

Carlos Eduardo Campos Lima

Oscilações de Neutrino no Vácuo e O Problema dos Neutrinos Solares

Tese de Mestrado

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro
Janeiro de 1997

Agradecimentos

- Aos Professores Helio Manoel Portella e Neusa Amato, pela orientação neste trabalho, e pela amizade e estima que nos mantem unidos todos esses anos e à Professora Regina que me introduziu no estudo das Altas Energias e que sempre me incentivou.
- Ao Professor José A. Helayël-Neto por importantes discussões.
- Ao CBPF por todas as facilidades a mim proporcionadas.
- À Miryam e seus ajudantes pela paciência que tiveram comigo todos esses anos.
- À Terezinha, À Dona Neuma (que não é a da Mangueira) e À Lena, pelo carinho que sempre tiveram comigo.
- A todo o pessoal da Biblioteca.
- À Ana Lucia, Alan, Rodrigo, Denise, Vitor, Kitt, Alvaro, Bartô, Alexandre, Marcia, Lia, Francisco, Elcio, Joana, Cotoco e os demais amigos do CBPF.
- Aos meus pais e amigos, pela compreensão e apoio que sempre me deram, principalmente a minha mãe que sempre me incentivou.
- E a Cris que além de ser a melhor namorada do mundo é antes de tudo uma grande amiga. Sempre me dando apoio nas horas mais difíceis e sempre ajudando quando eu mais preciso.

Resumo

Um *deficit* dos neutrinos solares tem sido observado nos quatro experimentos em atividade, quando comparados com as predições dos Modelos Solares Padrão. Esse enigma foi analisado considerando oscilações no vácuo, no contexto de duas e três gerações de neutrinos. Uma explicação conjunta desses experimentos, utilizando quatro modelos solares e considerando duas gerações de neutrinos, foi encontrada para valores dos parâmetros, Δ_{21} entre $3,0 \cdot 10^{-11}$ e $1,2 \cdot 10^{-10} \text{ eV}^2$ e $\sin^2(2\omega) \geq 0,6$.

O “conflito Homestake-Kamiokande” foi, também, estudado com três gerações de neutrinos. As oscilações no vácuo fornecem uma explicação razoável para esse conflito. Uma comparação entre as soluções com duas e três gerações de neutrinos mostram que as regiões aceitáveis dos parâmetros acima mencionados são aumentadas quando se consideram três espécies de neutrinos.

A influência dos efeitos sazonais sobre as probabilidades de sobrevivência dos neutrinos monoenergéticos (${}^7\text{Be}$ e pep) também foi estimada.

Abstract

A deficit of solar neutrinos compared to the standard solar models predictions has been observed in the four experiments in progress. This puzzle is analysed considering vacuum oscillations for two and three neutrino scenarios. A combined explanation, using four different solar models, with two neutrino generations are found with $3.0 \cdot 10^{-11} \leq \Delta_{21} \leq 1.2 \cdot 10^{-10} \text{ eV}^2$ and $\sin^2(2\omega) \geq 0.6$.

The Homestake-Kamiokande conflict was also studied with three neutrino species. The vacuum oscillations provide an acceptable solution for this conflict. By expanding the vacuum oscillation scenario to three neutrino flavours, the range of predictions can be widened somewhat.

The seasonal variation in the oscillation of neutrinos from the ^7Be and pep line sources has also been estimated.

Índice

1	Introdução	1
2	O Problema do Neutrino Solar	6
2.1	Modelos Solares Padrão	7
2.2	Produção de Neutrinos no Sol	12
2.3	Detecção dos Neutrinos Solares	17
2.3.1	O Experimento ^{37}Cl	17
2.3.2	Os Experimentos ^{71}Ga	18
2.3.3	O Experimento Kamiokande-II	21
2.3.4	Projetos Futuros	24
2.4	Possíveis Soluções Para o Problema do Neutrino Solar	30
3	Oscilação de Neutrinos no Vácuo	33
3.1	Oscilações com 2 Gerações de Neutrinos (ν_e e ν_μ)	36
3.1.1	Oscilações com 3 Gerações de Neutrinos (ν_e , ν_μ e ν_τ)	41
4	Análise do Deficit dos Neutrinos Solares Através de Oscilações no Vácuo	46

4.1	Razão de Supressão Observada	47
4.2	Cálculo da Razão de Supressão Considerando a Hipótese da Oscilação de Neutrinos no Vácuo	49
4.3	Efeito da Variação Sazonal Sôbre os Fluxos dos Neutrinos Solares . . .	59
5	Conclusão	61
A	Cálculo do Espectro de Energia dos Neutrinos Para os Decaimentos β do ^{13}N e ^{15}O	65

Lista de Tabelas

2.1	Algumas Quantidades Solares Importantes [†]	8
2.2	Parâmetros Nucleares Para a Cadeia p-p e Ciclo CNO [‡]	9
2.3	A Cadeia p-p no Sol [†]	14
2.4	O Ciclo CNO no Sol [†]	15
2.5	Fluxos de Neutrinos Calculados no Sol. [‡]	16
2.6	Taxas de Captura Previstas Via S.S.M. para o Detector ³⁷ Cl.	18
2.7	Características do Detetor de Homestake.	19
2.8	Taxas de Captura Previstas Via S.S.M. para os Detectores ⁷¹ Ga.	21
2.9	Características do Detetor Kamiokande-II.	23
2.10	Características do Detetor de Sudbury (SNO).	29
2.11	Parâmetros de Projeto do Detetor Superkamiokande e Per- formance Esperada para Eventos de Neutrinos Solares.	29
4.1	Razão de Supressão dos Detectores [†]	49

Capítulo 1

Introdução

O problema de como o Sol brilha só começou a ser solucionado a partir de 1905, quando Einstein mostrou a equivalência entre massa e energia. Em 1920, valores precisos das massas dos núcleos atômicos feitos por F.W. Aston, no Laboratório de Cavendish (Cambridge), permitiram, a A. Eddington notar que a massa de um núcleo de helio é menor que a massa de 4 prótons individualmente. Eddington mostrou assim, que se a sequência de reações envolvendo 4 prótons e terminando com a produção de um núcleo de helio ocorresse, a energia liberada no processo poderia explicar a energia do Sol e das estrelas (ver figura 1.a). Com o desenvolvimento da Mecânica Quântica, tornou-se possível fazer as primeiras previsões sobre as taxas das reações nucleares. Em finais da década de 30, as taxas das diferentes reações nucleares que convertem hidrogênio em helio foram finalmente bem entendidos e a hipótese de A. Eddington foi confirmada. Assim, a fonte de energia do Sol é a queima nuclear do hidrogênio em helio, que pela quantidade estimada de hidrogênio em seu interior é suficiente para manter a presente luminosidade por cerca de 10 bilhões de

anos.

A energia do Sol não é proveniente unicamente da síntese do helio a partir do hidrogênio (Cadeia próton-próton) mas há também uma fração liberada pela síntese de elementos mais pesados, como carbono, oxigênio e nitrogênio (Ciclo CNO) que contribue com 1,5% do total da energia produzida pelo Sol.

A região onde essas reações ocorrem se estende desde o centro até cerca de $0,3 R_{\odot}$ (R_{\odot} é o raio solar) com temperatura de aproximadamente $1,6 \cdot 10^7$ K suficiente para realizar essas fusões nucleares. A energia é transportada dessa região para fora do Sol por radiação e esse processo é o responsável por manter a energia térmica interna do Sol. A manutenção dessa energia é essencial, pois, é a fonte da pressão interna que equilibra a força da gravidade, mantendo a estabilidade solar. Apesar da temperatura do centro do Sol ser bastante elevada, ela vai diminuindo até atingir o valor de ≈ 5700 K em sua superfície, de onde a luz é emitida.

O método tradicional de se obter informações das regiões internas do Sol é através de observações das propriedades de sua superfície. A espectroscopia de alta precisão continua a ser um dos mais importantes meios de se obter dados referentes ao centro do Sol. Existem atualmente dois novos caminhos; um é através do estudo dos modos ressonantes do Sol (Heliosismologia). Uma das mais simples propriedades que podem ser deduzidas diretamente de observações heliosismológicas é a variação da velocidade do som com o raio. A velocidade do som é relacionada à razão da pressão com a densidade e também com a raiz quadrada da temperatura do material em cada região solar. O outro caminho atualmente seguido para se obter informações do interior solar é através do estudo dos neutrinos que são criados nas reações nucleares. Essas partículas são formadas numa interação fraca e sua existência foi teoricamente predita

em 1931 por W. Pauli para explicar o espectro contínuo e algumas propriedades dessas interações. Devido à fraca interação desses neutrinos com o meio material (livre percurso médio de interação $\sim 10^{17}$ cm) eles só puderam ser detectados em 1956 por C. Cowan e F. Reines. Essas partículas escapam do Sol chegando à Terra em grande quantidade (60 bilhões/cm² s) sendo, detectadas por diferentes meios.

Esses neutrinos são produzidos no Sol em reações nucleares com energia variando aproximadamente de 0 a 14,4 MeV (5 delas são provenientes da cadeia p-p e 3 do ciclo do CNO). A observação desses neutrinos depende essencialmente da energia limiar e da seção de choque dos processos de detecção .

O primeiro detector a entrar em funcionamento foi construído por R. Davies e colaboradores em 1960 na mina de ouro de Homestake, em Dakota do Sul, EUA. Ele detecta os neutrinos através da reação $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$. A contagem dos átomos de argônio permite estimar o fluxo de neutrinos que interagem no detector. Para essa reação os neutrinos devem ter no mínimo uma energia de 0,814 MeV, não sendo detectados, portanto, os neutrinos emitidos pela reação p-p que possuem $E_\nu \leq 0,420$ MeV. Em 30 anos de atividade esse detector obteve um fluxo de cerca de 1/4 do valor esperado. Esse *deficit* encontrado constitui o chamado Problema dos Neutrinos Solares e é um dos grandes enigmas a ser compreendido pela Moderna Astrofísica.

Essa discrepância tem sido confirmada pelas medições realizadas no detector de Kamiokande (Japão), em atividade desde 1987 que encontrou um valor cerca de 50% menor que as previsões teóricas. Esse detector tem uma energia limiar de 7,5 MeV, observando apenas os neutrinos provenientes do ${}^8\text{B}$. Os neutrinos são detectados através da coleta da luz de Cerênkov emitida pelos elétrons originados do

espalhamento elástico $\nu_e - e$.

Atualmente existem dois outros experimentos em atividade, o GALLEX (no Laboratório Nacional do Gran-Sasso, na Itália) e o SAGE (no Laboratório de Baksan, na Rússia) que se baseiam na reação $\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \longrightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-$, com um limiar de 0,233 MeV, detectando assim todos os neutrinos solares. Esses dois detectores confirmam o *deficit* (detectam cerca de 50% do fluxo esperado), mostrando assim que essa discrepância entre os cálculos teóricos e os resultados experimentais independem de qual neutrino é detectado.

Várias tentativas tem sido feitas com o objetivo de solucionar esse problema. Os dois caminhos principais se referem a mudanças no Modelo Solar Padrão ou a mudanças no Modelo Eletrofraco Padrão.

As mudanças que tem sido feitas no Modelo Solar Padrão não tem conseguido, até agora, explicar os resultados de todos os experimentos. Alguns autores (em particular Dar e Shaviv [1]) conseguiram explicar o resultado de Kamiokande. Em seus cálculos eles incluíram novas medidas da seção de choque para a reação $p + {}^7\text{Be} \longrightarrow {}^8\text{B} + \gamma$ que afeta diretamente a produção dos neutrinos do ${}^8\text{B}$. Também estimaram, para a reação ${}^3_2\text{He} + {}^4_2\text{He} \longrightarrow {}^7_4\text{Be} + \gamma$, um valor menor que o usado no trabalho de Bahcall e Pinsonneault [2]. Finalmente eles incluíram em seus cálculos os chamados movimentos coletivos no plasma, que alteram alguns processos elementares (como por exemplo espalhamentos). Esses efeitos decrescem a opacidade na região central em cerca de 7%, e em consequência a temperatura central (T_C) em 2,5%. Como os neutrinos do ${}^8\text{B}$ são os mais afetados por pequenas variações de T_C , esses efeitos combinados com os novos valores para as reações nucleares acima mencionadas vão diminuir o fluxo dos neutrinos do ${}^8\text{B}$ de $5,90 \cdot 10^6 \nu/\text{cm}^2 \text{ s}$ para $2,77 \cdot 10^6 \nu/\text{cm}^2 \text{ s}$ [2].

Atualmente os cálculos teóricos que tentam solucionar esse enigma, e que tem recebido uma maior atenção, postulam a existência de propriedades dos neutrinos que não são previstas no Modelo Eletrofraco Padrão. Dessas propriedades, três tem sido estudadas exaustivamente: o decaimento, o momento magnético e a oscilação de neutrinos.

Neste trabalho vamos tentar resolver o problema dos neutrinos solares considerando que os neutrinos eletrônicos oscilem, em sua trajetória até a Terra, em neutrinos de outros sabores (ν_μ e/ou ν_τ). Vamos analisar os resultados dos quatro principais experimentos atuais considerando quatro modelos solares diferentes: Bahcall e Ulrich (1988) [3], Bahcall e Pinsonneault (1992) [4], Bahcall e Pinsonneault (1995) [2] e Turck-Chièze e Lopes (1988) [5]. Sobre os dados obtidos com duas gerações, vamos também estimar o efeito da variação sazonal sobre a probabilidade de sobrevivência dos ν_e em sua trajetória até a Terra.

No Capítulo 2 vamos fazer uma análise dos quatro modelos acima mencionados, de como os neutrinos são produzidos no Sol e detectados na Terra e por último apresentaremos algumas soluções ao Problema dos Neutrinos Solares.

No Capítulo 3 vamos obter as probabilidades de sobrevivência dos ν_e considerando oscilações no vácuo entre duas e três gerações de neutrinos.

No Capítulo 4 vamos apresentar os resultados de nossos cálculos, mostrando que é possível encontrar soluções conjuntas para os quatro experimentos usando os quatro modelos solares mencionados. Essas soluções requerem um comprimento de onda muito grande (da ordem da distância Sol-Terra). Ainda neste capítulo vamos mostrar o efeito da variação da distância Terra-Sol sobre a probabilidade de sobrevivência dos neutrinos eletrônicos, principalmente sobre os neutrinos vindos do ${}^7\text{Be}$, pep e CNO.

Capítulo 2

O Problema do Neutrino Solar

Das inúmeras reações que ocorrem no interior do Sol, oito tem como sub-produto neutrinos eletrônicos. Essas partículas são emitidas pelo Sol, indo em todas as direções e muitas chegam à Terra (da ordem de 10^{10} por centímetro quadrado por segundo), sendo detectadas por diferentes meios.

Essa fonte de neutrinos é de grande interesse por duas razões principais:

- a) Fornece informações sobre o interior do Sol, onde os neutrinos são produzidos.
- b) Permite medições concernentes à massa (se existir), ao momento magnético e às interações dos neutrinos.

No entanto, os experimentos nos mostram que há uma grande diferença entre os fluxos de neutrinos detectados e os calculados teoricamente. Este fato constitui o que se chama “O Problema dos Neutrinos Solares” . Neste capítulo vamos mostrar como os neutrinos são produzidos no Sol e detectados na Terra, vamos apresentar os valores esperados dos fluxos nos assim chamados Modelos Solares Padrão e também as principais hipóteses feitas no intuito de explicar esse Problema.

2.1 Modelos Solares Padrão

O Sol é uma estrela estável, queimando seu combustível nuclear uniformemente em seu núcleo, e a energia liberada difunde-se para fora do seu envelope estelar, resultando na luz que observamos de sua superfície. Estrelas que estão nesse estágio evolutivo permanecem queimando hidrogênio uniformemente em hélio por cerca de 10 bilhões de anos.

Um Modelo Solar satisfatório é a solução de equações de evolução, a qual depende de quantidades físicas medidas experimentalmente, tais como: luminosidade, massa solar, raio solar, oblatividade, momento de inércia e temperatura superficial, além da idade solar [6] (ver tabela 2.1). Ele é o resultado de uma série de cálculos que levam em conta principalmente a abundância de elementos químicos, equações de estado, parâmetros nucleares e as opacidades radioativas.

As principais hipóteses (ou aproximações) para a construção de um Modelo Solar Padrão são:

- a) O Sol é um plasma em equilíbrio hidrostático, onde a pressão devido à radiação (e em menor extensão à pressão de partículas) equilibra a gravidade. São desprezadas pulsações, rotações e pressão devido ao campo magnético solar.
- b) O transporte de energia se dá principalmente por radiação e também em menor escala por meios convectivos. Próximo ao centro do Sol, que é a região mais importante no estudo do Problema dos Neutrinos, o transporte de energia é feito principalmente por difusão de fótons no meio e esse transporte é descrito em termos da opacidade média de Rosseland [7].
- c) A geração de energia se dá por reações nucleares.
- d) As abundâncias nucleares relativas mudam somente como resultado das reações nu-

Tabela 2.1: Algumas Quantidades Solares Importantes[†]

Parâmetros	valores
Luminosidade (L_{\odot})	$3,86 \cdot 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$
Massa (M_{\odot})	$1,99 \cdot 10^{33} \text{ g}$
Raio (R_{\odot})	$6,96 \cdot 10^{10} \text{ cm}$
Oblaticidade	$\leq 2 \cdot 10^{-5}$
$((R_{\text{equatorial}}/R_{\text{polar}}) - 1)$	
Temperatura Superficial (efetiva)	$5,78 \cdot 10^3 \text{ K}$
Momento de Inércia	$7,00 \cdot 10^{53} \text{ g cm}^2$
Idade	$\approx 4,55 \cdot 10^9 \text{ anos}$

[†] Adaptado da ref. [6]

cleares. Considera-se que inicialmente o interior solar era quimicamente homogêneo.

Em nossos cálculos utilizamos quatro Modelos Solares, denominados BU88 (Bahcall e Ulrich (1988)), BP92 (Bahcall e Pinsonneault (1992)), BP95 (Bahcall e Pinsonneault (1995)) e TL93 (Turck-Chièze e Lopes (1993)).

Os parâmetros utilizados nos cálculos desses modelos são:

a) Parâmetros nucleares

Na tabela (2.2) são mostrados alguns parâmetros que aparecem nas reações e decaimentos nucleares que constituem a cadeia próton-próton e o ciclo do CNO. São dados a energia liberada na reação (Q), a energia média do neutrino que é criado e os fatores de seção de choque familiares no estudo da astrofísica [8], S_0 e dS/dE .

b) Abundâncias de elementos pesados

Tabela 2.2: Parâmetros Nucleares Para a Cadeia p-p e Ciclo CNO[‡]

Reações	Q (MeV)	<q> (MeV)	S ₀ KeV barns	dS/dE barns
${}^1\text{H}(p, e^+ \nu_e) {}^2\text{H}$	1,442	0,265	$4,07(1 \pm 0,051) \cdot 10^{-22}$	$4,52 \cdot 10^{-24}$
${}^1\text{H}(p, e^-, \nu_e) {}^2\text{H}$	1,442	1,442		
${}^2\text{H}(p, \gamma) {}^3\text{He}$	5,494		$2,5 \cdot 10^{-4}$	
${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p) {}^4\text{He}$	12,860		$5,15(1 \pm 0,17) \cdot 10^3$	-0,9
${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma) {}^7\text{Be}$	1,586		$0,54(1 \pm 0,06)$	$-3,1 \cdot 10^{-4}$
${}^7\text{Be}(e^-, \nu_e) {}^7\text{Li}$	0,862	0,862		
	0,384	0,384		
${}^7\text{Li}(p, \alpha) {}^4\text{He}$	17,347		$52(1 \pm 0,5)$	0
${}^7\text{Be}(p, \gamma) {}^8\text{B}$	0,137		$0,0243(1 \pm 0,22)$	$-3 \cdot 10^{-5}$
${}^8\text{B}(e^+ \nu_e) {}^8\text{Be}^*$	17,980	6,710		
${}^8\text{Be}^*(\alpha) {}^4\text{He}$				
${}^3\text{He}(p, e^+ \nu_e) {}^4\text{He}$	19,795	9,625	$8 \cdot 10^{-20}$	
${}^{12}\text{C}(p, \gamma) {}^{13}\text{N}$	1,943		$1,45(1 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$	$2,45 \cdot 10^{-3}$
${}^{13}\text{N}(e^+, \nu_e) {}^{13}\text{C}$	2,221	0,7067		
${}^{13}\text{C}(p, \gamma) {}^{14}\text{N}$	7,551		$5,50(1 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$	$1,34 \cdot 10^{-2}$
${}^{14}\text{N}(p, \gamma) {}^{15}\text{O}$	7,297		$3,32(1 \pm 0,12) \cdot 10^{-3}$	$-5,91 \cdot 10^{-3}$
${}^{15}\text{O}(e^+ \nu_e) {}^{15}\text{N}$	2,754	0,9965		
${}^{15}\text{N}(p, \gamma) {}^{16}\text{O}$	12,128		$6,4(1 \pm 0,09) \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$
${}^{15}\text{N}(p, \alpha) {}^{12}\text{C}$	4,966		$78,0(1 \pm 0,17)$	351
${}^{16}\text{O}(p, \gamma) {}^{17}\text{F}$	0,600		$9,4(1 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$	$-2,3 \cdot 10^{-2}$
${}^{17}\text{F}(e^+, \nu_e) {}^{17}\text{O}$	2,762	0,9994		

[‡] Adaptado da ref. [6]

A composição atual da superfície solar reflete as abundâncias iniciais de todos os elementos mais pesados que o carbono (Z). A razão Z/X primordial (onde X é a abundância dos prótons) é de fundamental importância no estabelecimento do Modelo Solar Padrão.

c) Opacidades

O calor irradiado do núcleo e da zona de radiação é controlado por um parâmetro denominado opacidade, que é uma quantidade que depende da temperatura e da abundância radial dos elementos.

Os fótons produzidos nas reações nucleares no interior solar são predominantemente raios X; porém, ao chegar à superfície são emitidos como luz visível. Tal fato se deve à interação que estes fótons sofrem com a matéria solar, no seu percurso. Este efeito é denominado opacidade média de Rosseland e é uma função que depende da temperatura, densidade e composição química do meio.

A opacidade de um gás governa a taxa com que a energia escapa e é muito importante na determinação da idade estelar e da temperatura central. As fontes de opacidade podem ser resumidas no seguinte: Espalhamento Thompson e Compton de elétrons livres, excitação de níveis eletrônicos em átomos e íons, fotoionização, processos de *Bremsstrahlung* inverso e transições moleculares [9,10].

d) Equações de estado

O interior solar é descrito, termodinamicamente, como um gás ideal com pequenas correções. Estas correções são devido principalmente às interações coulombianas, que irão afetar a pressão. Portanto, a equação de estado deve considerar efeitos de pressão de radiação, degenerescência de elétrons e efeitos de blindagem.

O termo de pressão é corrigido pela fórmula de Debye-Huckel [4]:

$$P = P_0 \left\{ 1 - 0,044 \frac{(3,5 + X)^{3/2}}{(3 + 5X)} \left(\frac{\rho}{T_6^3} \right)^{1/2} \right\} \quad (2.1)$$

onde P_0 é a pressão do gás ideal incluindo degenerescência de elétrons, ρ é a densidade em g/cm^3 , X é a abundância de hidrogênio e T_6 a temperatura em unidades de 10^6 K.

