

5 Resultados

Neste capítulo iremos apresentar os resultados obtidos neste estudo, primeiramente para o Super-Kamiokande, depois para o Hiper-Kamiokande, na sequência o TITAND e, finalmente, o IceCube.

5.1 Super-Kamiokande

Primeiramente, tentamos confirmar os resultados obtidos por [90] que estimou o número de eventos atrasados para o Super-Kamiokande, levando em consideração que o detector é capaz de identificar a energia do neutrino incidente, sem os efeitos de oscilação. Para que os trabalhos posteriores pudessem ser realizados, os níveis de energia foram divididos em

$$\text{Baixo: } E \leq 11.3 \text{ MeV}, \quad (5.1)$$

$$\text{Médio: } 11.3 \leq E \leq 30 \text{ MeV}, \quad (5.2)$$

$$\text{Alto: } E \geq 30 \text{ MeV}. \quad (5.3)$$

A Fig. 5.1 nos mostra como ficaria a taxa de eventos após o corte no fluxo dos neutrinos em uma supernova com distância típica (10 kpc) e massa de neutrino de 1.8 eV. O ponto onde $t - t_{\text{BH}}$ é zero indica o instante de formação do buraco negro e após 0.04 segundos teríamos a seguinte contagem:

Eventos de baixa energia: 2.4

Eventos de energia intermediária: 4.8

Eventos de alta energia: 0.5

Eventos totais: 7.7

Ainda observando a Fig. 5.1 vemos que os neutrinos de alta energia, com um atraso muito menor, serão os primeiros a sentir o corte. Assim, os neutrinos com energia intermediária são quem nos darão os melhores indícios da massa

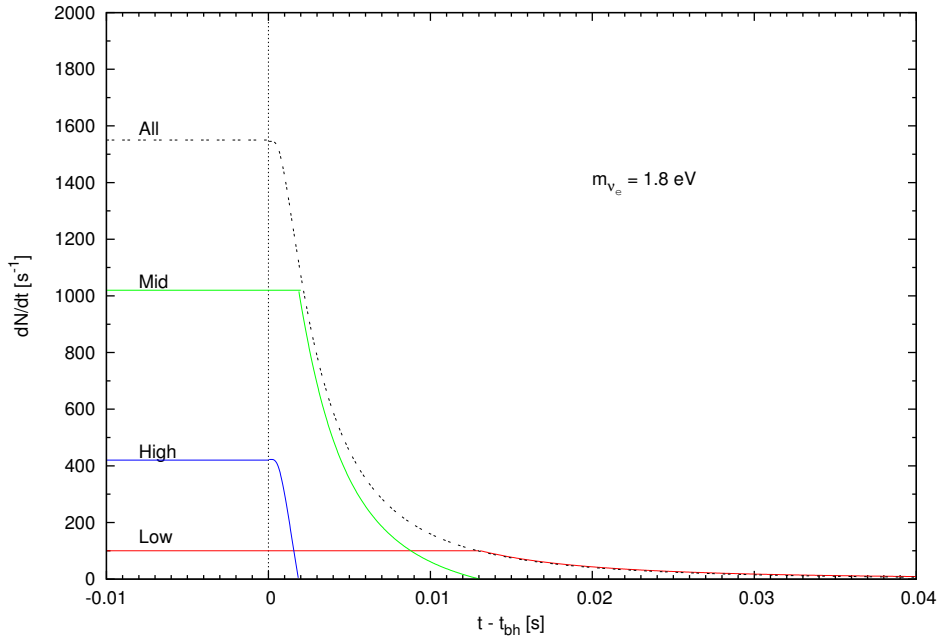


Figura 5.1: Assumindo uma distância de 10 kpc e reações do antineutrino eletrônico com prótons que ocorrem no Super-Kamiokande, podemos obter a taxa de eventos pelo tempo. O ponto onde $t - t_{BH}$ se anula é o instante em que é formado o buraco negro e vemos que somente a partir deste instante é que contamos o número de eventos e estes decaem rapidamente.

do ν_e ¹, pois atrasarão mais e chegarão após os neutrinos com energia mais elevada.

O segundo passo foi verificarmos qual seria a leitura do número de eventos para uma determinada massa eletrônica, isto é, calcular a área da curva da figura 5.1, por exemplo. Neste caso variamos a massa do ν_e de 0.1 eV até 5 eV e utilizamos a seguinte equação para obtermos o número total de eventos

$$N_{\text{atrasados}} = \frac{dN}{dt} \Delta t \quad , \quad (5.4)$$

onde Δt possui largura de 10^{-4} s. A Fig. 4 da ref. [90] mostra o resultado para o detector OMNIS, que não é de água Cherenkov, mas sim de chumbo. O resultado do nosso estudo é a Fig. 5.2 onde podemos perceber que teríamos um número de eventos consideravelmente maior para o Super-K.

No entanto, o nosso objetivo é obter um limite inferior na sensibilidade de massa, isto é, o menor valor possível de massa do neutrino/antineutrino do elétron capaz de ser detectado nos experimentos atuais ou futuros. Primei-

¹Rigorosamente falando, a massa é de ν_1 , mas como ν_e é composto majoritariamente por ν_1 , podemos usar esta denominação sem perda de resultado.

