

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

INSTITUTO DE FÍSICA GLEB WATAGHIN

**CONVERSÃO RESSONANTE SPIN-SABOR
DE NEUTRINOS SOLARES E
FLUTUAÇÕES MAGNETOHIDRODINÂMICAS**

Jorge Humberto Colonia Bartra

Orientador: **Prof. Dr. Marcelo Moraes Guzzo**

*Tese apresentada ao Instituto de Física Gleb Wataghin,
como parte dos requisitos para a obtenção do título de Doutor em Ciências*

Setembro, 1999

Resumo

Argumentamos que as observações de neutrinos solares devem ser sensíveis às flutuações magnetohidrodinâmicas no Sol, se o mecanismo de Precessão Ressonante Spin-Sabor for a solução para o Problema do Neutrino Solar. Nossos cálculos indicam a existência de ondas magnetohidrodinâmicas globais e localizadas com um período da ordem de 1 a 10 dias e estudamos suas conseqüências sobre fluxo de neutrinos solares detectado na Terra. Concluimos que perturbações magnetohidrodinâmicas induzem flutuações no fluxo de neutrinos solares com este período e levam a aparição de efeitos de ressonância paramétrica para neutrinos com energias da ordem de 0.1 a 1 MeV. Estes resultados podem ser utilizados para se testar o mecanismo de Precessão Ressonante Spin-Sabor.

Abstract

We argue that solar neutrino observations should be sensitive to the magnetohydrodynamics fluctuations in the Sun if the Resonant Spin-Flavor Precession mechanism is a solution to the Solar Neutrino Problem. Our calculations show the existence of global and localized magnetohydrodynamic waves with a period of the order of 1 to 10 days and we study their consequences on solar neutrino flux detected at the Earth. We concluded that magnetohydrodynamic perturbations induce fluctuations on the solar neutrino flux with the mentioned period and they take the appearance of effects of parametric resonance for neutrinos which energy is of order 0.1 to 1 MeV. These effects can be used to test the mechanism of Resonant Spin-Flavor Precession.

Agradecimentos

Quero agradecer a todos que tornaram possível a conclusão desta Tese.

Em especial, a Marcelo Guzzo pela orientação deste trabalho.

A Norma Reggiani e Pedro C. de Holanda pelas valiosas contribuições.

A Márcia pela compreensão e carinho, e por ter me encorajado sempre nos momentos difíceis.

A meus colegas da Pós-Graduação pela sua amizade.

Ao Instituto de Física *Gleb Wataghin* pela acolhida.

A Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) pelo apoio financeiro.

*A mis padres y hermanas,
porque a pesar de la distancia
siempre saben estar presentes.*

Sumário

Introdução	11
1 Panorama experimental	16
1.1 Espectro de Neutrinos Solares	17
1.2 Experimentos Atuais	20
1.3 Futuros Experimentos	22
2 Possíveis Soluções ao Problema do Neutrino Solar	25
2.1 Oscilações no vácuo	25
2.2 Oscilações na Matéria	29
2.3 Precessão Ressonante Spin-Sabor	32
3 Magnetohidrodinâmica no Sol	37
3.1 Perfis de Equilíbrio	38
3.2 Equações Magnetohidrodinâmicas	40
3.3 Flutuações no Campo Magnético do Sol	44
3.4 Flutuações da Densidade de Matéria e Limites da Heliosismologia	45
4 Flutuações no Fluxo de Neutrinos Solares - Resultados	49
4.1 Modos Normais Localizados	50
4.1.1 Análise com o Campo $B(r)$ Perturbado	50
4.1.2 Análise com o Campo $B(r)$ e densidade $\rho(r)$ Perturbados	57
4.2 Modos Normais Globais	58
4.2.1 Análise com o Campo $B(r)$ e densidade $\rho(r)$ Perturbados	58
Conclusões	65
Referências	69

Lista de Tabelas

0.1	Resultados dos experimentos atuais	13
1.1	Reações na cadeia pp	17
1.2	Experimentos de neutrinos solares atuais	21
1.3	Resultados dos experimentos atuais	22
1.4	Futuros detectores dos neutrinos solares	23
2.1	Resumo dos parâmetros de oscilação.	36

Lista de Figuras

1.1	Espectro do neutrinos solares segundo o Modelo Solar Padrão.	18
2.1	Regiões permitidas para Δm^2 e $\sin^2 2\theta$ em oscilações no vácuo	28
2.2	Diagramas de interação da reação $\nu_e + e^- \rightarrow e^- + \nu_e$	30
2.3	Regiões permitidas para Δm^2 e $\sin^2 2\theta$ em oscilações na matéria	31
2.4	Diagrama de interação do ν_e com um campo magnético	33
3.1	Configuração de plasma com simetria cilíndrica	42
4.1	Períodos das flutuações magnetohidrodinâmicas para o espectro contínuo usando varias configurações de campo magnético	51
4.2	Probabilidade de sobrevivência $P(\nu_L \rightarrow \nu_L)$ em função da posição da singularidade	52
4.3	Probabilidade de sobrevivência $P(\nu_L \rightarrow \nu_L)$ em função de $\log(\frac{\Delta m^2}{4E})$ com $n = 2$	54
4.4	Probabilidade de sobrevivência $P(\nu_L \rightarrow \nu_L)$ em função de $\log(\frac{\Delta m^2}{4E})$ usando o perfil de \vec{B} exponencial	55
4.5	Amplitude ΔP da probabilidade de sobrevivência em função de $\log(\frac{\Delta m^2}{4E})$ para alguns valores de r_s	58
4.6	Perfil das perturbações ρ_1 e b e a solução de Hain-Lüst ξ_r usando modos globais	60
4.7	Amplitude ΔP da probabilidade de sobrevivência em função de $\log(\frac{\Delta m^2}{4E})$ para os modos globais	61
4.8	Probabilidade de sobrevivência ΔP para mostrar efeitos de ressonância paramétrica	62

INTRODUÇÃO

O Sol é a fonte de energia para toda a vida existente sobre a Terra. É uma fonte de informação da evolução estelar como uma estrela padrão para os astrônomos e também uma intensa fonte de neutrinos para os físicos de partículas. Os neutrinos solares são uma fonte de informação do que acontece na parte interna do Sol, pois são criados no núcleo do Sol como resultado de processos de fusão nuclear. Os fótons criados no centro do Sol levam $1 \sim 2 \times 10^6$ anos para atingir a superfície solar, portanto, não podemos estudar o núcleo do Sol através de medições ópticas. Por outro lado, devido à grande permeabilidade dos neutrinos, a observação dos neutrinos solares permite conhecer o que acontece no centro do Sol. Os neutrinos solares passam através de matéria muito densa e viajam distâncias de 1.5×10^8 km desde o Sol até a Terra. Estas características do neutrino solar nos dão a oportunidade de estudar propriedades ainda desconhecidas dos neutrinos, tais como a sua massa, ângulos de mistura e o momento magnético.

O neutrino foi a primeira partícula proposta como solução a um problema de partículas elementares: explicar o espectro contínuo dos elétrons emitidos no decaimento beta. Eles foram detectados pela primeira vez em 1953. Até o momento, existem três tipos conhecidos de neutrinos, correspondentes às três gerações de léptons carregados: o neutrino do elétron, o neutrino do múon e o neutrino do tau, que experimentam forças fracas e forças gravitacionais, mas não experimentam interações eletromagnéticas e interações fortes.

Segundo o Modelo Eletrofraco Padrão [1], os neutrinos são partículas que interagem muito fracamente com a matéria ordinária. Isto faz que os neutrinos sejam partículas difíceis de detectar, não têm carga elétrica, têm spin $\frac{1}{2}$ e a possibilidade de ter massa

nula está ainda em discussão. Há alguma indicação no experimento de LSND [2] de massas dos neutrinos, mas isto deve ser ainda confirmado [3] por outros experimentos (como KARMEN [4]). Experimentalmente conhecemos limites superiores das massas dos neutrinos, medidos a partir de cinética de decaimentos [5]:

$$m_{\nu_e} \lesssim 5 \text{ eV}, \quad m_{\nu_\mu} \lesssim 170 \text{ keV}, \quad m_{\nu_\tau} \lesssim 18.2 \text{ MeV}.$$

Estes limites mostram que os neutrinos são muito mais leves do que seus respectivos férmions carregados [5], $m_e = 0.5 \text{ MeV}$, $m_\mu = 105.6 \text{ MeV}$ e $m_\tau = 1.7 \text{ GeV}$, e dos outros membros de sua respectiva família. No entanto, a busca da massa dos neutrinos continua porque as conseqüências da existência de neutrinos massivos poderiam ser revolucionárias, como a indicação de uma nova física além do Modelo Eletrofraco Padrão.

O Modelo Eletrofraco Padrão [1] supõe neutrinos sem massa e o momento magnético do neutrino igual a zero, assim como também, só a existência de neutrinos de mão-esquerda (left-handed) e antineutrinos de mão-direita (right-handed). No entanto, o Modelo Padrão não explica o porquê dos neutrinos não serem massivos. As massas dos outros léptons são introduzidas como parâmetros adicionais na teoria, mas sua origem não é explicada. Nenhum princípio físico assegura a massa nula dos neutrinos como é o caso do fóton onde a massa nula é uma conseqüência natural da invariança de gauge eletromagnética. Teorias além do Modelo Padrão introduzem neutrinos massivos [6] para explicar problemas não resolvidos como o do neutrino solar.

Resultados dos experimentos de neutrino solar [7–11], utilizando diferentes técnicas de detecção, mostram uma discrepância entre o fluxo medido de neutrinos que chegam do Sol e o fluxo que predizem os vários modelos solares [12–14]. Este é chamado de *Problema do Neutrino Solar*. Porém, a comparação dos dados dos experimentos sugere que, independentemente dos modelos solares, novos processos físicos podem estar

envolvidos [15].

Os experimentos atualmente em operação reportam em média um déficit do fluxo de neutrinos ao redor de 30% a 50% do valor esperado [16]. As predições teóricas estão baseadas no Modelo Solar Padrão (SSM) [14] e são comparadas com os dados experimentais (Tabela 0.1).

Experimento	$\frac{\text{taxa de eventos observados}}{\text{Predições SSM}}$
Homestake	0.33 ± 0.03
GALLEX	0.60 ± 0.06
SAGE	0.52 ± 0.06
SuperKamiokande	0.47 ± 0.02

Tabela 0.1: Resultados dos experimentos atuais [17].

A origem do déficit de neutrinos solares é ainda desconhecida. Muitas soluções alternativas têm sido propostas para explicá-la [16, 18]. Estas geralmente se dividem em duas categorias, as que consideram modificações dos parâmetros astrofísicos do Modelo Solar Padrão e as que invocam uma nova física de partículas introduzindo novas propriedades para o neutrino na teoria eletrofraca padrão. Existem fortes argumentos que levam a excluir as soluções astrofísicas, devido a que qualquer modificação dos parâmetros do modelo solar não é compatível com os dados observados e a heliosismologia confirma o Modelo Solar Padrão com bastante precisão. De fato, é mais concebível que, na viagem Sol-Terra, algo aconteça que mude as propriedades dos neutrinos solares.

Uma possível solução são as oscilações de neutrinos de um estado ativo a outro estado do neutrino que não é detectado ou que é pouco detectado nos detectores atuais. O mecanismo de oscilação, originalmente proposto por Pontecorvo [19], supõe que os neutrinos não têm massas degeneradas e que os auto-estados de massa são diferentes dos seus auto-estados de interação fraca.

Outro tipo de solução é o efeito Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) [20] na qual

os neutrinos do elétron, emitidos do núcleo do Sol, podem ser ressonantemente convertidos em neutrinos muônicos ou neutrinos tauônicos devido à presença de matéria no Sol.

Entretanto, muitos autores têm sugerido outras soluções ao problema do neutrino solar. Uma delas considera que o momento magnético do neutrino é diferente de zero e o problema do neutrino solar poderia ser explicado se o neutrino tivesse momento magnético da ordem de $10^{-10}\mu_B$ (μ_B : magneton de Bohr) e se o valor típico para o campo magnético no Sol fosse da ordem de kG. A interação dos neutrinos com o campo magnético solar, que na zona convectiva aumenta em intensidade em períodos de alta atividade, é possível quando o momento magnético é diferente de zero. O resultado é uma mudança na quiralidade do neutrino (para neutrinos de Dirac) ou uma mudança simultânea de sabor e quiralidade (para neutrinos de Majorana ou Dirac-Majorana), que escapam à detecção ou são pouco detectados nos presentes experimentos. O aumento na atividade solar significaria um aumento do campo magnético no Sol e uma maior probabilidade de precessão a um neutrino que sofreu mudança de quiralidade, diminuindo assim a probabilidade de detecção.

Nesta tese levamos em conta um momento magnético diferente de zero para o neutrino. Reações nucleares na parte central do Sol produzem neutrinos de mão-esquerda, os quais atravessam provavelmente um grande campo magnético antes de abandonar o Sol. Os neutrinos interagem com este campo e podem ser convertidos ressonantemente em neutrinos estéreis não-eletrônicos ou em antineutrinos ativos não-eletrônicos, dependendo se são do tipo Dirac ou Majorana, respectivamente. Este mecanismo é chamado *precessão ressonante spin-sabor*.

Apesar de muitas tentativas em resolver o chamado *Problema do Neutrino Solar*, a discussão ainda está latente. Até o momento, só temos certeza que algo acontece com os neutrinos no interior do Sol ou em seu caminho entre o Sol e a Terra. O mecanismo

de oscilação de neutrinos é um dos mais fortes candidatos para resolver este problema.

Somente altas estatísticas de medições nos experimentos atuais e os futuros detectores de neutrinos solares darão uma resposta decisiva e, talvez, indícios de uma nova física que mudaria radicalmente nosso atual conhecimento sobre as propriedades dos neutrinos.

Esta tese está dividida em quatro capítulos. No capítulo 1 se dá uma breve revisão do panorama experimental que envolve os neutrinos solares, os experimentos que atualmente estão em operação e as características gerais de cada um deles. Mencionamos também os experimentos de neutrinos solares que entrarão em funcionamento em um futuro próximo.

No capítulo 2, mostramos as possíveis interpretações que estão atualmente em discussão e as mais indicadas para resolver o problema do neutrino solar.

No capítulo 3, damos uma visão das equações magnetohidrodinâmicas e as flutuações que se derivam delas, quando é aplicada no cenário solar. Neste capítulo, encontramos os modos normais das ondas magnéticas derivadas da solução das equações MHD.

No capítulo 4, mostramos os efeitos das ondas magnetohidrodinâmicas sobre a evolução dos neutrinos solares. Veremos como flutuações da densidade de matéria e do campo magnético solar modificam o fluxo de neutrinos solares e como estes efeitos podem ser testados nos futuros experimentos.

Capítulo 1

Panorama experimental

Durante mais de três décadas, experimentos de neutrinos solares têm se mantido em operação na busca do que seria um dos maiores desafios da física de altas energias na atualidade: investigar a existência de massa dos neutrinos. Os experimentos que atualmente estão em operação se dividem em experimentos radioquímicos (Homestake, GALLEX, SAGE) e experimentos de tempo real (Superkamiokande). Três dos quatro detectores de neutrinos solares (Homestake, GALLEX e SAGE) integram seus dados em períodos da ordem de meses e não fornecem informação detalhada sobre o que acontece durante esses períodos. O detector de Homestake mostra seus dados experimentais em intervalos de 260 dias e GALLEX e SAGE a cada 25 dias aproximadamente. Qualquer variação de fluxo dentro desses períodos não é possível de ser detectada por estes experimentos. Entretanto, Superkamiokande é o único detector em tempo real, toma aproximadamente 13 medições por dia e é potencialmente capaz de observar variações diárias no espectro de neutrinos solares.

Os novos detectores de tempo real [21] permitirão medir, de forma mais precisa, o fluxo dos neutrinos solares nos provendo de valiosa informação sobre as características dos neutrinos e do interior do Sol. Superkamiokande é a única experiência de tempo real dos experimentos atuais, sendo capaz de detectar elétrons espalhados na direção

que liga a Terra e o Sol e a forma do espectro de energia dos elétrons de recuo, que mede este experimento, reflete o espectro do neutrino solar. Também é capaz de medir eletronicamente eventos individuais, obtendo uma alta resolução no tempo. Isto permite observar a dependência temporal no fluxo dos neutrinos detectados.

1.1 Espectro de Neutrinos Solares

Existem fortes argumentos para se supor que os neutrinos solares são produzidos a partir da cadeia próton-próton. Os neutrinos gerados nessa cadeia possuem energias até 15 MeV. A série de reações nucleares (Tabela 1.1), postuladas pelo Modelo Solar Padrão [14] como o mecanismo de produção de energia primária no Sol, inclui um número de interações fracas (captura de elétrons e decaimentos beta) que geram os neutrinos. Esta série constitui a base para o Modelo Solar Padrão, o qual descreve quantitativamente todos os aspectos do Sol: raio, luminosidade, temperatura, distribuição de densidade, etc.

Reações	Nome da Reação	Energia do ν em MeV
$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$	pp	≤ 0.42
$p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$	pep	1.44
${}^2\text{H} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$		
${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p + p$		
${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$	hep	≤ 18.77
${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$		
${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	${}^7\text{Be}$	0.861
${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^4\text{He} + \text{He}$		
${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$		
${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{B}^* + e^+ + \nu_e$	${}^8\text{B}$	≤ 14.06
${}^8\text{B}^* \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$		

Tabela 1.1: Reações na cadeia pp [22].

