrinos sendo criados depois da ressonância, e portanto não sendo fortemente convertidos. Cada reação de produção de neutrinos, entretanto, tem uma distribuição distinta de seu ponto de produção, sendo que os neutrinos mais energéticos (provenientes da reação envolvendo o 8B são produzidos em média mais próximos do centro do Sol que os neutrinos pp , de menor energia. Levando-se em conta a distribuição do ponto de produção de neutrinos solares, aparece, portanto, uma dependência com a energia na supressão final do fluxo de neutrinos, possibilitando um bom ajuste aos dados experimentais. Podemos ver na figura 2.15 esta dependência para o ponto de melhor ajuste dos nossos parâmetros. Esse fato, que já estava presente no contexto da solução MSW, repete-se aqui com maior importância, uma vez que toda a dependência com a energia do neutrino das taxas finais de detecção origina-se aqui.

Como a média da probabilidade de sobrevivência no ponto de criação do neutrino solar

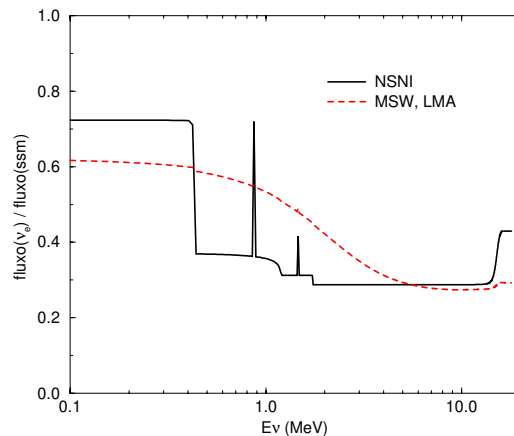


Figura 2.15: Dependência da supressão final do fluxo de neutrinos solares, onde a média no ponto criação é a responsável por tal dependência. Valores de parâmetros escolhidos que dão o melhor ajuste às taxas de detecção dos quatro experimentos considerados.

é fundamental para se obter um ajuste com os dados experimentais, tivemos que tomar um cuidado especial na realização desta média. Decidimos fazer esta média em toda a região tridimensional da zona de produção, e não apenas no plano equatorial, para $r_0 > 0$, onde r_0 é a distância do ponto de produção ao centro do Sol. Isto inclui a possibilidade do neutrino sentir duas ressonâncias no interior do Sol. Caso ele seja criado antes de uma ressonância, mas do ‘outro lado’ do Sol, ao caminhar em direção ao centro do Sol o neutrino sentirá a primeira ressonância, e após cruzar o seu centro e se dirigir à borda do Sol, sentirá a segunda. Tratamos a probabilidade de sobrevivência nestas ressonâncias de forma clássica, assumindo que a probabilidade final de sobrevivência será dada por uma multiplicação das probabilidades de sobrevivência e conversão em cada ressonância.

Regeneração na Terra

Quando os neutrinos chegam ao detector durante a noite uma regeneração dos neutrinos poderá ocorrer devido à interação deste com a matéria terrestre. Incluímos este efeito na probabilidade final de sobrevivência do neutrino eletrônico, da mesma forma que foi feito para o mecanismo MSW. Escrevemos a probabilidade final de sobrevivência do neutrino da forma:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}^{\text{noite}} = \frac{P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}^{\text{dia}} - \sin^2 \theta_m^s + P_{2e}(1 - 2P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}^{\text{day}})}{\cos 2\theta_m^s} . \quad (2.23)$$

onde P_{2e} é a probabilidade de um neutrino que chega à superfície da Terra no auto-estado diagonal ν_2 ser detectado como ν_e após atravessar a matéria terrestre e chegar no detector (esta fórmula é idêntica àquela apresentada em (2.13), rearranjada de modo ligeiramente diferente). O auto-estado ν_2 é definido na superfície do Sol, uma vez que não podemos definir um ângulo de mistura no vácuo, como é feito com o efeito MSW. Esta probabilidade foi calculada por integração numérica da matriz de evolução.

Taxas Totais

Uma vez que temos a probabilidade de sobrevivência para cada fonte de neutrino e para cada valor das variáveis ε e ε' , podemos calcular a taxa total prevista para cada experimento. Já que a probabilidade não depende da energia, estas taxas podem ser calculadas da seguinte forma:

$$R_j = \sum_{i=1,8} P_i r_{i,j} , \quad (2.24)$$

onde $r_{i,j}$ é a contribuição à taxa de detecção total do experimento j do neutrino do tipo i . Para SK, temos:

$$R_{sk} = \sum_{i=1,8} (P_i r_i^{el.} + (1 - P_i) r_i^{\mu, \tau}) . \quad (2.25)$$

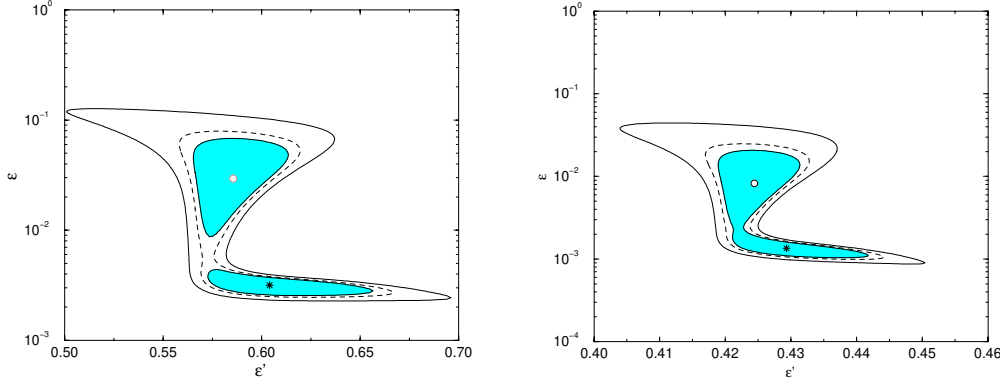


Figura 2.16: Regiões permitidas a 90%, 95% e 99 % de confiança. para a) quarks d e b) quarks u .

A análise estatística é feita como em 2.1. Para interações com quarks d , temos o ponto de melhor ajuste em:

$$\epsilon_{\nu}^d = 3.16 \times 10^{-3} \quad e \quad \epsilon'_{\nu}^d = 0.60, \quad (2.26)$$

com um $\chi_{min}^2 = 0.74$ para $4 - 2 = 2$ graus de liberdade, correspondendo a uma solução com 69% de confiança.

Considerando interações com o quark u , temos o ponto de melhor ajuste em:

$$\epsilon_{\nu}^u = 1.35 \times 10^{-3} \quad e \quad \epsilon'_{\nu}^u = 0.43, \quad (2.27)$$

com um $\chi_{min}^2 = 0.75$ para 2 graus de liberdade, correspondendo a uma solução em 69%.

Na figura 2.16 apresentamos as regiões permitidas a 90%, 95%, e 99% de nível de confiança para interações com a) quarks d e b) quarks u . Um segundo mínimo local é obtido para quarks d em $\epsilon_{\nu}^d = 2.94 \times 10^{-2}$ e $\epsilon'_{\nu}^d = 0.59$, com um $\chi_{min}^2 = 0.89$, e para quarks u em $\epsilon_{\nu}^u = 8.3 \times 10^{-3}$ e $\epsilon'_{\nu}^u = 0.424$, com um $\chi_{min}^2 = 0.86$.

Estas duas regiões que fornecem um bom ajuste aos dados diferem na adiabaticidade de sua transição. Enquanto a transição para os parâmetros do ponto de melhor ajuste é não

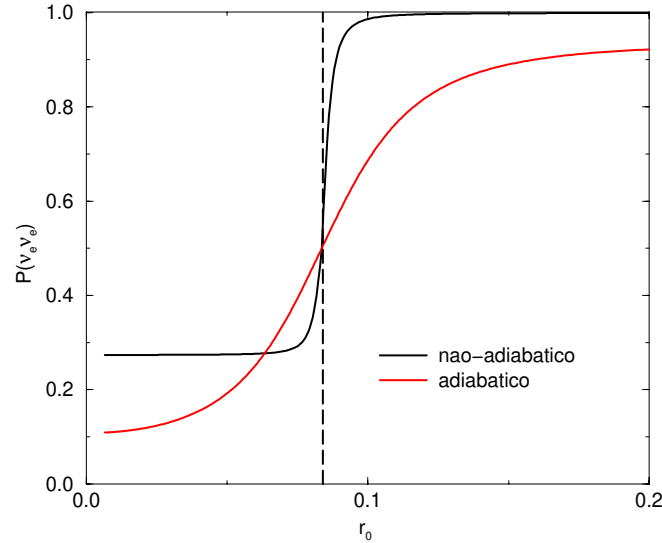


Figura 2.17: Dependência da probabilidade de sobrevivência do neutrino com o ponto de produção, para os dois pontos de melhor ajuste encontrados pela análise estatística.

adiabática, para o mínimo local com maior valor de ϵ a transição é adiabática. Em uma transição adiabática, a largura da ressonância é maior, ocasionando uma mudança mais suave na probabilidade de sobrevivência dos neutrinos criados antes ou depois da ressonância. Em uma transição não adiabática, a largura de ressonância é pequena, o que leva a um salto brusco na probabilidade de sobrevivência de neutrinos criados logo antes ou logo depois da ressonância.

Na figura 2.2 apresentamos a probabilidade de sobrevivência em função do ponto de produção do neutrino, para os dois mínimos encontrados. Nota-se pelo comportamento desta probabilidade a diferença na largura da ressonância entre estas duas transições. Esta diferença se reflete na extensão das regiões permitidas no parâmetro ϵ' . Por ter uma ressonância bem localizada, a transição não adiabática permite uma maior variação desse parâmetro.

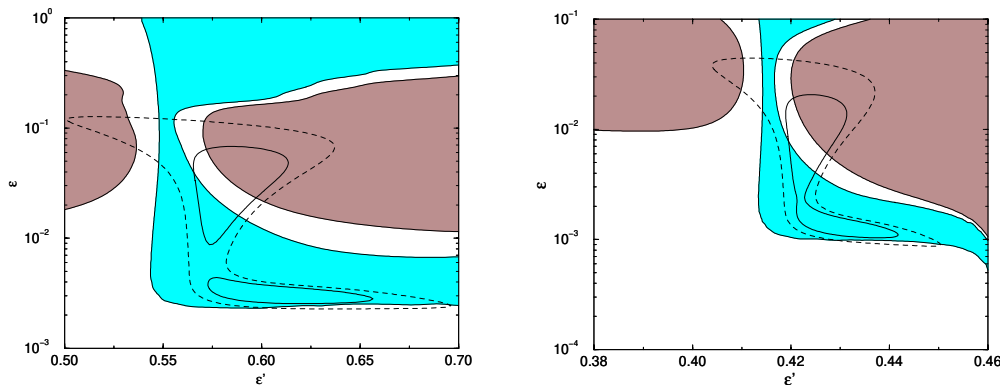


Figura 2.18: Regiões excluídas e favorecidas pela análise zenital.

Dependência Zenital

Em completa analogia com o efeito MSW, neutrinos chegando ao detector durante a noite podem sofrer uma nova conversão de sabor devido a interação com a matéria terrestre. Assim, a taxa de detecção de SK dependerá do ângulo zenital de chegada do neutrino. Calculamos agora a dependência zenital prevista no contexto NSNI.