A correção de Debye-Huckel reduz a pressão no interior solar em cerca de 1%. Esta redução de pressão é gerada por um decréscimo em Y (abundância de helio) em torno de 0,01.

No Modelo BU88 [3] são utilizados os valores de abundância de elementos obtidos por Grevesse (1984) [11]. A razão Z/X média usada neste Modelo é de 0,02765.

As opacidades usadas neste Modelo foram obtidas com os programas da Biblioteca de Opacidades de Los Alamos (LAOL) usando os dados de abundâncias de Grevesse (1984). Esses programas fornecem opacidades para misturas que contenham abundâncias de elementos pesados as mais variadas possíveis. Também é levado em conta a abundância relativa do helio-4 (Y) para o próton (X). A conversão do carbono e oxigênio em nitrogênio-14 altera a fração de massa Z . Esse efeito é levado em conta neste modelo e ele altera a razão Z/X em aproximadamente 2% [3].

Os Modelos BP92 [4] e BP95 [2] são aprimoramentos do anterior, onde estão também incluídos a difusão de hélio, para o primeiro, e a difusão de hélio e elementos pesados, para o segundo. Ambos os casos vão resultar em uma variação da quantidade desses elementos no núcleo solar, o que vai interferir com alguns dos parâmetros usados na criação dos modelos, ocasionando uma diferença nos fluxos de neutrinos originados principalmente do ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$, ${}^{13}\text{N}$ e ${}^{15}\text{O}$. Além da diferença citada acima estes dois modelos utilizam as opacidades calculadas no *Lawrence Livermore National*

Laboratory (OPAL), que introduz algumas correções que não são levadas em conta no cálculo de opacidades do LAOL; as abundâncias de elementos são as dadas por Anders e Grevesse (1989) [12] para BP92 e Grevesse e Noels (1993) [13] para BP95. Esses dois modelos também apresentam mudanças em alguns valores de S_0 , devido a aprimoramentos de cálculos teóricos e resultados experimentais ¹.

O Modelo TL93 [5] é semelhante ao BU88, pois não utiliza nem a difusão de helio nem de elementos pesados. A diferença é que nele são usados os valores das opacidades obtidos na biblioteca OPAL e as abundâncias de elementos dadas por Anders e Grevesse (1989), resultando em uma diferença principalmente nos fluxos de neutrinos do ^8B e CNO.

Os fluxos de neutrinos para cada um dos quatro modelos podem ser vistos na tabela (2.5). Nesta tabela pode ser observado que os fluxos originados das reações pp e pep permanecem praticamente inalterados, uma vez que os mesmos (e principalmente o fluxo de neutrinos pp) são fracamente dependentes dos modelos, enquanto que os fluxos de neutrinos originados das outras reações são sensíveis aos modelos.

2.2 Produção de Neutrinos no Sol

As bases principais dos processos de fusão nuclear que ocorrem no Sol foram enunciadas independentemente por Weizsacker (1938) [16] e Bethe (1939) [17].

As reações nucleares dominantes no Sol podem ser divididas em dois grupos: a cadeia próton-próton e o Ciclo do CNO (figura 1.a). Como o Sol é uma estrela relativamente jovem, a cadeia próton-próton é predominante, sendo responsável por

¹Duas recentes revisões mostram a atual situação experimental e teórica sobre as diferentes taxas das reações e decaimentos nucleares da cadeia p-p, são elas: Parker(1994) [14] e Langanke(1994) [15]

mais de 98% da energia produzida. Existem cinco fontes de neutrinos nesta cadeia (tabela 2.3), [6] sendo que três delas, as reações p-p, hep e 8B possuem um espectro contínuo de energia dos neutrinos [3], de $E_\nu \leq 0,420 \text{ MeV}$, $E_\nu \leq 18,77 \text{ MeV}$ e $E_\nu \leq 14,06 \text{ MeV}$, respectivamente. Duas delas, as reações pep e 7Be , possuem um espectro discreto de energia; para a reação pep, $E_\nu = 1,442 \text{ MeV}$ e para a reação 7Be tem-se dois valores, $E_\nu = 0,862 \text{ MeV}$ (89,7%) e $E_\nu = 0,384 \text{ MeV}$ (10,3%). As outras três fontes de neutrinos solares mencionadas no início do capítulo são originadas através de reações envolvendo Carbono, Nitrogênio e Oxigênio, o chamado Ciclo CNO e essas fontes são as seguintes: ${}^{13}N(E_\nu \leq 1,199 \text{ MeV})$, ${}^{15}O(E_\nu \leq 1,732 \text{ MeV})$ e ${}^{17}F(E_\nu \leq 1,740 \text{ MeV})$ (tabela 2.4). O fluxo total de neutrinos que chegam à Terra é de $\approx 6.10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e é dominado pelos neutrinos de baixa energia provenientes da interação p-p. Na tabela(2.5) e na figura 1.b são mostrados os fluxos dos neutrinos para os quatro modelos.

Estas reações ocorrem com maior ou menor intensidade dependendo da distância radial, ou seja, reações como o decaimento 8B e a reação 7Be ocorrem numa faixa de 0 até $0,2 R_\odot$ (onde R_\odot é o raio do Sol) tendo um máximo em torno de $0,05\text{-}0,06 R_\odot$, enquanto reações como p-p e pep ocorrem numa faixa maior, indo de 0 até $0,3 R_\odot$, que é o limite entre o núcleo e a zona de radiação, com picos entre $0,1$ e $0,14 R_\odot$. Além de $0,3 R_\odot$ as temperaturas e densidades não são suficientes para provocar a fusão nuclear. Entre $0,3$ e $0,7 R_\odot$ se encontra a chamada zona de radiação, onde a energia é transferida por fótons. Finalmente, entre $0,7$ e $1,0 R_\odot$ existe a região de convecção onde a transmissão de energia é feita praticamente por processos convectivos.

Tabela 2.3: A Cadeia p-p no Sol[†].

Reação	Nomenclatura	Energia do ν_e (MeV)
$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$ ou $p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$	pp	$E_\nu \leq 0,420$
${}^2\text{H} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow \alpha + 2 p$ ou ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	pep	$E_\nu = 1,442$
${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$ ${}^7\text{Li} + p \rightarrow 2\alpha$ ou ${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$	${}^7\text{Be}$	$E_\nu = 0,861$ (90%) $E_\nu = 0,383$ (10%)
${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$ ${}^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$ ou ${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$	${}^8\text{B}$ hep	$E_\nu \leq 15$ $E_\nu \leq 18,77$

[†] Adaptado da Ref. [6].

Tabela 2.4: O Ciclo CNO no Sol[†].

Reação	Nomenclatura	Energia do ν_e (MeV)
$^{12}\text{C} + \text{p} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$	^{13}N	$E_\nu \leq 1,199$
$^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + \text{e}^+ + \nu_e$		
$^{13}\text{C} + \text{p} \rightarrow ^{14}\text{N} + \gamma$	^{15}O	$E_\nu \leq 1,732$
$^{14}\text{N} + \text{p} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$		
$^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + \text{e}^+ + \nu_e$		
$^{15}\text{N} + \text{p} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$		
$^{15}\text{N} + \text{p} \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma$	^{17}F	$E_\nu \leq 1,740$
$^{16}\text{O} + \text{p} \rightarrow ^{17}\text{F} + \gamma$		
$^{17}\text{F} \rightarrow ^{17}\text{O} + \text{e}^+ + \nu_e$		

[†] Adaptado da Ref. [6].

Tabela 2.5: Fluxos de Neutrinos Calculados no Sol.†

Fontes de Neutrinos	Fluxos ($10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)			
	BU88 [3]	BP92 [4]	BP95 [2]	TL93 [5]
pp	$(6,0 \pm 0,1)$	$(6,0 \pm 0,1)$	$(5,91 \pm 0,06)$	6,02
pep	$(1,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$	$(1,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$	$(1,40 \pm_{0,03}^{0,01}) \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$
${}^7\text{Be}$	$(4,7 \pm 0,7) \cdot 10^{-1}$	$(4,9 \pm 0,9) \cdot 10^{-1}$	$(5,15 \pm_{0,36}^{0,31}) \cdot 10^{-1}$	$4,3 \cdot 10^{-1}$
${}^8\text{B}$	$(5,8 \pm 2,2) \cdot 10^{-4}$	$(5,7 \pm 2,5) \cdot 10^{-4}$	$(6,62 \pm_{1,13}^{0,93}) \cdot 10^{-4}$	$(4,4 \pm 1,1) \cdot 10^{-4}$
${}^{13}\text{N}$	$(6,0 \pm 3,0) \cdot 10^{-2}$	$(4,9 \pm 2,5) \cdot 10^{-2}$	$(6,18 \pm_{1,24}^{1,05}) \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$
${}^{15}\text{O}$	$(5,0 \pm 2,9) \cdot 10^{-2}$	$(4,3 \pm 2,5) \cdot 10^{-2}$	$(5,45 \pm_{1,20}^{1,04}) \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$

† Os neutrinos provenientes das Reações: ${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$ e ${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O} + e^+ + \nu_e$ não foram incluídos, pois a presença destes não influencia muito no cálculo das razões entre os dados experimentais e teóricos que serão mostrados adiante.

2.3 Detecção dos Neutrinos Solares

2.3.1 O Experimento ^{37}Cl

O experimento ^{37}Cl , que vem sendo conduzido por Davis e colaboradores [18] na mina de Homestake, Dakota do Sul, EUA, é o mais antigo detector de neutrinos solares, estando em funcionamento desde 1967. O detector consiste de 615 toneladas de percloroetileno (C_2Cl_4), contendo $2,2 \cdot 10^{30}$ átomos de cloro.

Este detector foi construído a partir da idéia original de Pontecorvo (1946) [19], que consistia em usar a reação:



Tal reação possui um limiar de detecção de 0,814 MeV, sendo portanto o detector insensível aos neutrinos da reação pp e sendo sensível principalmente aos neutrinos do ${}^8\text{B}$ e ${}^7\text{Be}$ (tabela 2.6) [6]. A experiência consiste na exposição do material aos neutrinos, na extração e na contagem do ${}^{37}\text{Ar}$ produzido. A cada dois meses de exposição é feita uma contagem. Quando da contagem do argônio, deve-se levar em conta um certo *background* (apesar de pequeno) gerado por raios cósmicos.

Centenas de medidas tem sido efetuadas desde 1968, excluindo um ano de interrupção entre 1985 e 1986, além do que os dois primeiros anos de contagem não são mais levados em consideração devido a modificações no experimento. A taxa de captura de neutrinos solares obtida nesse período é de $(2,55 \pm 0,25)$ SNU ² [20,21]. Os

²SNU é uma medida usada em detectores radioquímicos e que é definida como 10^{-36} capturas por átomo alvo por segundo

Tabela 2.6: Taxas de Captura Previstas Via S.S.M. para o Detector ^{37}Cl .

Fontes de Neutrinos	Taxa de Captura (SNU)			
	BU88 [3]	BP92 [4]	BP95 [2]	TL93 [5]
pep	0,2	0,2	0,22	0,22
^7Be	1,1	1,2	1,24	1,10
^8B	6,1	6,2	7,36	4,63
^{13}N	0,1	0,1	0,11	0,06
^{15}O	0,3	0,3	0,37	0,21
Total	7,9 ± 2,6	8,0 ± 3,0	9,30 ±_{1,4}^{1,2}	6,22 ± 1,4

valores teóricos calculados de acordo com os modelos da seção 2.1 podem ser vistos na tabela(2.6).

Algumas características técnicas do detector de Homestake podem ser vistas na tabela (2.7).

2.3.2 Os Experimentos ^{71}Ga

São experimentos radioquímicos que usam o gálio como detector, através da reação:



Existem dois experimentos em andamento atualmente: O SAGE, que é um experimento conjunto entre russos e americanos, em funcionamento no Laboratório de

Tabela 2.7: Características do Detetor de Homestake.

Localização	Mina de Homestake, Dakota do Sul, EUA
Profundidade	4850 pés
Dimensões do Detetor	20 pés de diâmetro x 48 pés de comprimento
Fluido Detetor	C_2Cl_4
Massa Total de Fluido	615 tons
Volume	$3,8 \cdot 10^5$ litros
Limiar de detecção	0,814 MeV
Número de átomos de ^{37}Cl	$2,16 \cdot 10^{30}$
Meia Vida do ^{37}Ar	35,0 dias
Faixa de Neutrino detectado	$^8B, ^7Be$

Baksan, no Cáucaso, Rússia; e o GALLEX, no Laboratório Nacional do Gran Sasso, na Itália. O princípio de funcionamento dos dois detectores é o mesmo, consistindo na exposição do gálio aos neutrinos, na extração do ^{71}Ge e na sua transformação em gás (GeH_4) que passa por uma contagem em um contador proporcional. A única diferença entre os dois experimentos vem do fato de que o SAGE utiliza diretamente o gálio na forma metálica, consistindo de 60 toneladas, contidas em vários reatores mantidos a uma temperatura acima do seu ponto de fusão, que é de $29,8^\circ\text{C}$, enquanto que o GALLEX usa uma solução de 30,3 toneladas de GaCl_3 .

Ao contrário do ^{37}Cl , o ^{71}Ga detecta, em sua maioria, neutrinos da reação pp, que é a reação predominante no Sol (tabela 2.8) [6]. Isto é devido ao fato do limiar de detecção deste experimento ser em torno de 0,233 MeV.

A taxa de captura de neutrinos solares nestes experimentos, de acordo com cálculos teóricos, é em torno de 132 SNU (tabela 2.8), o que dá uma produção de 1,2 átomos de ^{71}Ge por dia. A taxa de captura experimental é de (79 ± 12) SNU para GALLEX [21] e (69 ± 13) SNU para SAGE [21], o que dá uma média ponderada para os experimentos com gálio de (76 ± 9) SNU [22,21].

Tabela 2.8: Taxas de Captura Previstas Via S.S.M. para os Detectores ^{71}Ga .

Fontes de Neutrinos	Taxa de Captura (SNU)			
	BU88 [3]	BP92 [4]	BP95 [2]	TL93 [5]
pp	70,8	70,8	69,7	71,1
pep	3,0	3,1	3,0	2,8
^7Be	34,3	35,8	37,7	31,7
^8B	14,0	13,8	16,1	10,7
^{13}N	3,8	3,0	3,8	2,4
^{15}O	6,1	4,9	6,3	3,6
Total	$132,0 \pm_{17,0}^{20,0}$	$131,4 \pm_{17,0}^{21,0}$	$136,6 \pm_{7,0}^{8,0}$	$122,3 \pm 7,0$

2.3.3 O Experimento Kamiokande-II

Neste experimento a detecção do neutrino se faz no momento de sua interação com os elétrons do material contido no detector. Seu funcionamento está baseado no espalhamento elástico elétron-neutrino:

$$\nu_e + e^- \longrightarrow \nu_e + e^- \quad (2.4)$$

O elétron espalhado emite radiação de Cerėnkov que é detectada por fotomultiplicadoras colocadas nas paredes da câmara do detector, que consiste de um tanque cilíndrico contendo 3000 toneladas de água comum com um altíssimo grau de pureza [6]. A cinemática relativística nos diz que os elétrons são preferencialmente espalhados na direção do neutrino incidente, podendo com isso se obter a direção de chegada

destes neutrinos no detector (os elétrons de recuo estão dentro de um ângulo de 15° com a direção de incidência dos neutrinos).

O detector de Kamiokande foi inicialmente projetado para se estudar o decaimento do próton (Kamiokande-I), sendo modificado no final de 1986 para o estudo dos neutrinos solares. O seu limiar de detecção é da ordem de 7,5 MeV; assim sendo, ele é sensível basicamente aos neutrinos do 8B . Como os neutrinos vindos de explosões de supernovas tem uma energia esperada muito próxima daquela dos neutrinos do 8B , foi possível a este detector observar 12 neutrinos da Supernova SN1987A, em fevereiro de 1987 [23].

A análise de dados em Kamiokande consiste na reconstrução dos eventos (elétrons de recuo), e como existe uma correlação muito forte entre a direção de chegada dos neutrinos e a dos elétrons espalhados, pode-se ter informação em tempo real do número, da energia e da direção de chegada dos neutrinos do Sol. A direção de chegada dos neutrinos é usada para separar os eventos reais, daqueles provenientes do *background*. A desvantagem desse tipo de detectores em comparação com os radioquímicos é que a seção de choque de espalhamento dos elétrons pelos neutrinos eletrônicos é cerca de duas vezes menor que a seção de choque de absorção e também que o *background* é maior que naqueles detectores.

Os resultados experimentais dão um valor de $(2,89 \pm_{0,21}^{0,22} \pm 0,35)10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para o fluxo de neutrinos do 8B [24], enquanto os valores teóricos podem ser vistos na tabela (2.5) para os vários modelos.

Na tabela(2.9) vemos as características técnicas do detetor Kamiokande-II [6].

Tabela 2.9: Características do Detetor Kamiokande-II.

Localização	Mina de Kamioka (Alpes Japoneses)
Profundidade	1 Km
Fluido Detetor	H_2O
Massa Utilizável†	680 tons
Limiar dos elétrons‡	9 MeV
Número de elétrons	$2,27 \cdot 10^{32}$
Faixa de Neutrino detectado	8B
Detetores	Fotomultiplicadoras de 20 pol. de diâmetro
Forma de detecção	Radiação de Cerënkov

† A massa completa do detetor pesa 3000 toneladas; porém, somente 680 toneladas são utilizadas na detecção de neutrinos solares.

‡ Limiar de energia dos elétrons espalhados.

2.3.4 Projetos Futuros

Nos próximos anos estarão em funcionamento três novos detectores de neutrinos solares que fornecerão um acréscimo considerável dos dados experimentais e que terão um impacto muito grande sobre o nosso conhecimento de como o Sol brilha e como os neutrinos se comportam. Eles são o Superkamiokande (Japão), o Sudbury Neutrino Observatory (Canadá) e o BOREX (Itália). Cada detector registrará mais neutrinos em dois meses de funcionamento que todos aqueles detectados até os dias de hoje pelos experimentos que estão em atividade.

Esses três novos detectores produzirão um sinal rápido para cada reação dos neutrinos possuindo assim uma resolução temporal muito boa. Os detectores radioquímicos ao contrário fornecem somente um sinal integrado após semanas de exposição quando se conta o número de núcleos transmutados pelas colisões dos neutrinos no interior do detector.

Devido à grande taxa de detecção esperada para esses novos detectores (alguns milhares por ano por detector), será possível estudar com grande precisão estatística os efeitos dependentes do tempo, característicos de algumas soluções propostas pela Física de Partículas.

Algumas das finalidades essenciais desses novos detectores são:

- a) Medir o fluxo e o espectro de energia dos neutrinos eletrônicos durante o dia e também a noite. Se houver uma diferença muito grande entre os dois valores isso será um indicativo da oscilação dos neutrinos na matéria.
- b) Se os experimentos descobrirem variações sazonais nos fluxos de neutrinos eletrônicos (além do trivial efeito da excentricidade orbital da Terra), esse efeito evidenciará uma sensível dependência da oscilação dos neutrinos no vácuo devido à variação da

distância Terra-Sol.

c) Se os neutrinos eletrônicos tiverem um momento magnético, a interação dele com o campo magnético solar produzirá correlações entre o *deficit* de neutrinos eletrônicos e o bem conhecido ciclo de 11 anos de atividade solar.

Um fato bastante importante é que cada um desses novos experimentos poderá fornecer diagnósticos importantes sobre predições combinadas do Modelo das Interações Fracas e dos Modelos Solares. Por exemplo, ambos, Superkamiokande e SNO, serão capazes de medir a forma dos espectros de energia dos neutrinos solares. Como eles só detectam os neutrinos do ^8B e como o espectro desses neutrinos originados na região central do Sol tem as mesmas características do espectro de energia dos neutrinos do ^8B obtidos no laboratório, qualquer mudança nesses espectros será evidência de que uma nova física “não padrão” está atuando nesses neutrinos. Assim sendo, algo está errado no processo de produção desses neutrinos ou em sua viagem até o detector. Uma simples falha no Modelo Solar poderia afetar o tamanho do sinal vindo dos neutrinos do ^8B , mas não sua forma.

O detector de Sudbury, que deverá entrar em funcionamento em 1997, consiste de um reservatório com 1000 toneladas de água pesada (D_2O) circundado por outro contendo uma blindagem (contra a radioatividade das rochas que envolvem o laboratório) de 7000 toneladas de água comum, ambas com alto grau de pureza, para manter bem baixo o *background*. Também, devido a grande profundidade do laboratório, o *background* devido aos raios cósmicos é muito pequeno (200 vezes menor que o de Kamiokande-II). O processo de detecção é o mesmo usado em Kamiokande, ou seja, fotomultiplicadores detectam a radiação de Cerēnkov emitida pelos elétrons espalhados no processo de colisão elástica $e^- - \nu_e$, ou nos processos de troca de

partículas W^\pm no deutério:



ou ainda na troca de partículas Z^0 com fragmentação do núcleo de deutério em um próton e um neutron, sendo este último processo sensível também aos neutrinos muônicos e tauônicos:



Como a reação (2.6) não produz elétrons de recuo diretamente, as interações dos neutrinos serão observadas através dos neutrons por duas técnicas especiais:

a) Mistura-se à água pesada, cloreto de magnésio que tem a função de capturar os neutrons com subsequente emissão de fótons altamente energéticos (aproximadamente 8,6 MeV). Esses fótons geram elétrons que emitem a luz de Cerënkov que é detectada.

b) Os neutrons também poderão ser detectados por contadores proporcionais preenchidos com helio-3.

A idéia original deste projeto é a de usar a água pesada para medir ao mesmo tempo e no mesmo detector, o fluxo de neutrinos eletrônicos através destes dois processos (eqs. 2.5 e 2.6). Se as predições do Modelo Padrão das Interações Fracas são corretas, este detector observará cêrca de 9000 interações dos neutrinos solares por ano, devidas a reação (2.5), e cêrca de 1/3 desse valor para a reação (2.6). Se houver um número de neutrinos eletrônicos muito maior que o predito para a reação (2.6) isso indicará uma forte evidência para a hipótese de mistura entre os neutrinos de diferentes sabores.