Existem pelo menos 11 cálculos publicados [12, 13, 23–31] para o Modelo Solar Padrão. Em todos estes trabalhos, a física é a mesma, exceto para o modelo com

difusão de hélio, que é levado em conta só na referência [13]. A leve diferença nos resultados é causada pelos distintos parâmetros envolvidos, mais notavelmente pela opacidade do Sol. A detecção dos neutrinos solares de baixa energia provenientes da reação pp confirma os princípios básicos do Modelo Solar Padrão, segundo o qual, o combustível básico do Sol é a reação $p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$. No entanto, a taxa medida nos quatro experimentos atuais é menor que aquela predita pelo modelo.

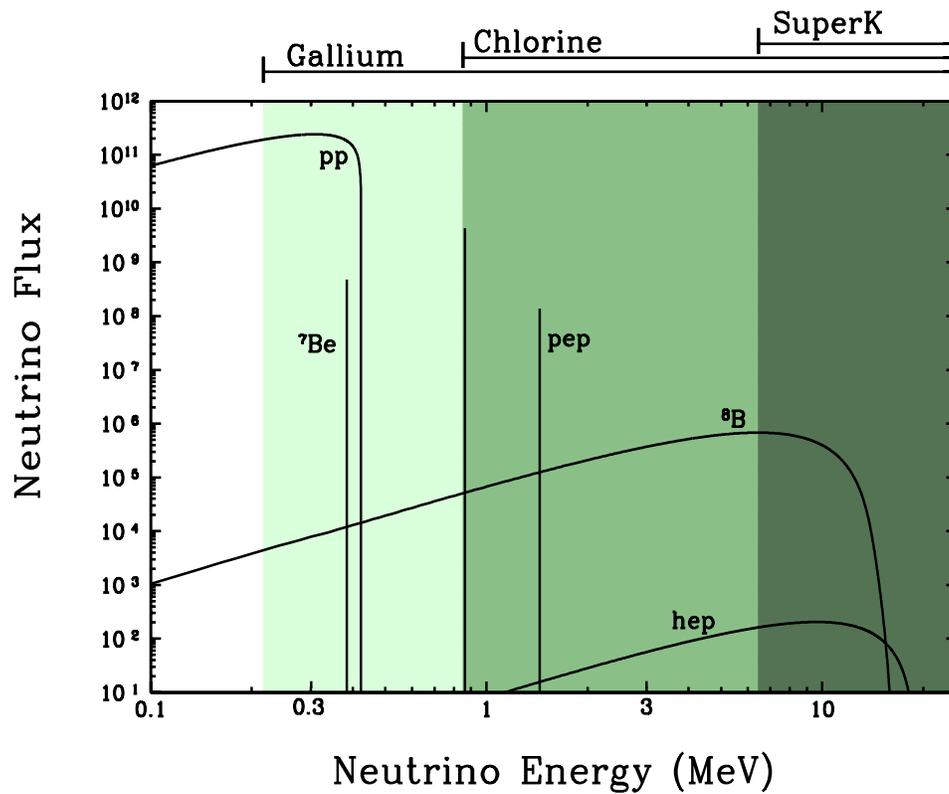


Figura 1.1: Predição do espectro do neutrinos solares segundo o Modelo Solar Padrão [14]. O fluxo de neutrinos das fontes contínuas são dadas em unidades de número por cm^2 por segundo por MeV numa unidade astronômica. As linhas de fluxo (pep e ${}^7\text{Be}$) são dadas em número por cm^2 por segundo. As flechas na parte superior da figura indicam os limiares de energia dos detectores atuais.

Somente neutrinos de mão-esquerda podem ser detectados nos presentes experimentos e os únicos neutrinos que podem ser emitidos no núcleo do Sol são os neutrinos

do elétron, pelo fato da temperatura no Sol não ser suficientemente alta para produzir múons ou taus.

As reações de produção de energia solar convertem hidrogênio em hélio na parte central do Sol. A cadeia próton-próton produz neutrinos de energia muito baixa e é responsável por 86% dos neutrinos produzidos no Sol.

Os neutrinos *pep*, embora mais energéticos, representam menos do 1% do total de neutrinos solares.

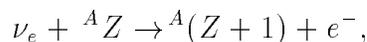
Outra cadeia, chamada *hep*, produz neutrinos solares que atingem maior energia, mas o seu fluxo é bastante inferior àqueles provenientes de outras reações, e contribui com apenas 10^{-7} do fluxo total de neutrinos solares. Os neutrinos do ${}^7\text{Be}$ representam quase 14% deste total. Os neutrinos de energias mais altas surgem da conversão de ${}^7\text{Be}$ a ${}^8\text{B}$ no ciclo de Boro, o que somente representa 1.5×10^{-4} vezes o fluxo de neutrinos solares que chegam até a Terra.

Existe também o chamado ciclo *CNO*, cuja contribuição é só cerca de 1.5% do fluxo total de neutrinos. Neste caso, esta porcentagem é obtida levando-se em conta a temperatura do núcleo do Sol, pois este ciclo é fortemente dependente da temperatura do meio [16].

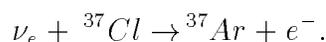
As previsões do fluxo de neutrinos solares são geradas a partir de uma complicada simulação numérica do Sol no Modelo Solar Padrão [14]. O modelo prediz também o espectro de energia dos neutrinos solares (Fig. 1.1) além do fluxo. O espectro do neutrino solar é independente dos detalhes do Modelo Solar Padrão. Este é determinado somente pelas reações nucleares que produzem os neutrinos.

1.2 Experimentos Atuais

Apesar de sua baixa interação, os neutrinos solares podem ser detectados na Terra mediante grandes detectores. Utilizam-se dois processos para se observar o fluxo de neutrinos: a absorção de neutrino e o espalhamento neutrino-elétron (Tabela 1.2). Os experimentos de absorção usam a reação:

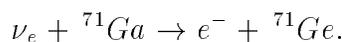


onde Z é a carga do núcleo e A é o número de massa. Observe, porém, que somente neutrinos do elétron podem ser detectados desta maneira. O experimento de Homestake está baseado na reação deste tipo:



Homestake usa um grande tanque que contém aproximadamente 615 toneladas de percloroetileno, C_2Cl_4 , como material detector. Os neutrinos são capturados pelo isótopo alvo, ${}^{37}\text{Cl}$, produzindo um isótopo radioativo ${}^{37}\text{Ar}$. Neutrinos do elétron com energia suficientemente alta, maiores de 0.8 MeV e que chegam principalmente das reações envolvendo o ${}^7\text{Be}$ e o ${}^8\text{B}$, podem iniciar esta reação e ser, portanto, detectados em Homestake.

Os experimentos de GALLEX e SAGE usam a conversão de Gálio em Germânio:



Esta reação tem um limiar mais baixo (0.233 MeV). Isso significa que estes experimentos são mais sensíveis aos neutrinos que chegam da cadeia primária próton-próton.

Em todos estes experimentos, o produto nuclear final é radioativo. Os átomos radioativos são separados quimicamente e contados em contadores proporcionais. Estas medidas são feitas em longos períodos de tempo, portanto, estas experiências radioquímicas têm uma resolução de tempo da ordem de meses.

O segundo tipo de reação usado para observar neutrinos solares é o espalhamento neutrino-elétron, ou:

$$\nu + e \rightarrow \nu + e' \quad (1.1)$$

O experimento de Superkamiokande usa esta reação e tem um limiar de energia de ~ 6 MeV. Tipicamente o material detector é água e são usados fototubos para detectar a radiação Cherenkov dos elétrons espalhados. A taxa nesta reação é mais baixa do que para a absorção do neutrino devido ao limiar de energia.

Superkamiokande está baseado na experiência adquirida com Kamiokande e usa 50.000 toneladas de água como detector. Superkamiokande mede o espectro dos neutrinos de alta energia 8B . A distribuição de neutrino original pode ser reproduzida a partir do espectro dos elétrons de recuo, no espalhamento $\nu_e - e$. Mas existem ainda erros estatísticos relativamente grandes e as possíveis distorções do espectro para o neutrino solar ainda não são conclusivas.

Experimento	Reação	Limiar
Homestake	$\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$	0.814
SAGE	$\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow e^+ + {}^{71}\text{Ge}$	0.233
GALLEX	$\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow e^+ + {}^{71}\text{Ge}$	0.233
SuperKamiokande	$\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$	5.5 (6.5)

Tabela 1.2: Experimentos de neutrinos solares atuais [32].

O experimento de Homestake detecta entre $\frac{1}{4}$ a $\frac{1}{3}$ do fluxo esperado, enquanto que Superkamiokande observa um déficit similar. Os experimentos de SAGE e GALLEX, que são sensíveis a diferentes ordens de energia, observam perto do 60% da taxa esperada.

Dos experimentos atuais, o experimento de Superkamiokande pode observar somente neutrinos de mais alta energia da reação de 8B , mas é um experimento de tempo real. Isto dá informação da direção dos neutrinos incidentes, a qual permite

mostrar que os neutrinos realmente chegam do Sol. O experimento radioquímico de Homestake também tem sua mais alta sensibilidade para os neutrinos de energias mais altas. Não obstante, é sensível às partes de baixas energias do espectro de 8B e à linha mais alta do 7Be . Os dois experimentos radioquímicos de gálio, SAGE e GALLEX, são sensíveis aos neutrinos de baixa energia, pp , como também aos neutrinos de energias altas.

Quando os resultados dos experimentos são comparados com as previsões do Modelo Solar Padrão, observa-se que todas as taxas medidas estão abaixo das previsões teóricas (Tabela 1.3). A taxa de Superkamiokande indica menor supressão que a taxa de Homestake [11]. O experimento de Homestake tem um limiar de energia mais baixo (0.8 MeV). O conjunto dos dados experimentais sugere que existe maior supressão na metade do espectro (na linha do 7Be e a parte de energia mais baixa do espectro de 8B) do que na parte de energias mais altas. Isto é muito difícil de se levar em conta pelos mecanismos astrofísicos ou de física nuclear devido ao fato de que o 8B é produzido a partir de 7Be , de modo que qualquer supressão de 7Be deveria estar acompanhada de uma supressão de 8B .

Experimento	Data \pm (estat.) \pm (sist.)	Ref.	Teoria [5]	Unidades
Homestake	$2.56 \pm 0.16 \pm 0.15$	[7]	$7.7_{-1.0}^{+1.2}$	SNU
SAGE	$67.2_{-7.0-3.0}^{+7.2+3.5}$	[9]	129_{-6}^{+8}	SNU
GALLEX	$76.4 \pm 6.3_{-4.9}^{+4.5}$	[10]	129_{-6}^{+8}	SNU
Superkamiokande	$2.44 \pm +0.05_{-0.06}^{+0.09}$	[11]	$5.15_{-0.72}^{+0.98}$	$10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

(1 SNU 10^{-36} capturas por átomo alvo por segundo)

Tabela 1.3: Resultados dos experimentos atuais.

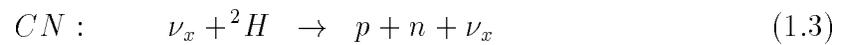
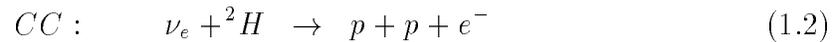
1.3 Futuros Experimentos

A presente situação experimental sobre os neutrinos solares ainda não é clara com respeito à interpretação dos dados disponíveis. Somente a futura geração de detectores

e fundamentalmente uma maior quantidade de dados, darão uma resposta definitiva sobre o Problema do Neutrino Solar [32].

Detectores como SNO [33] proverão ainda testes independentes dos detalhes do Modelo Solar Padrão. Em particular, estes detectores de tempo real serão capazes de observar variações no tempo e as distorções espectrais das várias componentes do neutrino solar.

O Sudbury Neutrino Observatory (SNO) será o primeiro experimento sensível aos neutrinos do múon e tau. Este observará radiação a partir dos elétrons produzidos nas duas possíveis reações com o hidrogênio pesado:



onde x representa um sabor dos neutrinos. Reações tipo corrente carregada (CC) e corrente neutra (CN) proverão medidas em tempo real do espectro de energia do neutrino 8B . Espera-se ter do SNO uma taxa de contagem muito alta via as interações (1.2) e (1.3).

Experimento	Limiar de Energia (MeV)
SNO	5
Borexino	0.25
ICARUS	5.9
HELLAZ	0.2

Tabela 1.4: Limiar de energia dos futuros detectores de neutrinos solares [32].

De fato, as reações do tipo CC no SNO medirão diretamente o espectro de energia dos neutrinos do 8B que atingem a Terra. Isto é, medirão essencialmente o valor da supressão do fluxo de neutrinos. As reações do tipo CN medirão diretamente o fluxo original de 8B . O Modelo Eletrofraco Padrão prevê que a razão entre medidas de CC e

CN é igual a um. Se a razão medida no SNO for menor do que prediz o Modelo Solar Padrão, haverá um indício de conversão dos neutrinos eletrônicos a algum outro tipo.

O detector Borexino [34] tem como objetivo observar o fluxo dos neutrinos de baixa energia produzidos pela captura do elétron num núcleo de Berílio. Borexino, com sua alta sensibilidade, permitirá medir o espectro de energia dos elétrons de recuo através de espalhamento $\nu_e - e$ e se constituirá numa das mais importantes fontes de informação para explicar o fluxo do ${}^7\text{Be}$ e do pep .

ICARUS [32] é um detector de argônio líquido. A detecção de neutrinos solares está baseada na reação tipo CC: $\nu_e + {}^{40}\text{Ar} \rightarrow {}^{40}\text{K} + e^-$ e do espalhamento $\nu_e - e$. ICARUS tem um potencial para medidas muito precisas do espectro do elétron e do fluxo de neutrinos da cadeia hep devido a sua excelente resolução de energia e a seu limiar de detecção de elétrons.

HELLAZ [32] é outro detector que registrará neutrinos a partir do espalhamento $\nu_e - e$. Está baseado em Hélio a baixa temperatura e alta pressão. A energia de recuo dos elétrons e o ângulo de espalhamento serão medidos com alta precisão e portanto, a energia dos neutrinos será conhecida com suficiente precisão. Este detector está desenhado para observar neutrinos tipo pp , mas provavelmente serão também registrados neutrinos de Berílio.

Novos detectores observarão, sem dúvida, altas taxas de eventos, da ordem de vários milhares de eventos por ano. Os resultados dos futuros detectores, em particular do SNO, serão decisivos nos próximos anos para a solução do Problema do Neutrino Solar.

Capítulo 2

Possíveis Soluções ao Problema do Neutrino Solar

Uma possível e mais convincente solução do Problema do Neutrino Solar é a oscilação de sabores de neutrinos. Isto implica em que os neutrinos têm massa e que neutrinos de diferentes sabores se misturam. Os neutrinos resultantes não dão sinal nos detectores (por exemplo, neutrinos de múon nos detectores de Galio ou detectores de Cloro), ou interajam fracamente devido a interações de corrente neutra (por exemplo, neutrinos de múon ou neutrinos do tau em Superkamiokande). Oscilações de neutrinos atmosféricos [35] implicam em que neutrinos ν_μ e ν_τ são maximalmente misturados, entretanto, neutrinos solares tipo ν_e oscilam com igual probabilidade entre os outros tipos de neutrinos.

Neste capítulo discutimos três soluções de oscilação ao Problema do Neutrino Solar. De fato, existem outras soluções que não serão mencionadas aqui. Elas podem ser encontradas no artigo [17] e nas referências citadas nele.

2.1 Oscilações no vácuo

No Modelo Padrão das partículas elementares os neutrinos são considerados partículas massivas que interagem com a matéria via interações fracas. Os neutrinos que são pro-

duzidos via interações fracas são chamados auto-estados de sabor: ν_e, ν_μ, ν_τ . Por exemplo, os neutrinos que são gerados pela combustão de Hidrogênio dentro do Sol. Estes auto-estados de sabor não são necessariamente estados que possuam massa definida (i.e. não podem diagonalizar a Hamiltoniana independente do tempo para a força fraca). Se assumirmos que pelo menos um sabor do neutrino possui massa não nula e que os auto-estados de sabor não são auto-estados de massa, então, as oscilações de sabor do neutrino podem ser induzidas. Se, por mudança de sabor, um neutrino eletrônico se transforma em um neutrino muônico ou tauônico, este não será detectável pela maioria dos experimentos de neutrinos solares. O experimento de Homestake tem dificuldade de observar ^{37}Ar que surge da interação ν_μ ou ν_τ com ^{37}Cl devido à pequena probabilidade de criação de ^{37}Ar . Superkamiokande pode detectar a interação do ν_μ , mas a seção de choque do espalhamento é menor por um fator de ~ 6 .