Seguindo os mesmos passos da seção 2.1, traçamos regiões excluídas e favorecidas pela análise dos dados zenitais, que apresentamos na figura 2.18. Pode-se notar nesta figura que a região permitida a 90% com menores valores de ϵ é favorecida pela análise zenital em ambos os cenários. Novamente temos uma região do espaço de parâmetros favorecida devido a fraca dependência zenital apresentada. Na figura 2.19 podemos ver a dependência zenital dos pontos de melhor ajuste às taxas totais.

Para uma análise global, somamos as duas contribuições de χ^2 provenientes do ajuste às taxas totais e da dependência zenital. Na figura 2.20 apresentamos as regiões permitidas com 90%, 95% e 99% de confiança, assim como a região excluída pela análise de dependência zenital.

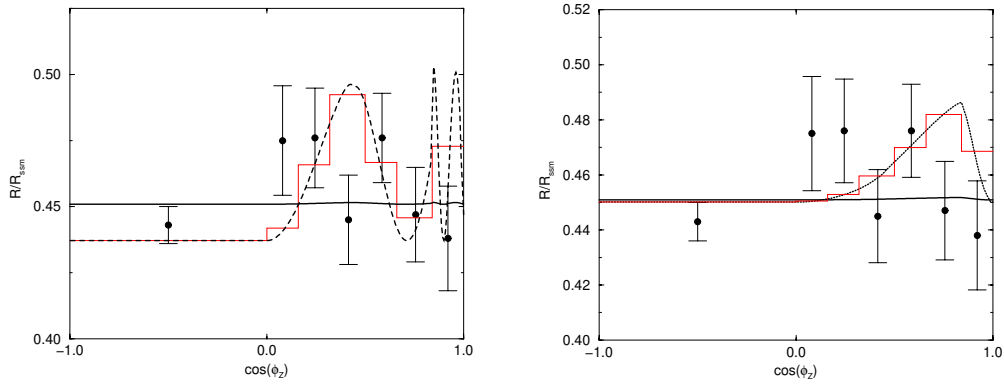


Figura 2.19: Dependência zenital dos pontos de melhor ajuste com interações com a) quarks d e b) quarks u .

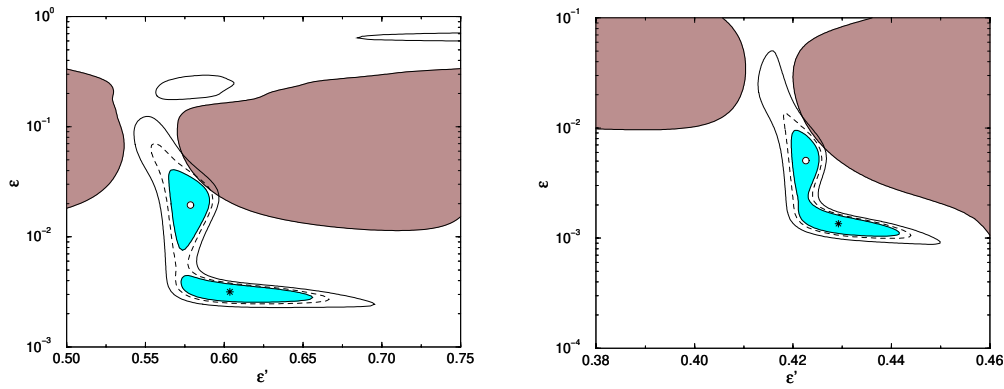


Figura 2.20: Regiões permitidas com 90%, 95% e 99% de confinça para interações com a) quarks d e b) quarks u .

Para interações com quarks d , o ponto de melhor ajuste encontra-se em:

$$\epsilon_{\nu}^d = 3.16 \times 10^{-3} \quad e \quad \epsilon'_{\nu}^d = 0.60, \quad (2.28)$$

onde um $\chi_{min}^2 = 7.80$ é obtido, o que corresponde a uma solução com 45.4% de confiança. Um mínimo local é obtido para $\epsilon_{\nu}^q = 1.94 \times 10^{-2}$ e $\epsilon'_{\nu}^q = 0.58$, com um $\chi_{min}^2 = 8.65$, que corresponde a uma solução com 37% de confiança.

Para interações com quarks u , o ponto de melhor ajuste encontra-se em:

$$\epsilon_{\nu}^u = 1.35 \times 10^{-3} \quad e \quad \epsilon'_{\nu}^u = 0.43, \quad (2.29)$$

onde um $\chi_{min}^2 = 7.67$ é obtido, o que corresponde a uma solução com 47% de confiança. Um mínimo local é obtido para $\epsilon_{\nu}^u = 5.06 \times 10^{-3}$ e $\epsilon'_{\nu}^u = 0.423$, com um $\chi_{min}^2 = 9.16$, que corresponde a uma solução com 33% de confiança.

Análise Combinada

Como vimos anteriormente, no contexto de NSNI, as probabilidades de conversão de cada tipo de neutrino não apresentam dependência energética. Portanto, excluindo a contribuição dos neutrinos do *hep* à taxa medida em SK, nenhuma distorção espectral é esperada. Incluir tal distorção no nosso cálculo estatístico não deve alterar muito o cenário desta solução, mas para mantermos a uniformidade com o tratamento estatístico utilizado nas outras seções, vamos fazer o cálculo do χ_{global}^2 , como definido na seção 1.4.

Na figura 2.21 apresentamos as regiões permitidas a 90%, 95% e 99% de confiança, juntamente com a região excluída pela informação independente do fluxo fornecida por SK. Pode-se notar a pouca diferença entre a forma destas regiões e as apresentadas na figura 2.20. Porém, ao incluirmos os dados do espectro, a qualidade do ajuste melhora sensivelmente. Para quarks d , obtemos um mínimo de $\chi_{global}^2 = 37.95$ no ponto

$$\epsilon_{\nu}^d = 3.16 \times 10^{-3} \quad e \quad \epsilon'_{\nu}^d = 0.60, \quad (2.30)$$

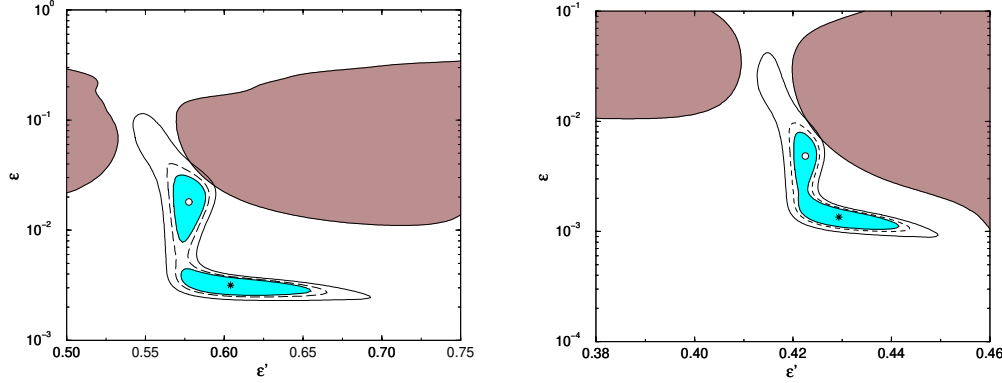


Figura 2.21: Regiões permitidas com 90%, 95% e 99% de confiança para interações com a) quarks d e b) quarks u .

o que corresponde a uma solução com 76% de confiança. Para quarks u , temos para o ponto de melhor ajuste em

$$\epsilon_{\nu}^d = 1.35 \times 10^{-3} \quad e \quad \epsilon'_{\nu}^d = 0.43, \quad (2.31)$$

com um $\chi_{global}^2 = 37.9$, o que corresponde a uma solução com 77% de confiança.

Sumarizamos estes resultados na tabela 2.2, na qual incluímos a análise feita ao se dividirem os dados de SK em 19 faixas de energia de dia, e 19 de noite.

A análise que podemos fazer destas soluções é bastante semelhante à análise feita para a solução MSW. Temos uma situação em que o ajuste aos dados experimentais é fraco, porém como o mecanismo tratado aqui não prevê distorção zenital, ao fazermos a análise combinada, na qual todos os dados experimentais são incluídos, a qualidade do ajuste melhora sensivelmente.

Convém entretanto ressaltar uma diferença das soluções via NSNI em relação à solução via efeito MSW. Naquele mecanismo, a probabilidade de conversão dependia explicitamente da energia do neutrino, e desta forma, era difícil conciliar a aparente ausência dos neutrinos do Berílio com a ausência de distorção espectral em SK. No mecanismo tratado aqui a probabilidade não depende explicitamente da energia. A dependência energética na supressão final

Solução	(ϵ, ϵ')	χ^2_{global}	nível de confiança
taxas totais			
quarks d, s.e.	$3.16 \times 10^{-3}, 0.60$	0.74	69%
quarks d, l.e.	$2.94 \times 10^{-2}, 0.59$	0.89	64%
quarks u, s.e.	$1.35 \times 10^{-3}, 0.429$	0.75	69%
quarks u, l.e.	$8.23 \times 10^{-3}, 0.424$	0.86	65%
taxas totais + 44 faixas de espectro e ângulo zenital			
quarks d, s.e.	$3.16 \times 10^{-3}, 0.60$	38.0	76%
quarks d, l.e.	$1.81 \times 10^{-2}, 0.58$	39.8	69%
quarks u, s.e.	$1.35 \times 10^{-3}, 0.429$	37.9	77%
quarks u, l.e.	$4.84 \times 10^{-3}, 0.423$	40.1	68%
taxas totais + 19 faixas de espectro dia e noite			
quarks d, l.e.	$2.69 \times 10^{-2}, 0.58$	31.3	80%
quarks d, s.e.	$3.10 \times 10^{-3}, 0.61$	32.8	75%
quarks u, l.e.	$6.76 \times 10^{-3}, 0.423$	31.8	79%
quarks u, s.e.	$1.32 \times 10^{-3}, 0.430$	32.6	75%

Tabela 2.2: Resumo dos ajustes da solução via NSNI, incluindo ou não as informações independentes do fluxo.

do fluxo provém da média no ponto de produção do neutrino, distinta para cada reação solar, como discutido na seção (2.2).

Desta forma, a princípio não seria um problema termos probabilidades de supressão muito diferentes para o neutrino do Berílio e o neutrino do Boro e, mesmo assim, não observarmos uma distorção espectral em SK. Porém, os neutrinos do Berílio são produzidos em camadas mais externas do Sol que os neutrinos do Boro, e deste modo, uma menor quantidade deles sente

a ressonância. Esperamos portanto sempre uma probabilidade média de conversão do neutrino do Berílio maior que a do neutrino do Boro, e como resultado final temos uma supressão muito similar à da solução LMA, com efeito MSW, como podemos ver na figura 2.15.

2.3 RSFP

Ajuste aos Dados

Outra das possíveis soluções ao problema do neutrino solar envolve interações do neutrino com campos magnéticos via um momento magnético não nulo, ao contrário do que prevê o modelo padrão. Estas interações podem levar a uma precessão de spin-sabor do neutrino, convertendo um neutrino eletrônico em um anti-neutrino de outro sabor, ν_μ ou ν_τ , de forma resonante, e é “denominada solução via precessão resonante de spin-sabor” (ou RSFP, **R**esonant **S**pin-**F**lavor **P**recession) [20].