O detector BOREX consistirá de um tanque com 2000 toneladas de um cintilador líquido, contendo 200 toneladas de boro. Um estágio inicial chamado “Borexino”, está em estudo e servirá para detectar neutrinos vindos do ${}^7\text{Be}$ e ${}^8\text{B}$. Os resultados dos quatro primeiros detectores de neutrinos solares sugerem que o fluxo dos neutrinos eletrônicos do ${}^7\text{Be}$ é muito menor que o predito pelos Modelos Padrão do Sol. Esse fato é de fundamental importância no estudo dos neutrinos solares, pois, a escassez dos neutrinos eletrônicos do ${}^7\text{Be}$ indicará também a falta dos neutrinos do ${}^8\text{B}$. Nenhum dos detectores em atividade mede os neutrinos do ${}^7\text{Be}$ diretamente. Os detectores radioquímicos não registram as energias evento por evento, não podendo portanto determinar qual fração do fluxo total é devida aos dois neutrinos monoenergéticos do ${}^7\text{Be}$. Todos os detectores que captam luz Cerënkov incluindo o SNO tem uma energia limiar muito alta, não podendo assim “ver” os neutrinos do ${}^7\text{Be}$. Se esses neutrinos tem sido transformados em ν_μ e ν_τ e se tornado “invisíveis” aos experimentos radioquímicos eles poderão ser revelados em um detector cuja energia limiar não seja tão baixa. Cêrca de 90% dos neutrinos do ${}^7\text{Be}$ aparecem na linha espectral de 0,86 MeV que é acima da energia limiar do detector BOREX; dessa maneira ele será capaz de identificar esses neutrinos. Os neutrinos eletrônicos serão detectados através do espalhamento elástico elétron-neutrino num líquido cintilante orgânico. Os neutrinos monoenergéticos do ${}^7\text{Be}$ com energia de 0,86 MeV produzirão elétrons espalhados com um espectro contínuo do tipo Compton com energia máxima de 665 KeV. A energia de recuo desses elétrons foi estimada estar na faixa de energia de 250 a 665 KeV.

Há ainda uma pretensão de extensão do detector de Kamiokande: um detector conhecido como Superkamiokande, com 50000 toneladas de água pura, capturando 50

neutrinos solares por dia ($E > 5 \text{ MeV}$) que poderá estar pronto até 1997. O grande número de dados que será obtido neste detector permitirá análises bem detalhadas como, por exemplo, da modulação de fluxo devido à variação sazonal na distância Sol-Terra. Outra informação de grande importância virá da análise do espectro de energia dos elétrons, que é estritamente correlacionado com o espectro de energia dos neutrinos; se o *deficit* de neutrinos for de origem Astrofísica, nenhum desvio no espectro de 8B será observado, somente o seu tamanho, enquanto que se for devido às oscilações, o espectro deverá apresentar um fluxo menor a energias mais baixas.

Algumas características dos projetos SNO e Superkamiokande podem ser vistos nas tabelas (2.10 e 2.11).

Tabela 2.10: Características do Detetor de Sudbury (SNO).

Localização	Mina Creighton, Sudbury, Ontario, Canadá
Profundidade	6800 pés
Fluido Detetor	D_2O
Massa Total de Fluido	1000 tons
Limiar de detecção	~ 5 MeV
Número de átomos de Deutério	$6,02 \cdot 10^{31}$
Faixa de Neutrino detectado	8B , hep

Tabela 2.11: Parâmetros de Projeto do Detetor Superkamiokande e Performance Esperada para Eventos de Neutrinos Solares.

Massa Total (água)	50000 tons
Massa Utilizável Para Neutrinos Solares	22000 tons
Anticontador	2 m
Fotomultiplicadores	11200
Cobertura do Fotocatodo	40%
Resolução de Vértice	50 cm
Resolução de Energia	$14\% / (E/10 \text{ MeV})^{1/2}$
Resolução Angular	27%
Eventos/Dia (S.S.M.)	60 ($E > 5 \text{ MeV}$)

2.4 Possíveis Soluções Para o Problema do Neutrino Solar

Conhecendo-se as reações nucleares que produzem os neutrinos no interior do Sol, podemos obter o fluxo de neutrinos a serem detectados na Terra no contexto de um Modelo Solar Padrão. A taxa de detecção de um determinado experimento é calculada através da convolução do fluxo de neutrinos pela seção de choque de interação dos neutrinos no interior do detector (seção de choque de absorção para os experimentos radioquímicos ou seção de choque de espalhamento elástico elétron-neutrino para os Cerěnkov's), integrando-se esse produto entre a energia limiar do detector e o limite máximo da energia do neutrino para cada uma das fontes.

Quando se comparam esses resultados teóricos com as taxas de detecção experimentais verifica-se uma grande diferença entre eles como se pode ver na seção 2.3.

As possíveis explicações para essa diferença tem seguido dois caminhos principais:

a) Mudanças no Modelo Solar Padrão: Atualmente dois efeitos tem levado a mudanças profundas nas predições teóricas do Modelo Solar Padrão. O primeiro efeito é o baixo valor da seção de choque ($p - {}^7\text{Be}$) [25] que afeta principalmente o fluxo dos neutrinos do ${}^8\text{B}$. E o segundo são os chamados fenômenos coletivos no plasma solar [26]. Esses fenômenos mostram a influência do movimento do plasma em alguns processos elementares como por exemplo espalhamentos. O efeito maior, entretanto, é na opacidade local (decrece 7% o valor da opacidade no centro do Sol [26]) que poderá, a princípio, diminuir a temperatura nessa região e com isso o fluxo dos neutrinos do ${}^7\text{Be}$ e do ${}^8\text{B}$, que são os mais afetados por mudanças na temperatura ($\phi_{{}^7\text{Be}} \propto T_C^8$ e $\phi_{{}^8\text{B}} \propto T_C^{18}$).

b) Mudança no Modelo Padrão das Interações Fracas:

b1) Oscilação de Neutrinos: Os neutrinos produzidos no Sol são do tipo eletrônico.

O que o modelo de oscilação propõe é que estes neutrinos, em seu trânsito através do Sol e fora dele, em direção à Terra, oscilem entre os seus três sabores. Como os detectores só acusam a captura de neutrinos eletrônicos, isto explicaria o *deficit*. Tal modelo requer uma física além do Modelo Padrão das Interações Fracas.

b2) Momento Dipolar Magnético dos Neutrinos: Representa também uma oscilação, só que neste caso o neutrino mudaria a sua helicidade. Supondo-se que o neutrino possua um momento magnético, ainda que muito fraco, o intenso campo magnético solar pode fazer com que os neutrinos do tipo *left-handed* que são produzidos no Sol, se transformem em *right-handed*, incapazes de serem detectados.

Os resultados obtidos pelo experimento de Homestake mostrados na figura 10.5 da referência [6] (fluxos de neutrinos solares como função do ano de detecção) indicam alguma evidência para valores máximos em 1977 e 1988 e um mínimo em 1980. Esses máximos correspondem a atividades solares mínimas enquanto que os fluxos mínimos de neutrinos correspondem a atividades solares máximas. Esse fato sugere que o neutrino possua um momento magnético que interage com o campo magnético solar mudando a sua helicidade (neutrinos do tipo *left-handed* que são produzidos no Sol se transformam em *right-handed* que não são detectados). Assim quando o Sol tem uma atividade máxima esse efeito é muito intenso diminuindo o fluxo de neutrinos detectados.

b3) Decaimento dos Neutrinos: Essa solução ficou bastante desfavorecida com a observação dos neutrinos da Supernova SN1987A que coloca um limite inferior à vida média dos neutrinos em 160000 anos, tempo que o neutrino leva para atravessar o espaço que nos separa dessa Supernova. Com essa vida média poucos neutrinos decairiam em sua viagem do Sol à Terra.

Há ainda outros modelos que buscam explicações através de partículas hipotéticas denominadas WIMPS (*weakly interacting massive particles*), rotação rápida do núcleo solar, etc [6].

No presente trabalho será tratado apenas o Modelo de Oscilação de Neutrinos no Vácuo (trajetória do Sol à Terra) como uma tentativa de se entender o Problema dos Neutrinos Solares.

Capítulo 3

Oscilação de Neutrinos no Vácuo

O tema Oscilação de Neutrinos foi proposto pela primeira vez por Bruno Pontecorvo [27], em 1957, motivado pela já conhecida oscilação do kaon neutro. Em seu trabalho Pontecorvo discutiu a possibilidade da oscilação neutrino-antineutrino; porém, o conceito de oscilação com relação aos sabores dos neutrinos só foi formalmente apresentado por Maki *et al.*, em 1962 [28] e posteriormente desenvolvido pelo próprio Pontecorvo em 1967 [29].

O *mixing* e o fenômeno de oscilação entre os kaons permite que se faça uma estimativa da diferença de massas entre K_S^0 e K_L^0 . No Modelo Padrão das Interações Eletrofracas os neutrinos não possuem massa, e assim nenhuma mistura é esperada. Alternativamente se a mistura é observada, isso fornecerá um meio eficaz de se medir a diferença de massas entre os neutrinos, e obter uma confirmação de neutrinos massivos.

Já no trabalho original de Fermi a questão da massa dos neutrinos é discutida, e ele notou que se os neutrinos possuírem massas diferentes de zero, isso acarretará

uma mudança no espectro de energia dos elétrons num decaimento beta, próximo ao *end-point*, devido a mudanças no espaço de fase. Vários experimentos encontram limites superiores para as massas dos neutrinos; $m(\nu_e) < 7 \text{ eV}$; $m(\nu_\mu) < 300 \text{ KeV}$ e $m(\nu_\tau) < 35 \text{ MeV}$ [30].

O ponto de partida do estudo das oscilações de neutrinos é supor que os neutrinos emitidos em um processo típico das interações fracas são superposições ortogonais dos autoestados de massa. Essa mistura é esperada em todas as teorias que supõem os neutrinos massivos. Se um dos neutrinos (ν_e , ν_μ ou ν_τ) possuir uma massa muito grande, isso afetará significativamente o espectro de energia, sendo um meio de estimar a massa do neutrino. Nosso interesse reside, entretanto, no caso em que essas massas são muito pequenas.

Existem similaridades marcantes entre os quarks e leptons. Todos são fermions, são partículas pontuais (até o limite de 10^{-18} m), constituem três gerações de famílias e sempre aparecem aos pares, constituindo dubletos, com respeito aos processos fracos. Cada um desses dubletos tem o mesmo acoplamento com o boson W.

Essas equivalências indicam que, talvez, exista uma simetria perfeita entre quarks e leptons a altas energias. O aparecimento, no início da década de 70, das Teorias de Grande Unificação (GUT's), que sugerem a existência de uma única interação com um único acoplamento em uma região de altíssimas energias ($M \sim 10^{15} \text{ GeV}/c^2$), é um forte indicativo de neutrinos massivos, e também das misturas entre os diferentes sabores dos neutrinos.

Até finais da década de 70 não havia uma explicação plausível do porque das massas dos neutrinos serem tão pequenas, em total desacôrdo com as massas dos quarks e dos outros três leptons. Em 1979, Gell-Mann, Ramond e Slansky, e inde-

pendentemente Yanagida, mostraram que se essa simetria é quebrada em uma escala de massa muito grande (M) isso implicaria em uma redução muito acentuada nas massas dos neutrinos (m_ν). Se M cresce, m_ν decresce, levando a assim chamada Fórmula *See-Saw* [31]:

$$m_{\nu_i} = \frac{m_i^2}{M} \quad (3.1)$$

$i = 1, 2, 3$ para as 3 gerações de neutrinos

sendo m_i a massa do lepton correspondente ao neutrino e M a chamada massa de GUT.

Em geral, fermions são descritos por espinores de quatro componentes como proposto por Dirac. Essas componentes correspondem a quatro estados, dois estados de *spin* para as partículas (*left- e right-handed*) e dois estados para as antipartículas (*left- e right-handed*). Para partículas sem massa existe a possibilidade de que só existam os estados ν_L e $\bar{\nu}_R$ (ou ν_R e $\bar{\nu}_L$). No caso dos neutrinos somente os estados ν_L e $\bar{\nu}_R$ são conhecidos, pois, são os únicos produzidos em uma interação fraca. Se o neutrino possuir massa, haverá um estado ν_R que coincidirá com o antineutrino $\bar{\nu}_R$. Isso é possível, pois, os neutrinos são eletricamente neutros. Nesse caso o neutrino é uma partícula de Majorana (contrariamente as partículas de Dirac). Nas GUT's, são esperados que os neutrinos sejam partículas de Majorana. Quando tratamos com neutrinos de Dirac, podemos definir um número leptônico L_i , $i = e, \mu, \tau$ que é conservado em um processo típico das interações fracas. As massas de Majorana violam esse número leptônico, tornando possíveis processos como o decaimento beta

duplo sem emissão de neutrinos, e também a mistura entre os neutrinos de diferentes sabores. Uma matriz de mistura leptônica correspondente à Matriz CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) do setor dos quarks relacionará os autoestados de massa aos estados da interação fraca. Dessa forma em um feixe de neutrinos eletrônicos (como aqueles produzidos no Sol) poderemos encontrar após uma certa distância, uma superposição de ν_e , ν_μ e ν_τ . A descrição quântica desse fenômeno é idêntica à precessão de uma partícula de $spin (1/2)\hbar$ em um campo magnético, com seu $spin$ formando um ângulo de 2θ com o campo. Assim as oscilações dos neutrinos podem ser vistas como precessões no espaço dos sabores.

3.1 Oscilações com 2 Gerações de Neutrinos (ν_e e ν_μ)

Os neutrinos eletrônico e muônico constituem o que se chama autoestados de sabor, e podem ser descritos da seguinte forma:

$$\nu^{(f)} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

Se os neutrinos possuem massa, estes estados, ν_e e ν_μ , das interações fracas, podem ser relacionados com autoestados de massa ν_1 e ν_2 , que são representados por:

$$\nu^{(m)} = \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

Assim podemos definir uma equação de mistura dos estados ¹, da seguinte forma:

$$\nu^{(f)} = U\nu^{(m)} \quad (3.4)$$

onde:

$$U = \begin{pmatrix} \cos(\omega) & \text{sen}(\omega) \\ -\text{sen}(\omega) & \cos(\omega) \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

sendo U uma matriz unitária que relaciona os estados e ω o ângulo de *mixing*.

Para obtermos a evolução temporal do feixe de neutrinos $\nu^{(f)}$, que é uma superposição de ν_1 e ν_2 através de (3.4), precisamos simplesmente da equação de evolução na base $\nu^{(m)}$, dada por:

$$i\hbar \frac{d}{dt} \nu^{(m)}(t) = H\nu^{(m)}(t) \quad (3.6)$$

¹Conforme os autoestados de massa se propagam, adquirem diferentes fases; contudo, como mencionado anteriormente, estes estados não são os mesmos em que os neutrinos são produzidos ou detectados. Como os neutrinos são produzidos via interação fraca, o que é observado são os autoestados de sabor.

onde H é o Hamiltoniano que nesta base é diagonal:

$$H = \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Resolvendo a eq.(3.6) obtemos:

$$\nu^{(m)}(t) = e^{-iH\frac{t}{\hbar}}\nu^{(m)}(0) \quad (3.8)$$

Passando para a base dos sabores ficamos com:

$$\nu^{(f)}(t) = U e^{-iH\frac{t}{\hbar}} U^\dagger \nu^{(f)}(0) \quad (3.9)$$

onde usamos a relação :

$$\nu^{(m)} = U^\dagger \nu^{(f)} \quad (3.10)$$

Como H é diagonal, então:

$$e^{-iH\frac{t}{\hbar}} \equiv \begin{pmatrix} e^{-iE_1\frac{t}{\hbar}} & 0 \\ 0 & e^{-iE_2\frac{t}{\hbar}} \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

E dessa forma podemos escrever a equação (3.9) como:

$$\begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_\omega & S_\omega \\ -S_\omega & C_\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-iE_1 \frac{t}{\hbar}} & 0 \\ 0 & e^{-iE_2 \frac{t}{\hbar}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_\omega & -S_\omega \\ S_\omega & C_\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e(0) \\ \nu_\mu(0) \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

onde chamamos $C_\omega = \cos(\omega)$ e $S_\omega = \text{sen}(\omega)$

Resolvendo a multiplicação de matrizes acima ficamos com:

$$\begin{pmatrix} \nu_e(t) \\ \nu_\mu(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (C_\omega^2 e^{-iE_1 \frac{t}{\hbar}} + S_\omega^2 e^{-iE_2 \frac{t}{\hbar}})\nu_e(0) - S_\omega C_\omega (e^{-iE_1 \frac{t}{\hbar}} - e^{-iE_2 \frac{t}{\hbar}})\nu_\mu(0) \\ -S_\omega C_\omega (e^{-iE_1 \frac{t}{\hbar}} - e^{-iE_2 \frac{t}{\hbar}})\nu_e(0) + (S_\omega^2 e^{-iE_1 \frac{t}{\hbar}} + C_\omega^2 e^{-iE_2 \frac{t}{\hbar}})\nu_\mu(0) \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

Assim podemos obter, a partir de um fluxo originalmente constituído por uma única espécie de neutrino, a probabilidade de sobrevivência e a probabilidade de conversão deste neutrino em um neutrino de outra espécie, como função do tempo. Desse modo temos que, para um fluxo inicialmente composto por neutrinos eletrônicos (que é o caso dos neutrinos produzidos no Sol), a probabilidade de sobrevivência destes é dada por:

$$P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(t) = |\langle \nu_e(t) | \nu_e(0) \rangle|^2 = 1 - S_{2\omega}^2 \text{sen}^2 \left\{ \frac{(E_2 - E_1)t}{2\hbar} \right\} \quad (3.14)$$

e a probabilidade de conversão de um neutrino eletrônico em muônico é:

$$P_{(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)}(t) = |\langle \nu_\mu(t) | \nu_e(0) \rangle|^2 = S_{2\omega}^2 \text{sen}^2 \left\{ \frac{(E_2 - E_1)t}{2\hbar} \right\} \quad (3.15)$$

Como $E = \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2}$ e devido ao fato de que $E \gg m$ podemos expandir E binomialmente:

$$E = pc \sqrt{1 + \frac{m^2 c^4}{p^2 c^2}} \approx pc + \frac{m^2 c^4}{2pc} \quad (3.16)$$

e obter:

$$E_2 - E_1 \approx \frac{(m_2^2 - m_1^2)c^4}{2pc} = \frac{\Delta_{21}}{2pc} \quad (3.17)$$

Uma vez que estamos lidando com um comportamento ondulatório do neutrino, podemos aplicar as relações de *de Broglie*: $E = h\xi$ e $p = h/\lambda$ e obter a relação $p = E/\lambda\xi$, que nas equações (3.14) e (3.15) nos dá:

$$P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E, t) = 1 - S_{2\omega}^2 \text{sen}^2 \left\{ \frac{\Delta_{21} t \lambda \xi}{4E \hbar c} \right\} \quad (3.18)$$

e

$$P_{(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)}(E, t) = S_{2\omega}^2 \text{sen}^2 \left\{ \frac{\Delta_{21} t \lambda \xi}{4E \hbar c} \right\} \quad (3.19)$$

Para efeito de aplicação ao Problema dos Neutrinos Solares, é conveniente transformar a dependência temporal em espacial nas equações (3.18) e (3.19).

Para que a oscilação se dê a uma distância x igual ao comprimento de onda λ , podemos considerar o tempo t como o período de oscilação ξ^{-1} e assim as equações (3.18) e (3.19) se reduzem a:

$$P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E, x) = 1 - S_{2\omega}^2 \text{sen}^2 \left\{ \frac{\Delta_{21} x}{4E\hbar c} \right\} \quad (3.20)$$

e

$$P_{(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)}(E, x) = S_{2\omega}^2 \text{sen}^2 \left\{ \frac{\Delta_{21} x}{4E\hbar c} \right\} \quad (3.21)$$

3.1.1 Oscilações com 3 Gerações de Neutrinos (ν_e , ν_μ e ν_τ)

O cálculo da equação de evolução dos neutrinos, neste caso, é semelhante àquele feito com 2 gerações (mostrado na seção anterior), porém, a matriz de mistura U tem agora a seguinte forma [32]:

$$U = \exp(i\psi\lambda_7)\Gamma\exp(i\phi\lambda_5)\exp(i\omega\lambda_2) \quad (3.22)$$

onde os λ 's são matrizes de Gell-Mann, representadas da seguinte forma [33]:

$$\lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} ; \quad \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad \lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

E Γ é uma matriz ligada a um fator de fase δ :

$$\Gamma = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\delta} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\delta} \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

Fazendo a expansão em série das exponenciais da matriz U obtemos para esta a seguinte forma:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & C_\psi & S_\psi \\ 0 & -S_\psi & C_\psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\delta} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_\phi & 0 & S_\phi \\ 0 & 1 & 0 \\ -S_\phi & 0 & C_\phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_\omega & S_\omega & 0 \\ -S_\omega & C_\omega & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

onde: $C_i = \cos(i)$ e $S_i = \text{sen}(i)$, com $i = \omega, \phi$ e ψ .

Resolvendo a matriz (3.25), obtemos:

$$U = \begin{pmatrix} C_\phi C_\omega & C_\phi S_\omega & S_\phi \\ -S_\omega C_\psi e^{i\delta} - S_\psi S_\phi C_\omega e^{-i\delta} & C_\omega C_\psi e^{i\delta} - S_\psi S_\phi S_\omega e^{-i\delta} & S_\psi C_\phi e^{-i\delta} \\ S_\omega S_\psi e^{i\delta} - C_\psi S_\phi C_\omega e^{-i\delta} & -C_\omega S_\psi e^{i\delta} - S_\phi C_\psi S_\omega e^{-i\delta} & C_\psi C_\phi e^{-i\delta} \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

O fator de fase δ está ligado à violação de CP. Como queremos estudar os efeitos das oscilações em neutrinos solares, que são detectados com os mesmos sabores em que são produzidos, podemos considerar $\delta = 0$. Sendo assim a matriz U se reduz a:

$$U = \begin{pmatrix} C_\phi C_\omega & C_\phi S_\omega & S_\phi \\ -S_\omega C_\psi - S_\psi S_\phi C_\omega & C_\omega C_\psi - S_\psi S_\phi S_\omega & S_\psi C_\phi \\ S_\omega S_\psi - C_\psi S_\phi C_\omega & -C_\omega S_\psi - S_\phi C_\psi S_\omega & C_\psi C_\phi \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

ou ainda:

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \quad (3.28)$$

A equação de evolução para os neutrinos, $\nu^f(t) = U e^{\frac{-iHt}{\hbar}} U^\dagger \nu^f(0)$, nos dá uma expressão geral para as probabilidades na forma:

$$P_{(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)}(E, \mathbf{x}) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} U_{\alpha i} U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j} \text{sen}^2\left(\frac{\Delta_{ji} \mathbf{x}}{4E\hbar c}\right) \quad (3.29)$$

A mesma expressão para a probabilidade de sobrevivência dos neutrinos eletrônicos fica:

$$\begin{aligned}
P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E, x) &= 1 - 4U_{e1}^2 U_{e2}^2 \text{sen}^2\left(\frac{\Delta_{21}x}{4E\hbar c}\right) - 4U_{e1}^2 U_{e3}^2 \text{sen}^2\left(\frac{\Delta_{31}x}{4E\hbar c}\right) - 4U_{e2}^2 U_{e3}^2 \text{sen}^2\left(\frac{\Delta_{32}x}{4E\hbar c}\right) = \\
&= 1 - C_\phi^4 S_{2\omega}^2 \text{sen}^2\left(\frac{\Delta_{21}x}{4E\hbar c}\right) - C_\omega^2 S_{2\phi}^2 \text{sen}^2\left(\frac{\Delta_{31}x}{4E\hbar c}\right) - S_\omega^2 S_{2\phi}^2 \text{sen}^2\left(\frac{\Delta_{32}x}{4E\hbar c}\right) \quad (3.30)
\end{aligned}$$

como $\Delta_{32} = \Delta_{31} - \Delta_{21}$ e considerando $\Delta_{31} \gg \Delta_{21}$ podemos reescrever a equação (3.30) como: ²

$$P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E, x) = 1 - C_\phi^4 S_{2\omega}^2 \text{sen}^2\left(\frac{\Delta_{21}x}{4E\hbar c}\right) - S_{2\phi}^2 \text{sen}^2\left(\frac{\Delta_{31}x}{4E\hbar c}\right) \quad (3.31)$$

Note que se conservarmos qualquer um dos ângulos de *mixing* na eq.(3.31) e fizermos o outro igual a zero, retornamos ao caso limite de oscilações com duas espécies de neutrinos (eq.(3.20)).