Os auto-estados de sabor (ν_e, ν_μ e ν_τ) são os auto-estados de interação. Cada um dos auto-estados de interação pode ser considerado uma mistura dos auto-estados de massa (ν_1, ν_2 e ν_3). Para explicar as oscilações de sabor dos neutrinos, faremos algumas simplificações. Consideremos somente dois auto-estados de neutrino. Suponhamos que $|\nu_1\rangle$ e $|\nu_2\rangle$ correspondem a dois auto-estados de massa do Hamiltoniano. Expressemos os dois auto-estados de interação $|\nu_e\rangle$ e $|\nu_x\rangle$ (onde ν_x indica qualquer sabor ou combinação de sabores que não inclua ν_e) como uma mistura dos auto-estados de massa:

$$\begin{aligned} |\nu_e\rangle &= \cos\theta |\nu_1\rangle + \sin\theta |\nu_2\rangle \\ |\nu_x\rangle &= -\sin\theta |\nu_1\rangle + \cos\theta |\nu_2\rangle \end{aligned} \quad (2.1)$$

ou,

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \equiv \mathbf{U} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}, \quad (2.2)$$

onde θ é o ângulo de mistura, e ν_1 e ν_2 são os auto-estados de massa dos neutrinos com massas m_1 e m_2 respectivamente. A evolução temporal dos neutrinos está dada pela equação:

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

onde E_i é a energia de ν_i . A solução desta equação está dada por

$$\begin{pmatrix} \nu_1(t) \\ \nu_2(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-iE_1 t} & 0 \\ 0 & e^{-iE_2 t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1(0) \\ \nu_2(0) \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

Portanto, o auto-estado de sabor é escrito como:

$$\begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_x(t) \end{pmatrix} = \mathbf{U} \begin{pmatrix} e^{-iE_1 t} & 0 \\ 0 & e^{-iE_2 t} \end{pmatrix} \mathbf{U}^{-1} \begin{pmatrix} \nu_e(0) \\ \nu_x(0) \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Considera-se que a massa da cada neutrino é bem pequena comparada com E_i , portanto, E_i pode ser aproximado pela seguinte expressão:

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \cong E + \frac{m_i^2}{2E} \quad (i = 1, 2)$$

onde p é o momentum do neutrino e $p \cong E$. Logo a equação (2.5) fica da seguinte forma:

$$\begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_x(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\Delta m^2}{4E} t + i \cos 2\theta \sin \frac{\Delta m^2}{4E} t & -i \sin 2\theta \sin \frac{\Delta m^2}{4E} t \\ -i \sin 2\theta \sin \frac{\Delta m^2}{4E} t & \cos \frac{\Delta m^2}{4E} t - i \cos 2\theta \sin \frac{\Delta m^2}{4E} t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e(0) \\ \nu_x(0) \end{pmatrix}$$

Onde $\Delta m^2 \equiv |m_2^2 - m_1^2|$. Se um neutrino é produzido em $t = 0$, a probabilidade de detectar este neutrino no estado de sabor depois de um tempo t ou distância L (assumindo $t = L$ em unidades naturais) é escrita como:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi L}{L_\nu} \quad (2.6)$$

onde L é o comprimento da propagação do neutrino e L_ν é o comprimento de oscilação do neutrino no vácuo, definido por

$$L_\nu \equiv \frac{4\pi E}{\Delta m^2} = 2.48 \left(\frac{E}{\text{MeV}} \right) \left(\frac{\text{eV}^2}{\Delta m^2} \right) [\text{m}] \quad (2.7)$$

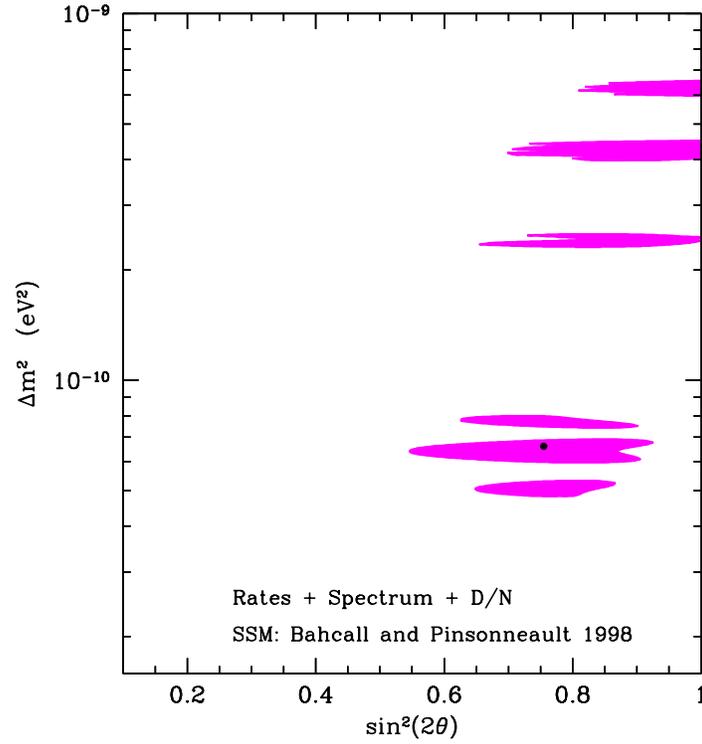


Figura 2.1: Regiões permitidas para os parâmetros Δm^2 e $\sin^2 2\theta$ para resolver o Problema do Neutrino Solar usando oscilações no vácuo [36].

Oscilações de neutrinos no vácuo podem gerar soluções ao problema do neutrino solar. No caso que $\Delta m^2/E \ll L$, tiramos a média na probabilidade de modo que $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \frac{1}{2}\sin^2 2\theta$. No caso de mistura total ($\sin^2 2\theta = 1$), a probabilidade é 0.5 e deveria ser uniforme em todos os experimentos. No entanto, os resultados de Homestake e Superkamiokande indicam que este valor é menor que 0.5 e a probabilidade obtida por todos os experimentos não é constante. Porém, os parâmetros de oscilação no vácuo podem ser uma medida fina para os resultados do déficit dos neutrinos solares. O intervalo de parâmetros calculados fitando os dados experimentais são mostrados na Tabela 2.1, o que implica que o comprimento de oscilação é da ordem da distância

entre o Sol e a Terra. As regiões permitidas para os parâmetros Δm^2 e $\sin^2 2\theta$ para resolver o Problema do Neutrino Solar usando oscilações no vácuo são mostradas na Fig. 2.1.

Esta solução de medida fina é chamada de oscilações *just-so*, e um efeito poderia ser visto na variação do fluxo de neutrinos solares quando varia a distância Sol-Terra nas diferentes estações do ano. Superkamiokande é um experimento de medida em tempo real, portanto, a possível região de oscilações *just-so* pode ser verificada pela variação sazonal no fluxo de neutrinos solares.

Vários outros experimentos, os quais usam aceleradores e reatores como fonte de neutrinos, buscam o fenômeno de oscilação no vácuo. No entanto, estes experimentos ainda não obtiveram resultados positivos.

2.2 Oscilações na Matéria

Quando os neutrinos se propagam na matéria, estes geralmente sentem a energia potencial causada pela interação. Somente os neutrinos do elétron sentem um potencial adicional pela interação com a corrente carregada dos elétrons na matéria (figura 2.2). Este efeito, conhecido como o efeito MSW, foi proposto por Mikheyev e Smirnov baseado na teoria desenvolvida por Wolfenstein.

As correntes carregadas (Fig. 2.2) atuam predominantemente sobre os estados do neutrino ν_L . Assim [37,38],

$$V = V_{\nu_L} = \sqrt{2}G_F N_{ef} \quad (2.8)$$

e a interação carregada fraca dos neutrinos ν_R pode ser desprezada $V_{\nu_R} \approx 0$. G_F é a constante de acoplamento de Fermi ($G_F \sim 1.2 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$) que caracteriza a intensidade da interação fraca e N_{ef} é a densidade efetiva de matéria (elétrons) no meio.

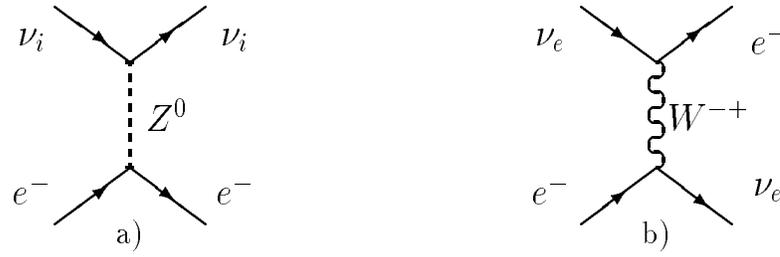


Figura 2.2: Diagramas de interação $\nu_e + e^- \rightarrow e^- + \nu_e$. a) Via corrente neutra. b) Via corrente carregada.

Na matéria, a evolução temporal dos auto-estados de sabor dos neutrinos, é escrita como:

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_x(t) \end{pmatrix} = \left[\mathbf{U} \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} \mathbf{U}^{-1} + \begin{pmatrix} V & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_x(t) \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Omitindo as fases comuns, a Eq.(2.9) se reduz a:

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_x(t) \end{pmatrix} = \mathcal{H}_{mat} \begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_x(t) \end{pmatrix}, \quad (2.10)$$

onde \mathcal{H}_{mat} é a hamiltoniana de interação com a matéria,

$$\mathcal{H}_{mat} = \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta + \frac{V}{2} & \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta \\ \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta & \frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta - \frac{V}{2} \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

A matriz de mistura na matéria, a qual é análoga ao caso de oscilações no vácuo, pode ser escrita como:

$$\begin{pmatrix} \nu_1^m \\ \nu_2^m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_m & -\sin \theta_m \\ \sin \theta_m & \cos \theta_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_x \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

onde ν_i^m ($i = 1, 2$) é o auto-estado de massa efetivo e θ_m é o ângulo de mistura na matéria definido como:

$$\tan 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta \cdot \frac{\Delta m^2}{2E}}{\cos 2\theta \cdot \frac{\Delta m^2}{2E} - V} \quad (2.13)$$

O ângulo de mistura na matéria é máximo quando $\theta_m = \pi/4$, isto é, quando

$$\Delta m^2 \cos 2\theta = 2\sqrt{2} G_F N_e E \quad (2.14)$$

Esta condição é a chamada *condição de ressonância*. A densidade do elétron na qual a condição de ressonância é satisfeita é escrita como:

$$N_{e,res} = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}G_F E} \quad (2.15)$$

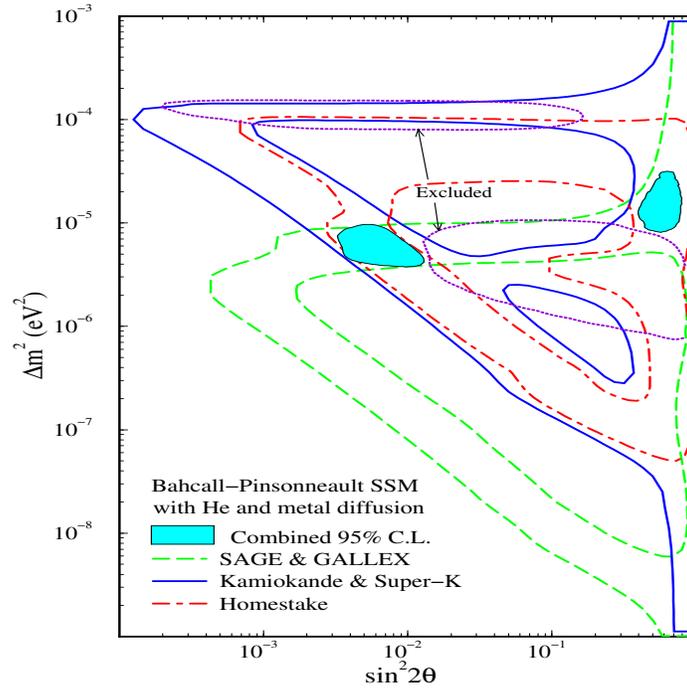


Figura 2.3: Regiões permitidas para os parâmetros Δm^2 e $\sin^2 2\theta$ para resolver o Problema do Neutrino Solar usando oscilações na matéria [36].

No caso dos neutrinos solares, a densidade eletrônica varia como uma função da distância radial ao centro do Sol. Esta é maior no centro onde acontecem as fusões nucleares e decresce quando a distância radial aumenta. Portanto, um neutrino com energia maior que uma energia crítica (E_{crit}) sempre passa através de uma posição onde a condição de ressonância é satisfeita.

Se a variação da densidade do elétron é relativamente pequena, propagação adiabática é encontrada. Ou seja, uma solução é obtida simplesmente considerando a hipótese de densidade solar constante. Os neutrinos são produzidos na região central do Sol e viajam para a superfície solar e eles sempre passam pela região da ressonância se a energia (E) excede um valor crítico (E_{crit}) dado por:

$$E_{crit} = 6.6 \cos 2\theta \left(\frac{\Delta m^2}{10^{-4} \text{eV}^2} \right) \text{MeV}. \quad (2.16)$$

O efeito MSW foi estudado por vários autores combinando todos os dados disponíveis dos experimentos de neutrinos solares [36]. A figura 2.3 mostra as regiões permitidas sobre o plano $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$. A região entre $\Delta m^2 \approx 10^{-5} \text{eV}^2$ e $\sin^2 2\theta \approx 0.6$ é chamada de solução *large-angle* onde os neutrinos de todo o espectro de energia podem ser convertidos. A região entre $\Delta m^2 \approx 10^{-5} \text{eV}^2$ e $\sin^2 2\theta \approx 0.01$ é chamada de solução *não-adiabática* onde os neutrinos de mais baixa energia são majoritariamente convertidos (ao menos todos os neutrinos de ${}^7\text{Be}$ e 40% dos neutrinos de ${}^8\text{B}$).

2.3 Precessão Ressonante Spin-Sabor

Se considerarmos o momento magnético do neutrino diferente de zero, neutrinos solares ativos são convertidos trocando seu spin e/ou sabor em neutrinos estéreis não-eletrônicos (no caso de partículas de Dirac) ou em anti-neutrinos ativos não-eletrônicos (no caso de partículas de Majorana). Nos dois casos, as partículas resultantes interagem com detectores de neutrinos solares menos que os neutrinos ativos originais de tal forma que este fenômeno induz diminuição no fluxo de neutrinos solares detectados.

Nas teorias além do Modelo Padrão das partículas elementares, o neutrino pode adquirir um momento magnético proporcional à sua massa [39]:

$$\mu_\nu \approx 3 \times 10^{-19} \mu_B \left(\frac{m_\nu}{1 \text{eV}} \right),$$

onde μ_B é o magneton de Bohr, e m_ν é a massa do neutrino. A magnitude deste momento magnético é muito pequena para ser de interesse ao Problema do Neutrino Solar quando a massa do neutrino do elétron for menor que 1 MeV. Nova física envolvida dá um momento magnético da ordem de $10^{-10}\mu_B$, que é aproximadamente a escala que se precisa para que se leve em conta o problema do neutrino solar [40]. Estes modelos podem dar momentos magnéticos diagonais que permitem a conversão de neutrinos de mão-esquerda (L) a neutrinos de mão-direita (R) do mesmo sabor (para neutrinos de Dirac), e, também, momentos magnéticos (de transição) não diagonais, os quais permitem conversões de neutrinos de mão-esquerda a anti-neutrinos de mão-direita de outro sabor (para neutrinos de Majorana).



Figura 2.4: Diagrama de interação do ν_e com o campo magnético, (a) para neutrinos de Dirac e (b) para neutrinos de Majorana.

A existência de um momento magnético significa um acoplamento de neutrinos com o fóton (Fig. 2.4). Então a contribuição na hamiltoniana de interação vem a partir das interações dos neutrinos com o campo magnético. Este potencial de interação é dado por:

$$V_B = \mu_\nu B_\perp$$

onde μ_ν é o momento magnético do neutrino e B_\perp é a componente transversal do campo magnético. A componente longitudinal do campo magnético não contribui significativamente na hamiltoniana de interação, visto que é muito pequena, sendo da

ordem de $\frac{m}{E}$. Os efeitos dos campos magnéticos longitudinais sobre a propagação do neutrino não se discutem nesta tese, eles são considerados na referência [41].

Como o momento magnético acopla as componentes de mão-esquerda (L) e mão-direita (R), a sua contribuição aparece como uma matriz não diagonal:

$$\mathcal{H}_{mag} = \begin{pmatrix} 0 & V_B \\ V_B & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \mu_\nu B_\perp \\ \mu_\nu B_\perp & 0 \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Somando as contribuições devidas à interação com a matéria e considerando o ângulo de mistura no vácuo igual a zero ou suficientemente pequena para ser desprezada, temos:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{mat} + \mathcal{H}_{mag} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_{ef}(r) - \frac{\Delta m^2}{4E} & \mu_\nu B_\perp(r) \\ \mu_\nu B_\perp(r) & -\frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_{ef}(r) + \frac{\Delta m^2}{4E} \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

e a equação de evolução para neutrinos que viajam através da matéria e campos magnéticos, fica da forma:

$$i \frac{d}{dr} \begin{pmatrix} \nu_{e_L}(r) \\ \bar{\nu}_{x_R}(r) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_{ef}(r) - \frac{\Delta m^2}{4E} & \mu_\nu B_\perp(r) \\ \mu_\nu B_\perp(r) & -\frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_{ef}(r) + \frac{\Delta m^2}{4E} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{e_L}(r) \\ \bar{\nu}_{x_R}(r) \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

onde ν_{e_L} e $\bar{\nu}_{x_R}$ ($x = \mu, \tau$) são neutrinos ativos do elétron e anti-neutrinos ativos de muon/tau, respectivamente. Esta equação é a base de nosso estudo nesta tese, quando consideramos perturbações na matéria e campo magnético solar, como veremos no Capítulo 4.

