

## 4 Metodologia

Neste capítulo será explicado como este trabalho foi realizado. Na primeira seção veremos a teoria de tempo de vôo, de fundamental importância para este trabalho, depois serão apresentadas as principais características dos detectores utilizados neste estudo, sendo que dois estão em funcionamento e outros dois são atualmente projetos, ainda não aprovados.

### 4.1 Tempo de Vôo

A primeira idéia de mensurar a massa dos neutrinos através da técnica de tempo de vôo deve-se a Zatsepin [16] no final da década de 60 e foi utilizada para estimar a massa do neutrino eletrônico por Arnett [17] a partir dos dados obtidos pelos experimentos Kamiokande e IMB do evento de explosão de supernova da SN1987A. Um neutrino oriundo de uma supernova levará um certo tempo  $t_\nu$  para percorrer a distância que separa a estrela da Terra. Um fóton emitido pela estrela durante a explosão de supernova também levará um tempo  $t_\gamma$  para vencer este espaço. O fóton movimenta-se com a velocidade da luz ( $c$ ) e, da Relatividade Especial, sabemos que qualquer partícula não massiva terá esta mesma velocidade. No entanto, se um corpo possui massa, ele terá velocidade menor que  $c$ , quanto maior a massa, menor a velocidade; ou seja, demorará mais tempo para fazer o trajeto supernova-Terra. Ao realizarmos a diferença dos tempos de vôo do fóton e do neutrino temos

$$\Delta t = t_\nu - t_\gamma \quad . \quad (4.1)$$

O tempo de viagem de cada partícula é

$$t_\gamma = \frac{D}{c} \quad \text{e} \quad t_\nu = \frac{D}{\beta c} \quad , \quad (4.2)$$

onde  $\beta = v/c$  e  $v$  é a velocidade do neutrino e  $D$  é a distância que separa a supernova do detector (Terra). Sabemos que para partículas ultra-relativísticas  $\beta \sim 1$ , então utilizando a notação comum da relatividade especial podemos escrever

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \implies \beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \sim 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \quad , \quad (4.3)$$

onde fizemos uma expansão de Taylor no último passo. Então, aplicando as eqs. (4.3) e (4.2) em (4.1) obtemos

$$\Delta t = \frac{D}{2c\gamma^2} \quad . \quad (4.4)$$

Como é comum em altas energias, vamos trabalhar no sistema de unidades naturais, onde  $c = 1$  e ainda vamos introduzir a equação de energia relativística ( $E = \gamma m$ ) para obtermos a forma

$$\Delta t = \left(\frac{m}{E}\right)^2 D \quad . \quad (4.5)$$

Ajustando as unidades de medidas para valores usuais, temos que o tempo de vôo é dado por

$$\Delta t = 0.515 \left(\frac{m}{E}\right)^2 D \quad , \quad (4.6)$$

sendo que agora a massa ( $m$ ) é dada em eV, a energia ( $E$ ) do neutrino em MeV e a distância ( $D$ ) percorrida pela partícula em unidades de 10 kpc <sup>1</sup>.

## 4.2 Modelo de Supernova

Vimos como ocorre o processo de formação de uma supernova, assim como seus mecanismos. Também foi comentado que a explosão pode ocorrer em dois instantes distintos: o primeiro em poucos segundos após o início do colapso, chamado de *explosão instantânea*; e o segundo quando a onda de

<sup>1</sup>Parsec é uma unidade comum em astronomia para grandes distâncias, entre galáxias, por exemplo. Para termos uma idéia de sua dimensão, basta lembrar que

$$1\text{pc} = 3,26 \text{ anos-luz} \sim 3.086 \times 10^{12}\text{km} \quad .$$

choque não consegue atravessar todas as camadas da estrela, perdendo sua força, mas pode ser reativada através de reaquecimento devido aos neutrinos que estão em fuga do astro. Este último processo é denominado de *explosão atrasada*.