Podemos ainda calcular $P_{(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)}(E, x)$ e $P_{(\nu_e \rightarrow \nu_\tau)}(E, x)$, que dão as seguintes expressões:

$$P_{(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)}(E, x) = S_{2\phi}^2 S_\psi^2 \text{sen}^2\left(\frac{\Delta_{31}x}{4E\hbar c}\right) + \{S_{2\omega}^2 C_\phi^2 (C_\psi^2 - S_\phi^2 S_\psi^2) + S_{2\omega} C_{2\omega} S_{2\psi} S_\phi C_\phi^2\} \text{sen}^2\left(\frac{\Delta_{21}x}{4E\hbar c}\right) \quad (3.32)$$

$$P_{(\nu_e \rightarrow \nu_\tau)}(E, x) = S_{2\phi}^2 C_\psi^2 \text{sen}^2\left(\frac{\Delta_{31}x}{4E\hbar c}\right) + \{S_{2\omega}^2 C_\phi^2 (S_\psi^2 - S_\phi^2 C_\psi^2) - S_{2\omega} C_{2\omega} S_{2\psi} S_\phi C_\phi^2\} \text{sen}^2\left(\frac{\Delta_{21}x}{4E\hbar c}\right) \quad (3.33)$$

²Esse fato é proveniente da hierarquia de massa que deve existir entre os neutrinos [30]

É importante observar que as equações (3.32) e (3.33) somadas, reproduzem os dois últimos termos da expressão de $P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E, x)$ que não levam em conta o ângulo de *mixing* ψ responsável pelo canal de oscilação $\nu_\mu \rightleftharpoons \nu_\tau$.

Para efeito de aplicação ao cálculo das razões de supressão dos detectores de neutrinos solares (que será abordado no próximo capítulo), podemos simplificar mais ainda a equação (3.31). Uma vez que estamos considerando $\Delta_{31} \gg \Delta_{21}$ e tendo em vista que (como será visto adiante) a região de valores de Δ_{21} que satisfaz as quatro experiências em conjunto se situa em torno de 10^{-10} eV^2 , verificamos que o termo $\text{sen}^2(\frac{\Delta_{31}x}{4E\hbar c})$ pode ser aproximado para 1/2, já que para energias da ordem de 0.1 a 14.4 MeV, que corresponde ao espectro dos neutrinos solares, este possui uma variação muito rápida entre seus valores extremos, dando em média o valor 1/2. Assim, sem maiores consequências, podemos aproximar a equação (3.31) para:

$$P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E, x) = 1 - \frac{1}{2}S_{2\phi}^2 - C_\phi^4 S_{2\omega}^2 \text{sen}^2\left(\frac{\Delta_{21}x}{4E\hbar c}\right) \quad (3.34)$$

Capítulo 4

Análise do Deficit dos Neutrinos Solares Através de Oscilações no Vácuo

Neste capítulo vamos usar as expressões encontradas no Capítulo 3 afim de buscar uma solução ao problema dos neutrinos solares e que expliquem os resultados encontrados nos quatro experimentos atualmente em funcionamento. O objetivo é encontrar regiões no plano $\Delta_{21} \times \sin^2(2\omega)$ que concordam com as contagens experimentais obtidas.

Uma análise dos efeitos sazonais sôbre a probabilidade de sobrevivência dos neutrinos eletrônicos é estimada e é também mostrado que esses efeitos são de fundamental importância para os neutrinos de energia intermediária (ν_{Be} , ν_{pep} , ν_{CNO}).

4.1 Razão de Supressão Observada

O Problema dos Neutrinos Solares fica evidente quando comparamos as taxas de captura calculadas teóricamente com as obtidas experimentalmente. Quando essa comparação é feita notamos que a proporção nunca é 1:1, já que a taxa de captura calculada teoricamente via Modelo Solar Padrão supera a experimental, dando razões que podem variar de aproximadamente 30% a 40% para o detector de Homestake até cerca de 65% para o de Kamiokande, dependendo do Modelo Solar utilizado.

Assim, a média temporal da razão de supressão observada é ¹:

$$R = \left\langle \frac{T_{EXP}}{T_{MSP}} \right\rangle \quad (4.1)$$

onde T_{EXP} é a taxa de contagem para o detector e T_{MSP} é a taxa de captura calculada via Modelo Solar Padrão e que pode ser escrita como:

$$T_{MSP} = \sum_i \phi_i \int_{E_{limiar}}^{E_{max}} \eta_i(E) \sigma(E) dE \quad (4.2)$$

onde os índices i representam as fontes de neutrinos (pp, pep, ⁸B, ⁷Be, ¹³N, ¹⁵O); ϕ_i são os fluxos totais de cada fonte e dependem do Modelo Solar Padrão utilizado, $\eta_i(E)$ é o espectro de energia normalizado, desses neutrinos, para as reações da cadeia p-p (ver referência [3]) e do ciclo CNO (ver Apêndice A) e $\sigma(E)$ é a seção de choque de absorção para os detectores radioquímicos e de espalhamento elástico $e - \nu_e$ para os detectores de Cerënkov.

¹O termo média temporal se refere às diferentes medições realizadas durante o tempo de funcionamento do experimento

Em nossos cálculos utilizamos as seções de choque de absorção para o ^{37}Cl e ^{71}Ga contidas na referência [3] e as seções de choque de espalhamento $\nu_e - e^-$ (no caso do detector de Kamiokande) contidas na referência [34]. Os fluxos dos neutrinos provenientes das diferentes fontes, para os quatro modelos solares por nós utilizados, aparecem na tabela (2.5).

Os resultados da integração da expressão (4.2), multiplicados pelos fluxos totais de cada fonte de neutrinos podem ser vistos nas tabelas (2.6 e 2.8), enquanto que as taxas de contagem experimentais mais recentes, para os quatro detectores em atividade são as seguintes:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{Homestake [20]} & \longrightarrow (2,55 \pm 0,25)\text{SNU} \\ \text{GALLEX [35,21]} & \longrightarrow (79 \pm 12)\text{SNU} \\ \text{SAGE [36,21]} & \longrightarrow (69 \pm 13)\text{SNU} \\ \text{Kamiokande-II [24]} & \longrightarrow (2,89 \pm_{0,21}^{0,22} \pm 0,35) \cdot 10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \end{array} \right.$$

onde os T_{MSP} para os experimentos radioquímicos são dados em SNU.

As razões de supressão para os quatro detectores, calculadas através dos quatro modelos solares utilizados, são apresentadas na tabela (4.1).

Tabela 4.1: Razão de Supressão dos Detectores[†]

	BU88	BP92	BP95	TL93
Homestake	0,32 ± 0,06	0,32 ± 0,06	0,27 ± 0,06	0,41 ± 0,06
GALLEX	0,60 ± 0,14	0,60 ± 0,14	0,58 ± 0,14	0,65 ± 0,14
SAGE	0,52 ± 0,18	0,53 ± 0,18	0,51 ± 0,18	0,56 ± 0,20
Kamiokande-II	0,50 ± 0,12	0,51 ± 0,10	0,44 ± 0,12	0,65 ± 0,12

[†] Cálculos Feitos a Partir dos Dados Experimentais Contidos nas Referências [20,35,36,24,21] e dos Modelos Padrão BU88 [3], BP92 [4], BP95 [2] e TL93 [5]. Os valores foram obtidos com um desvio padrão de 2σ .

4.2 Cálculo da Razão de Supressão Considerando a Hipótese da Oscilação de Neutrinos no Vácuo

A equação (4.2), quando se considera as oscilações entre os neutrinos de diferentes sabores, fica:

$$T_{OSC} = \sum_i \phi_i \int_{E_{limiar}}^{E_{máx}} \eta_i(E) P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E) \sigma(E) dE \quad (4.3)$$

onde $P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E)$ é a probabilidade de sobrevivência dos neutrinos dada pela equação (3.34), em que se considera a oscilação de neutrinos no vácuo em três gerações .

Assim, se a hipótese da oscilação no vácuo for correta, a expressão (4.3) dividida pela expressão (4.2) deve fornecer a razão de supressão esperada para cada um dos detectores.

$$R = \frac{T_{OSC}}{T_{MSP}} = \frac{\sum_i \phi_i \int_{E_{limiar}}^{E_{máx}} \eta_i(E) P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E) \sigma(E) dE}{\sum_i \phi_i \int_{E_{limiar}}^{E_{máx}} \eta_i(E) \sigma(E) dE} \quad (4.4)$$

Para cada Modelo Solar e para cada experimento, obtivemos regiões dos parâmetros Δ_{21} e $\sin^2(2\omega)$, fazendo $\sin^2(2\phi)$ assumir os valores 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8 e 1.0. Quando se faz $\sin^2(2\phi) = 0$, o problema se reduz a oscilação entre duas gerações de neutrinos ($\nu_e \rightleftharpoons \nu_\mu$).

É de grande utilidade definir as probabilidades médias de sobrevivência dos neutrinos eletrônicos em função da energia, da seguinte forma [37]:

a) Para os neutrinos de alta energia (^8B):

$$P_H = \langle P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E) \rangle_{^8\text{B}} \quad (4.5)$$

b) Para os neutrinos de energia intermediária (^7Be , pep, CNO):

$$P_I = \langle P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E) \rangle_{^7\text{Be}, \text{pep}, \text{CNO}} \quad (4.6)$$

c) Para os neutrinos de baixa energia (pp):

$$P_L = \langle P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E) \rangle_{pp} \quad (4.7)$$

É fácil verificar que a expressão (4.4) pode ser colocada da seguinte forma:

$$R = \left(\frac{T_{MSP}^{^8\text{B}}}{T_{MSP}} \right) P_H + \left(\frac{T_{MSP}^{^7\text{Be}, \text{pep}, \text{CNO}}}{T_{MSP}} \right) P_I + \left(\frac{T_{MSP}^{\text{pp}}}{T_{MSP}} \right) P_L \quad (4.8)$$

Uma vez que:

$$\langle P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E) \rangle = \frac{\int \eta(E) \sigma(E) P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E) dE}{\int \eta(E) \sigma(E) dE} \quad (4.9)$$

Assim ficamos com as seguintes expressões para as razões de supressão nos quatro detectores:

$$R_{37Cl} = \left(\frac{T_{MSP}^8 B}{T_{MSP}} \right) P_H + \left(\frac{T_{MSP}^7 Be, pep, CNO}{T_{MSP}} \right) P_I \quad (4.10)$$

$$R_{71Ga} = \left(\frac{T_{MSP}^8 B}{T_{MSP}} \right) P_H + \left(\frac{T_{MSP}^7 Be, pep, CNO}{T_{MSP}} \right) P_I + \left(\frac{T_{MSP}^{pp}}{T_{MSP}} \right) P_L \quad (4.11)$$

$$R_{KAM} = \frac{1}{7} + \frac{6}{7} P_H \quad (4.12)$$

A expressão (4.12) é obtida da seguinte forma [39]:

$$R_{KAM} = \frac{\phi_{8B} \int_{7,5}^{14,4} \eta_{8B}(E) \{ \sigma(\nu_e, e)(E) P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E) + \sigma(\nu_\mu, e)(E) P_{(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)}(E) \} dE}{\phi_{8B} \int_{7,5}^{14,4} \eta_{8B}(E) \{ \sigma(\nu_e, e)(E) + \sigma(\nu_\mu, e)(E) \} dE} \quad (4.13)$$

pois esse detector é sensível ao espalhamento $\nu_\mu \rightarrow e$, além do espalhamento $\nu_e \rightarrow e$; e por isso temos que levar em conta $P_{(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)}$ pois alguns dos neutrinos muônicos detectados podem ter vindo de oscilações dos neutrinos eletrônicos. Como para essas energias $\sigma(\nu_e, e) \approx 7\sigma(\nu_\mu, e)$, a expressão (4.13) se reduz a (4.12).

As expressões para as razões de supressão para os quatro modelos e para os quatro experimentos são as seguintes:

a) BU88

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{HOM} = 0,77P_H + 0,23P_I = 0,32 \pm 0,06 \\ R_{GALLEX} = 0,11P_H + 0,35P_I + 0,54P_L = 0,60 \pm 0,14 \\ R_{SAGE} = 0,11P_H + 0,35P_I + 0,54P_L = 0,52 \pm 0,18 \\ R_{KAM} = (1/7) + (6/7)P_H = 0,50 \pm 0,12 \end{array} \right. \quad (4.14)$$

b) BP92

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{HOM} = 0,78P_H + 0,22P_I = 0,32 \pm 0,06 \\ R_{GALLEX} = 0,11P_H + 0,35P_I + 0,54P_L = 0,60 \pm 0,14 \\ R_{SAGE} = 0,11P_H + 0,35P_I + 0,54P_L = 0,53 \pm 0,18 \\ R_{KAM} = (1/7) + (6/7)P_H = 0,51 \pm 0,10 \end{array} \right. \quad (4.15)$$

c) BP95

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{HOM} = 0,79P_H + 0,21P_I = 0,27 \pm 0,06 \\ R_{GALLEX} = 0,12P_H + 0,37P_I + 0,51P_L = 0,58 \pm 0,14 \\ R_{SAGE} = 0,12P_H + 0,37P_I + 0,51P_L = 0,51 \pm 0,18 \\ R_{KAM} = (1/7) + (6/7)P_H = 0,44 \pm 0,12 \end{array} \right. \quad (4.16)$$

d) TL93

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{HOM} = 0,74P_H + 0,26P_I = 0,41 \pm 0,06 \\ R_{GALLEX} = 0,09P_H + 0,33P_I + 0,58P_L = 0,65 \pm 0,14 \\ R_{SAGE} = 0,09P_H + 0,33P_I + 0,58P_L = 0,56 \pm 0,20 \\ R_{KAM} = (1/7) + (6/7)P_H = 0,65 \pm 0,12 \end{array} \right. \quad (4.17)$$

Analizando apenas Homestake e Kamiokande, notamos que $R_{HOM} < R_{KAM}$, independentemente do modelo utilizado. Como Kamiokande é sensível apenas aos neutrinos mais energéticos do ${}^8\text{B}$ ($E_\nu \geq 7,5$ MeV) e Homestake é sensível, além desses neutrinos, aos de energia intermediária, sendo em sua maioria neutrinos vindos do ${}^7\text{Be}$, com $E_\nu = 0,862$ MeV, chegamos à conclusão de que uma supressão muito grande dos neutrinos, nessa faixa de energia, é necessária para uma explicação conjunta destes dois experimentos. Dessa forma, considerando-se uma supressão total dos neutrinos de energia intermediária ($P_I \approx 0$), obtemos os seguintes valores para P_H nos quatro modelos solares mostrados abaixo (utilizando apenas R_{HOM} e R_{KAM}).

Para o caso simples de duas gerações de neutrinos ($\sin^2(2\phi) = 0$), temos que $P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E, x)$ é dado por:

$$P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E, x) = 1 - S_{2\omega}^2 \sin^2 \left\{ \frac{\Delta_{21} x}{4E\hbar c} \right\} \quad (4.21)$$

Fazendo $P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E, x) = 0$ para $E_\nu = 0,862$ MeV (energia do ν_{Be}), haverá uma conversão total $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$; assim $\sin^2(2\omega) = 1$. O que nos deixa com uma sequência de mínimos dada por:

$$\Delta_{21} = \frac{4\pi E_\nu}{x} \left(n + \frac{1}{2} \right) \approx 1,44 \cdot 10^{-11} \left(n + \frac{1}{2} \right) eV^2 \quad (4.22)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots$$

Note que esta condição só é válida para $x \approx 1,49 \cdot 10^{11}$ m, que é a distância média da Terra ao Sol e é denominada solução de grande comprimento de onda.

Os valores de Δ_{21} e $\sin^2(2\omega)$ para diferentes valores de $\sin^2(2\phi)$ que explicam a razão de supressão para o experimento de Homestake e para os quatro modelos solares são mostradas nas figuras 2,3,4 e 5. Nessas figuras verifica-se que quando $\sin^2(2\phi)$ aumenta os valores aceitáveis de $\sin^2(2\omega)$ aumentam e há também um alargamento na região dos valores permitidos para Δ_{21} . Para $\sin^2(2\phi) \geq 0,8$ os valores permitidos de $\sin^2(2\omega)$ e Δ_{21} diminuem, o que pode ser explicado por uma análise da expressão (4.20).

As figuras 6,7,8 e 9 representam os mesmos cálculos feitos para o Experimento de Kamiokande.

a) Para Homestake

$$\left\{ \begin{array}{l} BU88 \longrightarrow 0,34 \leq P_H \leq 0,50 \\ BP92 \longrightarrow 0,33 \leq P_H \leq 0,49 \\ BP95 \longrightarrow 0,27 \leq P_H \leq 0,39 \\ TL93 \longrightarrow 0,47 \leq P_H \leq 0,64 \end{array} \right. \quad (4.18)$$

b) Para Kamiokande

$$\left\{ \begin{array}{l} BU88 \longrightarrow 0,28 \leq P_H \leq 0,56 \\ BP92 \longrightarrow 0,31 \leq P_H \leq 0,55 \\ BP95 \longrightarrow 0,21 \leq P_H \leq 0,49 \\ TL93 \longrightarrow 0,45 \leq P_H \leq 0,73 \end{array} \right. \quad (4.19)$$

A partir desses vínculos impostos a P_I e P_H , podemos estimar os valores de $\Delta_{21} \times \text{sen}^2(2\omega)$ válidos para os dois experimentos.

Os vínculos para P_H , mostrados em (4.18) e (4.19), devem satisfazer à seguinte condição :

$$P_H = 1 - \frac{1}{2} S_{2\phi}^2 - C_{\phi}^4 S_{2\omega}^2 \left\{ \text{sen}^2 \left\{ \frac{\Delta_{21} x}{4E\hbar c} \right\} \right\} \quad (4.20)$$

A outra condição é dada por $P_I \approx 0$ que só será útil para Homestake.

As figuras 10 e 11 representam as regiões de Δ_{21} e $\text{sen}^2(2\omega)$ que explicam os experimentos de GALLEX e SAGE, respectivamente, considerando também os quatro modelos solares. Essas soluções são obtidas com duas gerações de neutrinos e as soluções com três gerações de neutrinos não foram apresentadas, pois, a diferença entre ambas é imperceptível em um gráfico $\Delta_{21} \times \text{sen}^2(2\omega)$.

Uma análise das figuras que representam as soluções para os Experimentos de Homestake e Kamiokande, mostra que o Modelo BP95 é o que tem uma região menor de valores aceitáveis para Δ_{21} e $\text{sen}^2(2\omega)$. Isso é devido ao fato da razão de supressão para esse modelo ser a menor entre os quatro modelos estudados, significando que devemos, nesse caso, eliminar mais neutrinos eletrônicos por oscilação. Assim teremos um número menor de valores de Δ_{21} e $\text{sen}^2(2\omega)$ que explicam os experimentos acima citados, individualmente.

As soluções para GALLEX e SAGE não apresentam grandes diferenças quando se considera os quatro modelos. Isso é devido ao fato de que cerca de 54% dos neutrinos detectados por esses experimentos são os de baixa energia (ν_e da reação p-p) que não são afetados pelos vínculos impostos para os experimentos de Homestake e Kamiokande.

Como a razão de supressão para o Experimento de Homestake é menor que a de Kamiokande, independentemente do modelo solar usado, isso significa que devemos eliminar, via oscilação, neutrinos com energia intermediária (ν_{Be} , ν_{pep} e ν_{CNO}) além de alguma parte do espectro de energia dos neutrinos do ^8B . Nas figuras 2,3,4 e 5 aparecem picos que correspondem aos valores inteiros de n que aparecem na equação (4.22) e que representam uma supressão dos neutrinos da região intermediária ($P_I = 0$).

Na figura 16 são mostradas as probabilidades de sobrevivência dos neutrinos eletrônicos, $P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E)$ em função da energia para os valores de $n=3,4,5$ e 7 . A linha vertical que aparece nos gráficos, corresponde à energia do neutrino do ${}^7\text{Be}$ ($E_\nu = 0,862$ MeV) que fornece uma probabilidade de sobrevivência mínima para os neutrinos eletrônicos. Nessa figura, se verifica, também, que os últimos valores de mínimos variam entre $E_\nu \approx 6$ MeV para $n=3$ até $E_\nu \approx 13$ MeV para $n=7$, a partir desses valores a probabilidade $P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E)$ cresce com E_ν e vão aparecer novos mínimos fora da região dos neutrinos solares ($E_\nu > 14,4$ MeV).

A solução $P_I = 0$ com $n=7$ é excluída quando se analisa os dados dos quatro experimentos conjuntamente e para o caso de oscilações entre duas espécies de neutrinos.

Na figura 16 observa-se ainda, que para valores de energia pequenos, onde predominam os neutrinos provenientes da reação (p-p), as oscilações são muito intensas, levando a $\langle P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E) \rangle \approx 1/2$. Assim sendo, considerando oscilações com duas gerações de neutrinos, o valor mínimo possível para P_L é de aproximadamente 0,5 (obtido com $\text{sen}^2(2\omega) = 1$).

Como os detectores que usam gálio possuem um limiar de detecção muito baixo ($E_\nu \approx 0,233$ MeV) não podemos mais assumir $P_I=0$, pois, mesmo que a contribuição dos neutrinos do ${}^7\text{Be}$ seja nula, os neutrinos do ${}^{13}\text{N}$ e ${}^{15}\text{O}$, na região de energia de 0,233 a 0,814 MeV sofrerão o mesmo efeito que os neutrinos do p-p. Esse resultado implica em um P_I diferente de zero. Esse fato é confirmado nas figuras 10 e 11 onde os picos que aparecem em Homestake para $P_I=0$ são totalmente suprimidos.

Os gráficos a das figuras 12, 13, 14 e 15 mostram que é possível encontrar uma solução única que explica os quatro experimentos considerando que haja oscilação

entre duas espécies de neutrinos no vácuo. Essas figuras representam as soluções encontradas para os quatro modelos solares utilizados. Os gráficos de b a f das figuras 12, 13, 14 e 15, representam as soluções comuns encontradas para os experimentos de Homestake e Kamiokande, considerando que haja oscilação entre três gerações de neutrinos. Nessas figuras fizemos variar o $\text{sen}^2(2\phi)$ desde 0 até 1,0. Essas análises foram feitas para um desvio padrão de 2σ e a região de Δ_{21} e $\text{sen}^2(2\omega)$ que satisfaz os quatro experimentos, para os quatro modelos é:

$$\begin{aligned}
 3,0 \cdot 10^{-11} \leq \Delta_{21} \leq 1,2 \cdot 10^{-10} \text{ eV}^2 \\
 e \\
 \text{sen}^2(2\omega) \geq 0,6
 \end{aligned}
 \tag{4.23}$$

Esse resultado é aproximadamente igual ao da referência [38].