A interação do neutrino com o campo magnético solar contribui com um termo não diagonal na matriz de evolução, da forma:

$$i \frac{d}{dr} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_{eff.}(r) - \frac{\Delta m^2}{4E} & \mu_\nu |\vec{B}_\perp(r)| \\ \mu_\nu |\vec{B}_\perp(r)| & -\frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_{eff.}(r) + \frac{\Delta m^2}{4E} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R \end{pmatrix}, \quad (2.32)$$

onde μ_ν é o momento magnético do neutrino e $B_\perp$ é a componente do campo magnético perpendicular à direção de propagação do neutrino. Para simplificar o tratamento, supomos que não haja mistura entre os auto-estados do neutrino. $N_{eff.} = N_e - N_n$ para neutrinos de Majorana e $N_{eff.} = N_e - \frac{1}{2}N_n$ para neutrinos de Dirac, e $N_{e(n)}$ se refere à densidade de elétrons (nêutrons). No primeiro caso, a transição se dá para um anti-neutrino de diferente sabor, enquanto que no caso dos neutrinos de Dirac, a transição ocorre para um neutrino estéril.

Tal mecanismo de conversão fornece uma boa solução ao PNS quando a transição é ressonante, ou seja, quando em algum ponto no interior do Sol temos:

$$\frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_{eff.}(r) = \frac{\Delta m^2}{4E}. \quad (2.33)$$

Para que a conversão seja eficiente, o termo não diagonal deve ser da mesma ordem de grandeza que o termo diagonal. Esta solução se caracteriza por ressonâncias na parte externa do Sol, para

$r > 0.5$. Nesta região, temos $\frac{\sqrt{2}}{2}G_F N_{eff.}(r) \sim [10^{-13} - 10^{-15}] eV$, e para um campo magnético da ordem de 100 kG, possíveis soluções ocorrem para um valor do momento magnético do neutrino de $\mu_\nu = 10^{-11} \mu_B$.

A dependência com a energia da probabilidade de conversão se deve, como no mecanismo MSW com pequenos ângulos de mistura (SMA), à dependência energética do parâmetro de adiabaticidade. Calculando este parâmetro, temos que na ressonância:

$$\gamma = \frac{4(\mu_\nu B \perp (r_{res}))^2}{\frac{\Delta m^2}{4E} L_{N_{eff.}}}, \quad (2.34)$$

onde

$$L_{N_{eff.}} = \frac{d \ln(N_{eff.})}{dr}, \quad (2.35)$$

e B_{res} é o valor do campo magnético no ponto de ressonância.

Porém, ao contrário do que ocorre para o efeito MSW, o parâmetro de adiabaticidade é inversamente proporcional à energia do neutrino. Portanto, neutrinos menos energéticos podem sofrer transições não adiabáticas, enquanto os neutrinos mais energéticos sofrem transições adiabáticas.

Podemos ajustar os parâmetros do neutrino tal que para as energias do neutrino pp ($E \lesssim 0.5 MeV$), temos uma transição não adiabática ($\gamma_R \lesssim 1$), e portanto uma pequena probabilidade de conversão final do sabor. Para as energias iguais ou maiores que a energia do Berílio ($E = 0.86 MeV$), temos uma transição adiabática ($\gamma_R > 1$), e portanto uma alta probabilidade de conversão. Finalmente, para as energias sentidas por SK ($E \sim 5 MeV$), apesar da transição ser adiabática, o ponto de ressonância está muito próximo da superfície do Sol, e portanto a transição ressonante não é eficiente (a largura da ressonância é maior que a distância entre a ressonância e a superfície solar).

Estas condições podem ser preenchidas por uma variedade de perfis de campo magnético, reproduzindo bem os dados experimentais dos experimentos de detecção de neutrinos solares. Uma análise desta solução para alguns perfis pode ser achado em [21]. Em particular, para

um perfil de campo magnético triangular na zona convectiva do Sol (ver equações (2.54) e (2.56)), temos para $\Delta m^2 = 1.5 \times 10^{-8} \text{ eV}^2$ um valor para o parâmetro de adiabaticidade de $\gamma_R(E = 0.2 \text{ MeV}) = 0.88$ e $\gamma_R(E = 0.86 \text{ MeV}) = 550$, o que corresponde ao comportamento esperado para fornecer uma solução ao problema do neutrino solar. Na figura 2.22 a) apresento o valor do parâmetro de adiabaticidade, e em 2.22 b) apresento a probabilidade de sobrevivência $P(\nu_{el}\nu_{el})$ para esta configuração de campo, como função da energia do neutrino. Uma solução ao PNS com confiança de 72% ($\chi^2 = 0.13/1 \text{ d.o.f.}$) é obtida.

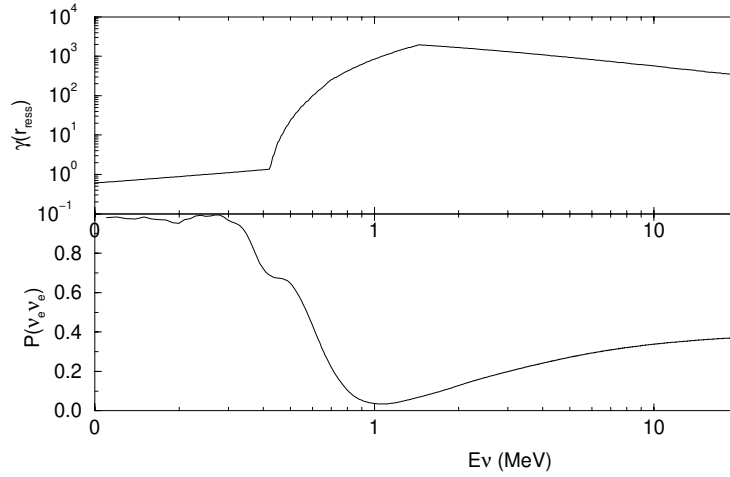


Figura 2.22: Probabilidade de sobrevivência típica do mecanismo RSFP, como função da energia do neutrino. Em a) apresento o valor do parâmetro de adiabaticidade, e em b), a probabilidade de sobrevivência, para $\Delta m^2 = 1.5 \times 10^{-8} \text{ eV}^2$.

Este mecanismo de conversão não prevê nenhuma dependência zenital, devido aos baixos valores de Δm^2 que fornecem uma solução. E para o perfil de campo magnético apresentado, nenhuma forte distorção espectral é esperada. Portanto, somente resultados negativos são esperados nas previsões de dependência zenital e distorção espectral, e uma análise combinada incluindo os dados de SK referentes à distorção espectral ou dependência zenital não modificará

χ^2_{global}	nível de confiança
taxas totais	
0.13	72%
taxas totais + 44 faixas de espectro e ângulo zenital	
37.8	76.8%
taxas totais + 19 faixas de espectro dia e noite	
32.5	75.9%

Tabela 2.3: Característica da Solução ao PNS via momento magnético não nulo, incluindo ou não as informações independentes do fluxo.

as características básicas da solução. Na tabela (2.3) resumimos as características de tal solução, para $\Delta m^2 = 1.5 \times 10^{-8} \text{ eV}^2$:

Equações MHD

Uma vez que os dados experimentais de SK sobre informações independentes do fluxo, dependência zenital, distorção espectral e sazonalidade, estão dando resultados negativos, e como todas as soluções analisadas até aqui possuem regiões no espaço de parâmetros compatíveis com estes resultados, é importante que busquemos novas formas de discriminar as diversas soluções possíveis ao PNS.

Como vimos, a solução RSFP também não prevê distorção espectral ou dependência zenital do fluxo medido em SK. Porém, como esta solução depende fortemente do campo magnético no interior do Sol, possíveis flutuações do campo magnético solar podem se refletir em uma variação no fluxo de neutrinos eletrônicos que chega à Terra. Estas flutuações são descritas pelas equações da magneto-hidrodinâmica (MHD) aplicadas ao plasma solar.

Faremos aqui uma breve discussão das equações MHD, e das aproximações de que lançamos

mão para podermos utilizar estas equações na previsão de flutuações magnéticas no interior do Sol.

Escrevemos o equilíbrio de forças atuando no plasma solar como:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla p - \vec{B} \times (\nabla \times \vec{B}) + \rho \vec{g} ,$$

onde p é a pressão no interior do Sol, ρ é a densidade do plasma, $\vec{g}$ é a aceleração devido à gravidade, e $\vec{B}_0$ é a configuração de equilíbrio do campo magnético. Fazendo a linearização nas grandezas do sistema em torno da configuração de equilíbrio, temos:

$$\begin{aligned} \vec{r} &= \vec{r}_o + \vec{\xi}(r_o, t) \\ \rho &= \rho_o + \rho_1(r_o, t) \\ p &= p_o + p_1(r_o, t) \\ \vec{B} &= \vec{B}_o + \vec{b}(r_o, t) . \end{aligned}$$

Pequenos deslocamentos do plasma solar podem ser descritos pela equação:

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} = \vec{F}(\vec{\xi}) , \quad (2.36)$$

onde $\vec{F}(\vec{\xi})$ é a força restauradora devido ao deslocamento ξ , e pode ser escrita na forma:

$$\vec{F}(\vec{\xi}) = \vec{\nabla}(\gamma p \vec{\nabla} \cdot \vec{\xi} + \vec{\xi} \cdot \vec{\nabla} \rho) - \vec{b} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}_0) - \vec{B}_0 \times (\vec{\nabla} \times \vec{b}) - \vec{g} \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{\xi}) , \quad (2.37)$$

onde $\gamma = C_p/C_v$ é a razão entre calores específicos, e termos de segunda ordem nas perturbações $\vec{b}$, ρ_1 , p_1 e $\vec{\xi}$ são desprezados. Estamos interessados nas variações do campo magnético e da densidade do plasma devido as flutuações $\vec{\xi}$, que podem ser expressas da forma:

$$\vec{b} = \vec{\nabla} \times (\vec{\xi} \times \vec{B}_0) \quad \text{e} \quad \rho_1 = \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{\xi}) . \quad (2.38)$$

Estamos interessados também nas oscilações de plasma presentes na trajetória dos neutrinos solares que chegam à Terra, ou seja, nas oscilações que ocorrem em torno do equador

solar. Faremos então uma aproximação considerando que as soluções da equação de movimento apresentam uma simetria cilíndrica, desta forma:

$$\vec{\xi}(r, \theta, z, t) = \sum_{m, \lambda} \vec{\xi}^{m, \lambda}(r) \exp[i(m\theta - kz - wt)] . \quad (2.39)$$

Neste cenário, pode-se escrever a equação de evolução de cada componente de Fourier $\vec{\xi}^{m, \lambda}(r)$ como uma equação diferencial de segunda ordem na componente ξ_r , e relações que expressam as componentes ξ_θ e ξ_z em função de ξ_r e de sua derivada espacial $d\xi_r/dr$.