Como a massa inicial da estrela é fundamental para nos dizer como será a sua evolução, podemos ter vários casos especiais dentro do processo mais geral de explosão de supernova. Alguns cenários interessantes para o estudo do tempo de vôo são:

1. Um buraco negro é formado se a massa da proto-estrela de nêutron ultrapassa o limite máximo de massa para uma estrela de nêutron que, embora possa haver incertezas significativas, fica em torno de  $2.2M_{\odot}$  [87]. A criação do buraco negro pode ocorrer no início do colapso ou algum tempo depois devido à acreção de massa. Em modelos que consideram este cenário [88, 89, 90] a emissão dos neutrinos é subitamente interrompida pela formação do buraco negro e, até acontecer este corte, a luminosidade dos neutrinos permaneceu suficientemente constante e maior que  $10^{52}$  erg/s por sabor.
2. Aqui, quando os neutrinos são emitidos há uma transição de fase para estados mais exóticos da matéria, tais como mésons ou bárions estranhos ou condensado de píons carregados ou ainda quarks livres [90]. O buraco negro se formaria após esta transição de fase <sup>2</sup>.
3. Um terceiro cenário, não muito interessante para o objetivo deste estudo, é a criação de um buraco negro muito tempo após encerrar-se a emissão de neutrinos.

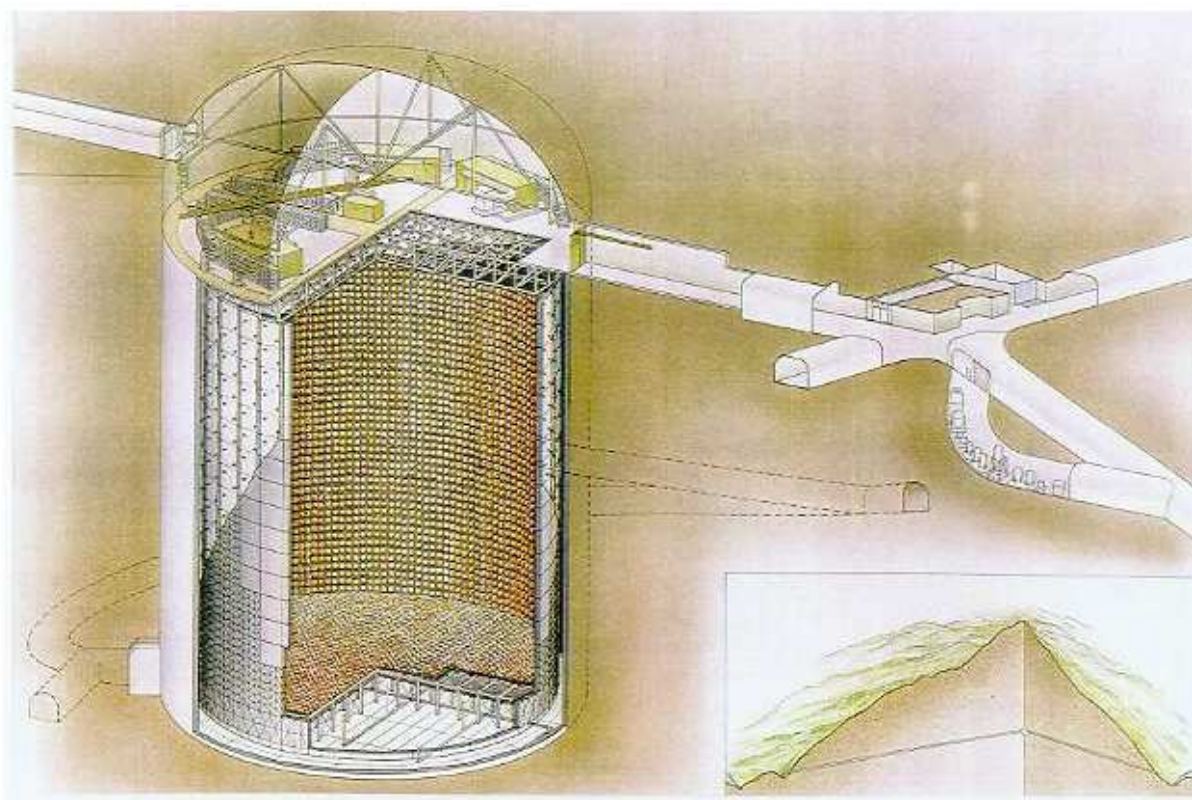
O trabalho, motivado pelos interessantes resultados obtidos por [90], foi feito com base no primeiro caso, onde o fluxo de neutrinos - em seu máximo - é abruptamente interrompido pela geração de um buraco negro, podendo ou não gerar uma explosão de supernova.