Como era de se esperar o Modelo TL93 apresenta um número maior de valores de Δ_{21} e $\text{sen}^2(2\omega)$ que satisfazem os quatro experimentos conjuntamente, pois, as razões de supressão para esse Modelo são maiores que os demais, implicando em uma perda de neutrinos eletrônicos menor por efeito de oscilações .

4.3 Efeito da Variação Sazonal Sôbre os Fluxos dos Neutrinos Solares

As taxas de detecção experimentais podem ser influenciadas pela variação da distância Terra-Sol durante as diferentes estações do ano. Como a órbita da Terra ao redor do Sol é uma elipse, a variação da distância x em função de t é dada por:

$$x(t) = x_0(1 - \epsilon \cos(\frac{2\pi t}{T})) \quad (4.24)$$

onde, x_0 é a distância média da Terra ao Sol ($\approx 1,49 \cdot 10^{11}$ m), $\epsilon = 0,0167$ é a excentricidade da órbita e $T = 365$ dias. A probabilidade de sobrevivência dos neutrinos eletrônicos usando-se (4.24) fica:

$$P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E, x(t)) = 1 - \frac{1}{2}S_{2\phi}^2 - C_{\phi}^4 S_{2\omega}^2 \text{sen}^2 \left\{ \frac{\Delta_{21} x_0}{4E\hbar c} (1 - \epsilon \cos(\frac{2\pi t}{T})) \right\} \quad (4.25)$$

A equação (4.24) apresenta os valores de máximo e de mínimo para $x = (1 + \epsilon)x_0$ e $x = (1 - \epsilon)x_0$.

Essa variação na distância Terra-Sol altera os fluxos dos neutrinos em cerca de 6 a 7%, pois, esses fluxos são proporcionais a $x(t)^{-2}$.

A probabilidade de sobrevivência dos neutrinos solares é afetada por essa variação sazonal de maneira diferente.

Na figura 17 calculamos a razão entre os fluxos de neutrinos eletrônicos com e sem oscilações, ou seja,

$$R(t) = \frac{\phi_{\nu_e}(\text{com oscilação})}{\phi_{\nu_e}(\text{sem oscilação})} \quad (4.26)$$

onde

$$\phi_{\nu_e}(\text{com oscilação}) = \phi_{\nu_{ei}} \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{máx}}} \eta_i(E) P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E, x(t)) dE \quad (4.27)$$

e

$$\phi_{\nu_e}(\text{sem oscilação}) = \phi_{\nu_{ei}} x(t)^{-2} \quad (4.28)$$

com $\phi_{\nu_{ei}}$ sendo o fluxo total de neutrinos para cada uma das fontes (ver tabela 2.5).

Para os neutrinos monoenergéticos provenientes das reações pep e ${}^7\text{Be}$ não há necessidade de efetuar a integração .

Os seis gráficos da figura 17 mostram a variação sazonal sobre os fluxos de neutrinos solares, com e sem oscilação , considerando alguns valores de Δ_{21} e $\text{sen}^2(2\omega)$ para oscilações entre ν_e e ν_μ . Como se pode ver, os neutrinos eletrônicos provenientes das reações p-p e ${}^8\text{B}$ não sofrem qualquer variação, entretanto, os neutrinos das regiões intermediárias provenientes de fontes discretas sofrem uma variação muito forte evidenciando o fato da probabilidade de sobrevivência desses neutrinos ser afetada pela variação sazonal. A experiência BOREX em Gran-Sasso, prestes a entrar em funcionamento, vai detectar principalmente os neutrinos do ${}^7\text{Be}$ ($E_\nu = 0,862 \text{ MeV}$). Se existir uma variação no fluxo desses neutrinos muito maior que a esperada por $x(t)^{-2}$ isso será uma forte indicação das oscilações de neutrinos no vácuo.

Capítulo 5

Conclusão

Os resultados dos quatro experimentos em atividade apresentados no capítulo (2) mostram que se os neutrinos são *standard* (sem massa, sem mistura, sem momento magnético, etc.) o enigma dos neutrinos solares continua insolúvel. Com a acumulação dos dados dos detectores de gálio, o problema adquiriu um novo aspecto: os vínculos impostos sobre o fluxo dos neutrinos do ${}^7\text{Be}$ sugerem que esses neutrinos e todos os de energia intermediária no espectro dos neutrinos solares, devem ser drasticamente suprimidos para que haja uma solução plausível no âmbito dos modelos solares atuais.

A tabela(4.1) mostra que o fator de supressão (contagens experimentais/cálculos teóricos(MSP)) varia de $0,44 \pm 0,12$ até $0,65 \pm 0,12$ para o detector de Kamiokande e de $0,27 \pm 0,06$ até $0,41 \pm 0,06$ para o de Homestake. As soluções astrofísicas via mudança nos modelos solares padrão são desfavorecidas, pois, tais soluções não podem mudar a forma do espectro de energia dos neutrinos do ${}^8\text{B}$, sugerindo com isso, que o fator de supressão para os detectores acima mencionados deveria ser o

mesmo (igual ao de Kamiokande). Essa discrepância existente entre os dados de Kamiokande e Homestake foi vista pela primeira vez por Bahcall e Bethe, e constitui o chamado “Conflito Homestake x Kamiokande” .

Assim, mudanças no Modelo Solar Padrão não tem conseguido explicar os resultados encontrados pelos quatro experimentos e portanto, mudanças nas propriedades dos neutrinos continuam sendo as mais atrativas para a solução desse problema.

Em nossos cálculos apresentados no Capítulo 4, mostramos que é possível explicar os resultados dos quatro experimentos, via oscilação dos neutrinos no vácuo, no contexto de duas gerações de neutrinos (ν_e, ν_μ). A solução encontrada praticamente independe da escolha do modelo solar. Em nossos estudos usamos dois modelos que consideram difusão de helio e de elementos pesados (BP92 e BP95) e dois modelos que não introduzem essas difusões (BU88 e TL93). Para os quatro modelos conseguimos encontrar valores de Δ_{21} e $\text{sen}^2(2\omega)$ que explicam os resultados de todos os experimentos. As soluções para os Modelos BU88 e BP92 restringem os valores dos parâmetros a: $5,0 \cdot 10^{-11} \leq \Delta_{21} \leq 1,0 \cdot 10^{-10} \text{ eV}^2$ e $\text{sen}^2(2\omega) \geq 0,7$. Para o Modelo BP95 esses parâmetros variam nos intervalos: $6,0 \cdot 10^{-11} \leq \Delta_{21} \leq 1,0 \cdot 10^{-10} \text{ eV}^2$ e $\text{sen}^2(2\omega) \geq 0,75$. Como era de se esperar o Modelo TL93 apresenta os valores aceitáveis desses parâmetros entre: $3,0 \cdot 10^{-11} \leq \Delta_{21} \leq 1,2 \cdot 10^{-10} \text{ eV}^2$ e $\text{sen}^2(2\omega) \geq 0,6$. Esse modelo apresenta valores maiores para as razões de supressão, indicando que deverá haver uma maior região para Δ_{21} e $\text{sen}^2(2\omega)$ que explicam as contagens de todos os experimentos.

As figuras 12, 13, 14 e 15 mostram que os resultados de Homestake-Kamiokande restringem fortemente a região do plano Δ_{21} x $\text{sen}^2(2\omega)$, significando com isso que os neutrinos de energia intermediária devem ser suprimidos através de oscilação.

Uma análise do chamado “Conflito Homestake-Kamiokande” foi feita, considerando oscilações no vácuo com três gerações de neutrinos. Essas soluções aumentam a faixa de valores de Δ_{21} e $\sin^2(2\omega)$ em comparação com a solução de duas gerações.

Uma estimativa dos efeitos sazonais sobre os fluxos de neutrinos foi também realizada, considerando que eles oscilem em sua trajetória à Terra. A variação da distância Terra-Sol no período de um ano afeta consideravelmente os neutrinos monoenergéticos do ${}^7\text{Be}$ e do pep, pouco alterando as probabilidades de sobrevivência dos neutrinos do pp e ${}^8\text{B}$.

Uma outra solução ao problema dos neutrinos solares considera que as oscilações ocorram em um meio material (Efeito MSW). Essas oscilações conduzem a grandes reduções nos neutrinos de energia intermediária (maiores que as apresentadas nesse trabalho), fornecendo explicações mais satisfatórias para o *deficit* dos neutrinos solares. Os valores do parâmetro Δ_{21} , considerando que os neutrinos oscilem no interior do Sol, aumentam de $\approx 10^{-10} \text{ eV}^2$, aqui encontrados, para valores que variam entre 10^{-6} eV^2 a 10^{-4} eV^2 .

É nosso objetivo continuar o estudo dos neutrinos solares, considerando, agora, as oscilações na matéria, e também utilizar alguns modelos solares que diminuem consideravelmente os fluxos dos neutrinos do ${}^8\text{B}$ (Dar & Shaviv, Shi & Schramm, etc.) e que conseguem explicar os resultados de Kamiokande.

As soluções com oscilações de neutrinos continuam sendo a melhor análise que se tem feito para explicar a discrepância existente entre as razões $(\nu_\mu/\nu_e)_{exp}$ e $(\nu_\mu/\nu_e)_{teo}$ encontrada nos neutrinos atmosféricos. Esses neutrinos são produzidos nos chuveis hadrônicos induzidos por raios cósmicos primários na atmosfera terrestre. Eles são detectados, principalmente, com os Cerênkov de grande volume de líquido

(Kton), como por exemplo os detectores de Kamiokande, no Japão, e IMB, no EUA. A razão $\frac{(\nu_\mu/\nu_e)_{exp}}{(\nu_\mu/\nu_e)_{teo}}$ é de aproximadamente 0,54 para o IMB e de 0,60 para o Kamiokande. A única explicação plausível encontrada até o presente momento é através das oscilações de neutrino. Esses experimentos detectam os neutrinos eletrônicos e muônicos, através de suas interações com os núcleos contidos no líquido do detector (eventos contidos). Os resultados teóricos explicam os chamados eventos *e-like* ($\nu_e + N \rightarrow e^- + \dots$) detectados; entretanto, fornecem um valor muito maior para os eventos *μ -like* ($\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \dots$). Assim as soluções com oscilações para o problema dos neutrinos atmosféricos (eventos contidos) sugerem oscilações $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ou $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ (ν_s são neutrinos estéreis). Como a região de energia desses neutrinos varia entre 300 MeV a 1 GeV, os valores de Δ_m encontrados estão entre 10^{-3} e 10^{-2} eV².

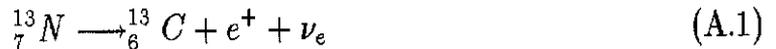
Atualmente, varias tentativas tem sido feitas com o objetivo de se encontrar valores de Δ_m e $\text{sen}^2(2\omega)$ que expliquem, através das oscilações de neutrinos, no contexto de três gerações, os dados experimentais obtidos com os neutrinos solares e atmosféricos. Essas análises são feitas usando a chamada “hierarquia de massa” dos neutrinos e considerando vínculos entre os parâmetros Δ_{ij} para os diferentes sabores de neutrinos.

Apêndice A

Cálculo do Espectro de Energia dos Neutrinos Para os Decaimentos β do ^{13}N e ^{15}O

Neste Apêndice vamos determinar o espectro de energia dos neutrinos originados dos decaimentos do ^{13}N e ^{15}O e que serão utilizados no cálculo das taxas de detecção dos diferentes experimentos.¹

As reações que descrevem esses dois decaimentos são as seguintes:



¹Os outros espectros dos neutrinos eletrônicos (cadeia p-p) se encontram na referência [3].

A probabilidade de transição por unidade de tempo para a emissão de um e^+ e um ν_e dentro do intervalo de *momentum* p e $p + dp$ é [40]:

$$N(p)dp = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{if}|^2 \rho(E) \quad (\text{A.3})$$

onde $\rho(E)$ é o número total de estados permitidos por unidade de energia para um elétron emitido com *momentum* entre p_β e $p_\beta + dp_\beta$ e para um neutrino com *momentum* p_ν e $p_\nu + dp_\nu$; também chamado de fator do espaço de fase, e pode ser escrito como:

$$\rho = \frac{dn_\beta}{dE_\beta} \frac{dn_\nu}{dE_\nu} \quad (\text{A.4})$$

e H_{if} é o elemento de matriz:

$$H_{if} = \int_V \psi_f^* H_{op} \psi_i d^3 r \quad (\text{A.5})$$

onde ψ_f^* e ψ_i são as funções de onda dos estados final e inicial respectivamente, e H_{op} é o Hamiltoniano responsável pela interação fraca.

O elemento de matriz H_{if} , pode ser aproximadamente escrito como $H_{if} = gM$, onde g é a constante das interações fracas e M é o valor esperado definido da seguinte maneira:

$$M = \int_V \phi_f^* \psi_{\nu_e}^* \psi_e^* \phi_i d^3 r \quad (\text{A.6})$$

onde ϕ_f^* , $\psi_{\nu_e}^*$ e ψ_e^* são as funções de onda do núcleo residual do neutrino e do elétron respectivamente, e ϕ_i é a função de onda do núcleo inicial.

Considerando, em uma primeira aproximação, que o elétron e o neutrino interajam fracamente com o núcleo residual, as funções de onda do neutrino eletrônico e do elétron podem ser colocadas como funções de onda de partículas livres.

$$\psi_{\nu_e}^* = e^{i\vec{k}_\nu \cdot \vec{r}} \quad (\text{A.7})$$

$$\psi_e^* = e^{i\vec{k}_e \cdot \vec{r}} \quad (\text{A.8})$$

assim a expressão (A.6) fica dada por:

$$M = \int_V \phi_f^* e^{i(\vec{k}_\nu + \vec{k}_e) \cdot \vec{r}} \phi_i d^3r \quad (\text{A.9})$$

nos quais ψ_i e ψ_f são funções de onda que descrevem os estados inicial e final dos núcleos em uma desintegração β .

Introduzindo as equações (A.4), (A.5) e (A.9) na equação (A.3), ficamos com uma probabilidade de transição por unidade de tempo dada por:

$$N(p)dp = \frac{2\pi}{\hbar} g^2 |M|^2 \frac{dn}{dE} \quad (\text{A.10})$$

como:

$$dn_\beta = \frac{p_\beta^2 dp_\beta}{4\pi^2 \hbar^3} \quad (\text{A.11})$$

$$dn_\nu = \frac{p_\nu^2 dp_\nu}{4\pi^2 \hbar^3} \quad (\text{A.12})$$

obtemos:

$$dn = \frac{p_\beta^2 p_\nu^2 dp_\beta dp_\nu}{4\pi^4 \hbar^6} \quad (\text{A.13})$$

substituindo (A.13) em (A.10), usando a relação $E_{m\acute{a}x} = E_\nu + E_\beta$, e transformando $N(p)$ para $N(E_\nu)$ obtemos a express\~ao:

$$N(E_\nu) = \frac{g^2 |M|^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^6} E_\nu^2 (E_{m\acute{a}x} - E_\nu) \sqrt{(E_{m\acute{a}x} - E_\nu)^2 - m_\beta^2 c^4} \quad (\text{A.14})$$

A equa\~ao (A.14) deve ser multiplicada pela fun\~cao de Fermi, $F(Z,E)$, que \e uma corre\~ao devido a intera\~ao coulombiana entre o n\ucleo e os el\eatrons emitidos, pois, na express\~ao de M os el\eatrons e neutrinos foram considerados como part\iculas livres.

Assim (A.14) fica:

$$N(E_\nu) = \frac{g^2 |M|^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^6} F(Z, E_\nu) E_\nu^2 (E_{m\beta x} - E_\nu) \sqrt{(E_{m\beta x} - E_\nu)^2 - m_\beta^2 c^4} \quad (\text{A.15})$$

Como os *spins* e paridades dos núcleos ${}^{13}_7\text{N}$, ${}^{15}_6\text{C}$, ${}^{15}_8\text{O}$ e ${}^{15}_7\text{N}$ são iguais a $(1/2)^-$, a transição é permitida. Assim o valor esperado M independe da energia e o espectro de neutrinos terá uma dependência em E_ν somente no fator do espaço de fase.

A expressão $N(E_\nu)dE_\nu$ representa a probabilidade por segundo para a emissão de um neutrino com energia entre E_ν e $E_\nu + dE_\nu$. Integrando-se essa expressão desde 0 até $E_{m\beta x}$ nós obtemos a probabilidade por segundo de um neutrino ser emitido com energia entre 0 e $E_{m\beta x}$:

$$\lambda_\nu = \frac{1}{\tau} = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} = \frac{g^2 |M|^2 m_\beta^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} f(Z, K_{m\beta x}) \quad (\text{A.16})$$

onde

$$f(Z, K_{m\beta x}) = \int_0^{p_{m\beta x}/m_\beta c^2} F(Z, E) \left(\frac{K_{m\beta x} - K_\nu}{m_\beta c^2} \right) \left(\frac{p_\nu}{m_\beta c^2} \right)^2 \frac{dp_\nu}{m_\beta c^2} \quad (\text{A.17})$$

A expressão (A.16) pode ser colocada na forma:

$$ft = \frac{2\pi^3 \hbar^7 |\ln 2|}{g^2 m_\beta^5 c^4 |M|^2} = \frac{\text{constante}}{|M|^2} \quad (\text{A.18})$$

onde ft é o produto de $f(Z, K_{m\beta x})$ por $t_{1/2}$. Esse produto é denominado tempo de vida comparativo do núcleo responsável pelo decaimento β .

Usando os valores de (ft) tabelados na referência [41] para os decaimentos (A.1) e (A.2);

$$(ft)_{^{13}\text{N}} = 4700 \pm 80 \quad (\text{A.19})$$

$$(ft)_{^{15}\text{O}} = 4475 \pm 35 \quad (\text{A.20})$$

e substituindo na equação (A.15) obtemos o espectro de energia dos neutrinos ^{13}N e ^{15}O como:

$$N(E_\nu)_{^{13}\text{N}} = 3,1438 E_\nu^2 (1,710 - E_\nu) \sqrt{(1,710 - E_\nu)^2 - m_\beta^2 c^4} \quad (\text{A.21})$$

$$N(E_\nu)_{^{15}\text{O}} = 0,6780 E_\nu^2 (2,243 - E_\nu) \sqrt{(2,243 - E_\nu)^2 - m_\beta^2 c^4} \quad (\text{A.22})$$

Bibliografia

- [1] A. Dar e G. Shaviv; *Astrophysics Journal* **468** (1996) 933
- [2] J.N. Bahcall, M. Pinsonneault; *Rev. Mod. Phys.* **67** (1995) 1
- [3] J.N. Bahcall, R.K. Ulrich; *Rev. Mod. Phys.* **60** (1988) 298
- [4] J.N. Bahcall, M. Pinsonneault; *Rev. Mod. Phys.* **64** (1992) 85
- [5] S. Turck-Chièze , I. Lopes; *Astrophysics Journal* **408** (1993) 347
- [6] J.N. Bahcall; *Neutrino Astrophysics*, Cambridge University Press (1989) 11
- [7] J.N. Bahcall, *et. al.*; *Rev. Mod. Phys.* **54** (1982) 767
- [8] W.A. Fowler; *Rev. Mod. Phys.*, **56** (1984) 149
- [9] D.R. Alexander e J.W. Ferguson; *Ast. Journal* **437** (1994) 879
- [10] C.A. Iglesias e F.J. Rogers; *Ast. Journal* **464** (1996) 943
- [11] N. Grevesse; *Phis. Scr.* **T8** (1984) 49
- [12] E. Anders e N. Grevesse; *Geochim. Cosmochim. Acta* **53** (1989) 197
- [13] N. Grevesse e A. Noels; *Phys. Scr.* **T47** (1993) 133

- [14] P.D. Parker; Beyond the Standard Model III, Proc. of the INT-94-1 Program on Solar Neutrinos and Neutrino Astrophysics (1994) World Scientific, Singapura
- [15] K. Langanke; Beyond the Standard Model III, Proc. of the INT-94-1 Program on Solar Neutrinos and Neutrino Astrophysics (1994) World Scientific, Singapura
- [16] C.F. von Weizsacker, Physik Z. **39** (1938) 633
- [17] H.A. Bethe, Phys. Rev. **55** (1939) 434
- [18] R. Davis, *et al.*; Phys. Rev. Letters **20** (1968) 1205
- [19] B. Pontecorvo; Chalk River Lab. Rep. PD-205 (1946)
- [20] B.T. Cleveland, *et al.*; Proc. Supp. Nucl. Phys. B **38** (1995) 47
- [21] S.T. Petcov; Proc. Supp. Nucl. Phys. B **43** (1995) 12
- [22] J.N. Bahcall; Proc. Supp. Nucl. Phys. B **38** (1995) 101
- [23] S. Turck-Chièze, *et al.*; Phys. Reports **230**, n^o2 – 4, (1993) 57
- [24] Y. Suzuki; Proc. Supp. Nucl. Phys. B **38** (1995) 54
- [25] J.N. Bahcall *et al.*; preprint LASSNS-AST 94/13 (1994)
- [26] V. Tsytovich; Solar neutrino Problem: Astrophysics or Oscillations? Eds. V. Berezhinsky and E. Fiorini, **1** (1994) 238
- [27] B. Pontecorvo; Zh. Eksp. Teor. Fiz. **33** (1957) 549
- [28] Z. Maki, *et al.*; Prog. Teor. Phys. **28** (1962) 717

- [29] B. Pontecorvo; *Zh. Eksp. Theor. Fiz.* **53** (1967) 1717
- [30] A. Yu Smirnov; Proc. of the 1st Gleb Wataghin School on High Energy Phenomenology, (1990) 71
- [31] M. Gell-Mann, *et al.*; Supergravity, North Holland (1979)
- [32] T.K. Kuo e J. Pantaleone; *Rev. Mod. Phys.*, **61**, n^o4 (1989) 938
- [33] D. Griffiths; *Int. to Elementary Part. Physics*, John Wiley & Sons, Inc. (1987)
- [34] J.N. Bahcall; *Rev. Mod. Phys.* **59** n^o2 (1987) 505
- [35] P. Anselmann, *et al.*; *Proc. Supp. Nucl. Phys. B* **38** (1995) 68
- [36] J.N. Abdurashitov, *et al.*; *Proc. Supp. Nucl. Phys. B* **38** (1995) 60
- [37] V. Barger, *et al.*; *Phys. Rev. D* **43** (1991) 1110
- [38] P.I. Krastev e S.T. Petcov; pre-print-CERN-TH.6401/92 (1992)
- [39] S.T. Petcov; pre-print-SISSA 12/95/EP (1995)
- [40] A.P. Arya, *Fundamentals of Nuclear Physics* (1970) 3rd edition, Allyn & Bacon, Inc.
- [41] C.S. Wu e S.A Moszkowski, *Beta Decay* (1966), John Wiley & Sons, Inc.

Lista de Figuras

Figura 1.a - A Cadeia Próton-Próton e o Ciclo CNO no Sol.

Figura 1.b - Fluxos dos diferentes neutrinos eletrônicos na superfície da Terra, em função da energia, para os quatro modelos abordados.