Podemos diagonalizar a hamiltoniana para encontrar os auto-estados de massa:

$$\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{e_L} \\ \nu_{x_R} \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

onde o ângulo de mistura θ está definido por:

$$\tan 2\theta = \frac{2\mu B_\perp}{\sqrt{2} G_F N_{ef} - \frac{\Delta m^2}{2E}}. \quad (2.21)$$

Assim os auto-estados do neutrino na matéria e campos magnéticos são uma combinação linear dos neutrinos de diferente sabor e quiralidade. A condição de ressonância para o mecanismo de precessão spin-sabor é:

$$\sqrt{2}G_F N_{ef} = \frac{\Delta m^2}{2E}. \quad (2.22)$$

A condição de ressonância Eq. (2.22) é bastante similar à condição Eq. (2.14) do efeito MSW. A principal diferença está no termo N_{ef} o qual inclui interações de corrente neutra dos neutrinos com a matéria. Isto está ausente na Eq (2.14) mas aparece na Eq. (2.22) devido que o mecanismo de precessão spin-sabor é sensível a correntes neutras.

No caso da ressonância a precessão depende fortemente da energia do neutrino e provoca distintas supressões para cada porção do espectro de energia de neutrinos solares. O panorama experimental atual indica que todos os experimentos detectam menos que o fluxo de neutrinos solares previstos pelo Modelo Solar Padrão e distintas supressões no fluxo são observadas em cada experimento, sugerindo que o mecanismo para conciliar as predições teóricas e as observações têm que diferenciar as diferentes partes do espectro de neutrinos solares. Portanto, o mecanismo de Precessão Ressonante Spin-Sabor dá uma satisfatória descrição deste panorama experimental.

Oscilações de neutrinos são candidatos para resolver problema do neutrino solar. Só resta esperar altas estatísticas dos experimentos para confirmar estes mecanismos de oscilação. A seguinte tabela (Tabela 2.1) resume os parâmetros que resolveriam o Problema do Neutrino Solar via o mecanismo de oscilações no vácuo, na matéria e o mecanismo de precessão ressonante spin-sabor.

Tipos de Soluções	Parâmetros de Oscilação dos Neutrinos Solares
Vácuo	$\Delta m^2 \approx (6.10^{-11} - 1.10^{-10}) \text{ eV}^2$ $\sin^2 2\theta \geq 0.5$
MSW	$\Delta m^2 \approx (8.10^{-6} - 3.10^{-4}) \text{ eV}^2$ $\sin^2 2\theta \geq 0.5$ $\Delta m^2 \approx (4.10^{-6} - 1.10^{-5}) \text{ eV}^2$ $\sin^2 2\theta \geq 10^{-3} - 10^{-2}$
RSFP	$\Delta m^2 \approx 10^{-8} \text{ eV}^2$ $\sin^2 2\theta \simeq 0$ $\mu_\nu B \simeq 10^{-11} \mu_B \cdot 10 \text{ kG}$

Tabela 2.1: Resumo dos parâmetros de oscilação que fitam os dados experimentais e resolveriam o Problema do Neutrino Solar [17, 42, 43].

Capítulo 3

Magnetohidrodinâmica no Sol

Para estudar a evolução dos neutrinos solares (Eq.2.19), precisamos conhecer as configurações da densidade de matéria e do campo magnético solar.

Não existe confirmação experimental da configuração e da intensidade do campo magnético no interior do Sol. Podem ser realizadas somente observações da atividade magnética na superfície solar e inferir o campo no interior. As observações têm mostrado que a atividade magnética na superfície do Sol é muito complexa e dinâmica. O fato mais relevante é o ciclo de 11 anos do número de manchas solares, quando campos magnéticos intensos emergem e esfriam a temperatura da superfície a aproximadamente $\frac{2}{3}$ das regiões vizinhas. Durante o período ativo do ciclo de erupções do fluxo magnético, formam-se regiões onde a intensidade atinge valores de 1500 a 3000 Gauss. Grandes manchas solares e regiões ativas podem persistir por vários meses.

O Modelo Solar Padrão prevê com bastante sucesso várias características do Sol. Este modelo dá uma boa aproximação da configuração de equilíbrio da densidade de matéria dentro do Sol. No entanto, nosso conhecimento da atividade magnética no interior solar é muito primitiva. Só têm sido possível construir suposições gerais sobre a intensidade do campo magnético. Acredita-se que o campo magnético na parte central é muito mais intenso do que na parte externa do Sol.

Neste capítulo estudamos as equações magnetohidrodinâmicas no interior do Sol, que descrevem flutuações do campo magnético e da densidade de matéria que afetam a probabilidade de sobrevivência dos neutrinos solares.

3.1 Perfis de Equilíbrio

Experimentalmente é muito difícil investigar o campo magnético dentro do Sol, pois o material solar é opaco. É de se esperar que o núcleo, devido à alta permeabilidade magnética, não seja afetado por mudanças no campo magnético na zona convectiva ($R \geq 0.7R_{\odot}$). Aliás, acredita-se que o campo magnético seja muito maior em magnitude no núcleo do que na zona convectiva. Ambos os campos são espacialmente decrescentes. Um modelo que incorpora estas características, sugerido por Akhmedov e Bychuck [44], descreve o campo magnético no interior do Sol como:

$$B_0(r) = \begin{cases} a_1 \left(\frac{0.2}{r+0.2}\right)^2 \text{ G} & \text{para } 0 < r \leq r_{conv} \\ B_C(r) & \text{para } r > r_{conv} \end{cases}, \quad (3.1)$$

onde B_C é o campo magnético na zona convectiva dado pelos seguintes perfis:

$$B_C^I(r) = a_2 \left[1 - \left(\frac{r-0.7}{0.3}\right)^n\right] \text{ G} \quad \text{para } r > r_{conv} \quad (3.2)$$

ou

$$B_C^{II}(r) = a_2 \left[1 + \exp\left(\frac{r-0.95}{0.01}\right)\right]^{-1} \text{ G} \quad \text{para } r > r_{conv}, \quad (3.3)$$

onde $r_{conv} = 0.7$ e $a_1 \approx 10^5 - 10^6$ e $a_2 \sim 10^4$ de tal forma que a continuidade do campo magnético em $r = 0.7$ está satisfeita e $n = 2, 6$ e 8 . r é a distância radial desde o centro do Sol normalizada pelo raio do Sol, $R_{\odot} = 6.96 \times 10^5 \text{ km}$. Este perfil foi usado na referência [45] para mostrar a consistência dos dados do neutrino solar com o fenômeno de *Precessão Ressonante Spin-Sabor*.

A fim de ilustrar os efeitos da ressonância paramétrica, usamos outros campos magnéticos que têm sido usados por diferentes autores [43] para resolver o problema

do neutrino solar através do mecanismo *Precessão Ressonante Spin-Sabor*:

$$B_C^{III}(r) = \begin{cases} B_{inicial} + [\frac{B_{max}-B_{inicial}}{r_{max}-r_{convec}}](r - r_{convec}) & \text{para } r_{convec} < r < r_{max} \\ B_{max} + [\frac{B_{max}-B_{final}}{r_{max}-1.0}](r - r_{max}) & \text{para } r > r_{max} \end{cases} \quad (3.4)$$

onde $B_{inicial} = 2.75 \times 10^5$ G, $B_{max} = 1.18 \times 10^6$ G, $B_{final} = 100$ G, $r_{convec} = 0.65$ and $r_{max} = 0.8$. Chamaremos este campo de *campo triangular*.

Podemos mostrar efeitos de ressonância paramétrica considerando também um campo constante em r , dado por [46]:

$$B_0 = 253 \text{ kG for } 0 < r < 1.0 . \quad (3.5)$$

Apesar do perfil de campo magnético mostrado na Eq.(3.4) ser grande na zona convectiva do Sol, podemos estender a nossa análise para esta configuração porque a quantidade importante para a evolução dos neutrinos não é o campo magnético, mas sim o produto $\mu_\nu |\vec{B}_\perp(r)|$, que impomos ser da mesma ordem na zona convectiva para todas as configurações de campo magnético escolhidas.

Assumimos que o perfil de equilíbrio magnético B_0 está na direção z em todos os modelos de campo magnético citados acima.

No Sol, a densidade de matéria varia desde grandes valores no núcleo a valores muito pequenos na superfície. A densidade de matéria efetiva é dada pelo Modelo Solar Padrão [14, 16]:

$$N_{ef}(r) = N_A m_p (98.8 e^{\frac{-11.1r^2}{r+0.15}} + 48.8 e^{\frac{-11.1r^2}{r+0.02}}) \text{ cm}^{-3}, \quad (3.6)$$

onde N_A é o número de Avogadro e m_p é a massa do próton. A densidade de massa ρ e a pressão p são considerados proporcionais à densidade de matéria efetiva [47]:

$$\rho, p \sim N_{ef}(r). \quad (3.7)$$

Este perfil de equilíbrio para a densidade de matéria será considerado na equação de evolução dos neutrinos (2.19).

3.2 Equações Magnetohidrodinâmicas

Pequenos deslocamentos de plasma no Sol são suficientes para gerar flutuações no campo magnético [48] e na densidade de matéria do Sol. A movimentação é governada pelas equações ideais magnetohidrodinâmicas (MHD) [49]:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla p - \vec{B} \times (\nabla \times \vec{B}) + \rho \vec{g} \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \vec{v}) \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \nabla p - \gamma p \nabla \cdot \vec{v} \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.11)$$

A equação (3.8) é a equação de movimento do plasma com velocidade média \vec{v} , (3.9) é a equação de conservação de massa, (3.10) é a equação de estado e (3.11) é a equação de fluxo do campo magnético \vec{B} . A densidade de massa total é dada por ρ , a pressão por p e γ é a razão de calor específico a pressão e a volume constante. A gravidade \vec{g} é incluída na Eq.(3.8).

Consideremos pequenos deslocamentos de elementos de plasma, $\vec{\xi}$, a partir da posição de equilíbrio \vec{r}_0 :

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{\xi}(\vec{r}_0, t) \quad (3.12)$$

O vetor deslocamento $\vec{\xi}$ está relacionado com a velocidade \vec{v} do plasma da seguinte forma:

$$\vec{v} = \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t} \quad (3.13)$$

Expandindo as variáveis ρ , p e \vec{B} da forma:

$$\rho = \rho_0 + \rho_1$$

$$p = p_0 + p_1$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{b}$$

e considerando apenas termos de primeira ordem de perturbação nas equações (3.9), (3.10) e (3.11) obtemos:

$$\rho = \rho_0 - \nabla \cdot (\rho \vec{\xi}) \quad (3.14)$$

$$p = p_0 - \vec{\xi} \cdot \nabla p_0 - \gamma p_0 \nabla \cdot \vec{\xi} \quad (3.15)$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \nabla \times (\vec{\xi} \times \vec{B}_0), \quad (3.16)$$

onde ρ_0 , p_0 e \vec{B}_0 dependem todos da variável \vec{r}_0 .

Substituindo (3.14)-(3.16) na equação de movimento (3.8) e desprezando os termos acima da primeira ordem em $\vec{\xi}$, temos a equação de movimento da forma [50]:

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} = \vec{F}(\vec{\xi}) \quad (3.17)$$

onde:

$$\vec{F}(\vec{\xi}) = \nabla(\gamma p \nabla \cdot \vec{\xi} + \vec{\xi} \cdot \nabla p) - \vec{b} \times (\nabla \times \vec{B}_0) - \vec{B}_0 \times (\nabla \times \vec{b}) - \vec{g} \nabla \cdot (\rho \vec{\xi}), \quad (3.18)$$

e

$$\vec{b} = \nabla \times (\vec{\xi} \times \vec{B}_0) \quad (3.19)$$

é a perturbação do campo magnético. Por simplicidade eliminamos o índice "0" nas variáveis ρ e p . O valor de $|\vec{\xi}|$ deve satisfazer a condição $|\vec{\xi}|^2 \ll |\vec{\xi}|$ para que as equações de movimento (3.17) sejam válidas. Isto se consegue normalizando o deslocamento de modo que $|\vec{\xi}| \ll 1$.

Consideremos uma configuração de plasma com simetria cilíndrica, de tal forma que o plano do equador do Sol coincide com um dos planos do cilindro perpendicular ao eixo z (Fig. 3.1). Podemos tomar valores de 0.01 a $0.1R_\odot$ para a altura do cilindro se levamos em conta que a trajetória dos neutrinos que atingem a Terra estão entre as latitudes 7°N e 7°S com relação ao plano do equador solar. Usando coordenadas cilíndricas (r, θ, z) com periodicidade na coordenada z e assumindo uma dependência

temporal tipo exponencial, $e^{-i\omega t}$, onde ω é a frequência da onda, o deslocamento $\vec{\xi}$ pode ser escrito como

$$\vec{\xi}(r, \theta, z, t) = \sum_{m,k} \vec{\xi}^{m,k}(r) e^{i(m\theta - kz - \omega t)}. \quad (3.20)$$

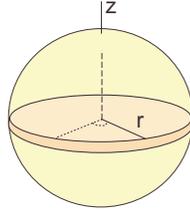


Figura 3.1: Configuração de plasma com simetria cilíndrica

Em coordenadas cilíndricas, a equação diferencial (3.17) pode ser desacoplada em uma equação diferencial de segunda ordem para ξ_r e duas relações que expressam ξ_θ e ξ_z em termos de ξ_r e $\frac{d(r\xi_r)}{dr}$ [51]. Assim, resolvendo a equação diferencial para ξ_r , obtêm-se as componentes do deslocamento $\vec{\xi}$, e as componentes da perturbação do campo magnético. Esta equação foi obtida por Hain e Lüst [52] e é da forma:

$$\frac{d}{dr} \left[f(r) \frac{d}{dr} (r\xi_r) \right] + h(r)(\xi_r) = 0 \quad (3.21)$$

onde

$$f(r) = \frac{\gamma p + B_0^2}{r} \frac{(w^2 - w_A^2)(w^2 - w_S^2)}{(w^2 - w_1^2)(w^2 - w_2^2)}, \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned} h(r) = & \rho\omega^2 - k^2 B_0^2 + g \frac{\partial \rho}{\partial r} \\ & - \frac{1}{D} g \rho^2 (\omega^2 \rho - k^2 B_0^2) \left[gH - \frac{\omega^2}{r} \right] \\ & - \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{D} \omega^2 \rho^2 g (\omega^2 \rho - k^2 B_0^2) \right] \end{aligned} \quad (3.23)$$

e

$$w_A^2 = \frac{k^2 B_0^2}{\rho}, \quad w_S^2 = \frac{\gamma p}{\gamma p + B_0^2} \frac{k^2 B_0^2}{\rho}, \quad (3.24)$$

$$w_{1,2}^2 = \frac{H(\gamma p + B_0^2)}{2\rho} \left\{ 1 \pm \left[1 - 4 \frac{\gamma p k^2 B_0^2}{(\gamma p + B_0^2)^2 H} \right]^{1/2} \right\}, \quad (3.25)$$

$$D = \rho^2 \omega^4 - H \left[\rho \omega^2 (\gamma p + B_0^2) - \gamma p k^2 B_0^2 \right], \quad (3.26)$$

$$H = \frac{m^2}{r^2} + k^2. \quad (3.27)$$

A equação de Hain-Lüst apresenta singularidades quando $f(r) = 0$, ou seja, quando $w^2 = w_A^2$ ou $w^2 = w_S^2$. Os valores das funções $w_A^2(r)$ e $w_S^2(r)$ para $0 \leq r \leq 1$ definem regiões de valores de w^2 que correspondem a autovalores impróprios. Ondas magnéticas associadas com estas frequências são chamadas de *modos localizados* pois são ondas localizadas na região em torno da singularidade. Os autovalores discretos da equação de Hain-Lüst encontram-se fora das regiões onde $w^2 = w_A^2$ e $w^2 = w_S^2$. Estes autovalores definem os modos globais que são associados com ondas magnéticas ao longo de todo o raio do Sol.

Estes resultados indicam que dois tipos de flutuações magnetohidrodinâmicas com diferentes períodos podem existir no Sol. O primeiro são as flutuações rápidas com períodos menores que um segundo. Flutuações desse tipo não produzem efeitos significativos na propagação do neutrino solar, porque nesses intervalos de tempo a média das mudanças de quiralidade não é observável. No entanto, outra classe de flutuações estáveis se apresenta para frequências quadradas que correspondem a períodos da ordem de 1 – 10 dias.

Ondas que se propagam num fluido compressível condutor, imerso num campo magnético, podem ser de dois tipos [53]. Um deles são as ondas transversais onde a movimentação do fluido e os deslocamentos das linhas do campo magnético são perpendiculares à direção de propagação da onda. Neste caso as oscilações dos elementos de fluido ocorrem sem que haja compressão ou rarefação de densidade e da pressão do plasma. Por esta razão estas ondas são caracterizadas por $\nabla \cdot \vec{\xi} = 0$. Ondas desse tipo são chamadas de *ondas de Alfvén*.