<sup>2</sup>Para um aprofundamento neste assunto recomendamos [91].

### 4.3

#### Kamiokande, Super-Kamiokande e Hiper-Kamiokande

O Observatório de Kamioka foi construído em 1983 com o objetivo de verificar o decaimento do próton usando um detector Cherenkov com volume de 3 mil toneladas de água e situado na mina de mesmo nome a uma profundidade de mil metros. O nome deste primeiro experimento foi KAMIOKANDE (**K**amioka **N**ucleon **D**ecay **E**xperiment). Em 1985 ele foi reformulado (KamiokaNDE-II) para poder detectar neutrinos oriundos de fontes astrofísicas e das interações de raios cósmicos com a atmosfera terrestre. Devido a sensibilidade adquirida por esta reformulação, ele foi capaz de detectar alguns eventos de neutrinos provenientes da supernova que ocorreu na Grande Nuvem de Magalhães, galáxia satélite a nossa, denominada supernova SN1987A.



**Figura 4.1:** Ilustração da estrutura do detector Super-Kamiokande disponível na página oficial do projeto.

	Kamiokande	Super-K	Hiper-K
Massa (ton.)	3.000	50.000	1.000.000
Área Coberta pelos PMT*	20%	40%	?
Início de funcionamento	1983	1996	?

\*PMT = fotomultiplicadores

**Tabela 4.1:** Comparação das três gerações de experimentos de decaimento do próton.

Em 1995 terminaram as obras de construção do Super-Kamiokande, agora a uma profundidade de 1.7 km, volume de 50 mil toneladas de água, sendo 32 mil ton. de volume fiducial e com cerca de 11 mil fotomultiplicadores, dez vezes a quantidade que o Kamiokande possuía [92]. Ele começou a coletar dados em 1996 e hoje encontra-se na sua terceira fase (Super-Kamiokande-III).

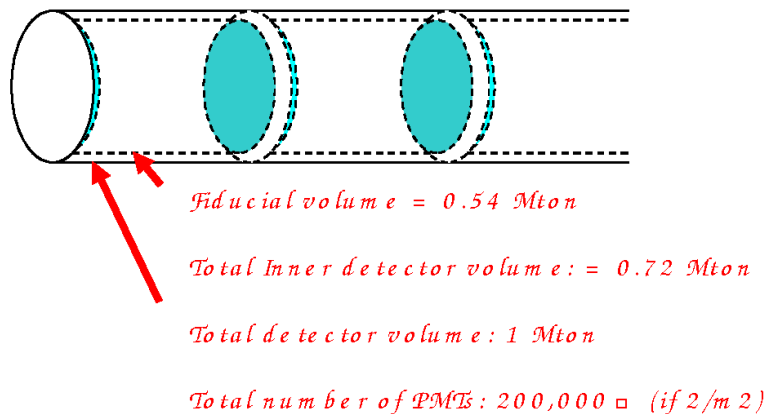
Devido ao sucesso em várias frentes obtido pelo Kamiokande e pelo Super-Kamiokande, há propostas de construção de um sucessor, o Hiper-Kamiokande [93] com um volume de 1 Mton. de água (0.54 Mton de volume fiducial) que aperfeiçoaria o limite inferior do tempo na procura pelo decaimento do próton ou funcionaria como um detector do experimento T2K entre outras funções relevantes [94]. Vê-se na Fig. 4.2 [95] que o experimento teria tanques horizontais, na forma de tubo, que seria o melhor resultado na fração volume fiducial pelo volume total, as divisões internas seriam necessárias para que seja possível limpar uma região do detector enquanto as demais continuam coletando dados.

Na tabela 4.3 podemos comparar as três gerações de detectores localizados na mina de Kamioka, no Japão [95].

#### 4.4 TITAND

O experimento **T**otally **I**mmersible **T**ank **A**ssaying **N**ucleon **D**ecay (TITAND) é um projeto japonês para a construção de um novo detector com o objetivo de encontrar evidências do decaimento do próton em regiões além de  $10^{35}$  anos, mas também pode ser utilizado na captação de sinais de neutrinos de supernovas ou na percepção do Sinal de Difusão dos Neutrinos de Supernovas (DSNB, em inglês), assim como um detector móvel de longa distância para fábrica de neutrinos [96, 97].