Figura 2 - Gráficos de $\Delta_{21} \times \text{sen}^2(2\omega)$ para o detector de Homestake, utilizando o Modelo BU88 e oscilações no vácuo com 3 gerações de neutrinos. Os valores de $\text{sen}^2(2\phi)$ são respectivamente: a=0 (duas gerações), b=0.2, c=0.4, d=0.6, e=0.8 e f=1.0. As regiões em negrito mostram as soluções válidas para esse detector.

Figura 3 - Idêntica à Figura 2, para o Modelo BP92.

Figura 4 - Idêntica à Figura 2, para o Modelo BP95.

Figura 5 - Idêntica à Figura 2, para o Modelo TL93.

Figura 6 - Gráficos de $\Delta_{21} \times \text{sen}^2(2\omega)$ para o detector de Kamiokande, utilizando o Modelo BU88 e oscilações no vácuo com 3 gerações de neutrinos. Os valores de $\text{sen}^2(2\phi)$ são respectivamente: a=0 (duas gerações), b=0.2, c=0.4, d=0.6, e=0.8 e f=1.0. As regiões em negrito mostram as soluções válidas para esse detector.

Figura 7 - Idêntica à Figura 6, para o Modelo BP92.

Figura 8 - Idêntica à Figura 6, para o Modelo BP95.

Figura 9 - Idêntica à Figura 6, para o Modelo TL93.

Figura 10 - Gráficos de $\Delta_{21} \times \sin^2(2\omega)$, calculados para o detector GALLEX, utilizando os quatro modelos e oscilações no vácuo com 2 gerações de neutrinos.

Figura 11 - Idêntica à Figura 10, para o detector SAGE.

Figura 12 - Gráficos de $\Delta_{21} \times \sin^2(2\omega)$, utilizando o Modelo BU88 e considerando oscilações no vácuo com 3 gerações de neutrinos. Os valores de $\sin^2(2\phi)$ são respectivamente: a=0 (duas gerações), b=0.2, c=0.4, d=0.6, e=0.8 e f=1.0. As regiões em negrito do gráfico a dessa figura representam os valores dos parâmetros que fornecem uma solução conjunta para os quatro experimentos. Os demais gráficos dessa figura representam soluções para os experimentos de Homestake e Kamiokande.

Figura 13 - Idêntica à Figura 12, para o Modelo BP92.

Figura 14 - Idêntica à Figura 12, para o Modelo BP95.

Figura 15 - Idêntica à Figura 12, para o Modelo TL93.

Figura 16 - Gráficos de $P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E) \times E_\nu$ para quatro valores de Δ_{21} que geram $P_I \approx 0$. Os valores desses Δ_{21} para n=3,4,5 e 7 são dados respectivamente por $5,0 \cdot 10^{-11}$, $6,7 \cdot 10^{-11}$, $7,9 \cdot 10^{-11}$ e $1,1 \cdot 10^{-10} \text{ eV}^2$, todos calculados para 2 gerações e fazendo $\sin^2(2\omega) = 1$ (ângulo de *mixing* máximo para o canal $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$). As linhas verticais que aparecem nos quatro gráficos indicam um $P_{(\nu_e \rightarrow \nu_e)}(E) = 0$ para a energia do ν_{Be} ($E_\nu = 0,862 \text{ MeV}$).

Figura 17 - Gráficos da razão entre os fluxos dos diferentes neutrinos solares obtidos via oscilação com duas gerações de neutrinos pelos mesmos fluxos calculados sem oscilação, levando-se em conta o efeito sazonal. As razões foram obtidas para t/T variando de 0 até 1, onde $T=365$ dias. Os valores de Δ_{21} e $\text{sen}^2(2\omega)$ utilizados nos seis gráficos são os seguintes: **a)** $\Delta_{21} = 1,1 \cdot 10^{-10}$ e $\text{sen}^2(2\omega) = 0,95$, **b)** $\Delta_{21} = 9,1 \cdot 10^{-11}$ e $\text{sen}^2(2\omega) = 0,85$, **c)** $\Delta_{21} = 8,0 \cdot 10^{-11}$ e $\text{sen}^2(2\omega) = 0,80$, **d)** $\Delta_{21} = 7,8 \cdot 10^{-11}$ e $\text{sen}^2(2\omega) = 0,80$, **e)** $\Delta_{21} = 6,3 \cdot 10^{-11}$ e $\text{sen}^2(2\omega) = 0,85$ e **f)** $\Delta_{21} = 6,0 \cdot 10^{-11}$ e $\text{sen}^2(2\omega) = 1,0$.