A equação diferencial que descreve o comportamento de ξ_r tem a forma:

$$\frac{d}{dr} \left[f(r) \frac{d}{dr} (r\xi_r) \right] + h(r)\xi_r = 0 , \quad (2.40)$$

onde

$$f(r) = \frac{\gamma p + B_0^2}{r} \frac{(w^2 - w_A^2)(w^2 - w_S^2)}{(w^2 - w_1^2)(w^2 - w_2^2)} , \quad (2.41)$$

$$\begin{aligned} h(r) &= \rho w^2 - k^2 B_0^2 + g \frac{\partial \rho}{\partial r} \\ &- \frac{1}{D} g \rho^2 (w^2 \rho - k^2 B_0^2) \left[gH + \frac{w^2}{r} \right] \\ &- \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{D} w^2 \rho^2 g (w^2 \rho - k^2 B_0^2) \right] , \end{aligned} \quad (2.42)$$

$$w_A^2 = \frac{k^2 B_0^2}{\rho} \quad \text{e} \quad w_S^2 = \frac{\gamma p}{\gamma p + B_0^2} \frac{k^2 B_0^2}{\rho} , \quad (2.43)$$

$$w_{1,2}^2 = \frac{H(\gamma p + B_0^2)}{2\rho} \left\{ 1 \pm \left[1 - 4 \frac{\gamma p k^2 B_0^2}{(\gamma p + B_0^2) H^2} \right] \right\} , \quad (2.44)$$

$$D = \rho^2 w^4 - H[\rho w^2(\gamma p + B_0^2) - \gamma p k^2 B_0^2] , \quad (2.45)$$

$$H = \frac{m^2}{r^2} + k^2 . \quad (2.46)$$

As demais componentes do deslocamento $\vec{\xi}$ podem ser escritas em função da componente radial a partir das seguintes relações:

$$\begin{aligned} [(k^2 + \frac{m^2}{r^2})Bo^2 - \rho\omega^2]\xi_\theta &= \frac{im}{r}\gamma p \vec{\nabla} \cdot \vec{\xi} + im[-\frac{1}{r}\rho g\xi_r + \frac{1}{r^2}Bo^2 \frac{\partial}{\partial r}(r\xi_r)] \\ -\rho\omega^2\xi_z &= ik(-\gamma p \vec{\nabla} \cdot \vec{\xi} + \rho g\xi_r) \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{\xi} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\xi_r) + \frac{1}{r} im\xi_\theta - ik\xi_z . \end{aligned}$$

O problema agora se resume a resolver uma equação diferencial de segunda ordem em ξ_r (equação (2.41)), e a partir das soluções a essa equação, calcular as perturbações no campo magnético e na densidade de matéria descritas em (2.38). Incluindo estas perturbações na matriz de evolução do neutrino, podemos analisar como tais flutuações se refletem no fluxo de neutrinos que chegam à Terra, e assim podemos buscar sinais da variação temporal nas taxas de detecção destes neutrinos medidas pelos experimentos de neutrinos solares.

A solução da equação de Hain-Lüst depende do valor de w que estamos tomando. Se em algum ponto no interior do Sol temos $w = w_{A,S}$, então a equação apresenta uma singularidade, e não podemos utilizar esta equação para calcular as perturbações no plasma solar, mas se $w \neq w_{A,S}$ em todos os pontos do interior do Sol, então podemos utilizar a equação de Hain-Lüst. Isso divide o problema em duas frentes, e apresentaremos as análises separadamente.

Ondas Localizadas

Como vimos, $w^2 = w_A^2$ e $w^2 = w_S$ definem um contínuo no espectro magnetohidrodinâmico [22] (ondas Alfén), onde singularidades na equação de Hain-Lüst aparecem. Ondas magnéticas e flutuações de densidade associadas a estas frequências são chamados de modos localizados, uma vez que estes se caracterizam por uma flutuação fortemente localizada em torno do ponto $r = r_s$ onde a singularidade ocorre [23].

Para tratar numericamente esta singularidade, introduz-se uma resistividade em torno da posição da singularidade [24]. A largura desta singularidade está relacionada com a largura δr

da flutuação magnética ou de densidade, e pode ser estimada [25]:

$$\delta r \approx 8\pi \left(\frac{\eta}{\mu_0 \omega(r_s)} \right)^{1/3} \left(\frac{2B'}{B} - \frac{\rho'}{\rho} \right)^{-1/3}, \quad (2.47)$$

onde μ_0 é a permeabilidade do vácuo. No contexto em que estamos tratando, δr pode atingir valores da ordem de 10^{-1} vezes o raio do Sol.

A amplitude de tais flutuações também deve ser determinada para analisar suas consequências para o fluxo de neutrinos solares. O campo magnético solar pode variar com alguma liberdade, pois a pressão magnética ($B^2/8\pi$) no interior do Sol é muito menor que a pressão de gás, e portanto a variação do campo magnético não interfere no equilíbrio do plasma solar. Por este argumento, o campo magnético pode atingir valores da ordem de 10^9 G no núcleo solar ou 10^7 G na zona convectiva. Uma restrição mais forte aos valores do campo magnético na zona convectiva pode ser obtida [26, 27] ao se considerar efeitos não lineares criados pelo processo de dínamo. Schmitt e Rosner [26] obtiveram um limite superior para as flutuações magnéticas de 10^4 G.

As flutuações no campo magnético podem ser, portanto, da mesma ordem do próprio campo. Porém, como estamos fazendo uma análise perturbativa das equações MHD, e com isso desprezando termos de segunda ordem na perturbação $\vec{b}$, devemos limitar o valor de nossas perturbações magnéticas. Utilizamos uma perturbação máxima de:

$$|\vec{b}|/|\vec{B}_0| \approx 0.5. \quad (2.48)$$

Ao contrário do que ocorre para o campo magnético, possíveis flutuações na densidade solar estão muito restringidas. A maior flutuação de densidade no Sol é induzida por flutuações na temperatura δT devido à convecção de matéria entre camadas de diferentes densidades. Uma estimativa deste efeito é apresentada em [28], fornecendo:

$$\frac{\rho_1}{\rho} = m_p g(r - r_0) \frac{\delta T}{T^2} = \frac{r - r_0}{R_0} \frac{\delta T}{T}, \quad (2.49)$$

onde m_p é a massa do nucleon, $g(r)$ é a aceleração da gravidade e $R_0 \approx 0.09 \times R_\odot$ ($R_\odot$ é o raio solar) é um fator numérico proveniente da configuração exponencial da densidade de matéria solar. Como $\sqrt{\langle \delta T^2 \rangle}/T \approx 0.05$ não está em conflito com dados heliosismológicos [29], tomando $(r - r_0)/R_0 \approx 1$, temos que considerar flutuações de densidades ρ_1/ρ menores ou da ordem de 10%. Em uma análise mais detalhada [30], a flutuação máxima possível na densidade foi determinada como função do raio solar. Concluiu-se que ρ_1/ρ_0 pode ser grande (da ordem de 10%) apenas no interior do Sol ($r < 0.04$) e em sua superfície ($r > 0.98$). Para $0.04 < r < 0.25$, ρ_1/ρ_0 decresce de modo aproximadamente linear, atingindo seu menor valor, 2% em $r \approx 0.25$. Finalmente, em $0.4 < r < 0.9$, ρ_1/ρ_0 pode ser de até 5%. Impomos então estas restrições como condições de contorno no nosso tratamento.

Para tratar o efeito das oscilações MHD no fluxo de neutrinos solares, adotaremos uma análise fenomenológica. Assumiremos que MHD introduz flutuações gaussianas que se somam ao perfil de equilíbrio da densidade de matéria e do campo magnético. Esta perturbação está centrada no ponto de singularidade da equação de Hain-Lüst, r_s , com uma largura δr . Para a flutuação da densidade de matéria, temos:

$$\delta\rho(r, t) = \epsilon_\rho \rho(r_s) \exp \left[- \left(\frac{r - r_s}{\delta r} \right)^2 \right] \sin [w(r_s)t] , \quad (2.50)$$

onde ϵ_ρ é a amplitude da flutuação, normalizado ao valor da densidade de matéria no ponto considerado ($r = r_s$). As frequências $w(r_s) = w_A$ ou $w(r_s) = w_S$ são dadas pela equação de Hain-Lüst, e introduzem uma modulação temporal periódica no perfil de equilíbrio ρ_0 . Uma definição similar se aplica ao campo magnético, substituindo $\rho \rightarrow B_0$. Tomaremos os parâmetros ϵ_ρ e ϵ_B variando de 0 a 0.05, representando que as flutuações do campo magnético e da densidade de matéria não excederão 5% do valor de equilíbrio.

Consideraremos aqui os campos magnéticos de equilíbrio propostos em [31], que chegam de

10^6 a $10^7 G$ em regiões centrais do Sol, e caem duas ordens de magnitude na zona convectiva [32]:

$$B_0(r) = \begin{cases} a_1 \left(\frac{0.2}{r+0.2}\right)^2 G & \text{para } 0 < r \leq 0.7 \\ B_C & \text{para } r > 0.7, \end{cases} \quad (2.51)$$

onde B_C é o campo magnético na zona convectiva, dado pelas seguintes configurações:

$$B_C = a_2 \left[1 - \left(\frac{r - 0.7}{0.3} \right)^n \right] G \quad \text{para } 0.7 < r \leq 1.0 \quad (2.52)$$

ou

$$B_C = a_2 \left[1 + \exp \left(\frac{r - 0.95}{0.01} \right) \right]^{-1} G \quad \text{para } 0.7 < r \leq 1.0. \quad (2.53)$$

$a_1 \approx 10^5 - 10^7$ e $a_2 \approx 10^4 - 10^5$ de forma a manter a continuidade do campo em $r = 0.7$, e $n = 2, 6$ e 8 . Assumimos também que o campo magnético de equilíbrio está na direção z . Para o cenário que temos no Sol, $\gamma p \gg B_0^2$ e portanto $w_A \approx w_S$.

Na figura 2.23 mostramos os períodos das flutuações do campo magnético e da densidade de matéria associadas ao espectro contínuo fornecido pela equação de Hain-Lüst. Nota-se que para os campos magnéticos considerados, obtêm-se períodos da ordem de $O(1)$ a $O(10)$ dias. Flutuações da taxa de detecção com períodos desta ordem constituiriam um importante sinal da existência de flutuações magneto-hidrodinâmicas no Sol, assim como da ocorrência do mecanismo de conversão de spin-sabor dos neutrinos solares via momento magnético.

Analisaremos agora o reflexo das flutuações MHD apresentadas na seção anterior no fluxo de neutrinos solares. Os resultados de nossa análise podem ser vistos na figura 2.24. As flutuações do campo magnético e da densidade de matéria induzem flutuações na probabilidade de sobrevivência do neutrino $P(\nu_L \rightarrow \nu_L)$, calculada resolvendo numericamente a equação (2.32). Nesta figura, apresentamos a amplitude ΔP da flutuação da probabilidade como uma função de $\Delta m^2/4E$, para alguns valores de r_s , a posição do modo localizado de flutuações MHD. Mostramos tal fenômeno para $r_S = 0.5, 0.9$ e o valor para o qual a amplitude de probabilidade é máxima, normalmente em torno de $r_S \approx 0.7$. Para esta figura, adotamos o perfil de campo magnético dado por eqs. (2.51) e (2.52), com $n = 6$ e $\mu_\nu = 1 \times 10^{-11} \mu_B$.

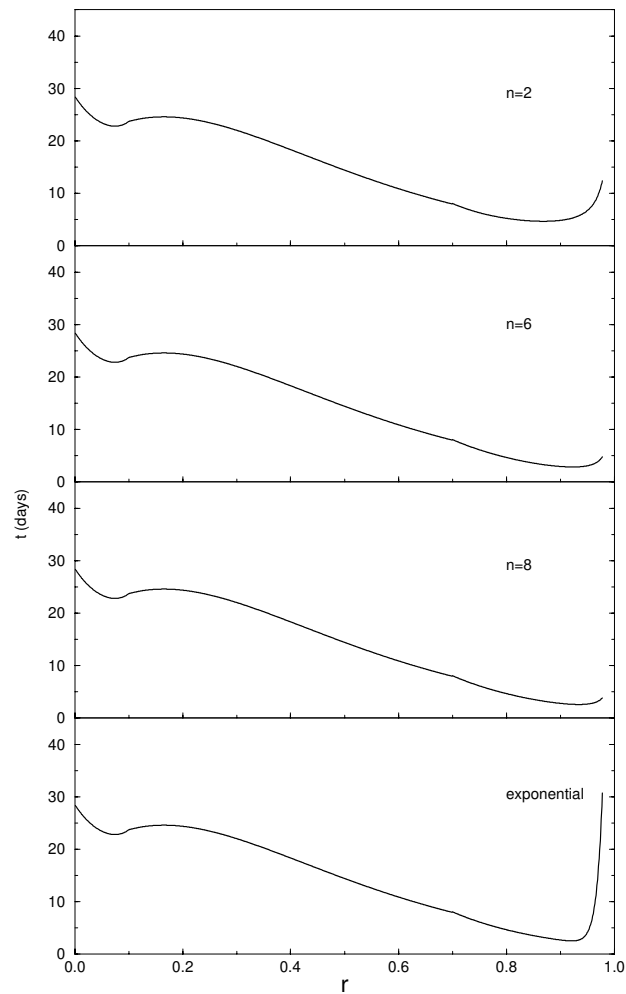


Figura 2.23: Períodos das flutuações magneto-hidrodinâmicas para o espectro contínuo, nos perfis de campo magnético apresentados na eq. (2.52), onde $n = 2$, $n = 6$, $n = 8$ e o perfil exponencial apresentado na eq. (2.53). Utilizamos $a_1 \approx 1.0 \times 10^6$ G, $a_2 \approx 4.0 \times 10^4$ G e $k \approx 10^{-10} \text{ cm}^{-1}$.