Um grande diferencial deste para os outros projetos de detectores Cherenkov é que este contorna alguns problemas tecnológicos atuais envolvidos na



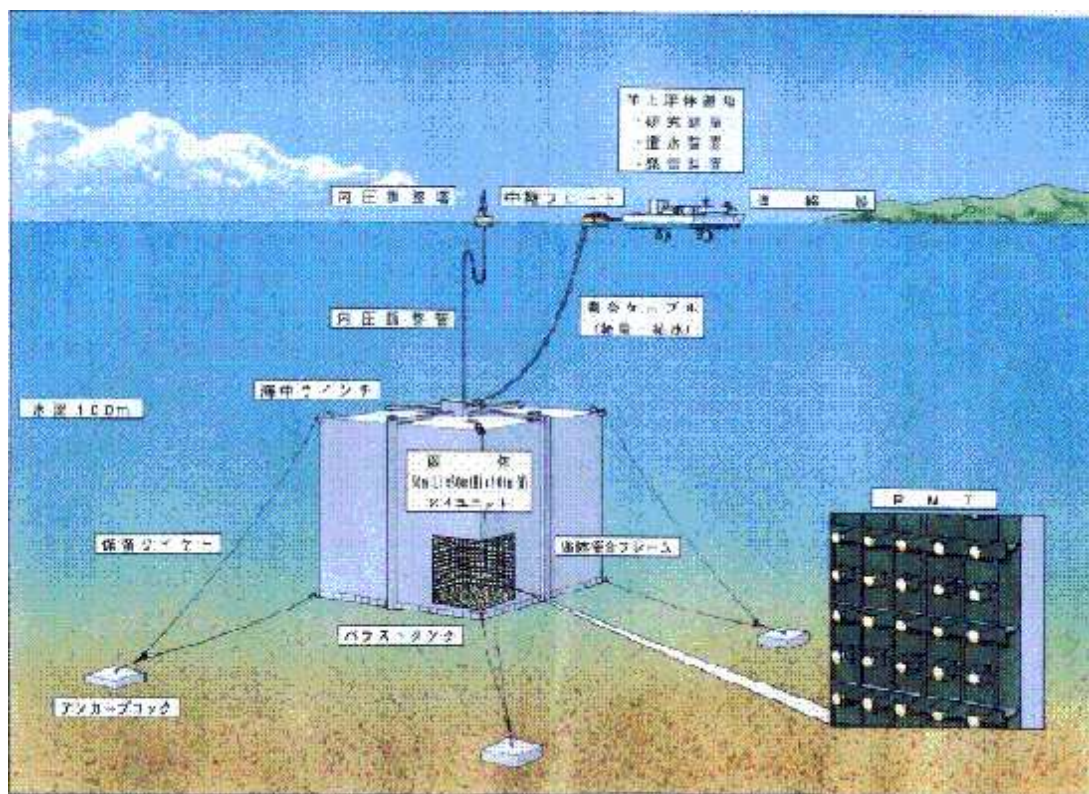
**Figura 4.2:** Ilustração do possível formato do detector Hiper-Kamiokande, tendo em vista a otimização da fração  $V_{Fid}/V_{Tot}$ .

escavação dos locais de instalação dos experimentos subterrâneos pelo fato de ser um detector subaquático (Fig. 4.3 [96]).

O TITAND, constituído de 4 módulos idênticos, poderia ser alocado no oceano, em baixa profundidade (100 metros, por exemplo), para que haja uma significativa redução da taxa de múons e teria 20% de sua área coberta por fotomultiplicadores de 50 cm de diâmetro. Seu volume, a princípio, seria de 2 Mton. de água na fase I e posteriormente seria expandido para 5 Mton. Como não haveria problemas com escavações, ele poderia ser construído em um tempo consideravelmente menor e ser expandido de acordo com a necessidade do projeto. Tudo isto diminuiria substancialmente os custos, quando comparado com detectores subterrâneos. Por outro lado, experimentos de neutrinos solares estariam inviabilizados pela alta taxa de ruído provocada pelos inúmeros múons cósmicos [96].