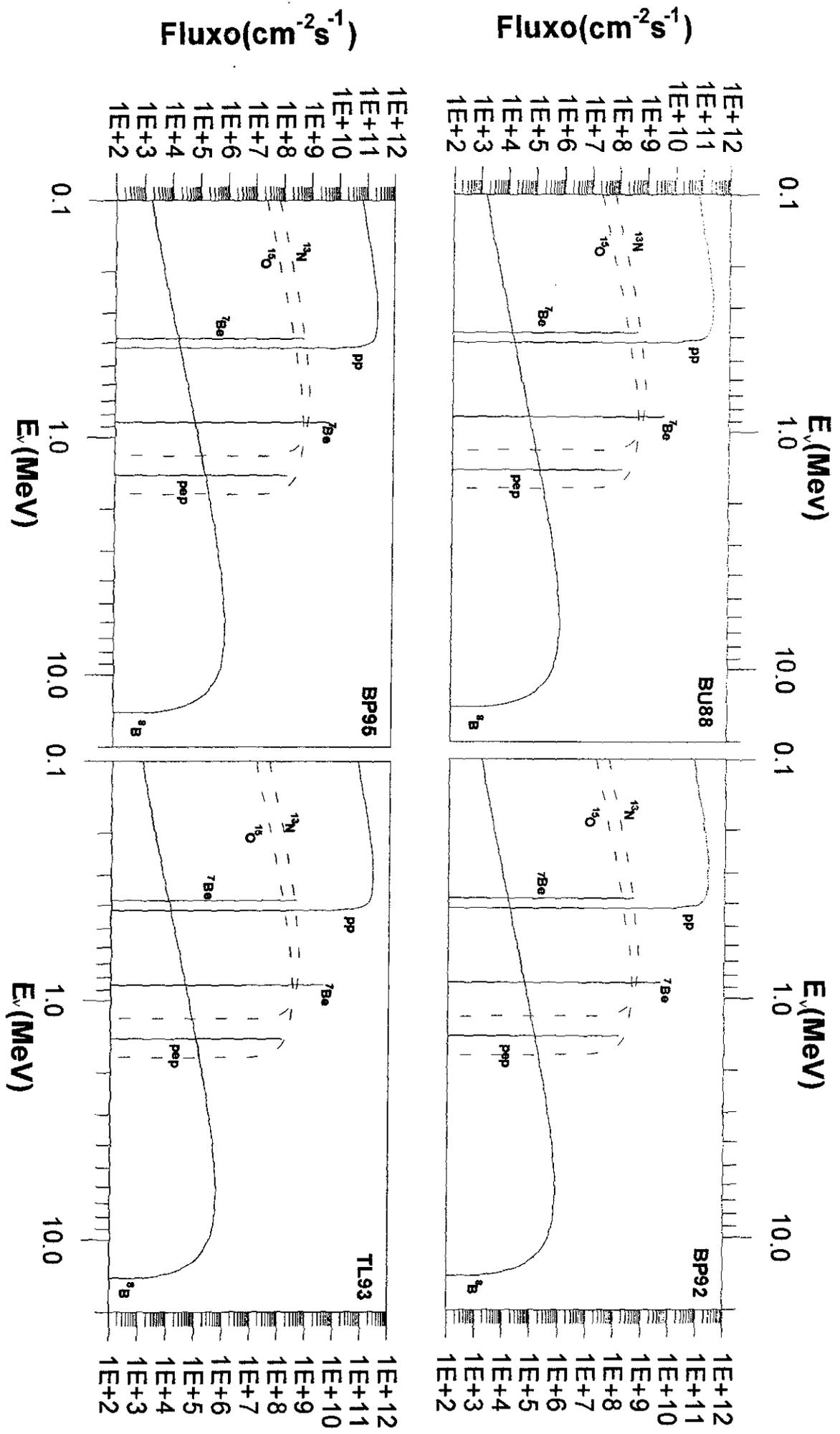


Figura 1. b

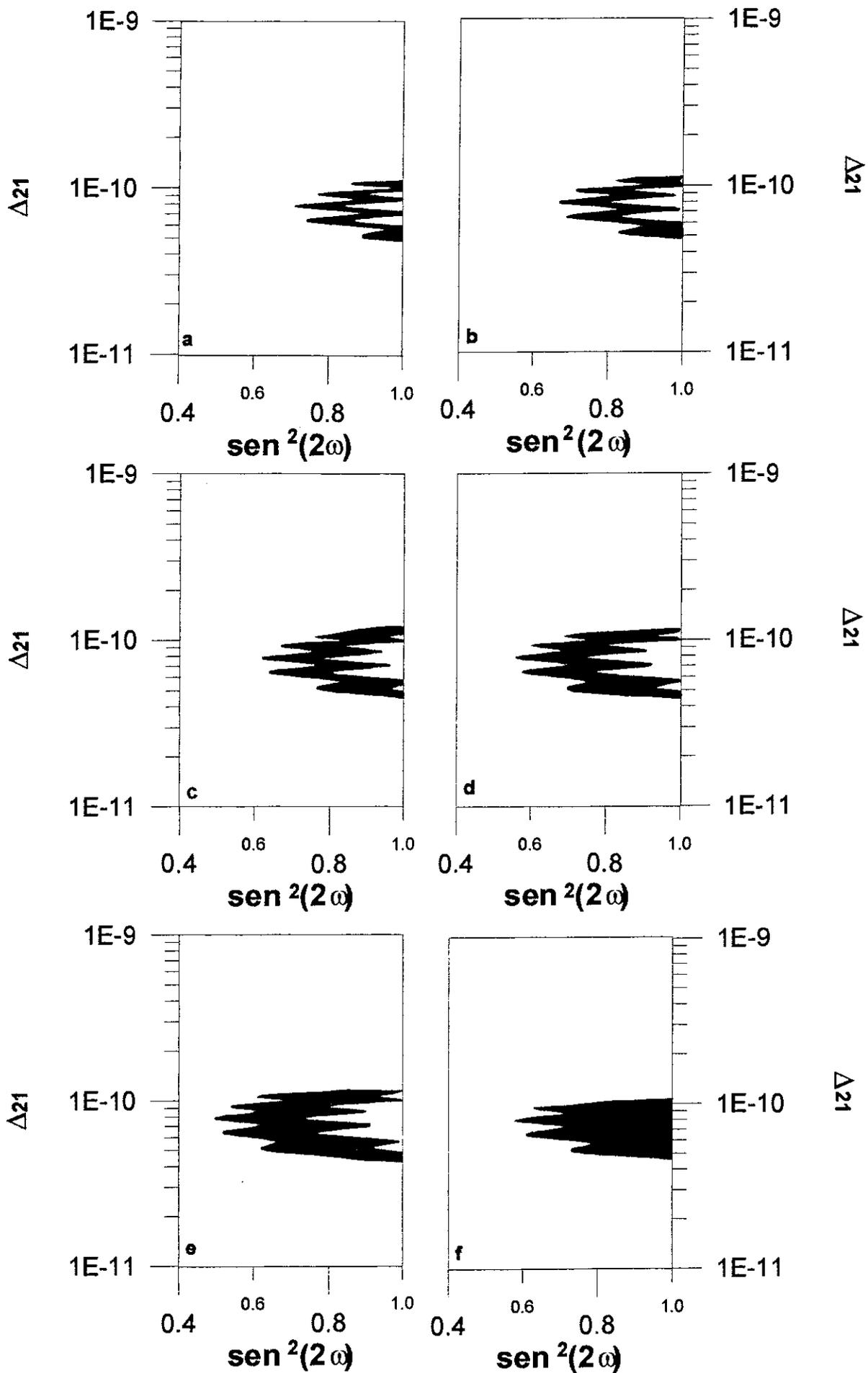


Figura 2

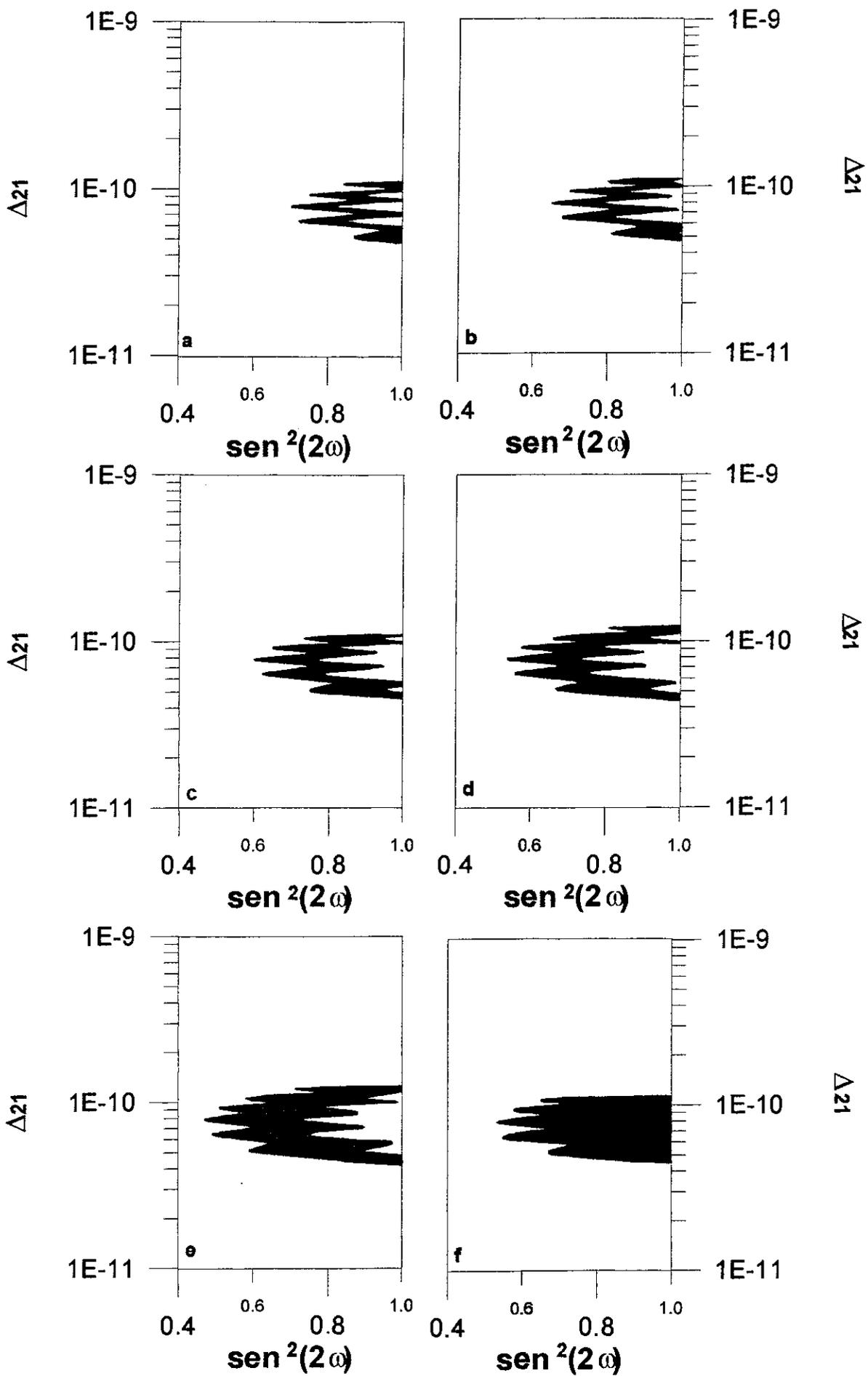


Figura 3

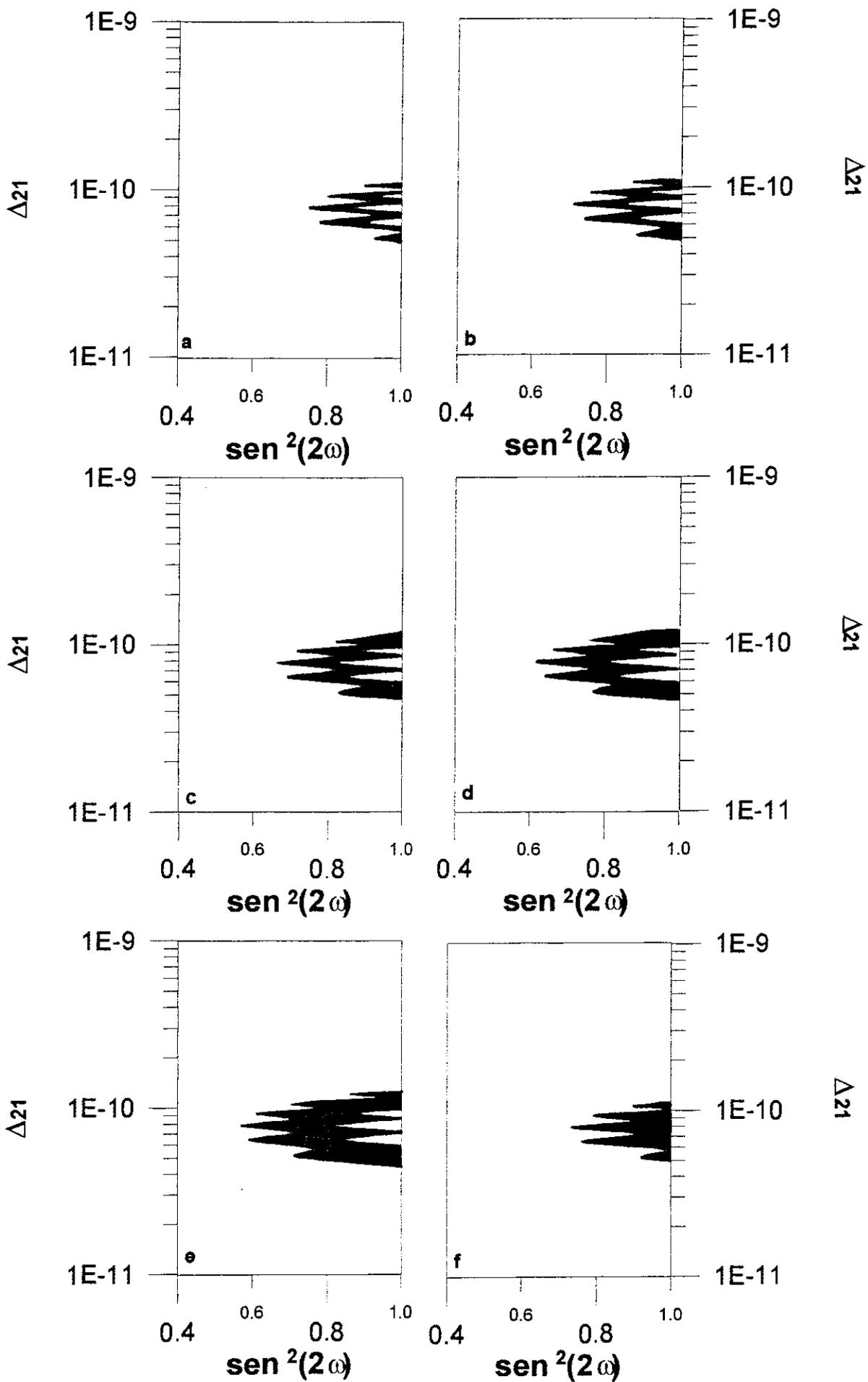


Figura 4

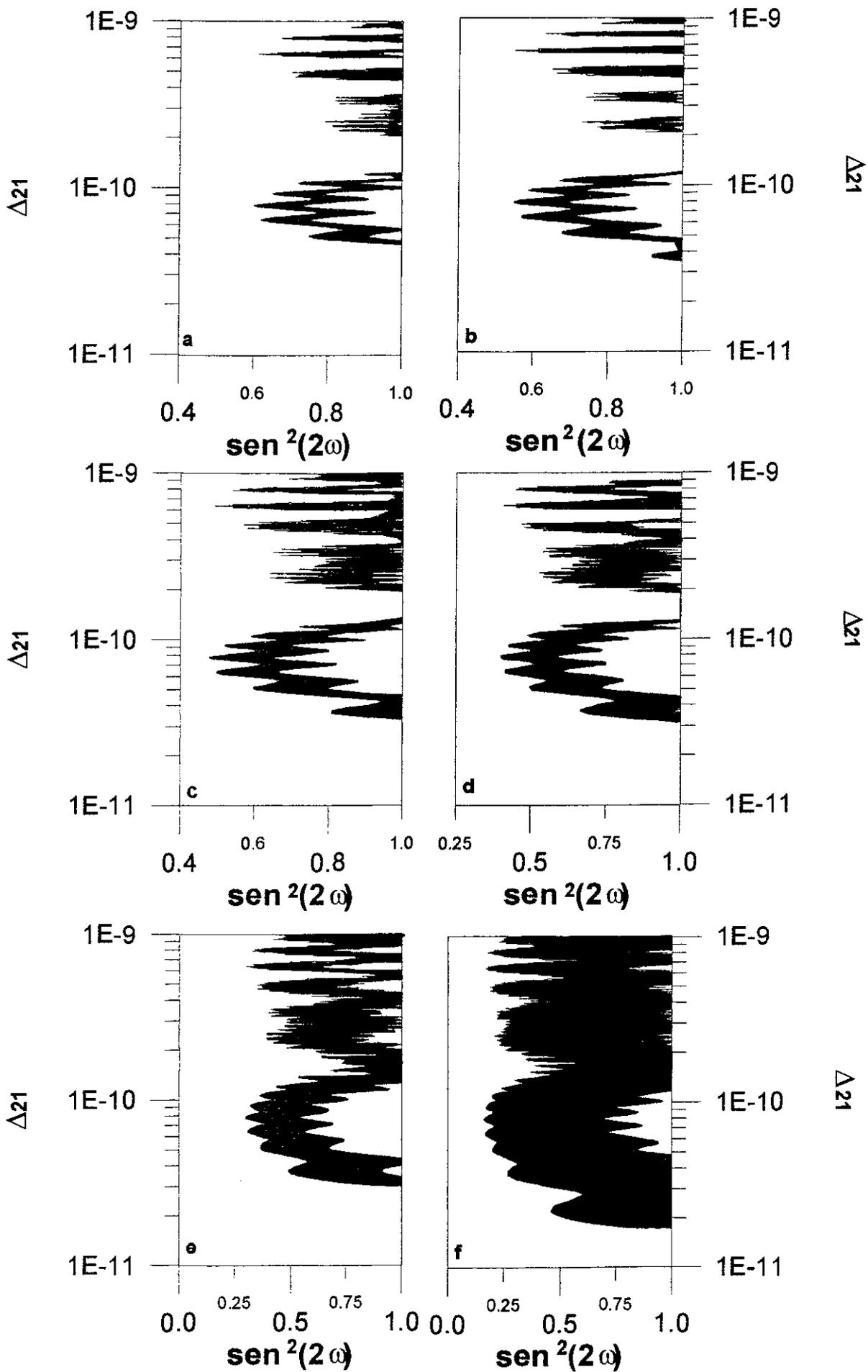


Figura 5

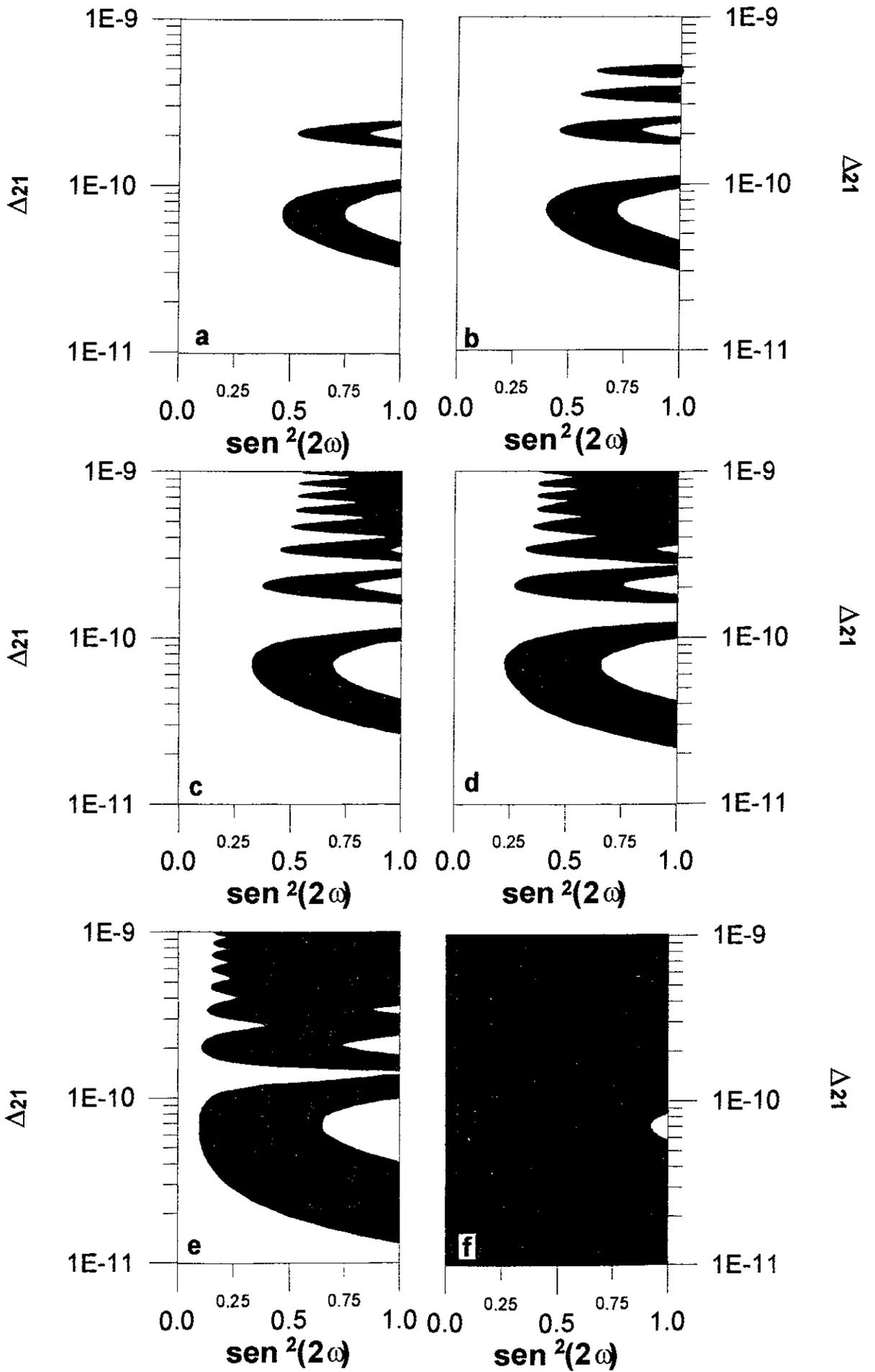


Figura 6

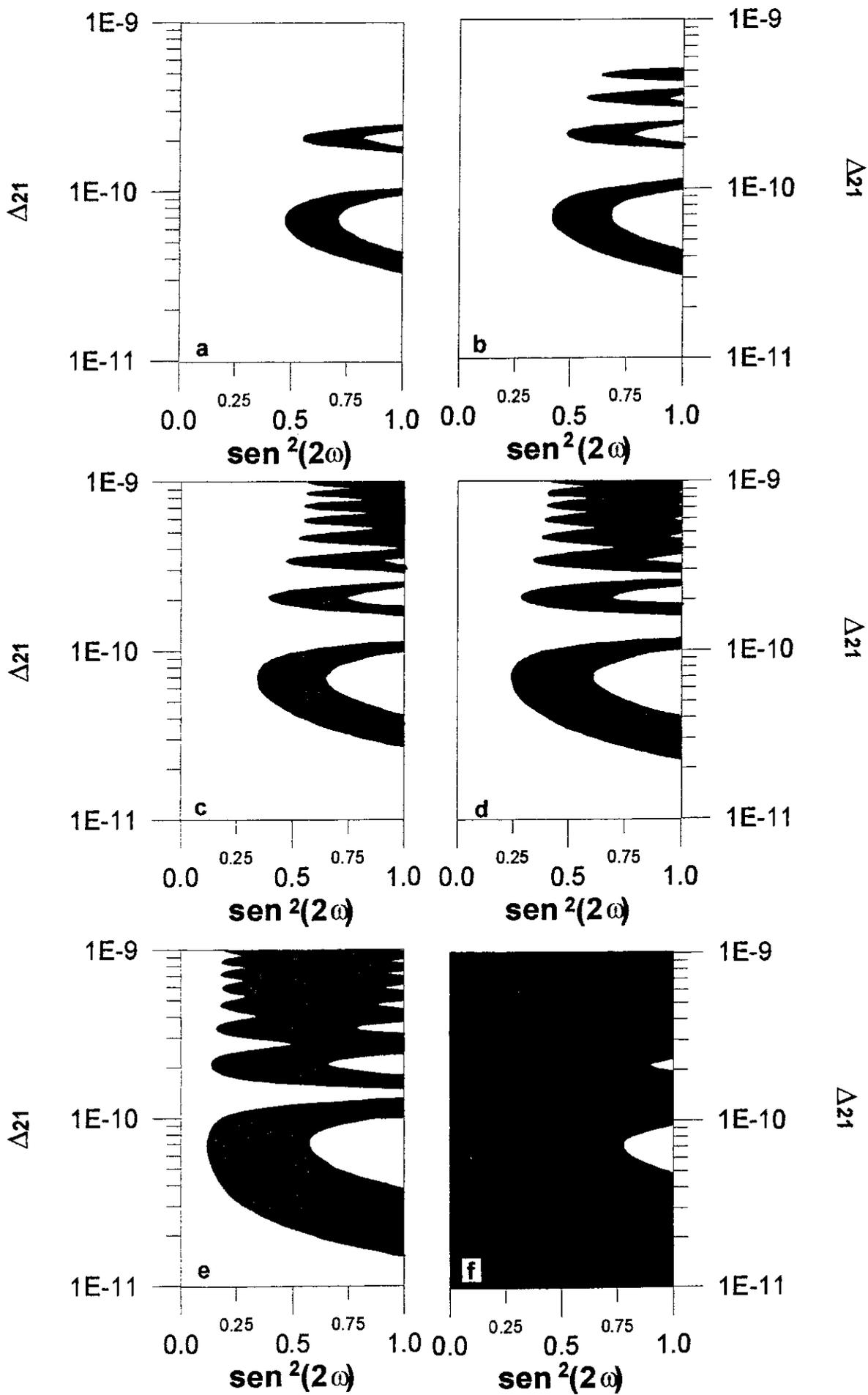


Figura 7

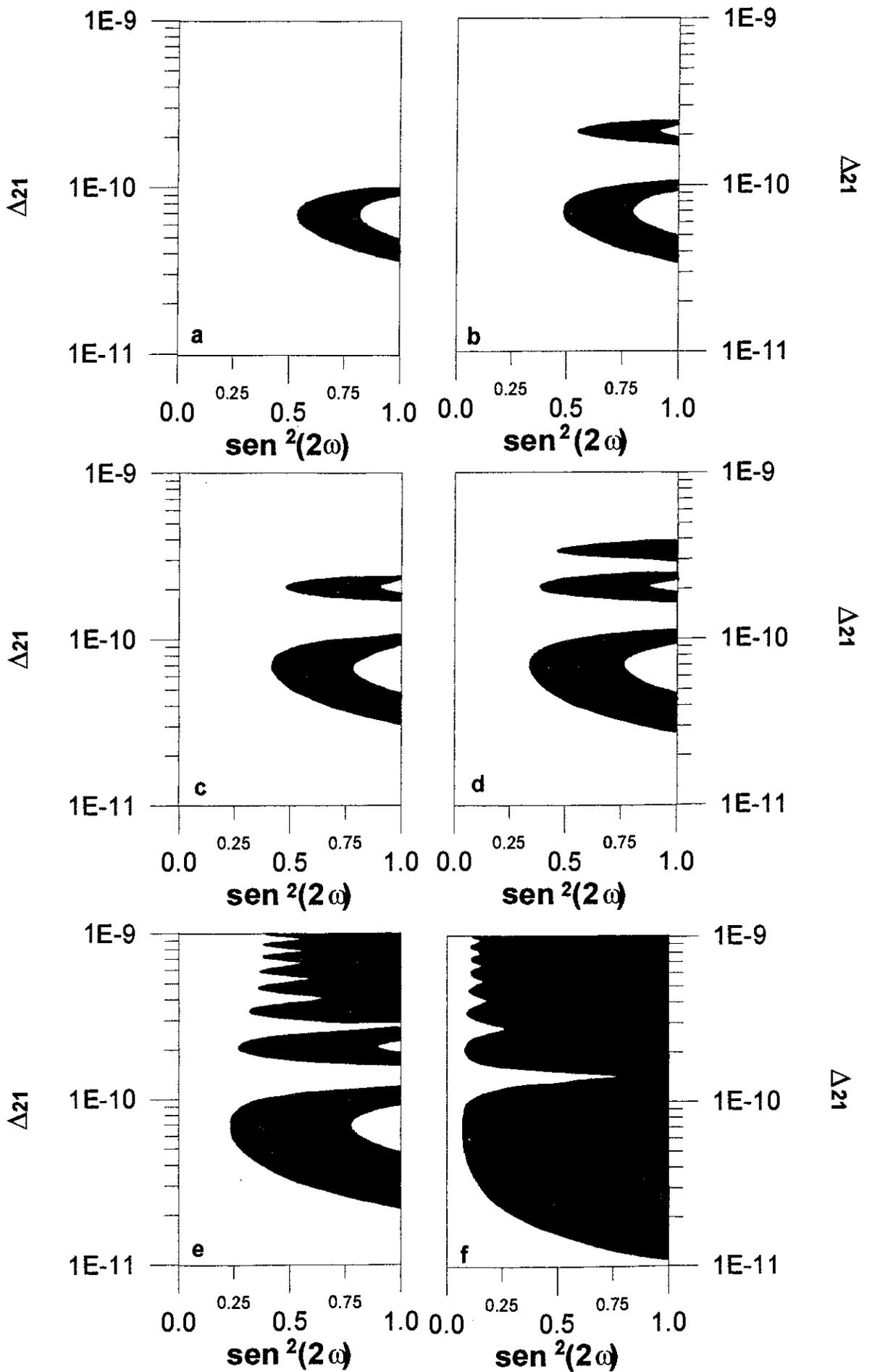


Figura 8

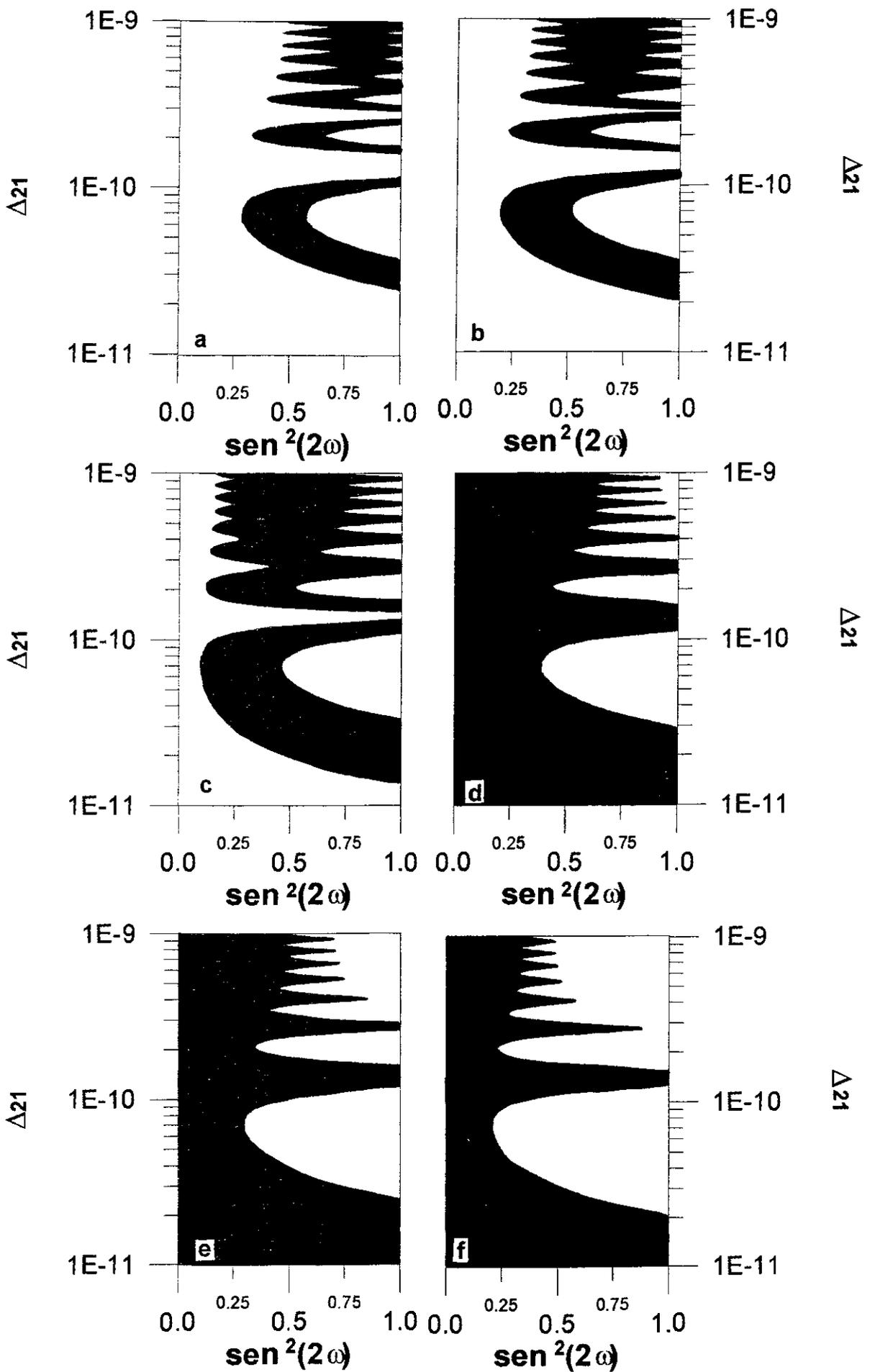


Figura 9

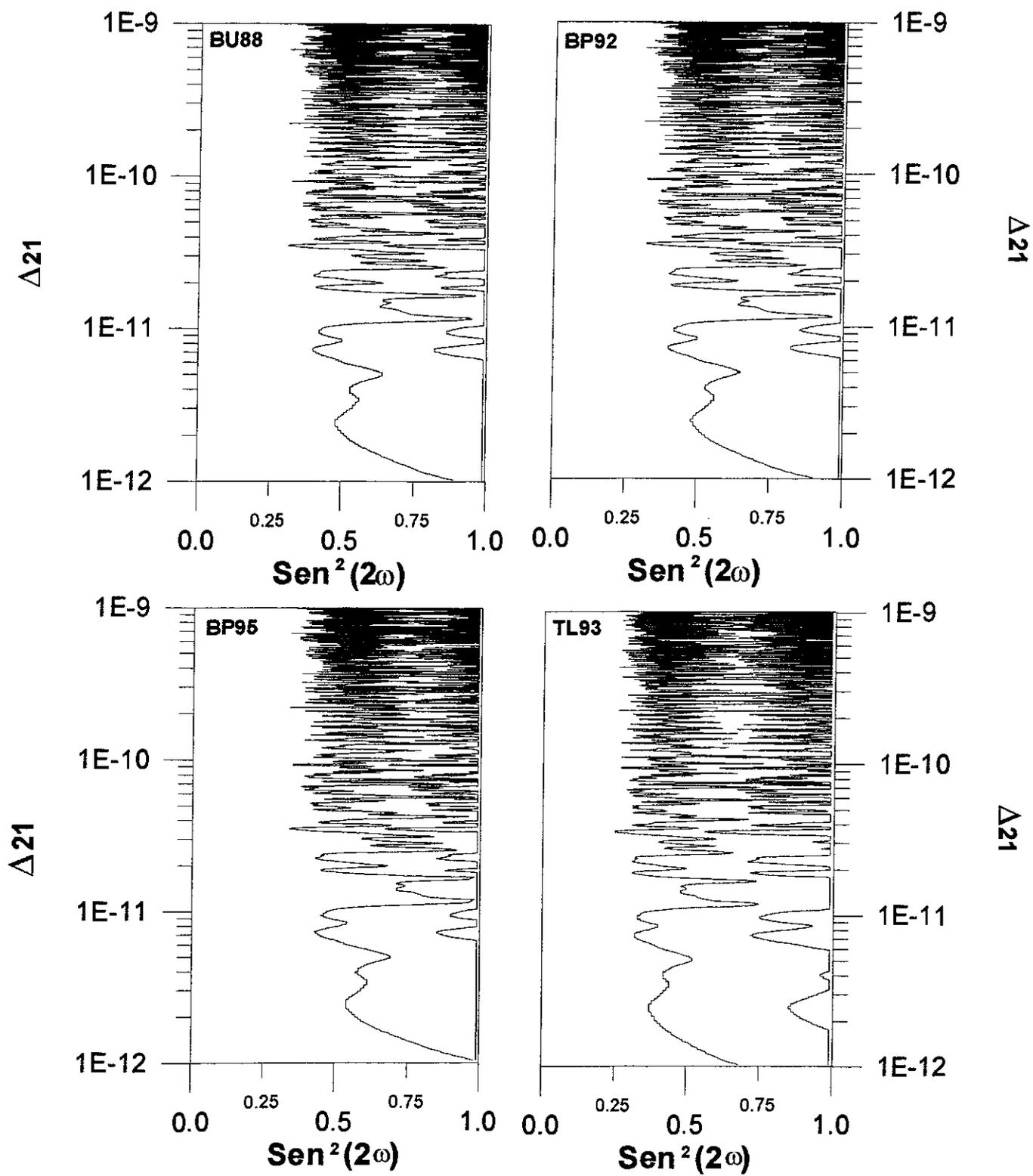


Figura 10

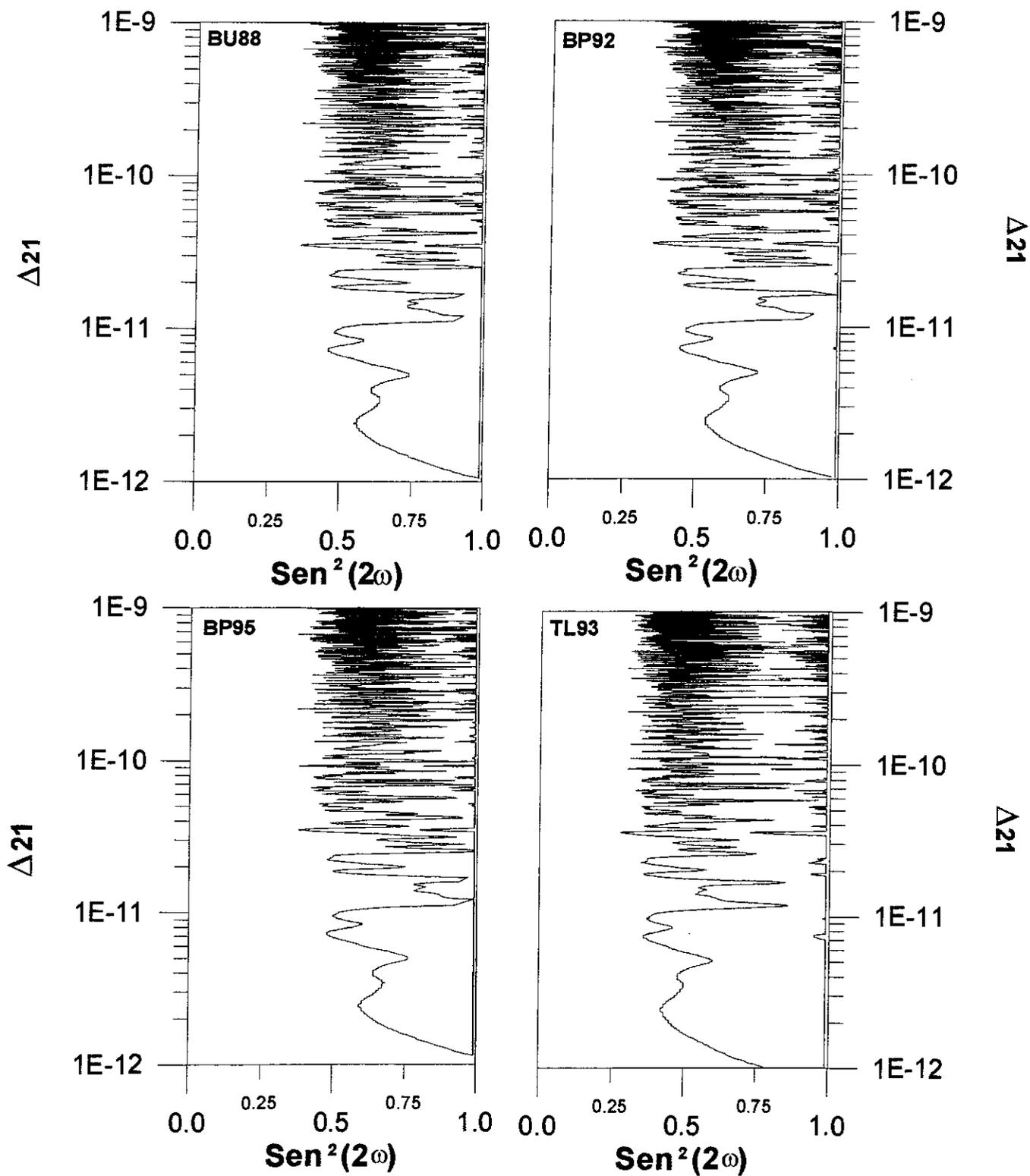


Figura 11

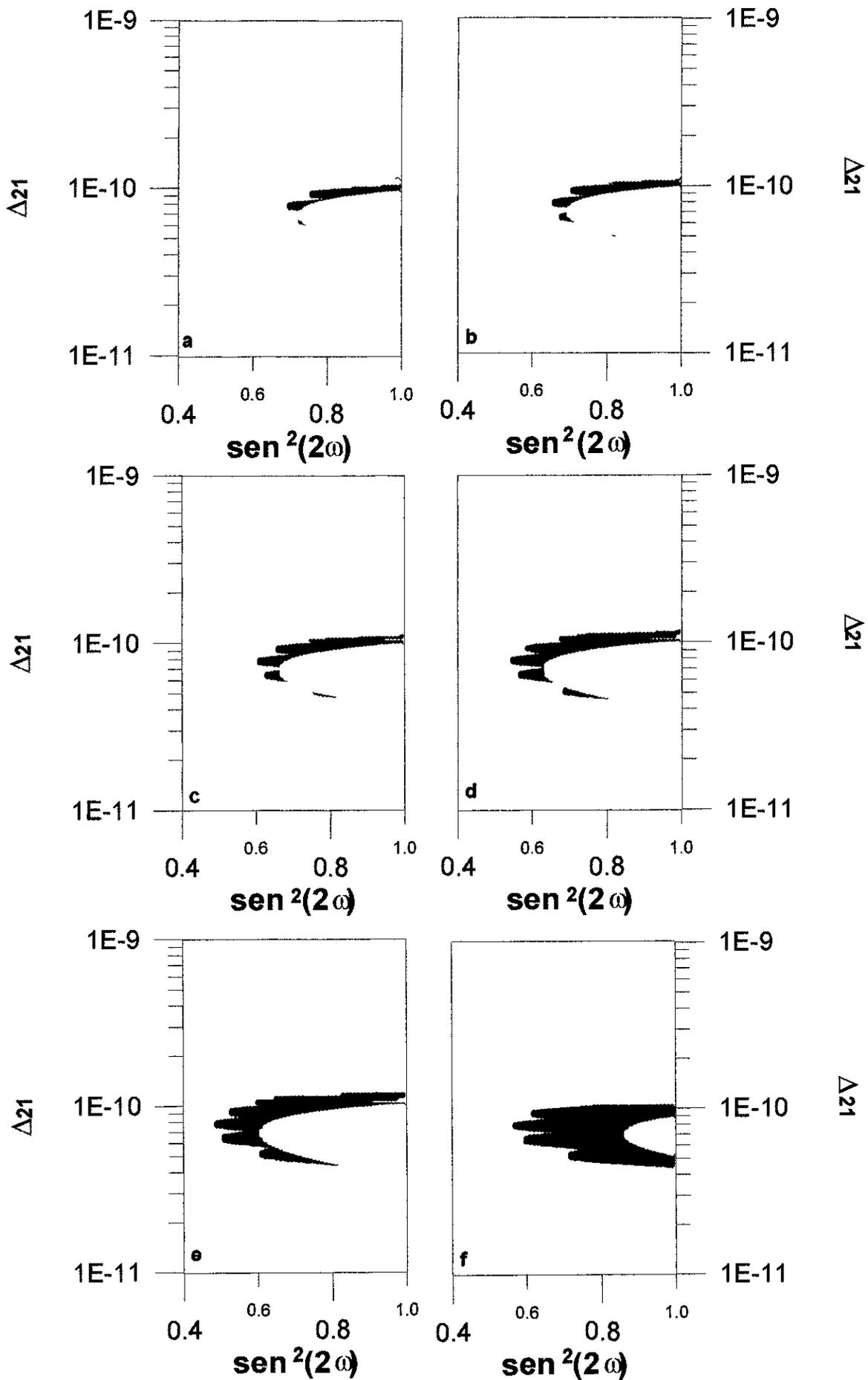