Num fluido compressível e condutor, na presença de um campo magnético, podem ocorrer também oscilações da pressão e densidade na direção de propagação de onda. São ondas longitudinais que criam regiões de compressão e rarefação do fluido, sendo, portanto, caracterizadas por $\nabla \cdot \vec{\xi} \neq 0$. Se o movimento das partículas (e a propagação da onda) é realizado ao longo das linhas de campo magnético não haverá perturbações no campo magnético, porque as partículas são livres para se movimentar nesta direção. Assim, nesse caso, as ondas serão simplesmente ondas de som propagando-se ao longo das linhas do campo magnético. Entretanto, se o movimento das partículas (e a propagação da onda) está na direção perpendicular ao campo magnético, aparece um tipo de onda longitudinal, chamada *onda magnetossônica* ou *onda magnetoacústica*.

Como o fluido é perfeitamente condutor, as linhas de força e o fluido movimentam-se juntos e as ondas magnetossônicas produzem compressões e rarefações nas linhas do campo magnético sem mudar sua direção.

Tipos de ondas que se propagam com um determinado ângulo com respeito ao campo magnético podem também existir. Tais casos são descritos em detalhe na referência [53].

3.3 Flutuações no Campo Magnético do Sol

A trajetória do neutrino desde o núcleo até a superfície do Sol é descrita pela coordenada radial do cilindro. Neste caso, podemos usar, para a condição de contorno em $r = 1$, o dado experimental do campo magnético na superfície solar que tem uma magnitude de ordem de $10 - 100$ G (este pode também atingir ordens acima de 10^3 G nas manchas solares). Em $r = 0$, a condição de contorno é dada pelo comportamento esperado de ξ_r : $\xi_r(r \rightarrow 0) = r^{|m|-1}$, obtido da condição de regularidade que uma função qualquer deve satisfazer quando escrita em coordenadas cilíndricas, isto é, ser

invariante com relação a θ em $r = 0$. Neste caso [54]: $\frac{\partial \xi_r}{\partial \theta}|_{r=0} = 0$.

Resolvendo numericamente a equação de Hain-Lüst (3.21), obtemos a componente ξ_r do vetor de deslocamento. Esta componente está associada às outras componentes de $\vec{\xi}$. Os valores de $m = 2$ e $k \sim 10^{-7}$ são considerados para a obtenção da solução da equação de Hain-Lüst (3.21), onde m pode ser arbitrário devido à periodicidade em θ e k está associado à altura do cilindro no plano do equador solar. O valor de $\gamma = 1.33$ é dado pelas experiências.

Substituindo a solução para $\vec{\xi}$ na equação (3.19), obtemos a perturbação do campo magnético que é adicionada ao campo no equilíbrio. Assim, a componente transversal do campo magnético $B_{\perp}(r)$, que é importante na evolução dos neutrinos (Eq.2.19), está dada por

$$B_{\perp}^2 = (B_{0z} + b_z)^2 + b_{\theta}^2.$$

As ondas magnetossônicas comprimem o campo magnético e o plasma solar e geram flutuações no perfil de equilíbrio do campo magnético e da densidade de matéria. Isto afeta diretamente a evolução dos neutrinos segundo a Eq.(2.19). No capítulo 4 veremos os resultados destes efeitos.

3.4 Flutuações da Densidade de Matéria e Limites da Heliosismologia

Da equação de evolução dos neutrinos, observamos que o mecanismo de precessão spin-sabor depende do campo magnético $B(r)$, assim como da densidade de matéria ao longo da trajetória do neutrino solar. As flutuações destas quantidades são descritas pela teoria magnetohidrodinâmica. A fim de completar a descrição destas quantidades e incluir as flutuações de matéria e seus respectivos limites heliosismológicos, consideremos as equações magnetohidrodinâmicas linearizadas (Eqs.(3.14-3.16,3.19)),

onde o espectro magnetohidrodinâmico é gerado por pequenos deslocamentos $\vec{\xi}$ a partir da configuração de equilíbrio. Particularmente estamos interessados nas flutuações magnéticas e nas flutuações de densidade de matéria geradas pelos deslocamentos $\vec{\xi}$, dados por:

$$\vec{b} = \vec{\nabla} \times (\vec{\xi} \times \vec{B}_0) \quad \text{e} \quad \delta\rho = \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{\xi}), \quad (3.28)$$

onde \vec{B}_0 é a configuração de equilíbrio do campo magnético e ρ é a distribuição de matéria solar calculada no Modelo Solar Padrão [16].

A região contínua do espectro magnetohidrodinâmico está associada com singularidades da equação de Hain Lüst [51]. Isto acontece quando a frequência da flutuação magnetohidrodinâmica é igual a:

$$w_A^2 = \frac{k^2 B_0^2}{\rho} \quad \text{ou} \quad w_S^2 = \frac{\gamma p}{\gamma p + B_0^2} \frac{k^2 B_0^2}{\rho}, \quad (3.29)$$

onde p é a pressão e $\gamma \approx 1.33$ é a razão dos calores específicos.

As frequências quadradas $w^2 = w_A^2$ and $w^2 = w_S^2$ definem as regiões contínuas no espectro magnetohidrodinâmico [51]. Ondas magnéticas e flutuações de densidade de matéria com estas frequências são chamadas de modos localizados pois apresentam o fato interessante de oscilarem ao redor da posição r_s onde ocorre a singularidade [55].

Existem alguns métodos para se superar o problema da singularidade na equação de Hain-Lüst associada aos modos localizados. Um destes métodos sugere a inclusão de uma constante arbitrária ia para contornar a singularidade de tal forma que $w^2 \rightarrow w^2 + ia$ [56]. Portanto, a magnitude de a , a qual é diretamente relacionada à largura da flutuação localizada, é um valor arbitrário o que não pode ser eliminado em uma solução exata da equação de Hain-Lüst envolvendo o espectro contínuo.

Um outro método para contornar numericamente as singularidades associadas com o espectro contínuo é introduzir uma camada de resistividade na posição da singularidade [56]. A largura desta camada está diretamente relacionada com a largura

δr da flutuação magnética ou da flutuação da densidade de matéria a qual pode ser estimada [57]:

$$\delta r \approx 8\pi \left(\frac{\eta}{\mu_0 \omega(r_s)} \right)^{1/3} \left(\frac{2b}{B} - \frac{\rho_1}{\rho} \right)^{-1/3}, \quad (3.30)$$

onde μ_0 é a permeabilidade no vácuo e o η é a resistividade do Sol. Neste cenário particular, δr tem o valor de 10^{-1} (normalizado ao raio solar).

Para analisar as conseqüências das ondas localizadas sobre as observações do fluxo de neutrinos solares, temos que definir a amplitude das possíveis flutuações magnéticas e de densidade de matéria. O campo magnético solar é relativamente livre para flutuar sempre que a pressão $B^2/8\pi$ for suficientemente pequena comparada com a pressão de gás p , a qual é dominante [13, 14] se consideramos a distribuição da densidade de matéria ρ predita no Modelo Solar Padrão e o valor do campo magnético da ordem daqueles citados nas referências [45] para resolver a anomalia do neutrino solar. De fato, neste caso, $B^2/8\pi p$ varia da ordem de aproximadamente 10^{-6} nas regiões centrais do Sol até a ordem de 10^{-4} perto da superfície solar. A partir deste argumento, o campo magnético pode ser tão grande quanto 10^6 kG no centro do Sol ou 10^4 kG na zona convectiva. Muitos limites sobre o campo magnético na zona convectiva existem nas referências [58, 59] onde a discussão está baseada nos efeitos não-lineares os quais eventualmente limitam o crescimento dos campos magnéticos criados pelo processo do dínamo. Um limite superior obtido da referência [58] é $\sim 10^6$ kG. Portanto, flutuações do campo magnético solar da mesma ordem de grandeza que dos campos magnéticos das Eqs.(3.1) - (3.3) podem ser encontradas no interior do Sol.

Alguma coisa diferente acontece com possíveis flutuações da densidade de matéria. A maior flutuação de densidade $\delta\rho$ dentro do Sol é induzida pela flutuação de temperatura devido à convecção de matéria entre camadas a diferentes temperaturas. Uma

estimativa de tal efeito se apresenta na referência [60] e é dado por:

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = m_p g(r - r_0) \frac{\delta T}{T^2} = \frac{r - r_0}{R_0} \frac{\delta T}{T}, \quad (3.31)$$

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 do Sol) é um fator numérico vindo da distribuição da densidade de matéria padrão [13, 14]. Sendo que $\sqrt{\langle \delta T^2 \rangle}/T \simeq 0.05$ não está em conflito com as observações da heliosismologia [12], tomamos $(r - r_0)/R_0 \simeq 1$, levando-se em conta flutuações de densidade $\delta\rho/\rho$ menores que 10%. De fato, numa análise precisa das conseqüências da heliosismologia sobre as flutuações da densidade de matéria [61] foi concluído que $\delta\rho/\rho$ podem ser muito grandes (maiores que 10%) somente para partes bastante internas do Sol ($r < 0.04$) como também para as regiões perto da superfície ($r > 0.98$). Para $0.04 < r < 0.25$, $r \simeq 0.25$ e na região onde $0.4 < r < 0.9$, $\delta\rho/\rho$ é aproximadamente 5%. Impomos estas restrições como condições de contorno para as amplitudes das flutuações de densidade que serão consideradas posteriormente.

Capítulo 4

Flutuações no Fluxo de Neutrinos Solares - Resultados

Considerando um momento magnético de transição do neutrino diferente de zero, a interação dos neutrinos com o campo magnético gera uma precessão spin-sabor, a qual é governada pela seguinte equação de evolução [62]:

$$i \frac{d}{dr} \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \bar{\nu}_{xR} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} G_F \alpha N_e(r) - \frac{\Delta m^2}{4E} & \mu_\nu |\vec{B}_\perp(r)| \\ \mu_\nu |\vec{B}_\perp(r)| & -\frac{\sqrt{2}}{2} G_F \alpha N_e(r) + \frac{\Delta m^2}{4E} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ \bar{\nu}_{xR} \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

onde L (R) representa a componente de mão-esquerda (mão-direita) do campo do neutrino, $\Delta m^2 = |m_L^2 - m_R^2|$ é a diferença de massas ao quadrado, E é a energia do neutrino, G_F é a constante de Fermi, $N_e(r)$ é o número de distribuição de densidade eletrônica e $|\vec{B}_\perp(r)|$ é a componente transversal do campo magnético. A distribuição de densidade de nêutrons e elétrons em todos os pontos internos do Sol é dada pela relação $N_n \sim \frac{1}{6} N_e$, e o valor de α é definido como $\alpha = \frac{5}{6}$ pois a distribuição de densidade efetiva é dada por $N_{ef} = N_e(r) - N_n(r)$ para neutrinos de Majorana, que é o caso em que os estados finais de mão direita (ν_R) são antineutrinos ativos não-eletrônicos. Para neutrinos de Dirac, $N_{ef} = N_e(r) - \frac{1}{2} N_n(r)$, ou seja, $\alpha = \frac{11}{12}$, os estados finais de mão direita são neutrinos estéreis não-eletrônicos [62]. Neste trabalho consideramos neutrinos de Majorana. A diferença entre neutrinos de Dirac ou Majorana leva a um fator multiplicativo $\frac{10}{11}$, que não implica em alterações importantes nas nossas

conclusões, as quais são, nesta forma, válidas para neutrinos de Majorana ou neutrinos de Dirac.

A distribuição de densidade usada na equação de evolução eletrônica está baseada no Modelo Solar Padrão, que implica em que $10^{-16} \text{ eV} \leq (\frac{\sqrt{2}}{2})G_F N_e(r) \leq 10^{-12} \text{ eV}$. Para encontrar uma apreciável conversão spin-sabor dos neutrinos, as outras quantidades relevantes na Eq.(4.1), $\frac{\Delta m^2}{4E}$ e $\mu_\nu |\vec{B}_\perp(r)|$, devem ser aproximadamente da mesma ordem que $(\frac{\sqrt{2}}{2})G_F N_e(r)$. Levando em conta os campos magnéticos das Eqs.(3.1)-(3.3) e tomamos $\mu_\nu \approx 10^{-11} \mu_B$ (μ_B é o magneton de Bohr), a quantidade $\mu_\nu |\vec{B}_\perp(r)|$ varia de aproximadamente 10^{-14} eV nas partes centrais do Sol a 10^{-15} eV no começo da zona convectiva e valores menores que 10^{-16} eV na superfície solar. Para os campos magnéticos nas Eqs.(3.4) e (3.5), usamos $\mu_\nu = 2 \times 10^{-12} \mu_B$, que implica em que $\mu_\nu |\vec{B}_\perp(r)|$ seja da mesma ordem que $(\frac{\sqrt{2}}{2})G_F N_e(r)$ na zona convectiva.

4.1 Modos Normais Localizados

4.1.1 Análise com o Campo $B(r)$ Perturbado

Adotamos a seguinte suposição fenomenológica em nossos cálculos: modos contínuos introduzem flutuações magnéticas de forma gaussiana centrados em r_S , com largura δr e amplitude dada por uma fração do campo magnético no equilíbrio na posição da singularidade, de tal forma que a magnitude da componente transversal do campo magnético, que é relevante para a conversão spin-sabor do neutrino, possa flutuar da seguinte forma:

$$|\vec{B}_\perp(r)| = |\vec{B}_0(r)| + b_0 |\vec{B}_0(r_S)| \exp \left[- \left(\frac{r - r_S}{\delta r} \right)^2 \right] \sin [w(r_S)t]. \quad (4.2)$$

Impomos que $w(r_S) = w_A$ ou $w(r_S) = w_S$. Note que a forma da perturbação, sendo exatamente gaussiana, não é crucial para a conversão spin-sabor, uma vez que os neutrinos são sensíveis ao campo magnético médio ao redor de r_S . Além disso,

os valores da largura e a amplitude da flutuação não são únicas quando se resolve de forma exata a equação de Hain-Lüst. Portanto, não estamos perdendo nenhuma consequência importante da conversão spin-sabor com esta solução aproximada.

Para os perfis de equilíbrio consideradas no capítulo 3, o período dos modos localizados varia de 1 a 10 dias, como podemos ver na Fig. 4.1.

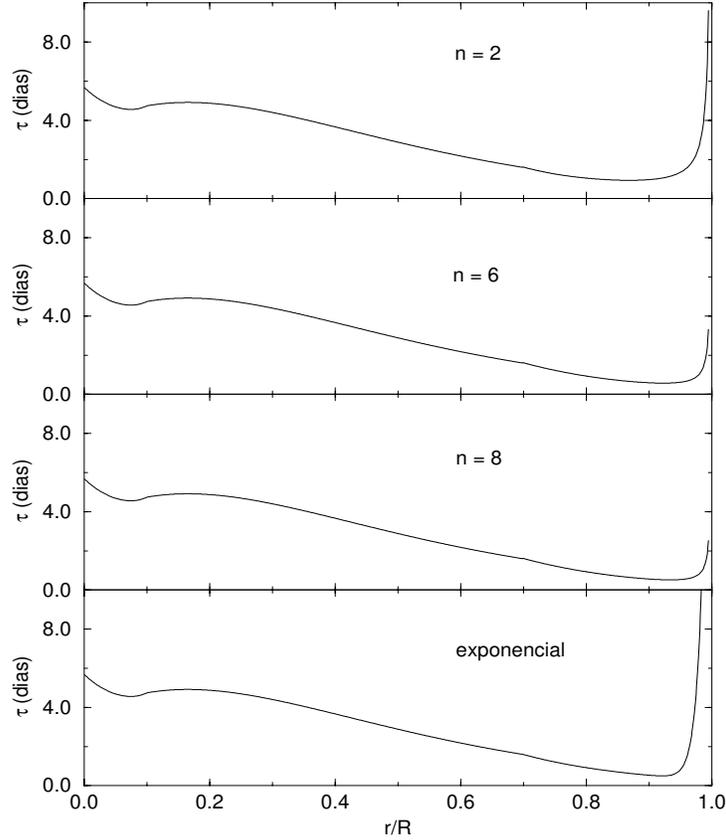


Figura 4.1: Períodos das flutuações magnetohidrodinâmicas para o espectro contínuo para o perfil de equilíbrio da eq.(3.2) quando a) $n = 2$, $n = 6$, c) $n = 8$ e d) o perfil exponencial da eq.(3.3).

A perturbação magnética está dada pela equação (3.19):

$$\vec{b} = (\vec{B}_0 \cdot \vec{\nabla}) \vec{\xi} - \vec{B}_0 (\vec{\nabla} \cdot \vec{\xi}) - (\vec{\xi} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B}_0. \quad (4.3)$$

Os dois últimos termos indicam que a direção do campo magnético no equilíbrio é uma direção privilegiada para a perturbação magnética. Neste trabalho estamos interessados na variação da magnitude do campo magnético perpendicular à direção da

propagação dos neutrinos. Quando a direção da perturbação coincide com a direção do campo no equilíbrio, o efeito da perturbação sobre a magnitude do campo magnético perpendicular é máximo. Neste caso, $b_0 = \frac{|\vec{b}|}{|\vec{B}_0|}$ e a amplitude da perturbação magnética que aparece na Eq. (4.2) é $|\vec{b}|$.