#### 4.5 IceCube

O Detector de Neutrinos IceCube [98, 99] é um projeto internacional com a participação de vários países, mas conduzido pelo EUA e situado no continente antártico, mais precisamente na estação Polo Sul Amundsen-Scott, para a construção de um detector de gelo Cherenkov. Na verdade, ele é o sucessor do experimento **AMANDA** (**A**ntartic **M**uon **A**nd **N**eutrino **D**etector **A**rray) e atualmente está com 50% de seu tamanho final que consistirá de 70 cabos verticais, sendo cada cabo fixado em profundidade de 2,45 km onde no

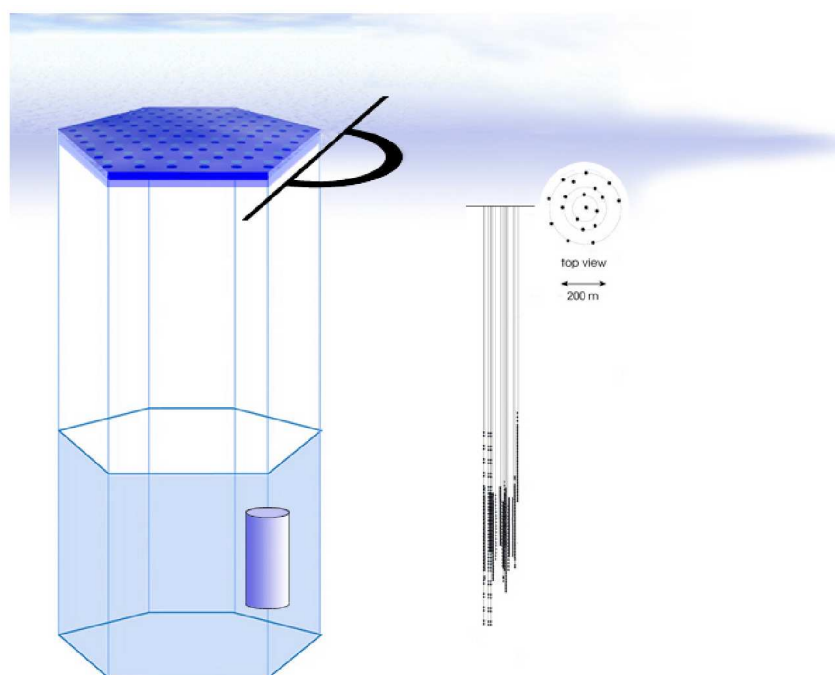


**Figura 4.3:** Ilustração do detector subaquático TITAND com destaque para os fotomultiplicadores que cobririam 20% da superfície interna do detector. O experimento poderia emergir para troca de água ou reparos e depois ser submerso novamente, também seria possível deslocá-lo para outras regiões conforme a necessidade.

decorrer do último quilômetro estão fixados 60 fotomultiplicadores, totalizando 4800 fotomultiplicadores cobrindo um volume de  $1\text{km}^3$  (Fig. 4.4 [98]).

Dentre várias possibilidades de pesquisa em diversas áreas como, por exemplo, partículas super-simétricas e defeitos topológicos, destacamos sua sensibilidade para detectar neutrinos de supernovas que venham a acontecer na nossa galáxia [100, 101], embora o detector seja projetado para observar neutrinos de alta energia provenientes de fontes astrofísicas. Pela necessidade de ocupar um grande volume para poder detectar os neutrinos de alta energia, cujo fluxo é bem pequeno, a densidade dos fotomultiplicadores é bem baixa, inviabilizando a medida de neutrinos solares, por exemplo, que são de baixa energia. Entretanto, reconhece-se que o IceCube pode detectar um supernova galáctica através do canal  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ , onde estes pósitrons com energia de algumas dezenas de MeV produzem sinal em todos os fotomultiplicadores durante o “burst” de neutrinos. Este sinal, mesmo que estatisticamente fraco em

um fotomultiplicador, torna-se significativo para um número de fotomultiplicadores da ordem de algumas poucas centenas [100]. Em outras palavras, queremos dizer que os detectores do tipo Cherenkov subterrâneos, como o Super-K e Hiper-K, ou o do tipo aquático, TITAND, possuem capacidade para detectar eventos de neutrinos de supernovas individualmente e o limite superior de energia destes experimentos é da ordem de poucas dezenas de MeV, enquanto que o IceCube funciona mais como um telescópio de neutrinos (semelhante ao AMANDA, mas mais eficiente) cuja energia limiar para os neutrinos são da ordem de GeV. O IceCube não é capaz de detectar eventos de supernovas individualmente, pois estas partículas possuem energia baixa, entretanto é possível distinguir o sinal de uma supernova do ruído cotidiano pelo fato de que, ao haver uma explosão de SN, teremos um aumento significativo de sinais de baixa energia por um curto instante de tempo ( $\sim 10$  s) que será registrado no IceCube como um ruído mais intenso que o normal. Assim, ao comparar este novo “ruído” com o ruído diário, poderá ser detectado o sinal de uma SN.