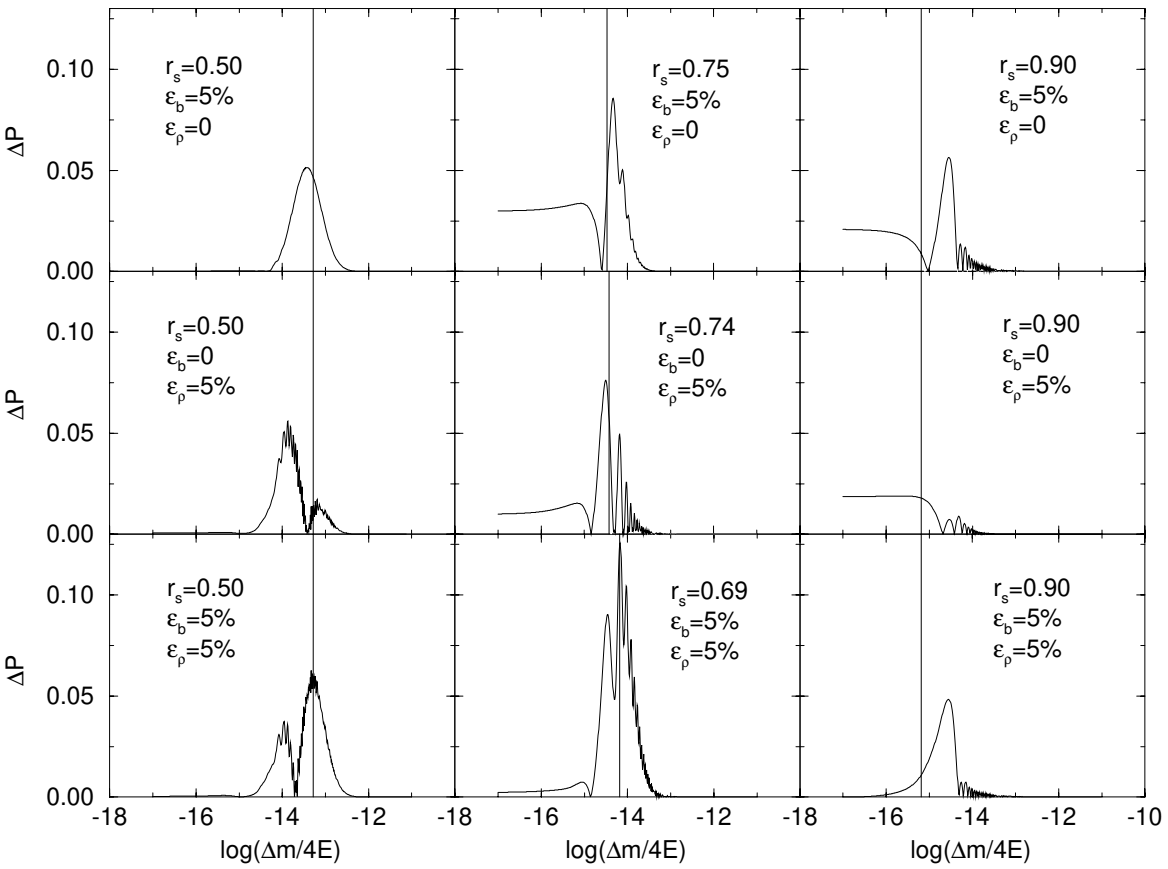


Figura 2.24: Amplitude ΔP da probabilidade de sobrevivência em função de $\Delta m/4E$ para alguns valores de r_s . A amplitude máxima ocorre em torno de $r_s = 0.7$. As linhas verticais correspondem ao valor de $\Delta m/4E$ para o qual a ressonância coincide com a singularidade r_s .

Os demais perfis de campo magnético apresentados em (2.51), (2.52) e (2.53) geram consequências muito semelhantes nas flutuações de probabilidade. Tomamos ϵ_ρ e ϵ_B , da Eq. (2.50), variando de 0% a 5%, como indicado na figura 2.24. As linhas verticais indicam o valor de $\Delta m/4E$ que corresponde a uma ressonância na evolução do neutrino no ponto de singularidade r_s . Podemos notar que as flutuações de probabilidade localizam-se em um valor de $\Delta m/4E$ em torno da ressonância.

Observamos também que o efeito máximo da flutuação de densidade ou de campo magnético ocorre quando estas flutuações localizam-se no começo da zona convectiva. Isto pode ser entendido examinando o comportamento do parâmetro de adiabaticidade para a conversão do neutrino. Como mencionado, este parâmetro cresce com r_{res} e se torna próximo da unidade em $r_{res} \sim 0.7$ (figura 2.22). Neutrinos que sentem a ressonância localizada em um raio menor sofrerão uma transição extremamente não-adiabática, e, em um raio maior, uma transição adiabática. Nestes dois casos, a conversão de sabor do neutrino é relativamente estável frente às perturbações nos parâmetros solares. Porém, se $\gamma \sim 1$, a transição é ligeiramente não adiabática, o que torna a evolução do neutrino mais sensível a flutuações desses parâmetros, devido a forte dependência da probabilidade de conversão com o parâmetro de adiabaticidade quando $\gamma \sim 1$.

Analisamos agora como um experimento em particular, o experimento de SK, poderia detectar tais flutuações. Convolucionando a flutuação de probabilidade apresentada na figura 2.24 com o espectro de produção dos neutrinos do Boro, podemos calcular a variação na taxa total de neutrinos medida por SK. Para tanto, tomamos valores de Δm^2 tais que a ressonância na evolução do neutrino esteja localizada em $r_s \approx 0.7$ para as energias típicas dos neutrinos detectados por SK ($E \sim 10 \text{ MeV}$). Na figura 2.25 apresentamos tais resultados para cinco valores de Δm^2 , e nota-se que para estes valores a flutuação na taxa de detecção pode chegar a mais de 10% da taxa total de detecção prevista no modelo solar padrão. Os valores escolhidos para Δm^2 estão de acordo com as regiões permitidas em [21], onde $\Delta m^2 \sim 10^{-7} \text{ eV}^2$.

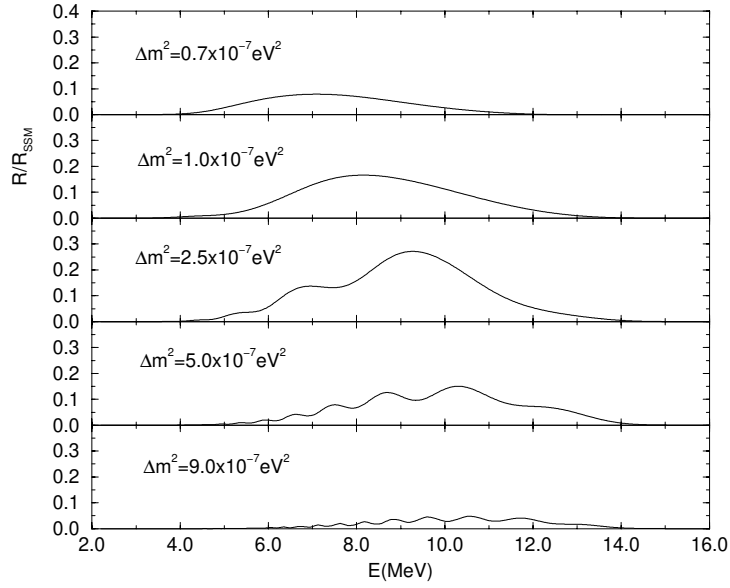


Figura 2.25: Amplitude ΔR da taxa de detecção esperada pelo experimento de Super-Kamiokande, normalizada pelo valor previsto pelo modelo padrão do Sol, para cinco valores de Δm^2 .

Ondas Globais

Passamos agora ao estudo das soluções para a equação de Hain-Lüst, ou seja, flutuações MHD com frequências fora do contínuo definido por $w = w_{A,S}$ em (2.43). Estas flutuações podem se estender por grandes regiões do interior do Sol, e as denominamos de ondas MHD globais, em contraste com as ondas MHD localizadas analisadas na seção anterior.

Utilizamos os mesmos perfis de campo magnético da análise de ondas localizadas, ou seja:

$$B_0 = B_0(r) = \begin{cases} 1 \times 10^6 \left(\frac{0.2}{r+0.2} \right)^2 \text{ G} & \text{para } 0 < r \leq r_{convec} \\ B_C(r) & \text{para } r > r_{convec} \end{cases}, \quad (2.54)$$

com B_C dado por:

$$B_C^I(r) = 4.88 \times 10^4 \left[1 - \left(\frac{r - 0.7}{0.3} \right)^n \right] \text{ G} \quad \text{para } r > r_{convec}. \quad (2.55)$$

Restringiremos aqui nossa análise para o caso de $n = 6$ e $r_{convec} = 0.7$.

Incluimos também outros perfis de campos magnéticos, como o campo com uma configuração triangular na zona convectiva, usado por vários autores para resolver o problema do neutrino solar [21]:

$$B_C^{II}(r) = \begin{cases} B_{initial} + \left[\frac{B_{max} - B_{initial}}{r_{max} - r_{convec}} \right] (r - r_{convec}) & \text{para } r_{convec} < r < r_{max} \\ B_{max} + \left[\frac{B_{max} - B_{final}}{r_{max} - 1.0} \right] (r - r_{max}) & \text{para } r > r_{max} \end{cases}, \quad (2.56)$$

onde $B_{initial} = 5.5 \times 10^4 \text{ G}$, $B_{max} = 1.18 \times 10^6 \text{ G}$, $B_{final} = 100 \text{ G}$, $r_{convec} = 0.65$ e $r_{max} = 0.8$.

Além disso, vamos considerar também um terceiro perfil de campo magnético, constante em todo o raio solar, dado por:

$$B_0 = 253 \text{ kG} \quad \text{para } 0 < r < 1.0. \quad (2.57)$$

Assumimos que o campo magnético de equilíbrio está na direção z , ou seja, sempre perpendicular à direção de propagação do neutrino.

Estamos interessados em buscar ondas globais que sejam soluções da equação de Hain-Lüst, o que implica em uma escolha de frequência fora do contínuo definido por (2.43). Para a configuração de campo magnético em (2.54) e (2.55), temos possíveis soluções para $w > 4.8 \times 10^{-5} s^{-1}$ ou $w < 5.3 \times 10^{-6} s^{-1}$, que fornecem um período $\tau < 1.5$ dias ou $\tau > 13.6$ dias, respectivamente. Para a configuração dada por (2.54) e (2.53) temos que $w > 4.9 \times 10^{-4} s^{-1}$ ou $w < 5.3 \times 10^{-6} s^{-1}$, fornecendo $\tau < 0.14$ dias ou $\tau > 13.7$ dias, respectivamente. Para a configuração dada por (2.57) temos $w > 6.6 \times 10^{-4} s^{-1}$ ou $w < 2.58 \times 10^{-6} s^{-1}$, que fornece $\tau < 0.1$ dias ou $\tau > 28.1$ dias, respectivamente.