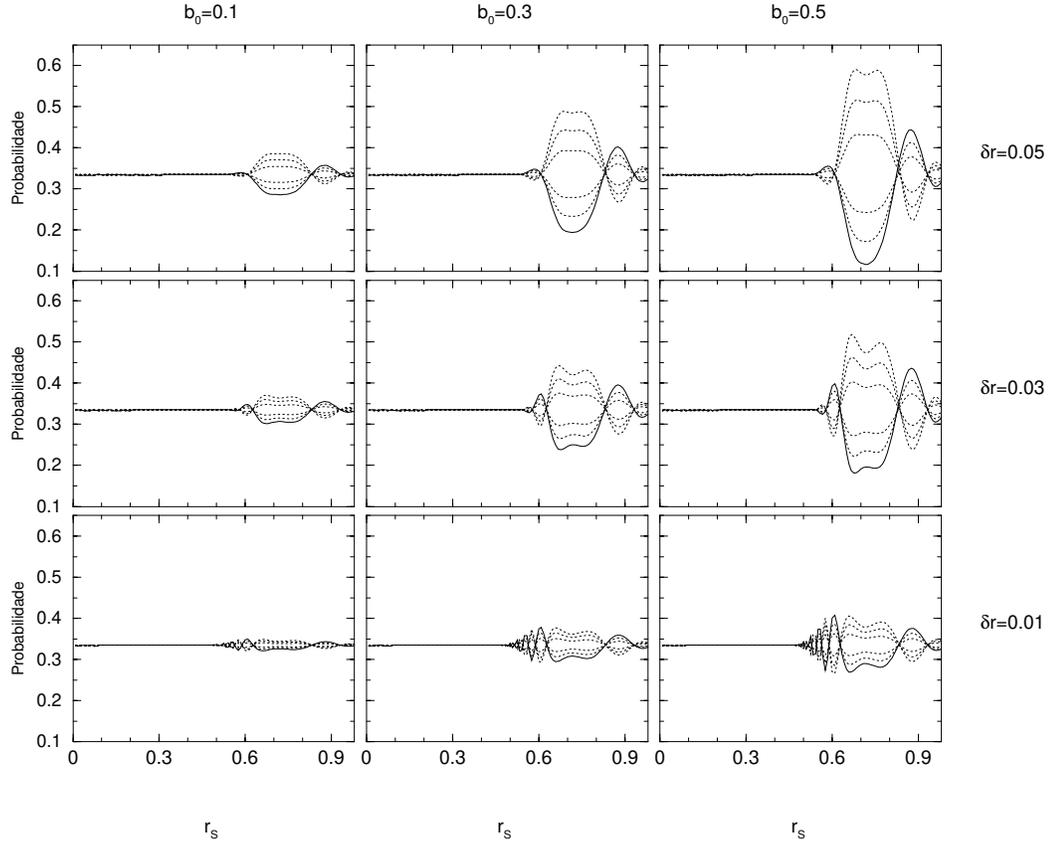


Figura 4.2: Probabilidade de sobrevivência $P(\nu_L \rightarrow \nu_L)$ dos neutrinos ativos após interagir com o campo magnético perturbado como função da posição r_s (normalizado pelo raio solar) da singularidade de Hain-Lüst para os valores mostrados com δr e fator de amplitude b_0 . ($\frac{\Delta m^2}{4E} = 5 \times 10^{-15}$ eV, e $n = 2$)

O tamanho do fator de amplitude b_0 , embora não seja muito limitado pelo equilíbrio hidrostático solar, não pode ser grande devido às equações de movimento linearizadas (3.17), implicando que $\frac{|\vec{b}|}{|\vec{B}_0|} < 1$. O erro associado a esta aproximação é $\sigma \approx (\frac{|\vec{b}|}{|\vec{B}_0|})^2$. O máximo valor possível para a razão $\frac{|\vec{b}|}{|\vec{B}_0|}$ está relacionado com uma clara distinção

estatística entre o valor máximo e o valor mínimo do campo magnético perturbado, o qual é dado aproximadamente por $(\frac{|b|}{|B_0|}) \cdot \frac{1}{\sigma}$ (em unidades de σ). Para ter uma mínima distinção de 2σ entre o campo magnético máximo e mínimo, escolhamos um máximo valor da perturbação, assim: $b_0 \approx \frac{|b|}{|B_0|} = 0.5$.

Considerando os perfis de campo magnético dado pelas Eqs.(3.1)-(3.3), a distribuição de densidade de matéria solar dada pelo Modelo Solar Padrão (Eq. 3.6), o período da onda centrada no ponto da singularidade variando de 1 a 10 dias e um valor típico da resistividade do Sol [63], obtemos que a largura da onda normalizada pelo raio do Sol é $\delta r \approx 10^{-4} - 10^{-1}$. Porém, estes números são estimativas uma vez que a resistividade na parte interna do Sol é uma quantidade dependente do modelo [63]. Em nossos cálculos levamos em conta que δr varia de 1% a 5% do raio solar.

A quantidade chave de nossa análise é a probabilidade de sobrevivência $P(\nu_L \rightarrow \nu_L)$ de um neutrino solar ativo que atinge a superfície da Terra depois de ter interagido com o campo magnético solar perturbado pela onda magnética localizada. Para apreciar a relevância da posição da perturbação dentro do Sol, sua largura e amplitude sobre a probabilidade de sobrevivência do neutrino solar, mostramos na Fig. 4.2 esta probabilidade como função da posição r_S onde a singularidade da equação de Hain-Lüst acontece, para vários valores da largura δr e do fator de amplitude b_0 das ondas localizadas. Usamos o perfil do campo magnético das Eqs.(3.1) e (3.2), com $n = 2$ e $\frac{\Delta m^2}{4E} = 5 \times 10^{-15}$ eV.

São mostradas seis curvas em cada um dos nove gráficos da fig. 4.2. Estas linhas correspondem a seis deformações da flutuação magnética Eq.(4.2) a partir da situação onde a flutuação é máxima (linha contínua), onde o campo magnético médio tende a aumentar até o caso oposto onde a flutuação diminui a média do campo magnético. Tomamos os valores $\omega_{(r_s)}t = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{4}, \frac{7\pi}{8}, \frac{9\pi}{8}, \frac{5\pi}{4}$ e $\frac{3\pi}{2}$, respectivamente.

Da Fig. 4.2 observamos que, se $r_S < 0.5$, nenhum efeito apreciável de uma flutuação

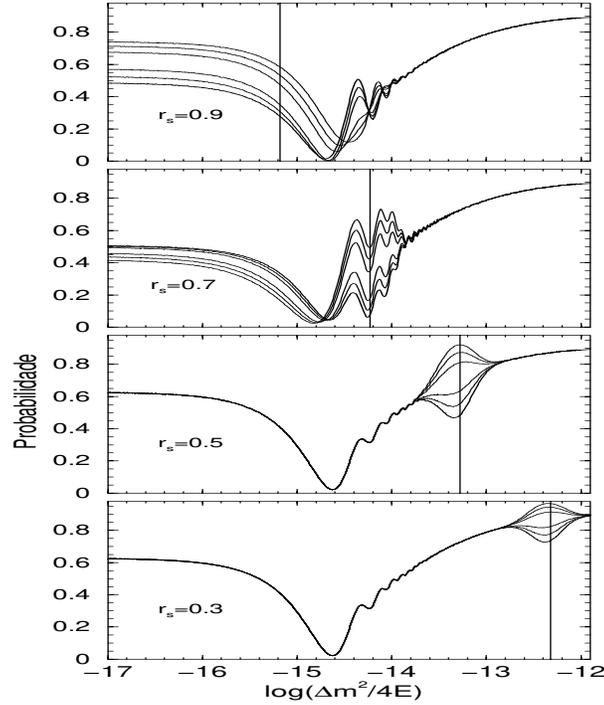


Figura 4.3: Probabilidade de sobrevivência $P(\nu_L \rightarrow \nu_L)$ como função de $\log(\frac{\Delta m^2}{4E})$ (em unidades de eV.) para a posição r_S mostrada da onda magnética. As linhas verticais indicam o valor de $\frac{\Delta m^2}{4E}$ correspondente à ressonância coincidindo com a posição indicada da singularidade r_S . Consideramos o perfil magnético de equilíbrio (3.2) para $n = 6$.

localizada sobre o campo magnético solar será sentido pelos neutrinos solares. Isto pode ser entendido pelo fato que para $r_S < 0.5$, a seguinte relação é válida:

$$\left(\frac{\sqrt{2}}{2}\right)G_F\alpha N_e(r) - \frac{\Delta m^2}{4E} \gg \mu_\nu |\vec{B}_\perp(r)| \quad (4.4)$$

e, conseqüentemente, a conversão spin-sabor é desprezível. O valor escolhido para $\frac{\Delta m^2}{4E}$ induz uma ressonância [64] nas equações de evolução Eq.(4.1) em $r = 0.71$. Devido à ressonância ser uma zona privilegiada para a conversão dos neutrinos, podemos entender porque, se r_S está perto da região da ressonância, a probabilidade de sobrevivência será mais sensível a flutuações do campo magnético. A partir desta figura podemos também notar que efeitos apreciáveis das flutuações magnéticas podem ser observados

nos experimentos de neutrinos solares se $b_0 > 0.1$ e $\delta r > 0.01$. No caso onde $b_0 = 0.1$ e $\delta r = 0.01$, os efeitos das flutuações magnéticas podem ser observados somente em experimentos sensíveis a variações de 5% do fluxo de neutrinos solares. Conclusões similares são obtidas quando usamos os outros perfis magnéticos (Eqs.(3.2) e (3.3)).

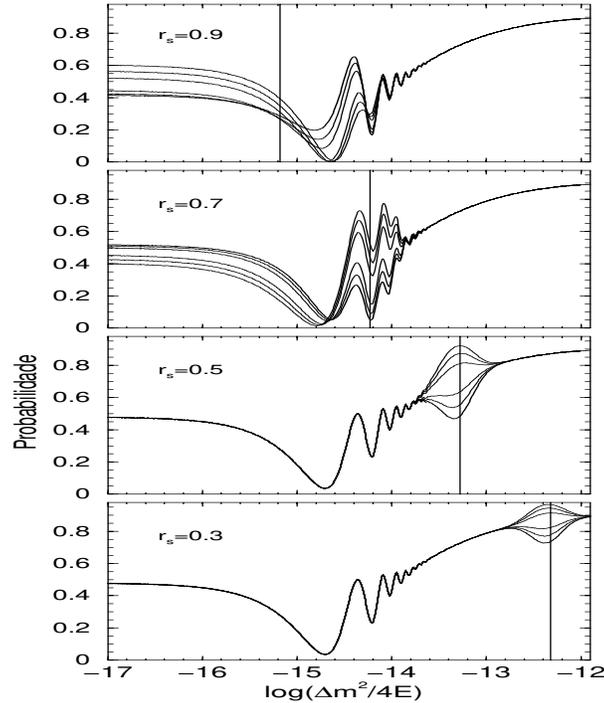


Figura 4.4: O mesmo que a figura anterior, com o campo magnético de equilíbrio tipo exponencial (3.3).

Na Fig. 4.2, pode se observar que existem valores particulares de r_S para os quais não há nenhuma variação temporal da probabilidade de sobrevivência $P(\nu_L \rightarrow \nu_L)$. No entanto, note que um valor fixo da flutuação magnética correspondente, por exemplo, às linhas contínuas nesta figura, pode levar a um aumento ou uma deflexão da probabilidade de sobrevivência do neutrino, dependendo do valor de r_S . Isto significa que um incremento no campo magnético não necessariamente diminui o fluxo detectável do neutrino solar e vice-versa. Isto pode ser entendido considerando as oscilações spin-

sabor no interior do Sol. De fato, $P(\nu_L \rightarrow \nu_L)$ evolui ao longo da distância radial r a partir do centro do Sol de tal forma que esta apresenta fortes variações ao redor da uma ressonância. Na Fig. 4.2 usamos um valor de $\frac{\Delta m^2}{4E}$ de tal forma que uma ressonância acontece em $r = 0.71$. Portanto, justamente após esta região, uma grande parte dos neutrinos será de mão-direita e, portanto, se acrescentamos o campo magnético após a ressonância, a conversão spin-sabor aumenta. Isto significa que em tal situação muitos neutrinos de mão-direita serão convertidos em neutrinos de mão-esquerda. Portanto, no caso do Sol, a amplificação do fluxo de neutrinos ativos pode ser causada por um incremento localizado do campo magnético solar e vice-versa.

O mais relevante nas observações de neutrinos solares é a dependência da energia da probabilidade de sobrevivência. Nas Figs. 4.3-4.4, mostra-se esta como função de $\frac{\Delta m^2}{4E}$ para os valores indicados de r_S . Os perfis magnéticos usados nestas figuras são aqueles mostrados nas Eqs.(3.1, 3.2), para $n = 6$, e nas Eqs.(3.1, 3.3) respectivamente, e consideramos $b_0 = 0.5$ e $\delta r = 0.05$. Nestas figuras a linha grossa indica o instante quando a flutuação magnética é máxima e as outras são deformações sucessivas do tempo desta flutuação, com os mesmos valores de $w(r_S)t$ usados na Fig. 4.2. Na Fig. 4.3, as linhas verticais indicam o valor de $\frac{\Delta m^2}{4E}$ correspondente a uma ressonância coincidente com a posição da singularidade r_S indicada. Notamos que a presença de flutuações magnéticas localizadas modificará o espectro do fluxo de neutrinos solares originados no Sol. Em geral, neutrinos de mais baixa energia são menos afetados pela precessão spin-sabor que os neutrinos de mais alta energia. Portanto, flutuações da probabilidade de sobrevivência são máximas quando r_S está próxima à região de ressonância e estão bem localizadas no espaço $\frac{\Delta m^2}{4E}$ para $r_S \leq 0.7$. Para $r_S = 0.9$, a posição das flutuações no espaço é menos determinada. Porém, ondas localizadas próximas à superfície solar levam a um quadro onde a probabilidade de sobrevivência $P(\nu_L \rightarrow \nu_L)$ pode ser facilmente distinguida daquelas gerados por ondas internas loca-

lizadas.

4.1.2 Análise com o Campo $B(r)$ e densidade $\rho(r)$ Perturbados

Flutuações magnéticas da forma da Eq.(4.2) e flutuações da densidade de matéria da forma (similar à Eq.(4.2))

$$\delta\rho(r, t) = \epsilon_\rho \rho(r_s) \exp \left[- \left(\frac{r - r_s}{\delta r} \right)^2 \right] \sin [w(r_s)t], \quad (4.5)$$

onde ϵ_ρ é a amplitude da densidade de matéria, induzem flutuações na probabilidade de sobrevivência $P(\nu_L \rightarrow \nu_L)$. Os resultados de nossa análise são mostrados na Fig. 4.5. Nesta figura apresentamos a amplitude ΔP das flutuações da probabilidade de sobrevivência em função do logaritmo da diferença de massas dos auto-estados físicos dividido pela energia do neutrino ($\log(\frac{\Delta m^2}{4E})$), para alguns valores de r_s (posição do modo localizado). Mostramos o fenômeno para $r_s = 0.5, 0.9$ e para $r_s \approx 0.7$ onde a amplitude de probabilidade é máxima. Adotamos o perfil de campo magnético dado na Eq.(3.1, 3.2), com $n = 6$. Outros perfis de campos magnéticos mostrados nas Eqs.(3.1, 3.2), com $n = 2, 8$ e Eqs.(3.1, 3.3) geram conseqüências muito similares de flutuações magnetohidrodinâmicas sobre a probabilidade de sobrevivência dos neutrinos solares e não são mostrados aqui. Assumimos que a amplitude da densidade de matéria ϵ_ρ e a amplitude da flutuação do perfil do campo magnético ϵ_B , variam entre 0 a 5% como é indicado na figura 4.5. As linhas verticais indicam o valor de $\log(\frac{\Delta m^2}{4E})$ que correspondem à ressonância que coincide com a singularidade indicada r_s . Podemos observar que as flutuações da probabilidade de sobrevivência são máximas perto das regiões das ressonâncias e são bem localizadas em $\frac{\Delta m^2}{4E}$ para $r_s \leq 0.7$.

Verificamos também que, para valores fixos de r_s e $\frac{\Delta m^2}{4E}$, a probabilidade correspondente varia linearmente com a magnitude da amplitude da densidade de matéria $\delta\rho$ e/ou com a flutuação do campo magnético δb . Por exemplo, quando $\epsilon_\rho = \epsilon_b$,

a máxima flutuação que corresponde aos campos magnéticos dados na Eq.(3.1, 3.2) ocorre em $r_s = 0.69$ e pode ser escrita como $\Delta P \approx 2.20 \times 10^{-2} \epsilon_\rho$ para $n = 2$, $\Delta P \approx 2.48 \times 10^{-2} \epsilon_\rho$ para $n = 6$ e $\Delta P \approx 2.64 \times 10^{-2} \epsilon_\rho$ para $n = 8$. Considerando o comportamento exponencial do campo magnético na zona convectiva, a amplitude máxima da probabilidade de sobrevivência ocorre em $r_s = 0.68$ e apresenta o seguinte comportamento linear ϵ_ρ : $\Delta P \approx 2.81 \times 10^{-2} \epsilon_\rho$.