**Figura 4.4:** Ilustração do detector antártico IceCube. O cilindro mostra o volume ocupado pelo detector AMANDA.



## 4.6

### Cálculo para Encontrar o Número de Alvos

Para podermos realizar este estudo foi necessário tomarmos conhecimento do tamanho real dos experimentos e, a partir daí, calcularmos o número de alvos, que nada mais é do que a quantidade de nucleons prontos para reagirem com os neutrinos provenientes de supernovas. Os detectores Super-Kamiokande, Hiper-Kamiokande e TITAND têm como principal canal de detecção a reação  $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$ , conhecido como decaimento beta inverso. Os prótons, que servem de alvo, são os pertencentes aos átomos de hidrogênio que compõe a água ( $H_2O$ ), cuja densidade é de  $1\text{g/cm}^3$  e massa molar de

$$M_{H_2O} = 18 \text{ g/mol} \quad . \quad (4.7)$$

O Super-K possui massa fiducial de

$$M_{SK} = 32 \text{ Kton} = 3.2 \times 10^{10} \text{ g} \quad , \quad (4.8)$$

e a razão desta massa pela Massa Molar da água nos fornece o número de mols de água contido no experimento

$$N_{SK\text{-mols}} = \frac{M_{SK}}{M_{H_2O}} \simeq 1.778 \times 10^9 \quad . \quad (4.9)$$

Finalmente, podemos obter o número total de alvo

$$N_{\text{Tot}_{SK}} = 2 \times N_A \times N_{\text{mols}} = 2.14 \times 10^{33} \text{ alvos} \quad , \quad (4.10)$$

onde  $N_A$  é o número de avogadro que nos informa o número de partículas por mol e o fator 2 provém do fato que uma molécula de água contém 2 prótons como alvo, isto é, os seus átomos de hidrogênio.

De maneira idêntica obtemos o número de alvos para os futuros experimentos Hiper-K e TITAND:

$$N_{\text{Tot}_{HK}} = 3.346 \times 10^{34} \text{ prótons} \quad , \quad (4.11)$$

$$N_{\text{Tot}_{TIT}} = 3.346 \times 10^{35} \text{ prótons} \quad . \quad (4.12)$$

Este cálculo sofre uma pequena alteração quando se trata do detector IceCube, pois o meio onde os neutrinos irão reagir com os prótons-alvo não é

água, mas gelo, cuja densidade é

$$d_{\text{gelo}} = 0.924 \text{ g/cm}^3 \quad (4.13)$$

desta equação obtemos a massa do detector, sabendo que o volume total é de  $1 \text{ km}^3$ ,

$$d_{\text{gelo}} = \frac{m}{g} \implies m = 9.24 \times 10^{14} \text{ g} \quad (4.14)$$

Isto é quase 1 Gton de água!!! Daqui em diante os passos são os mesmos que fizemos para calcularmos o número de alvos total dos outros experimentos. O resultado obtido para o IceCube foi

$$N_{\text{TotIC}} = 6.183 \times 10^{37} \text{ prótons} \quad (4.15)$$

## 4.7

### Efeito de Massa

Calculamos a taxa de eventos por segundo para neutrinos com massa diferente de zero usando

$$\frac{dN}{dt} = \int_0^\infty F(E) N_{\text{Tot}} \sigma dE \quad (4.16)$$

onde  $F(E)$  é a função distribuição dada na eq. (2.46),  $N_{\text{Tot}}$  é o número de alvos no detector calculado na seção anterior e  $\sigma$  é a seção de choque do neutrino/antineutrino.