Apesar de algumas destas configurações apresentarem valores de campo magnético bem maior do que o valor esperado para a zona convectiva, incluimos esses campos para melhor ilustrar o efeito das oscilações MHD no fluxo de neutrinos. Além disso, lembramos que a grandeza importante para o problema dos neutrinos solares não é o campo, mas $\mu_\nu B_0$, onde

μ_ν é o momento magnético do neutrino. Escolhemos o valor de μ_ν de tal forma que o produto $\mu_\nu \times B_0$ fosse da mesma ordem para todos os perfis de campo. Dessa forma, para os perfis dados pelas equações (2.54) e (2.55), tomamos $\mu_\nu = 10^{-11} \mu_B$ (μ_B é o magneton de Bohr). Para as configurações (2.56) e (2.57) usamos $\mu_\nu = 2 \times 10^{-12} \mu_B$.

Utilizando estes campos, resolvemos numericamente a equação de Hain-Lüst, e obtendo as auto-funções $\xi_z(r)$, podemos encontrar as flutuações na densidade de matéria e no campo magnético provocados pela perturbação do plasma solar. De posse dessas flutuações, usamos as restrições mencionadas anteriormente nas equações (2.48) e na referência [30] para as suas amplitudes. Note que a solução da equação de Hain-Lüst é definida a menos de uma constante de normalização da perturbação $\xi_z(r)$. Ajustamos esta constante de modo que as condições sobre as flutuações do campo magnético e densidade de matéria sejam respeitadas em todos os pontos.

Na figura 2.26 apresentamos os resultados de tais cálculos, onde a normalização dos resultados foi feita de modo a obter a maior flutuação permitida, respeitando-se tais condições.

Na primeira linha da figura 2.26 apresentamos a configuração do deslocamento radial ξ_r , calculado pela equação de Hain-Lüst. É importante notar que cada perfil de campo magnético gera perturbações ξ_r com comprimentos de onda bem diferentes. Isto se reflete nas perturbações da densidade de matéria ρ_1/ρ e do campo magnético b/B_0 , calculados diretamente de ξ_r a partir das equações 2.38, apresentados na segunda e terceira linhas da figura.

As soluções apresentadas na figura 2.26 foram encontradas na região do espectro MHD com frequências que são menores que as frequências que definem o contínuo $\omega < \omega_A \approx \omega_S$. O período das soluções encontradas acima do contínuo é menor que $O(1 \text{ seg})$, pequeno demais para ser detectado nos experimentos atuais.

Na figura 2.27 apresentamos o efeito na probabilidade de sobrevivência quando as perturbações ρ_1 e b_1 são incluídas na equação de evolução (2.32). Nesta figura, apresentamos a diferença na probabilidade de sobrevivência calculada em duas situações: quando o efeito das

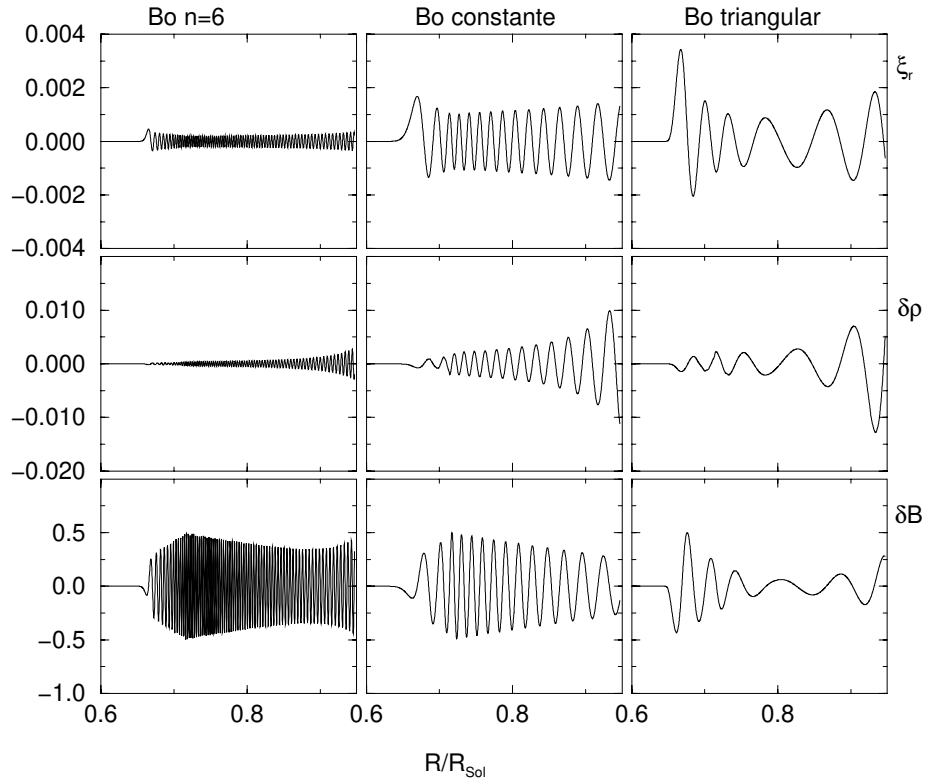


Figura 2.26: Perfil de a) ξ_r , após a normalização, b) ρ_1/ρ_0 e c) b_1/B_0 , causados pelos efeitos magneto-hidrodinâmicos, para as configurações de campo magnético dadas pelas equações (2.54) e (2.55) ($B_0 n=6$), equação (2.57) (B_0 constante) e equação (2.54) e (2.56) (B_0 triangular).

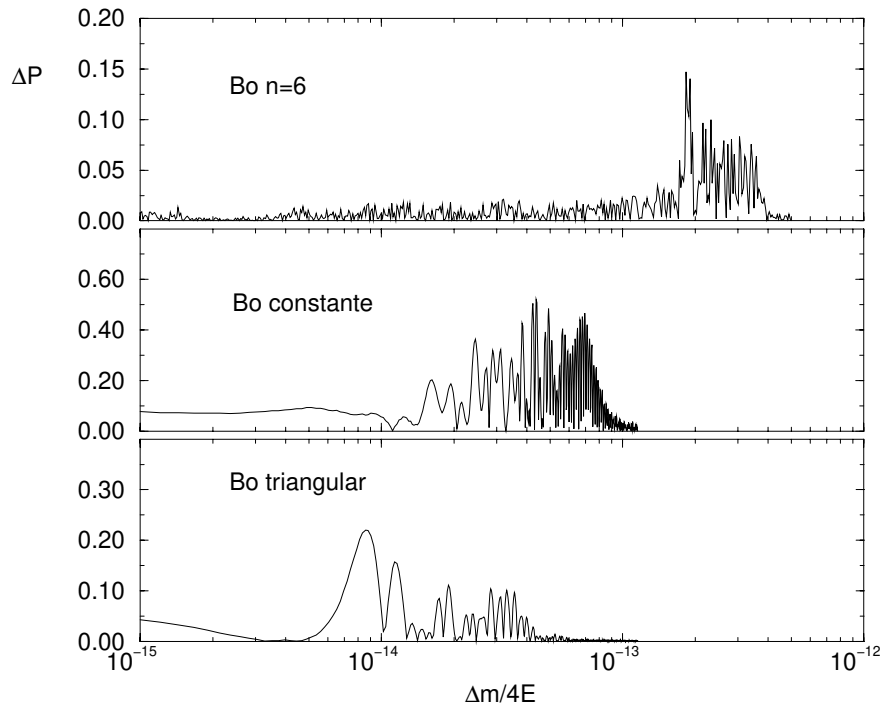


Figura 2.27: Amplitude ΔP da probabilidade de sobrevivência, como função de $\Delta m/4E$ para os campos magnéticos das equações (2.54), (2.55), (2.57) (B_0 constante) e equações (2.54) e (2.56) (B_0 triangular).

perturbações MHD aumenta ao máximo a probabilidade de sobrevivência, e o caso oposto, quando tais perturbações contribuem para diminuir ao máximo esta probabilidade.

Podemos ver que a região nos valores de $\Delta m^2/4E$ para a qual a diferença de probabilidade é significativa varia para cada perfil de campo magnético considerado. Isto se deve ao fato de uma ressonância paramétrica estar acontecendo na evolução dos neutrinos [33] devido às perturbações MHD presentes em sua trajetória. Quando temos um comprimento de oscilação do neutrino ($\lambda_\nu \sim 2\pi \times 4E/\Delta m^2$ quando os efeitos de matéria e campo magnético podem ser desprezados) semelhante ao comprimento de onda da perturbação MHD, ocorre um aumento significativo na diferença de probabilidades. Este efeito caracteriza uma ressonância paramétrica, sendo facilmente identificável na probabilidade de sobrevivência do neutrino.

Se compararmos as diferentes perturbações MHD presentes na figura 2.26, veremos que o comprimento de oscilação varia muito de acordo com a configuração de campo escolhida. E podemos associar o menor comprimento de onda da perturbação (caso (2.55)) a uma ressonância paramétrica para neutrinos de menor energia (e portanto menor comprimento de oscilação). Para comprimentos de onda maiores (caso (2.56)), tal ressonância ocorre para energias maiores do neutrino. Para um exemplo quantitativo, vamos calcular explicitamente o comprimento de onda da perturbação para o campo magnético dado por (2.55). Para essa configuração de campo magnético, temos um comprimento de onda da perturbação de aproximadamente $2.7 \times 10^{-3} R_\odot$, ou $\sim 0.9 \times 10^{13} eV^{-1}$. A região em Δm^2 onde há um efeito significativo na probabilidade de sobrevivência localiza-se em $\sim 1 - 4 \times 10^{-13} eV$, o que resulta em um comprimento de oscilação do neutrino da ordem de $1 - 6 \times 10^{13} eV^{-1}$, tornando evidente a importância da ressonância paramétrica no cálculo da probabilidade de sobrevivência.

Vamos agora analisar como os experimentos de detecção de neutrinos podem sentir tais flutuações. Para tanto, devemos estabelecer a dependência energética da variação da probabilidade, o que significa que devemos definir o valor de Δm^2 . Com vistas a isso, fizemos um ajuste às taxas totais dos atuais detectores de neutrinos solares, e restringimos a grandeza Δm^2

a uma região de confiança em torno do ponto de melhor ajuste. Apesar desse ajuste já ter sido feito em trabalhos recentes [21], o campo magnético usado por nós difere das configurações tratadas nestes trabalhos (por exemplo, utilizamos um campo magnético diferente de zero nas regiões centrais do Sol para a configuração triangular). Utilizamos, portanto, nossos próprios resultados, que estão em bom acordo com aqueles apresentados em [21].

O ponto de melhor ajuste para esta configuração fornece um $\chi_{min}^2 = 0.37$ para 2 graus de liberdade, o que é uma solução com $\sim 83\%$ de confiança, e ocorre para $\Delta m^2 = 1.51 \times 10^{-8} \text{ eV}^2$, para um momento magnético do neutrino dado por $\mu_\nu = 2 \times 10^{-12} \mu_B / 0.929$, e uma configuração de campo magnético dada pelas equações (2.56) e (2.56).