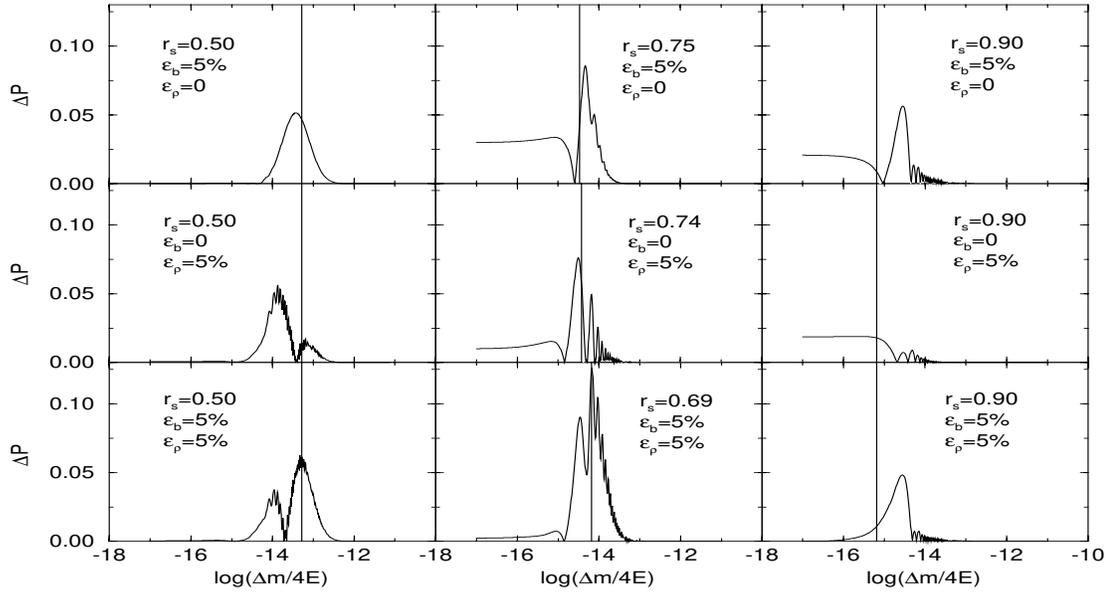


Figura 4.5: Amplitude ΔP da probabilidade de sobrevivência em função de $\log(\frac{\Delta m^2}{4E})$ para alguns valores de r_s . A amplitude de probabilidade máxima ocorre ao redor de $r_s = 0.7$. As linhas verticais correspondem à ressonância que coincide com a singularidade r_s .

4.2 Modos Normais Globais

4.2.1 Análise com o Campo $B(r)$ e densidade $\rho(r)$ Perturbados

Resolvemos a equação de Hain-Lüst e calculamos o espectro MHD e suas conseqüências sobre a propagação dos neutrinos solares levando em conta certos valores para os perfis da densidade de matéria solar, pressão, campo magnético e momento magnético.

Para a distribuição de densidade de matéria, ρ_0 , e para a pressão, p , consideramos

a predição do Modelo Solar Padrão, ou seja, uma configuração exponencial monotona-mente decrescente na direção radial desde o centro do Sol até a superfície [14]. Este perfil de densidade foi usado para calcular a aceleração da gravidade.

Os modos globais obtidos com os campos magnéticos usados na análise do efeito das ondas localizadas são similares. Portanto, apresentamos o efeito destes modos sobre o fenômeno de precessão ressonante spin-sabor, para um destes campos magnéticos, o qual dá uma boa representação dos outros.

Calculamos os autovalores da equação de Hain-Lüst fora do espectro contínuo determinado pelas funções $w^2 = w_A^2$ e $w^2 = w_S^2$. Neste caso temos $w^2 \approx w_A^2$ devido ao fato que a pressão magnética é muito pequena comparada com a pressão de gás ($B_0^2 \ll \gamma p$). Como w_A e w_S dependem linearmente de B , os perfis magnéticos usados foram tais que não existe valor para r para o qual B é zero, porque se, $w_A = 0$ ou $w_S = 0$, significa que o contínuo estende-se até $w = 0$ e desta forma todos os modos de oscilação abaixo do contínuo podem ser eliminados. Por outro lado, é muito razoável que o campo magnético seja diferente de zero dentro da superfície do Sol, se escolhermos perfis magnéticos com valores de $\sim 10^5$ na zona convectiva.

Para os perfis magnéticos dados pelas Eqs.(3.1) e (3.2) obtemos possíveis soluções para $w^2 > 4.40 \times 10^{-6} \text{s}^{-2}$ ou $w^2 > 5.98 \times 10^{-6} \text{s}^{-2}$, isto dá um período de $\tau < 1.65$ dias ou $\tau > 12.14$ dias, respectivamente. Para os perfis magnéticos dados em (3.1) e (3.3) temos $w^2 > 2.62 \times 10^{-5} \text{s}^{-2}$ ou $w^2 > 3.56 \times 10^{-7} \text{s}^{-2}$, que dá $\tau < 2.72$ dias ou $\tau > 20.42$ dias, respectivamente.

Estamos considerando a distribuição de números de elétrons do Modelo Solar Padrão, implicando que $10^{-16} \text{eV} \leq (\frac{\sqrt{2}}{2})G_F N_e(r) \leq 10^{-12} \text{eV}$. A fim de encontrar uma conversão apreciável de spin-sabor do neutrino governada pelas equações de movimento (4.1), temos que permitir que as duas quantidades relevantes nestas equações, ou seja $\frac{\Delta m^2}{4E}$ e $\mu_\nu |\vec{B}_\perp(r)|$, sejam aproximadamente da mesma ordem que $(\frac{\sqrt{2}}{2})G_F N_e(r)$.

Considerando os campos dados pelas equações (3.1), (3.2), (3.3), se tomamos $\mu_\nu \approx 10^{-11} \mu_B$ (μ_B é o magneton de Bohr), a quantidade $\mu_\nu |\vec{B}_\perp(r)|$ varia de aproximadamente 10^{-14} eV na parte central do Sol até 10^{-15} eV no começo da zona convectiva e valores menores que 10^{-16} eV na superfície solar, dando a ordem de magnitude necessária para uma conversão apreciável. Para o campo magnético dado na Eq.(3.4) usamos $\mu_\nu = 2 \times 10^{-12} \mu_B$, o qual leva a que $\mu_\nu |\vec{B}_\perp(r)|$ seja da mesma ordem que $(\frac{\sqrt{2}}{2}) G_F N_e(r)$ na zona convectiva.

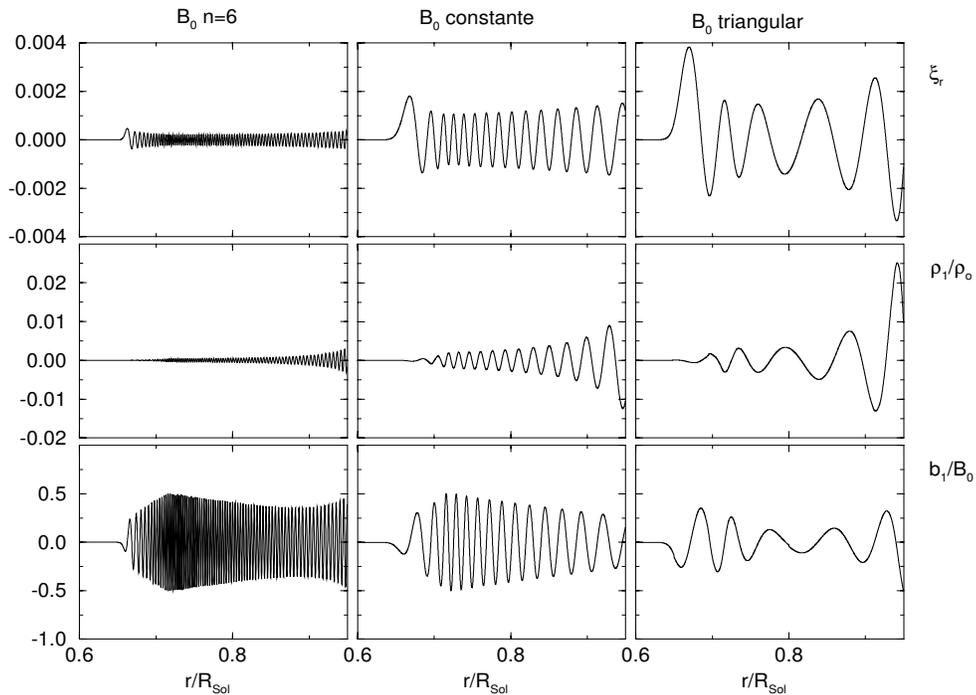


Figura 4.6: Perfil de a) ξ_r , depois da normalização, b) $\frac{\rho_1}{\rho_0}$ e c) $\frac{b_1}{B_0}$ derivadas do efeito da magnetohidrodinâmica para os perfis magnéticos dados nas eqs. (3.1) e (3.2) ($B_0 n = 6$), Eq.(3.5) (B_0 constante) e nas Eqs.(3.1) e (3.4) (B_0 triangular).

Na primeira linha da Fig. 4.6 mostramos o perfil do deslocamento radial ξ_r calculado a partir da equação de Hain-Lüst, quando os perfis magnéticos dados nas Eqs.(3.1), (3.2), (3.3) e (3.4), respectivamente, são levados em conta. É importante

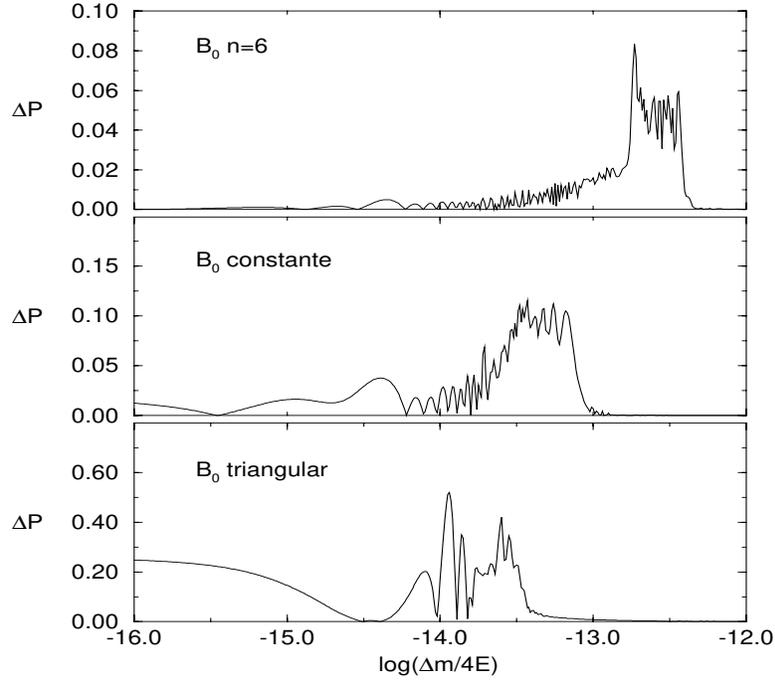


Figura 4.7: Amplitude ΔP da probabilidade de sobrevivência em função de $\frac{\Delta m^2}{4E}$ para os perfis magnéticos dado nas Eqs.(3.1) e (3.2) (B_0 n=6), a equação (3.4) (B_0 constante) e as Eqs.(3.1) e (3.3) (B_0 triangular).

notar que claramente aparecem diferentes comprimentos de onda ξ_r para cada um dos perfis usados. Isto se nota também nas flutuações MHD da densidade de matéria $\frac{\rho_1}{\rho_0}$ e do campo magnético $\frac{b}{B_0}$ os quais são calculados diretamente a partir de ξ_r e são mostrados na segunda e terceira linha da Fig. 4.6, respectivamente.

As soluções de Hain-Lüst mostradas na Fig. 4.6 são encontradas na região do espectro MHD onde as frequências são menores que as frequências no contínuo: $\omega^2 < \omega_A^2 \approx \omega_S$. O período das soluções encontradas acima do contínuo é menor que $O(1 \text{ sec})$, portanto, muito pequeno para ser detectada pelos experimentos atuais.

Na Fig. 4.7 apresentamos os efeitos sobre a probabilidade de sobrevivência dos neutrinos eletrônicos quando as perturbações ρ_1 e b são incluídas nas equações de evolução (4.1). Nesta figura plotamos a diferença da probabilidade calculada em duas diferentes situações: quando o efeito das perturbações MHD incrementam maximamente a

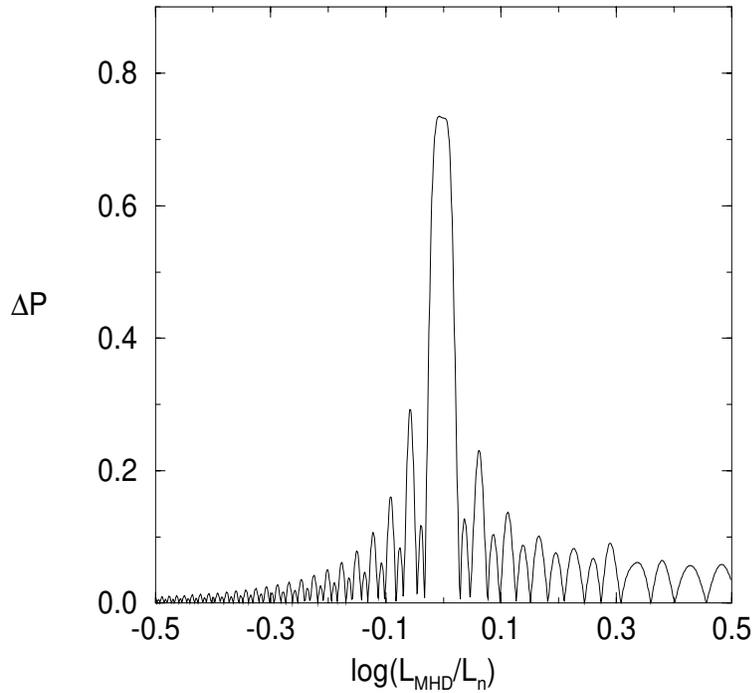


Figura 4.8: A mesma probabilidade de sobrevivência apresentada na Fig. 4.7, quando levamos em conta um campo magnético constante, mas variando a razão entre o comprimento de onda da perturbação e o comprimento de oscilação do neutrino.

probabilidade de sobrevivência e o caso oposto quando as perturbações contribuem destrutivamente, diminuindo esta probabilidade.

Vemos que a faixa de valores de $\frac{\Delta m^2}{4E}$ para a qual esta diferença é significativa varia para cada perfil de campo magnético considerado. Esta é uma consequência direta da aparição de uma ressonância paramétrica [65] na evolução do neutrino devido às perturbações MHD ao longo de sua trajetória. Para entender este efeito temos que considerar o comprimento de oscilação do neutrino. Quando temos um comprimento de oscilação do neutrino similar ao comprimento de oscilação das perturbações magnetohidrodinâmicas, acontece uma amplificação significativa da conversão de quiralidade do neutrino. Esta é a ressonância paramétrica, a qual é claramente observada na probabilidade de sobrevivência do neutrino. Em outras palavras, quando o neutrino evolui,

acontece uma conversão intensa de neutrinos de mão-esquerda a neutrinos de mão-direita, enquanto o campo magnético é incrementado pela perturbação. Ao contrário, quando a oscilação do neutrino tenta levar a uma conversão oposta de neutrinos de mão-direita a neutrinos de mão-esquerda, esta coincide com um período de campo magnético mais baixo e a conversão é suprimida. Se o comprimento da perturbação é muito diferente do comprimento de oscilação do neutrino, o efeito não será relevante e assim podemos entender o comportamento longe dos picos na Fig. 4.7. A Fig. 4.8 ilustra este efeito, plotamos a mesma diferença de probabilidade de sobrevivência mostrada na Fig. 4.7 levando em conta o campo magnético constante, mas variando a razão entre o comprimento de perturbação e o comprimento de oscilação do neutrino.

Se compararmos as diferentes perturbações MHD da Fig. 4.6 geradas pelas diferentes configurações de campos magnéticos, vemos que eles diferem substancialmente em seus típicos comprimentos de onda e podemos associar o comprimento de onda menor (caso (3.4)) com a ressonância paramétrica na faixa de energia mais baixa, e o comprimento de oscilação maior (caso (3.5)) com a faixa mais alta de energia do neutrino. Para apresentar um exemplo quantitativo, podemos calcular o comprimento de onda da perturbação usando uma configuração particular do campo magnético. Consideremos o caso (3.4) e comparemos o correspondente comprimento de oscilação, onde o efeito da probabilidade de sobrevivência é significativo. Para esta configuração de campo magnético, temos um comprimento de onda da perturbação aproximado de $7 \times 10^{-3} R_{\odot}$, ou equivalente, $2 \times 10^{13} \text{eV}^{-1}$. A faixa de efeito significativa na probabilidade leva a um comprimento de oscilação do neutrino que é da ordem de $\sim 2 - 6 \times 10^{13} \text{eV}^{-1}$. Isto deixa evidente a importância da ressonância paramétrica na probabilidade de sobrevivência dos neutrinos solares.

Se assumimos que o mecanismo de precessão ressonante spin-sabor é a razão do déficit da observação experimental dos neutrinos solares, uma magnitude típica do

parâmetro Δm^2 é $O(10^{-7} - 10^{-8})$ eV² [43]. Colocando estes números nos resultados mostrados na Fig. 4.7 concluímos que neutrinos de baixa energia serão mais sensíveis às ressonâncias paramétricas. Neste caso, a classe de perturbações analisadas aqui poderia ser testada pelos experimentos de tempo real que terão alta eficiência para neutrinos de baixa energia. Este é o caso dos experimentos BOREXINO [66] e HELLAZ [67]. Eles poderiam ser capazes de observar variações da taxa de detecção para neutrinos de baixa energia com períodos da ordem de alguns dias, dando uma forte evidência para a interação dos neutrinos solares com instabilidades geradas pela magnehidrodinâmica no Sol.