Nesta dissertação consideramos que a formação do buraco negro ocorre quando o fluxo de neutrinos ainda é muito alto, poucos ( $\sim 1$ ) segundos após o colapso do núcleo estelar, interrompendo a emissão de forma súbita. Consideramos, a exemplo do trabalho de [90], que a luminosidade dos neutrinos estava constante e era da ordem de  $10^{52} \text{ erg/s}$  para cada espécie no momento do corte. O fluxo é encontrado pela equação

$$\Phi = \frac{1}{4\pi D^2} \frac{L_{\text{BH}}}{\langle E \rangle} \quad (4.17)$$

onde  $L_{\text{BH}}$  é a luminosidade de neutrinos,  $D$  a distância da supernova à Terra e  $\langle E \rangle$  a energia média dos neutrinos, que é encontrada através  $\langle E \rangle = 3.0 T$ ,

sendo  $T$  a temperatura do neutrino em estudo. Devido à variação de densidade no interior da estrela e, conseqüentemente, às diferentes opacidades existentes, a temperatura é dependente do raio estelar e como as neutrinosferas estão em posições distintas, as temperaturas são diferentes. Os valores utilizados para as temperaturas foram:  $T = 5$  MeV para o antineutrino eletrônico ( $\bar{\nu}_e$ ) e  $T = 8$  MeV para os antineutrinos ou neutrinos dos sabores muônico ou tauônico, que denominamos  $\nu_x$  [102].

Sabemos que quanto maior a energia do neutrino, maior a sua velocidade e menor o seu atraso. Então, temos que encontrar um limite superior de energia para que o atraso seja possível de ser mensurado. Fazendo uma aproximação conservadora, vamos considerar a incerteza no tempo de formação do buraco negro em 0.5 ms [103], ou seja, precisamos que o neutrino tenha um atraso maior do que este tempo. Este limite superior de energia pode ser calculada usando a eq. (4.6),

$$E_{max} = m \sqrt{\frac{0.515D}{\Delta t}} \quad , \quad (4.18)$$

mantendo-se as mesmas unidades usadas na eq. (4.6).

Apesar de termos uma estimativa do tempo de formação do buraco negro, é necessário que saibamos como identificar este momento nos dados obtidos experimentalmente, pois os dados estarão sendo captados desde a chegada do primeiro feixe de neutrinos, algum tempo antes do colapso completo da estrela e o surgimento do buraco negro, que interromperá o fluxo de neutrinos. Acredita-se [90] que este tempo,  $t_{BH}$ , pode ser encontrado se soubermos a taxa de eventos por segundo,  $R(t)$ , considerada constante antes do ainda desconhecido  $t_{BH}$ . Se o neutrino tiver massa nula ou um valor próximo de zero, o fluxo terá uma queda repentina. Ao medir o tempo de chegada do último neutrino,  $t_{ult}$  antes da queda da taxa de eventos, temos o limite inferior para  $t_{BH}$ . Esta diferença entre  $t_{BH}$  e  $t_{ult}$  vamos chamar de  $\delta t$  e podemos ver que o número de eventos após  $t_{ult}$  pode ser

$$\delta N \simeq R(t_{ult})\delta t \quad . \quad (4.19)$$

Usando flutuações de Poisson para estimar o erro, vemos que teríamos um

valor crítico se  $\delta N \simeq 1$ , e pela eq. (4.19), podemos determinar  $\delta t$  como

$$\delta t \simeq \frac{1}{R(t_{ult})} \quad , \quad (4.20)$$

e o erro poderia ser determinado como  $1/\sqrt{N}$  se a massa do neutrino for grande o suficiente para formar um pequeno rastro após o corte. O Super-K possui precisão suficiente para termos  $t_{BH} \simeq 1$  ms através das taxas de eventos de CC.

A seção de choque é dependente da energia que o neutrino possui e tem a forma [104]

$$\sigma(E) = 0.0952 (E - 1.3)^2 (1 - 7E/M) \times 10^{-42} \text{ cm}^2 \quad , \quad (4.21)$$

onde  $M$  é a massa do nucleon e a expressão leva em consideração o recuo, o magnetismo fraco e correções radiativas.

Finalmente, podemos calcular o número de eventos atrasados ao multiplicarmos a taxa de eventos por segundo pelo tempo de duração do sinal,

$$N_{\text{atrasados}} = \frac{dN}{dt} \Delta t \quad . \quad (4.22)$$