Faremos nossa análise dentro de uma região de confiança de 99% no espaço de parâmetros em torno do ponto de melhor ajuste. Esta região nos permite variar o valor de Δm^2 entre $[0.8 - 2.1] \times 10^{-8} \text{ eV}^2$. Utilizamos $\mu_\nu = 2 \times 10^{-12} \mu_B$, o que está dentro da faixa de confiança determinada.

Um dos experimentos capazes de detectar a região de baixa energia dos neutrinos solares é o experimento de Borexino [34], que poderá medir a linha de produção dos neutrinos do Berílio. Como estes neutrinos têm uma energia fixa ($E = 0.863 \text{ MeV}$), é razoavelmente fácil prever a dependência temporal de seu sinal para um dado valor de Δm^2 . Fixando a energia do neutrino e variando o valor de Δm^2 dentro da região pré-estabelecida, podemos ler a partir da figura 2.27 a posição da linha do Berílio, que corresponde a um valor de $\Delta m^2 / 4E = 2.3 - 6 \times 10^{-15} \text{ eV}^2$, o que corresponde ao canto esquerdo da figura 2.27. Nesta região as flutuações temporais são muito pequenas para serem sentidas pelo experimento considerado.

Os experimentos de Hellaz [35] e Heron [36] irão utilizar as seções de choque elástica da reação $\nu_{e,\mu,\tau} + e^- \rightarrow \nu_{e,\mu,\tau} + e^-$, para uma detecção em tempo real dos neutrinos de baixa energia, onde o fluxo total é dominado pelas cadeias pp e ${}^7\text{Be}$. Estes experimentos irão medir a energia do elétron espalhado e a taxa total de detecção do neutrino.

Calculamos a seção de choque para a reação mencionada da forma usual [37], usando uma

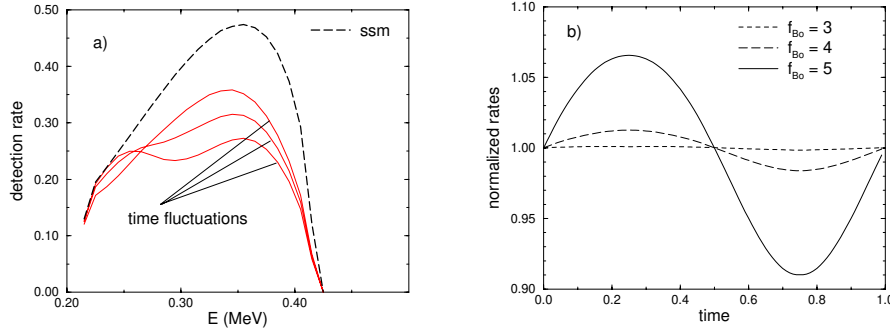


Figura 2.28: a) Taxa esperada em experimentos de detecção de neutrinos de baixa energia, como função da energia do neutrino, assumindo uma resolução perfeita, e b) variação temporal da taxa total esperada, normalizada a 1.

função degrau para a eficiência do detector a partir de seu limiar de energia ($T_{min.} = 0.1 keV$). Como não temos informações acerca da função de resolução, assumimos uma resolução perfeita, e a taxa de detecção é calculada da forma:

$$R = \int_{E_{min}}^E \int_{T_{min.}}^T \frac{d\sigma(T, E)}{dT} \times \Phi(E) dE dT . \quad (2.58)$$

Apresentamos na figura 2.28 a) o resultado deste cálculo, com Δm^2 dado pelo ponto de melhor ajuste, em função da energia do neutrino, para o máximo e mínimo da perturbação magnética. Apresentamos também tal resultado para a ausência de perturbação e para as predições do SSM.

Na figura 2.28 b) apresentamos as flutuações temporais da taxa total de detecção, normalizado a 1. Nesse cenário esperamos uma flutuação de $\sim 10\%$ com um período de $> \sim 20$ dias, informação extraída das equações MHD. A taxa total de detecção no experimento de Hellaz será de ~ 6 eventos/dia. Portanto, em princípio é possível utilizar tais experimentos para detectar flutuações temporais induzidas por flutuações MHD no plasma solar.

Concluimos que se a solução RSFP é a solução para o problema do neutrino solar, flutuações na taxa de detecção com períodos da ordem de ~ 20 dias podem estar presentes nos dados do

Super-Kamiokande, para ondas MHD localizadas ou globais, e podem ser detectadas em futuros experimentos de detecção de neutrinos de baixa energia [35, 36].

Capítulo 3

Conclusões

Como foi visto no capítulo anterior, existem alguns mecanismos envolvendo propriedades novas do neutrino, não encontrados no modelo padrão, que podem solucionar o Problema do Neutrino Solar. Analisamos aqui três destes mecanismos, a transição ressonante provocada pelo efeito MSW [12], conversão via interações novas do neutrino com quarks (NSNI) [18] e conversão ressonante de spin-sabor (RSFP) [23, 33]. Podemos ainda juntar a estas soluções a oscilação no vácuo ou quase-vácuo [38], interações novas do neutrinos com elétrons [39], ou transição induzidas pela violação do princípio de equivalência [40]. A proliferação destas possíveis soluções em parte se deve aos resultados negativos de SK com respeito às informações independentes do fluxo. Soluções que não descrevem bem as taxas totais de detecção dos experimentos, mas que fornecem resultados negativos na distorção espectral e dependência zenital, resultam em um bom nível de confiança quando todos os dados experimentais são considerados, como é o caso da solução MSW-LOW (seção 2.1) ou da solução via interações não padrão com elétrons [39].

As análises de informações independentes do fluxo foram propostas de modo a podermos distinguir entre possíveis soluções ao PNS. Por exemplo, quando restringimos a discussão às soluções via efeito MSW, enquanto a região de pequeno ângulo de mistura (SMA) prevê uma

distorção espectral em SK, a região com grande ângulo de mistura (LMA) prevê um maior fluxo de neutrinos chegando a noite do que durante o dia. Esperava-se que com o acúmulo dos dados, estas análises pudessem apontar definitivamente para uma destas soluções.

Essas duas soluções, entretanto, apresentam regiões no espaço de parâmetros compatíveis até certo ponto com ausência de distorção espectral ou dependência zenital. Como consequência, enquanto um resultado positivo daquela análise poderia distinguir entre estas soluções, um resultado negativo não seria suficiente para descartar nenhuma delas. O efeito final deste resultado é, em vez de diminuir as possíveis soluções ao PNS, recuperar soluções cujo ajuste às taxas totais não era muito bom.

Por um lado, estes resultados contribuíram para enriquecer o campo de estudos do problema do neutrino solar, que se apresenta como uma janela para diversos mecanismos envolvendo uma física além do modelo padrão. Por outro lado, é fundamental encontrar novas formas de análise e novos experimentos de detecção que nos permitam determinar qual dos mecanismos é de fato responsável pelo déficit no fluxo de neutrinos solares.

Na análise de dois dos três mecanismos, ilustramos como a ambiguidade dos dados experimentais se reflete no espaço de parâmetros dos neutrinos. Fizemos então nas análises da solução MSW e NSNI, um tratamento padrão dos dados experimentais incluindo todas as informações disponíveis sobre neutrinos solares.

Na seção 2.3 adotamos a postura que deve nortear a análise dos dados experimentais de neutrinos solares daqui em diante, qual seja, a de propor novos testes a serem aplicados nos dados experimentais. O teste que propusemos consiste em buscar flutuações temporais com um período bem definido no sinal de SK, distintos dos períodos ocasionados por regeneração na matéria terrestre (1 dia) ou flutuações sazonais (6 meses ou 1 ano), que podem ser causados por efeitos diversos da oscilação magneto-hidrodinâmica no plasma solar.

Novas análises de dados de neutrinos solares também podem ser feitas a partir de resultados de experimentos futuros, que planejam medir o fluxo dos neutrinos em diferentes faixas de

energia, e por diferentes reações. Estes novos dados possibilitarão a realização de novos testes a serem feitos nas diversas soluções ao Problema do Neutrino Solar, auxiliando na discriminação destas soluções. Exporemos aqui brevemente as principais propostas para experimentos futuros, e como os resultados desses experimentos podem nos auxiliar a determinar o real mecanismo de conversão responsável pelo Problema do Neutrino Solar.

Sudbury Neutrino Observatory

Durante a elaboração final do texto apresentado aqui, um novo experimento de detecção de neutrinos solares, o SNO (“Sudbury Neutrino Observatory”) produziu seus primeiros resultados [41]. Este experimento é capaz de detectar os neutrinos através de três canais distintos, apresentados abaixo:

$$d + \nu_e \rightarrow e^- + p + p \quad (CC) \quad (3.1)$$

$$d + \nu_x \rightarrow \nu_x + p + n \quad (NC) \quad (3.2)$$

$$e^- + \nu_e \rightarrow e^- + \nu_e \quad (ES) \quad (3.3)$$

Enquanto a reação (3.3), o espalhamento elástico do neutrino com elétrons (“elastic scattering”, ES), é a mesma utilizada em Super-Kamiokande, novas reações envolvendo o deutério também são capazes de detectar neutrinos. A reação envolvendo correntes carregadas (3.1) somente é sensível aos neutrinos eletrônicos, enquanto que aquela envolvendo correntes neutras (3.2) é sensível a todos os sabores de neutrinos. O limiar de energia para estas reações é similar ao de Super-Kamiokande ($E_\nu > 5 \text{ MeV}$), e portanto este experimento é sensível somente aos neutrinos mais energéticos (neutrinos do Boro e neutrinos *hep*). A comparação dos resultados obtidos através destes três canais de detecção poderá fornecer novas informações sobre as características do fluxo de neutrinos que chegam à Terra, o que deve refletir-se no espaço de parâmetros das atuais soluções ao PNS.

Na primeira fase do experimento, SNO fez medidas por meio de corrente carregada e do espalhamento elástico. Os resultados obtidos foram:

$$\phi^{CC} = 1.75 \pm 0.07 (stat.) {}^{+0.12}_{-0.11} (sist.) \pm 0.05 (teoria) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} s^{-1} \quad (3.4)$$

$$\phi^{ES} = 2.39 \pm 0.34 (stat.) {}^{+0.16}_{-0.14} (sist.) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} s^{-1} . \quad (3.5)$$

O resultado das medidas por espalhamento elástico está em boa concordância com Super-Kamiokande, cujo resultado mais recente fornece $\phi^{ES} = 2.32 \pm 0.03 (stat.) {}^{+0.08}_{-0.07} (sist.) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} s^{-1}$. A diferença entre os valores em (3.4) e (3.5) fornece uma clara evidência de que um fluxo de neutrinos ativos não eletrônicos está presente no fluxo de neutrinos solares. Tal fluxo colabora para a taxa de detecção obtida através do espalhamento elástico, mas não produz eventos através de corrente carregada, gerando tal discrepância.

Considerando que não há um componente de neutrinos estéreis no fluxo, pode-se utilizar estes dois resultados para inferir o fluxo total de neutrinos que está chegando no detector. A colaboração de SNO fornece o seguinte número para tal estimativa:

$$\phi_T = 5.55 \pm 0.99 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} s^{-1} ,$$

o que apresenta uma excelente concordância com as previsões teóricas do modelo solar adotado aqui, que fornece $\phi_T = 5.05 \pm 1.00 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} s^{-1}$.

A inclusão dos resultados de SNO no ajuste das soluções ao PNS já foi apresentada por alguns grupos [42, 43], e está sendo realizado de maneira independente com nossos programas. Em breve apresentaremos uma atualização dos resultados de ajuste de soluções expostos no capítulo 2, incluindo os dados de SNO [44].