Conclusões

Considerando um momento magnético do neutrino diferente de zero, investigamos as flutuações temporais no fluxo de neutrinos produzidos no Sol como consequência da interação destas partículas com um campo magnético e densidade de matéria perturbados pela movimentação do plasma solar.

Neutrinos que chegam até os detectores na Terra partem do centro do Sol e atravessam regiões em torno do plano do equador. Isto permitiu simplificar a nossa análise considerando uma geometria cilíndrica para o Sol e obtivemos a equação de Hain-Lüst. O estudo das flutuações de densidade de matéria e o campo magnético solar foi baseado na solução da equação de Hain-Lüst, a qual descreve a movimentação do plasma e é resolvida impondo condições físicas consistentes com os dados observados no Sol. Mostramos que ondas magnetohidrodinâmicas aparecem naturalmente como consequência direta dos deslocamentos de plasma solar, com períodos da ordem de 1 a 10 dias [68], que causam flutuações significativas no campo magnético solar produzindo mudanças correspondentes na helicidade dos neutrinos.

A probabilidade de sobrevivência $P_{(\nu_L \rightarrow \nu_L)}$ dos neutrinos solares foi obtida resolvendo a equação de evolução que descreve a interação dos neutrinos com a matéria e o campo magnético. Consideramos um decaimento aproximadamente exponencial da densidade de matéria no interior do Sol, em concordância com o Modelo Solar Padrão. A interação com o campo magnético solar leva em conta o campo magnético perturbado obtido a partir da solução da equação de Hain-Lüst.

A frequência de uma flutuação localizada no espectro de sobrevivência dos neutrinos solares pode ser usada para determinar a posição da onda localizada no interior do

Sol, desde que a frequência desta onda varie ao longo da distancia radial r , segundo a Fig. 4.1. A partir da nossa discussão é razoável assumir que esta posição é próxima à ressonância e deduzir, portanto, o valor de $\Delta m^2/4E$. Considerando os experimentos de espalhamento a tempo real, estes serão capazes de determinar a energia dos neutrinos que chegam do Sol. Isto pode ser usado para inferir a ordem de magnitude de Δm^2 . Se assumimos também que a amplitude das flutuações magnéticas é da ordem do valor do campo no equilíbrio, podemos também inferir o valor do campo magnético ao redor da posição da ressonância.

Modos globais são esperados nas regiões de acumulação próximo do espectro contínuo. Eles são caracterizados por uma frequência única, a qual altera todo o campo magnético de equilíbrio, desde $r = 0$ até $r = 1.0$. Suas conseqüências sobre a probabilidade de sobrevivência dos neutrinos solares serão sentidas por todos os neutrinos, independentemente de sua energia e são caracterizadas por uma frequência precisa das flutuações de fluxo dos neutrinos da ordem de menos que 1 dia ou mais que da ordem de 10 dias. Neste caso, é mais difícil obter alguma informação sobre o campo magnético numa região precisa no interior do Sol.

A busca da periodicidade nas atuais medições do fluxo de neutrinos solares obtidas em Homestake e nos experimentos de Gálio, em princípio, poderia ser realizada. Porém, baixas estatísticas e grandes incertezas (erros experimentais e teóricos grandes) contribuem para a dificuldade desta busca. A observação dos efeitos de flutuação magnética sobre os dados dos neutrinos solares requer experimentos de tempo real com suficiente estatística em cada intervalo de tempo correspondente a um período da flutuação magnética. Superkamiokande parece ter esses dados, mas não existe nenhuma publicação onde estes dados estejam disponíveis. Estamos interessados em flutuações de fluxo de neutrinos da ordem de 1 a 10 dias. Teremos, portanto, que esperar as altas estatísticas de futuros experimentos de neutrinos solares para realizar

um teste preciso da solução de precessão spin-sabor através da hipótese de flutuações magnéticas solares.

Concluindo, podemos dizer que flutuações no tempo do fluxo de neutrinos solares podem ser observadas se a solução de precessão ressonante spin-sabor for a solução do problema do neutrino solar. Estas perturbações no fluxo são uma consequência direta das flutuações MHD no campo magnético no interior do Sol e podem ser vistas como um teste para esta solução. Estas flutuações magnéticas como também a correspondente variação temporal nas observações do neutrino solar são esperadas a apresentar um período da ordem de 1 a 10 dias, as quais podem ser usadas para obter informações sobre a estrutura do campo magnético dentro do Sol. A presença desta variação temporal nas futuras observações a tempo real e com alta estatística pode ser considerada como uma evidência afirmativa para a solução de precessão spin-sabor ao problema do neutrino solar. Sua ausência pode desfavorecer esta solução, visto que nenhum processo físico impede flutuações magnéticas no interior do Sol uma vez que o equilíbrio hidrostático não é afetado por elas.

A magnetohidrodinâmica prediz flutuações de densidade de matéria e flutuações magnéticas no cenário solar. Analisamos os efeitos destas flutuações sobre as observações dos neutrinos solares levando em conta os limites da heliosismologia. Verificamos também o potencial da alta estatística nos experimentos de tempo real de neutrinos solares.

Considerando a solução de precessão ressonante spin-sabor, mostramos que as flutuações da probabilidade de sobrevivência dos neutrinos solares ativos são da ordem de 10%, se a amplitude das flutuações magnéticas e da densidade de matéria forem da ordem de 5% [69]. Portanto, a fim de evidenciar a existência destas flutuações magnetohidrodinâmicas no Sol, teremos que procurar flutuações no tempo nos dados dos neutrinos solares da ordem de 1 a 10 dias.

Coletando informação da ordem de $O(20)$ eventos por dia, Superkamiokande apresenta um erro estatístico de aproximadamente 10% num intervalo de 5 dias. Portanto, uma análise de Fourier das observações experimentais fitando um período de tempo da ordem de 100 dias em Superkamiokande, poderia reduzir drasticamente os erros envolvidos e as amplitudes da ordem de 10% mostradas nas Figs. 4.5 e 4.7 poderiam ser testadas experimentalmente. Podemos concluir que Superkamiokande é potencialmente interessante para a busca dos efeitos sobre as observações de neutrino solar vindo das flutuações magnetohidrodinâmicas. A observação destes efeitos pode ser tomada como uma evidência do mecanismo de precessão ressonante spin-sabor no Sol.

Mostramos que para perfis típicos de campos magnéticos que geram uma solução à anomalia do neutrino solar, surgem os efeitos de ressonância paramétrica para neutrinos com energia da ordem de 0.1 a 1 MeV [70]. Isto abre a possibilidade dos novos experimentos de tempo real, como Borexino ou Hellaz, investigarem estes efeitos.

Ondas magnetohidrodinâmicas também geram perturbações na densidade de matéria no Sol, outros mecanismos da conversão de neutrinos que são sensíveis à densidade de matéria podem ser também sensíveis aos efeitos paramétricos analisados aqui. No mecanismo MSW, os efeitos da ressonância paramétrica podem ser amplificados se existissem flutuações de densidade nas partes internas do Sol. Visto que nossas perturbações estão localizadas na zona convectiva, os efeitos paramétricos devido as flutuações de densidade poderiam não ser muito interessantes no contexto do mecanismo MSW. Também as flutuações induzidas pelos efeitos MHD mostradas na Fig. 4.6 apresentam amplitudes de densidade muito restritas. Elas são menores que 1% exceto nas regiões muito próximas à superfície solar ($r/R_{Sol} \approx 1$), onde se atribui um valor máximo de 2%. Mostramos que existem pequenos efeitos paramétricos ($\Delta P < 10^{-4}$) derivados da perturbação da densidade em outros cenários de conversão, para as ondas MHD calculadas nesta tese.

Referências

- [1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579; S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264; A. Salam, em *Nobel Symposium*, No. 8, ed. N. Swartholm, Almqvist and Wiksell, Stockholm (1968).
- [2] C. Athanassopoulos *et al.* LSND Collaboration, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 3082; Athanassopoulos *et al.* LSND Collaboration, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1774.
- [3] S.M. Bilenky, C. Giunti e C.W. Kim, *Finally neutrino has mass?*, hep-ph/9902462
- [4] B. Zeitnitz, em *Neutrino 98*, Proceedings of the XVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Takayama, Japão, 1998, editado por Y. Suzuki e Y. Totsuka. A ser publicado em Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.).
- [5] Particle Data Group, The European Physical Journal **C3** (1998) 1.
- [6] H. Georgi e S.L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 438; P. Frampton, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 2889; C. Jarlskog, Nucl. Phys. **A518** (1990) 129; C. Jarlskog, Phys. Lett. **B241** (1990) 579; P. Frampton e P. Vogel, Phys. Rep. **82** (1982) 339.
- [7] B.T. Cleveland *et al.*, Astrophys. J. **496** (1998) 505; B.T. Cleveland *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **38** (1995) 47. R. Davis *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **32** (1994) 13;

-
- [8] Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1683.
- [9] SAGE Collaboration, *Measurement of the solar neutrino capture rate by SAGE and implications for neutrino oscillations in vacuum*, astro-ph/9907131.
- [10] GALLEX Collaboration, W. Hampel *et al.*, Phys. Lett. **B 447** (1999) 127.
- [11] Superkamiokande Collaboration, Y. Suzuki, em *Neutrino 98*, Proceedings of the XVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Takayama, Japão, 1998, editado por Y. Suzuki e Y. Totsuka. A ser publicado em Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.); Superkamiokande Collaboration, Y. Fukuda *et al.* Phys. Lett. **81** (1998) 1158, erratum-ibid. **81** (1998) 4279.
- [12] S. Turk-Chieze e I. Lopes, Astrophys. J. **408** (1993) 347.; S. Turk-Chieze *et al.*, Phys. Rep. **230** (1993) 57.
- [13] J.N. Bahcall e M. Pinsonneault, Rev. Mod. Phys. **64** (1992) 885; Rev. Mod. Phys. **67** (1995) 781.
- [14] J.N. Bahcall e R.K Ulrich, Rev. Mod. Phys. **60**, 297 (1988).
- [15] J.N. Bahcall e H. Bethe, Phys. Rev. **D47** (1993) 1298.
- [16] J.N Bahcall, *Neutrino Astrophysics*. Cambridge Univ. Press, Cambridge (1989).
- [17] V. Berezinsky, *Oscillation Solutions to the Solar Neutrino Problem*, hep-ph/9904259.
- [18] M.M. Guzzo, 1993 Particles and Fields XIV Brazilian National Meeting, SBF, 1994.
- [19] B.M. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP **34** (1958) 247.

-
- [20] L. Wolfenstein, Phys. Rev. **D17** (1978) 2369; Phys. Rev. **D20** (1979) 2634; S.P. Mikheyev e A.Yu. Smirnov, Yad. Fiz. **42** (1985) 1441 [Sov. J. Nucl. Phys. **42** (1985) 913; Nuovo Cim. **C9** (1986) 17.
- [21] R.E. Lanou, *Future Solar Neutrino Projects*, hep-ex/9808033.
- [22] P.B. Pal, Int. J. Mod. Phys. **A7**, 5387 (1992).
- [23] V. Castellani, S. Degl'Innocenti e F. Fiorentini, Astron. Astrophys. **271** (1993) 601.
- [24] G. Berthomieu *et al.*, Astron. Astrophys. **268** (1993) 775.
- [25] D.B. Günter *et al.*, Ap. J. **387** (1992) 372.
- [26] J. Christiansen-Dalsgaard, Geophys. Astrophys. Fluid. Dyn. **62** (1992) 123.
- [27] B. Ahrens, M. Stix e M. Thorn, Astron. Astrophys. **264** (1992) 673.
- [28] J.A. Guzik e A.N. Cox, Ap. J. Lett. **381** (1991) 331.
- [29] C.R. Proffitt e A.N. Cox, Ap. J. **380** (1991) 238.
- [30] I.J. Sackman, A.I. Boothroyd e W.A. Fowler, Ap. J. **360** (1990) 727.
- [31] Y. Lebreton e W. Däppen, em *Seismology of the Sun and the Sun-like Stars*, eds. V. Domingo e E.J. Rolfe, European Space Agency, Noordwijk (1988).
- [32] Excelente informação sobre os experimentos de neutrinos encontra-se em:
<http://neutrino.pc.helsinki.fi/neutrino//nd-sol.html>
- [33] A.B. MacDonald, Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) **35** (1994) 340.

- [34] L. Oberauer, Borexino Collaboration, Proceedings of the XVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Takayama, Japão, 1998, editado por Y. Suzuki e Y. Totsuka. A ser publicado em Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.).
- [35] Y. Fukuda *et al.* Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562.
- [36] J.N. Bahcall, P.I. Krastev e A. Yu. Smirnov, Phys. Rev. **D58** (1998) 096916; R.D. Peccie, *Neutrino Physics*, hep-ph/9906509.
- [37] E.Kh. Akhmedov, P.I. Krastev e A.Yu. Smirnov, Z. Phys. C - Particles and Fields **52** (1991) 701.
- [38] T.K. Kuo e J. Pantaleone, Rev. Mod. Phys. **61** (1989) 937.
- [39] B.W. Lee e R.E. Shrock, Phys. Rev. **D16** (1977) 1444.
- [40] M. Fukugita e T. Yanagida, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1807;
- [41] E.KH. Akhmedov e M.Yu. Khlopov, Mod. Phys. Lett. **A3** (1988) 451; E. Maina, Phys. Lett. **B227** (1989) 133.
- [42] W.M. Alberico e S.M. Bilenky, *New Developments in Neutrino Physics*, hep-ph/9905254.
- [43] M.M. Guzzo e H. Nunokawa, *Current Status of the Resonant Spin-Flavor Solution to the Solar Neutrino Problem*, hep-ph/9810408.
- [44] E.Kh. Akhmedov e O.V. Bychuk, Sov. Phys. JETP **68** (1989) 250.
- [45] E.Kh. Akhmedov, A. Lanza and S.T. Petcov, Phys. Lett. B **303**, 85 (1993).

-
- [46] H. Minakata e H. Nunokawa, Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 121; A.B. Balantekin, P.J. Hatchell e F. Loretti, Phys. Rev **D 41** (1990) 3583; H. Nunokawa e H. Minakata, Phys. Lett. **B 314** (1993) 371.
- [47] M.M. Guzzo, N. Reggiani e P.H. Sakanaka, Phys. Lett. **B357** (1995) 602.
- [48] J.H. Colonia, M.M. Guzzo e N. Reggiani, Astroparticle Physics 8 (1997) 51.
- [49] J.P. Freidberg, Rev. Mod. Phys., **54** (1982) 801.
- [50] I.B. Bernstein, E.A. Frieman, M.D. Kruskal e R.M. Kulsrud, Proc. Roy. Soc. **A224** (1958) 17.
- [51] J.P. Goedbloed e P.H. Sakanaka, The Phys. of Fluids, **17** (1974) 908.
- [52] K. Von Hain e R. Lüst, Z. Naturforschg. **13a** (1958) 939.
- [53] J.A. Bittencourt, *Fundamentals of Plasma Physics*, Pergamon Press, Oxford (1986)
- [54] C. Canuto, A. Quarteroni, M.Y. Hussaini e T.A. Zeng, *Spectral Methods and Fluid Dynamics*, Springer-Verlag.
- [55] J.O. Goedbloed, Physica **12D**, (1984) 107.
- [56] L. Villard. K. Appert, R. Grubber and J. Vaclavik, Comp. Phys. Rep. 4, 95 (1986).
- [57] J. M. Kappraf and J. A. Tataronis, J. Plasma Physics 18, 209 (1977); T. Sakurai, M. Goossens and J. V. Hollweg, Solar Physics 133, 227 (1991).
- [58] J. Schmitt and R. Rosner, Astrophys. J. **265**, 901 (1983).
- [59] X. Shi *et al.*, Comm. Nucl. Part. Phys. **21**, 151 (1993).

-
- [60] H. Nunokawa, A. Rossi, V.B. Semikoz and J.W.F. Valle, Nuc. Phys. B 472, 495 (1996).
- [61] G. Fiorentini and B. Ricci, "Solar neutrinos: where we are and what is next?" ASTRO-PH/9801185.
- [62] J. Pulido, Phys. Rep. **211** (1992) 167.
- [63] E.R. Priest, *Solar Magnetohydrodynamics*, D.Reidel Publishing Company (1987)
- [64] S.P. Mikheyev and A.Yu. Smirnov, Nuovo Cimento C 9, 17 (1986); Sov. J. Nucl. Phys. 42,913 (1985).
- [65] P.I. Krastev, A.Yu. Smirnov, Phys. Lett. **B** 226 (1989) 341.
- [66] S. Malvezzi, Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) 66 (1998) 346.
- [67] T. Patzak, Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) 66 (1998) 350.
- [68] M.M. Guzzo, N. Reggiani e J.H. Colonia, Phys. Rev. **D** 56 (1997) 588.
- [69] M.M. Guzzo, N. Reggiani, J.H. Colonia e P.C. de Holanda, *Effects of magnetohydrodynamics matter density fluctuations on the solar neutrino resonant spin-flavor precession*, hep-ph/9812390.
- [70] N. Reggiani, M.M. Guzzo, J.H. Colonia e P.C. de Holanda, aceito para publicação em The European Physical Journal C (1999).