Figura 12

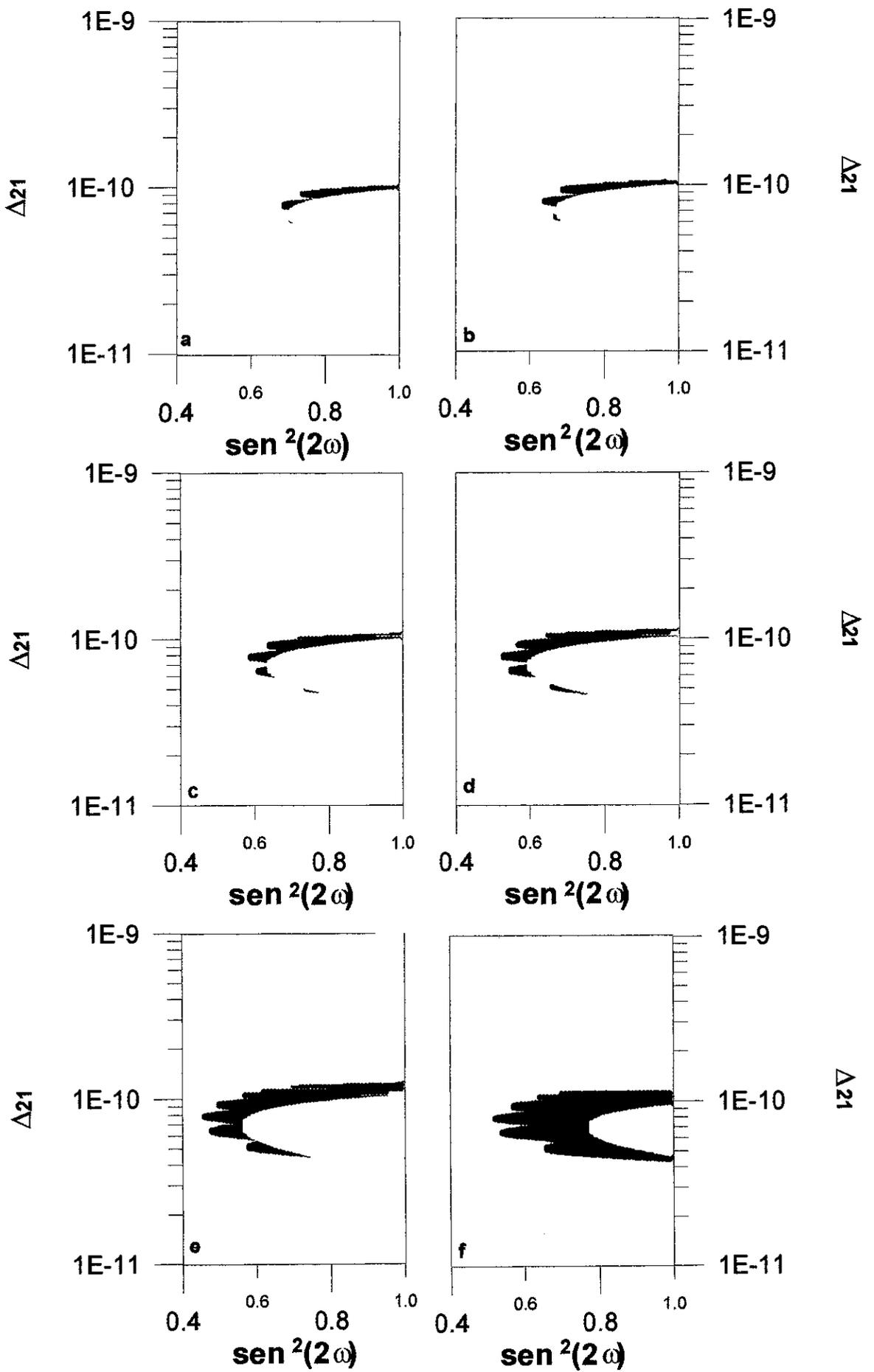


Figura 13

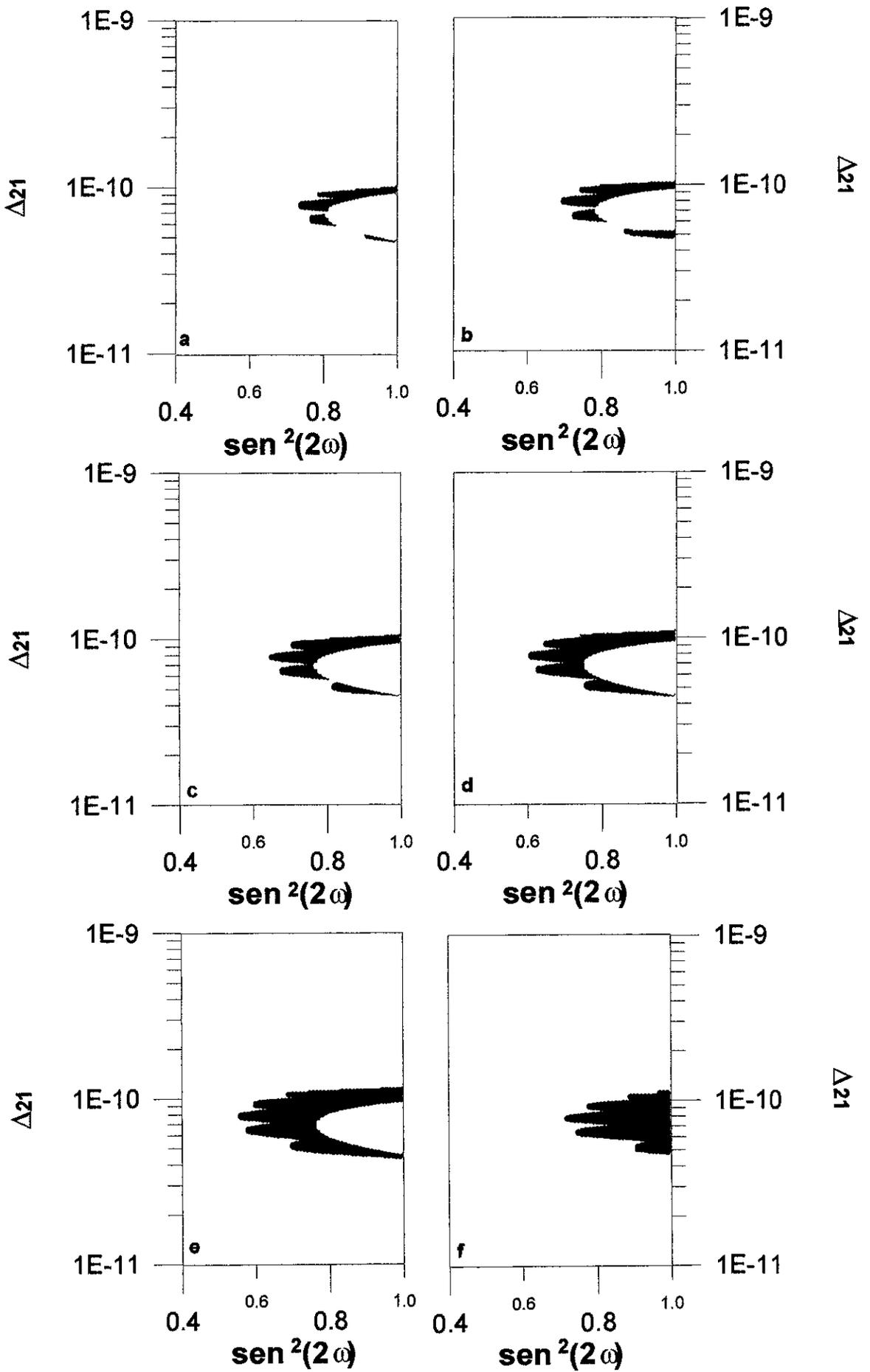


Figura 14

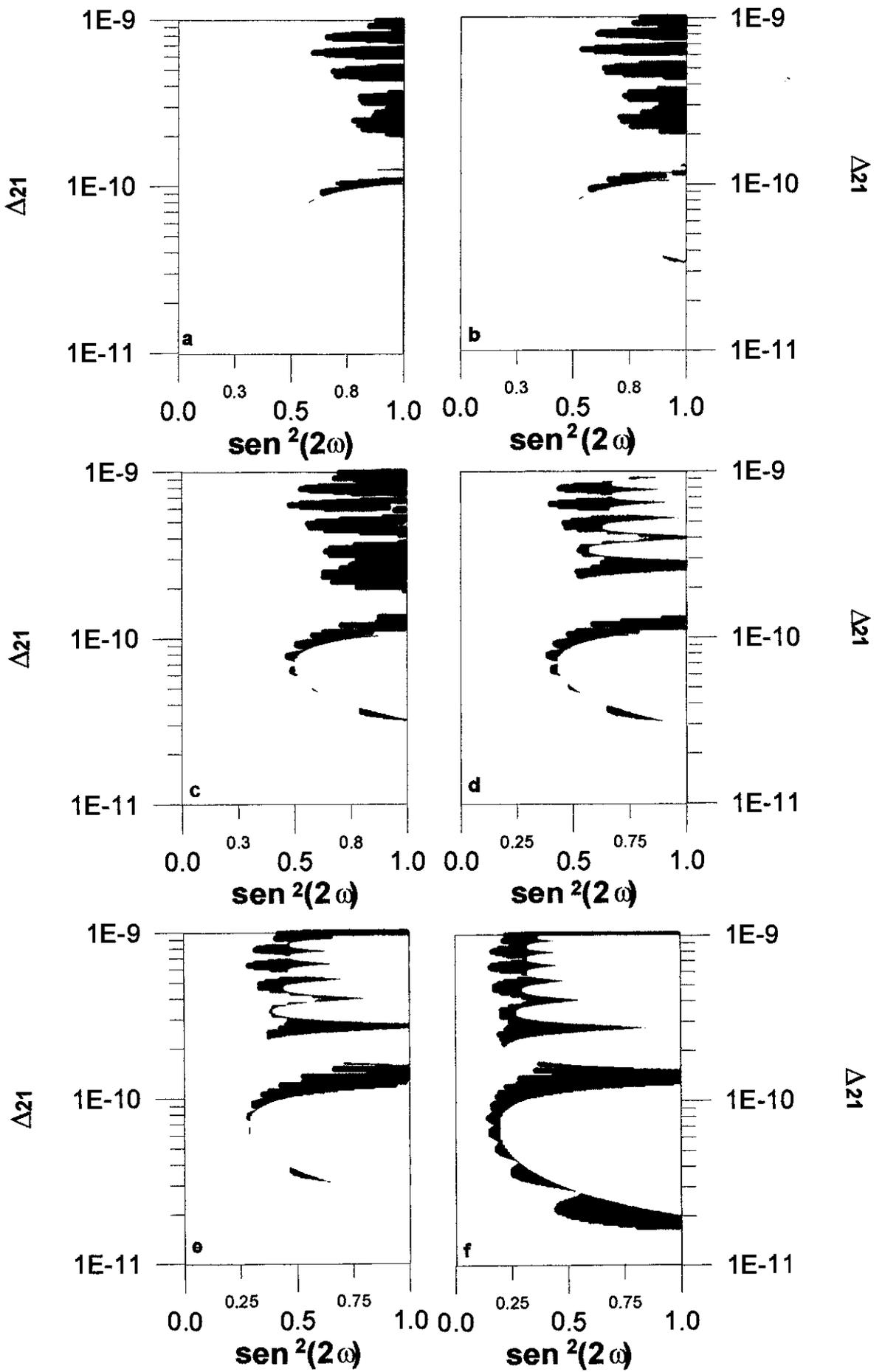


Figura 15

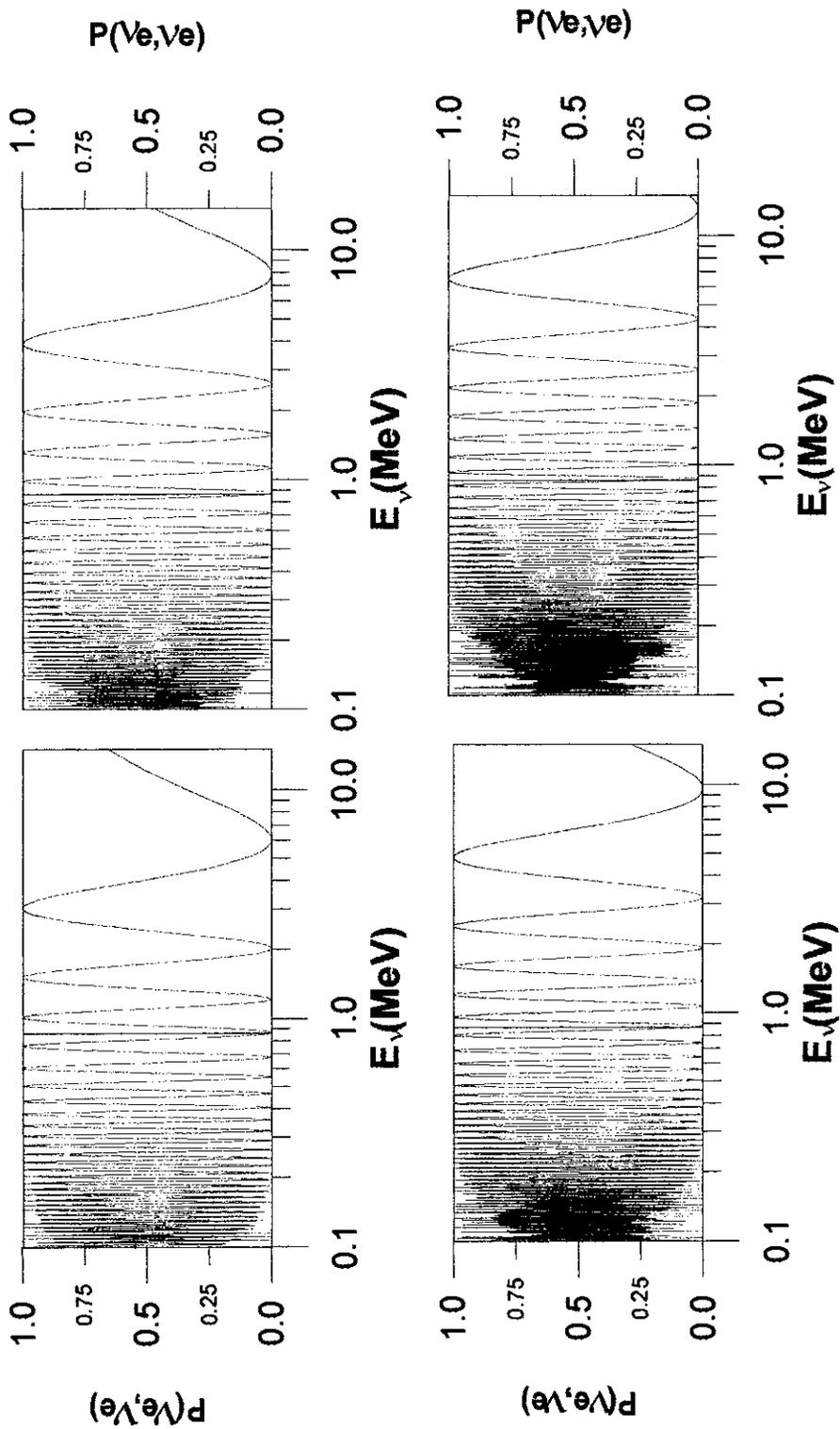


Figura 16

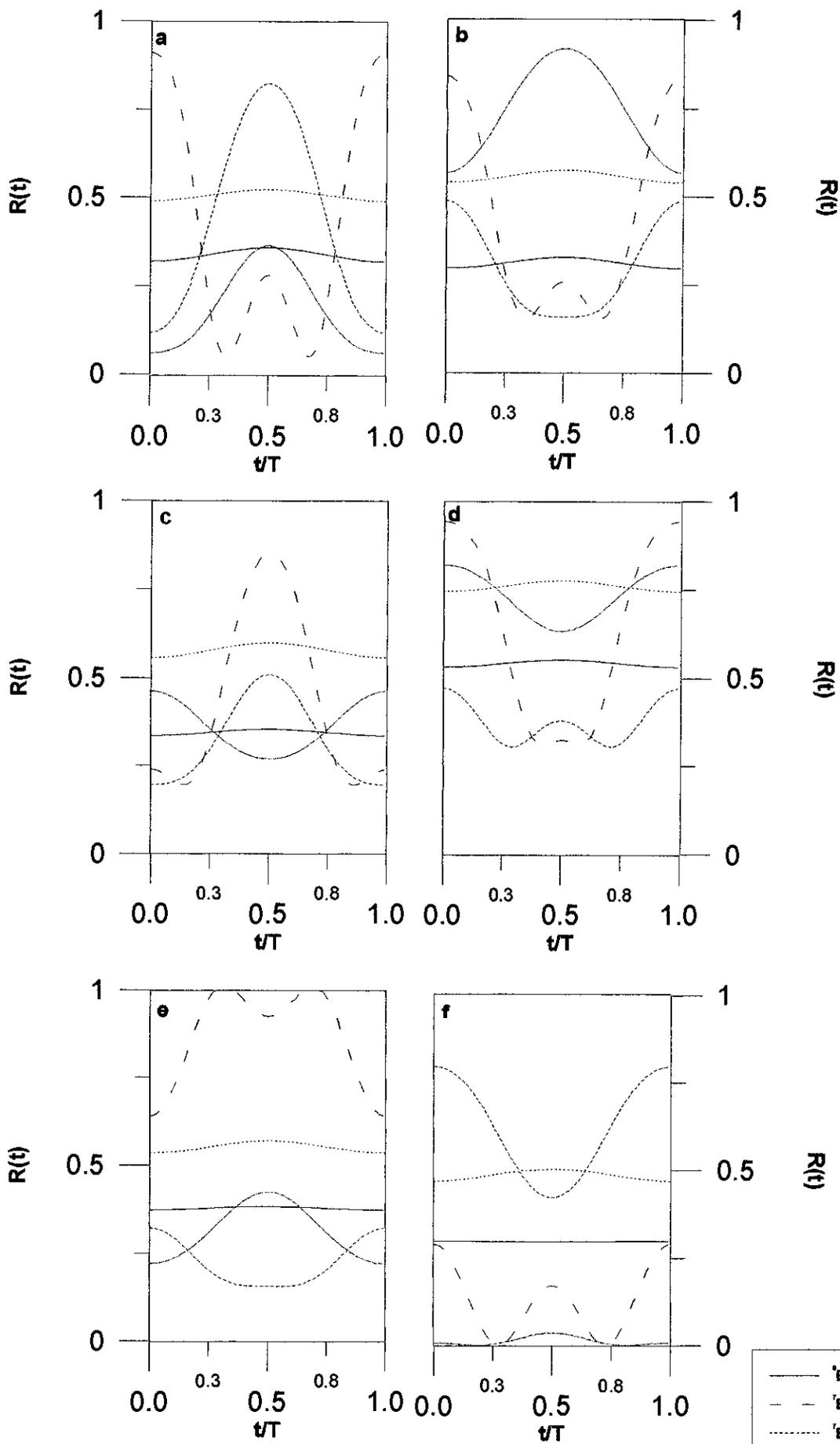
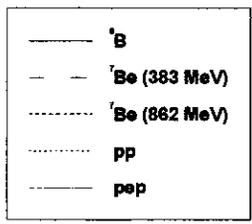


Figura 17



“OSCILAÇÕES DE NEUTRINO NO VÁCUO E O PROBLEMA DOS NEUTRINOS SOLARES”

CARLOS EDUARDO CAMPOS LIMA

Tese de Mestrado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:

Hélio Manuel Portella - Presidente

Neusa Amato

Chung Kai Cheong

Luis Carlos Santos Oliveira

Rio de Janeiro, 03 de março de 1997