Hellaz, Heron

Como mencionado na seção 2.3, oscilações magneto-hidrodinâmicas globais do plasma solar serão mais fortemente sentidas pelos neutrinos de mais baixa energia. Como a detecção destas

oscilações através de flutuações no fluxo de neutrinos deve ser feita em tempo real, dada a ordem de grandeza do período de oscilação obtido (~ 10 dias), os experimentos atuais que medem estes neutrinos de baixa energia não podem ver tais oscilações.

Novas propostas experimentais estão sendo sugeridas de forma a realizar tal medida em tempo real. Destacamos aqui duas delas, as propostas de Hellaz [35] e Heron [36]. Estes experimentos também utilizarão o espalhamento elástico do neutrino com o elétron, como já é feito em SK, mas poderão diminuir o ruído de fundo de modo mais eficiente, permitindo abaixar o limiar de energia até $E_\nu \sim 0.2$ MeV. A taxa de detecção esperada nestes experimentos será de ~ 10 eventos provocados por neutrinos pp por dia, o que permitiria, a princípio, distinguir flutuações temporais como as encontradas em nosso estudo sobre magneto-hidrodinâmica [45]. Estes projetos encontram-se atualmente em estudo de viabilidade, e o início de sua implementação deve ocorrer por volta do ano de 2003.

Estes experimentos também podem ser de relevância na análise de outros aspectos não comentados aqui, como por exemplo, uma possível regeneração pela Terra dos neutrinos de baixa energia na região LOW. Além disso, devido à forte regeneração que estes neutrinos sofrem ao passar pela matéria terrestre (ver seção 2.1), a diferença entre as noites no inverno e no verão pode gerar um efeito sazonal. Apesar dos experimentos Gallex e Sage poderem detectar tal sazonalidade, estes experimentos não podem discernir entre os neutrinos de mais baixa energia e aqueles de energia média, nos quais este efeito é menor, o que deve diminuir a sazonalidade no resultado final.

Borexino

O experimento de Borexino [34] tem como objetivo a medição em tempo real dos neutrinos do Berílio. A importância desta medida reside na grande diferença nas predições do déficit no fluxo destes neutrinos entre as diversas soluções ao PNS. Por exemplo, enquanto a região de LMA na solução via efeito MSW prevê um déficit de $\sim 50\%$ neste fluxo, a região de SMA

prevê um déficit de quase 100%. Um experimento que detectasse isoladamente os neutrinos do Berílio poderia distinguir entre estes dois casos, contribuindo enormemente para a eliminação de uma grande porção no espaço de parâmetros das soluções.

Como para os experimentos de Hellaz e Heron, o interesse destes experimentos não se restringe às soluções analisadas aqui. Por exemplo, uma grande região no espaço de parâmetros da solução ao PNS via oscilação no vácuo [38] prevê uma forte sazonalidade dos neutrinos do Berílio, devido à variação da distância entre a Terra e o Sol. Este experimento está localizado nos laboratórios de Gran Sasso, Itália, e já está em fase de construção.

Concluindo, a área de neutrinos solares deve continuar sendo um frutífero campo de pesquisa nos próximos anos. Ainda são necessários novos experimentos e novas formas de análise de dados para distinguir entre os vários cenários que envolvem física nova para neutrinos sugeridos como solução ao problema do neutrino solar. Somente com estes novos experimentos e análises poderemos resolver a ambiguidade dos dados experimentais exposta neste trabalho, desvendando qual o real mecanismo responsável pelo déficit de neutrinos solares.

Os primeiros resultados obtidos pelo experimento SNO e a efervescência na área no período seguinte à divulgação destes resultados nos dão uma idéia da oportunidade que o problema do neutrino solar nos dá em termos de avanço no conhecimento do campo de física de neutrinos.

Referências Bibliográficas

- [1] Homestake Collaboration, Prog. Part. Nucl. Phys **32** (1994), 13.
- [2] Gallex Collaboration, Phys. Lett. **B 447** (1999), 127; Prog. Part. and Nucl. Phys. **40** (1998) 85.
- [3] GNO Collaboration, Phys. Lett. **B 490** (2000), 16; Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B 91** (2001), 44.
- [4] Sage Collaboration, Phys. Rev. **C 60** (1999), 055801; Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B 91** (2001), 36.
- [5] The Super-Kamiokande Collaboration, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 5651-5655; Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 5656-5660
- [6] J. Bahcall and R. Ulrich, Rev. of Mod. Phys. **60**, 297 (1988); J. N. Bahcall, *Neutrino Astrophysics*, Cambridge University Press, New York, (1989).
- [7] J. N. Bahcall and M. H. Pinsonneault, Rev. of Mod. Phys. **67** (1995) 781.
- [8] J. N. Bahcall, S. Basu and M. H. Pinsonneault, Phys. Lett. B **433** (1998) 1.
- [9] J. N. Bahcall, M. H. Pinsonneault and Sarbani Basu, astro-ph/0010346.
- [10] G. L. Fogli and E. Lisi, Astropart. Phys. **3** (1995), 185.

-
- [11] G. L. Fogli, E. Lisi, D. Montanino and A. Palazzo, Phys. Rev. **D 62** (2000), 013002.
- [12] M. C. Gonzalez-Garcia, P. C. de Holanda, C. Peña-Garay, J. W. F. Valle, Nucl. Phys. **B 573** (2000), 3-26; P. C. de Holanda, C. Peña-Garay, M. C. Gonzalez-Garcia, J. W. F. Valle, Phys. Rev. **D 60** (1999) 093010; M. C. Gonzalez-Garcia, P. C. de Holanda and C. Peña-Garay, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **81** (2000) 89; P. C. de Holanda, C. Peña-Garay, M. C. Gonzalez-Garcia, J. W. F. Valle, publicado nos anais do XVII Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos.
- [13] S.P. Mikheyev and A.Yu. Smirnov, Sov. Jour. Nucl. Phys. 42, 913 (1985); L. Wolfenstein, Phys. Rev. **D17**, 2369 (1978).
- [14] P.I. Krastev and S.T.Petcov, Phys. Lett. **B207**, 64 (1988); S.T.Petcov, Phys. Lett. **B200**, 373 (1988).
- [15] E. Lisi, , A. Marrone, D. Montanino, A. Palazzo, S.T. Petcov, Phys. Rev. **D 63** (2001) 093002.
- [16] E. Kh. Akhmedov, Nucl. Phys. **B 538**, 25 (1999).
- [17] M.C. Gonzalez-Garcia, C. Peña-Garay, A.Yu. Smirnov, Phys. Rev. **D 63** (2001) 113004.
- [18] M.M. Guzzo, A. Masiero and S.T. Petcov, Phys. Lett. **B 260**, 154 (1991); S. Bergmann, M. M. Guzzo, P. C. de Holanda, P. I. Krastev, H. Nunokawa, Phys. Rev. **D 62** (2000) 073001; M. M. Guzzo, P. C. de Holanda and H. Nunokawa, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **100**, (2001) 62; S. Bergmann, M. M. Guzzo, P. C. de Holanda, P. I. Krastev and H. Nunokawa, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **97**, (2001) 235.
- [19] V. Barger, R.J.N. Phillips and K. Whisnant, Phys. Rev. **D 44**, 1629 (1991).
- [20] A. Cisneros, Astrophys. Space Sci. 10 (1970) 87; M. Voloshin, M.I. Vysotsky and L. Okun, Sov. J. Nucl. Phys. 44 (1986) 440; J. Schechter and J.W.F. Valle, Phys. Rev. D 24 (1981)

- 1883; E. Akhmedov, Sov. J. Nucl. Phys. 48 (1988) 382; Phys. Lett. B213 (1988) 64; C.S. Lim and W.J. Marciano, Phys. Rev. D37 (1988) 1368.
- [21] M. M. Guzzo and H. Nunokawa, Astropart. Phys. 12 (1999), 87-95.
- [22] J.P. Goedbloed and P.H. Sakanaka, The Physics of Fluids 17 (1974) 908.
- [23] J.P. Goedbloed, Physica 12D (1984) 107; N. Reggiani, M. M. Guzzo, J. H. Colonia, P. C. de Holanda, Braz. J. Phys. **30** (2000) 594-601.
- [24] L. Villard. K. Appert, R. Grubber and J. Vaclavik, Comp. Phys. Rep. 4 (1986) 95.
- [25] J. M. Kappraf and J. A. Tataronis, J. Plasma Physics 18 (1977) 209; T. Sakurai, M. Goossens and J. V. Hollweg, Solar Physics 133 (1991) 227.
- [26] J. Schmitt and R. Rosner, Astrophys. J. 265 (1983) 901.
- [27] X. Shi *et al.*, Comm. Nucl. Part. Phys. 21 (1993) 151.
- [28] H. Nunokawa, A. Rossi, V.B. Semikoz and J.W.F. Valle, Nuc. Phys. B472 (1996) 495.
- [29] S. Turck-Chi  ze et al., Phys. Rep. 230 (1993) 57.
- [30] G. Fiorentini and B. Ricci, “Solar neutrinos: where we are and what is next?” ASTRO-PH/9801185.
- [31] E.Kh. Akhmedov, A. Lanza and S.T. Petcov, Phys. Lett. B 303 (1993) 85.
- [32] Alguns mecanismos que geram estes campos s  o sugeridos por A. Cisneros, na referência [20] e por D. Moss, Monthly Notes R. Astron. Soc. 224 (1987) 1019.
- [33] V.K. Ermilova, V.A. Tsarev and V.A. Chechin, Kr. Soob, Fiz., Lebedev Inst. 5, 26 (1986); E. Akhmedov, Yad. Fiz. 47, 475 (1988); P.I. Krastev and A.Yu. Smirnov, Phys. Lett. B

- 226**, 341 (1989); N. Reggiani, M. M. Guzzo, J. H. Colonia, P. C. de Holanda, European Journal of Physics C **12** (2000) 263-269.
- [34] Borexino Collaboration, hep-ex/0012030.
- [35] A. De Bellefon for HELLAZ collaboration, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B 70**, 386 (1999).
- [36] R. E. Lanou, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 77 (1999) 55-63; Proceedings of the 8th International Workshop on Neutrino Telescopes (Venice, Italy, 1999), ed. by M. Baldo Ceolin, Vol.I, page 139.
- [37] J. Bahcall, M. Kamionkowski, A. Sirlin, Phys. Rev. **D 51** 6146 (1995).
- [38] A.M. Gago, H. Nunokawa, R. Zukanovich Funchal, Phys. Rev. **D Phys63** (2001) 013005.
- [39] M. M. Guzzo, H. Nunokawa, P. C. de Holanda, O. L. G. Peres, hep-ph/0012089, aceito para publicação em Phys. Rev. **D**.
- [40] A. M. Gago, H. Nunokawa, R. Zukanovich Funchal, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B 100** (2001) 68-70.
- [41] SNO Collaboration, hep-ex/0106015.
- [42] J. N. Bahcall, M. C. Gonzalez-Garcia, C. Peña-Garay, hep-ph/0106258.
- [43] G. L. Fogli, E. Lisi, D. Montanino, A. Palazzo, hep-ph/0106247.
- [44] M. M. Guzzo, P. C. de Holanda, H. Nunokawa, O. L. G. Peres, em preparação. Uma atualização de toda análise de ajuste das soluções ao problema do neutrino solar via efeito MSW e NSNI apresentada aqui está sendo realizada, onde os dados mais recentes de SNO serão incluídos. Incluiremos também neste trabalho outras soluções, como RSFP e VEP, de modo a traçarmos um quadro geral das atuais soluções ao Problema do Neutrino Solar.

- [45] M. M. Guzzo, P. C. de Holanda, N. Reggiani, “MHD Fluctuations and Low Energy Solar Neutrinos”, submetido para publicação no European Journal of Physics.