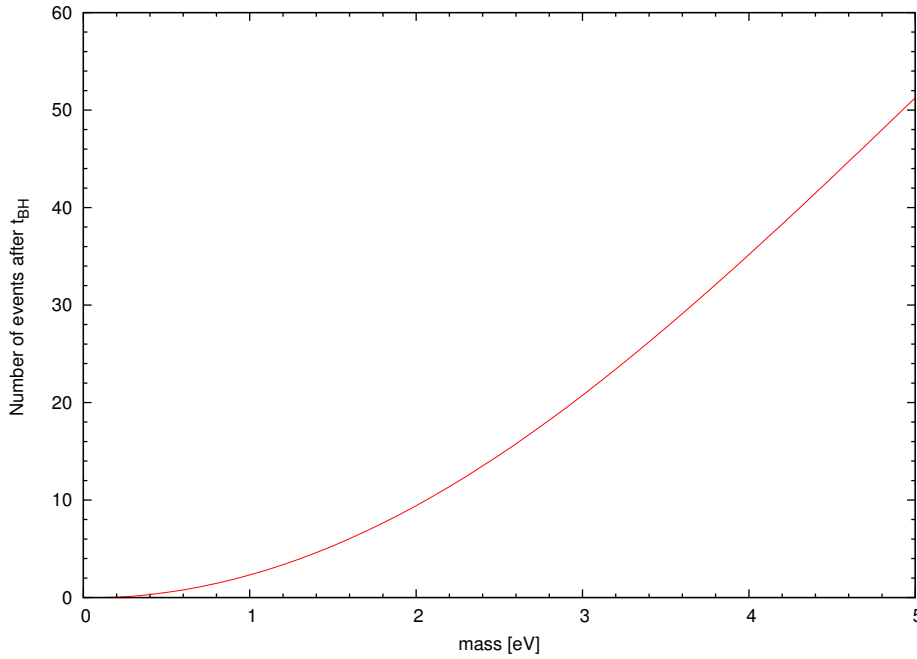


Figura 5.2: Relação entre o número de eventos atrasados pela massa do neutrino eletrônico para o experimento Super-Kamiokande. Lembramos que, embora haja uma queda suave para pequenos valores de massa, o limite inferior de sensibilidade do Super-K é de 1.8 eV, que indica 7.7 eventos.

ramente vamos procurar tal valor para o Super-Kamiokande, na tentativa de confirmar o resultado obtido por [90] e posteriormente expandir para outros experimentos.

Então, os dados para baixa energia devem ser excluídos pois a energia total do pósitron detectado estaria abaixo de 10 MeV e não pode ser distinguido dos fótons com energia entre 5 e 10 MeV gerados por reações de corrente neutra como $\nu + {}^{16}\text{O} \rightarrow \nu + \gamma + \text{X}$, onde X é $n + {}^{15}\text{O}$ ou $p + {}^{15}\text{N}$ [105]. Também há o fato de não ser possível reconhecer os efeitos do atraso para os diferentes sabores (m_{ν_e} , m_{ν_μ} e m_{ν_τ}). Os eventos envolvendo neutrinos de alta energia também serão desconsiderados pois localizam-se na região de incerteza temporal para a formação do buraco negro, embora o número de eventos desta natureza é baixo (0.5). Embora neste mesmo intervalo de tempo situam-se aproximadamente 2 eventos da região de média energia, é possível termos uma contagem de eventos atrasados que nos indique a massa do neutrino do elétron.

Utilizando a tabela 5.1, que relaciona o número de eventos medidos com o alcance permitido do valor esperado, podemos determinar o valor limite para a massa do neutrino. Por exemplo, se não medirmos nenhum evento atrasado, então o melhor valor para a massa seria $m \simeq 0$, sem dúvida alguma. Mas ainda

Número Medido	Alcance Permitido do Número Esperado
$N = 0$	$0.0 \leq \mu \leq 2.3$
$N = 1$	$0.1 \leq \mu \leq 3.9$
$N = 2$	$0.5 \leq \mu \leq 5.3$
$N = 3$	$1.1 \leq \mu \leq 6.7$

Tabela 5.1: Tabela que mostra como um dado número de eventos mensurados, N , determina o alcance para o número esperado de eventos μ usando estatística de Poisson. Por exemplo, na primeira linha o valor 2.3 para μ significa que este é o maior valor esperado que produz $N = 0$ ao menos 10% das vezes. Já na segunda linha, o valor de 0.1 para o número esperado de eventos μ é a menor expectativa para que tenhamos $N \geq 1$ ao menos 10% do tempo e $\mu = 3.9$, ainda na segunda linha, é o maior valor esperado para $N \leq 1$ pelo menos 10% das vezes.

poderíamos ajustar a massa para zero se medíssemos alguma contagem entre 0 e 2.3 eventos, conforme está demonstrado na tabela 5.1. Então, escolhendo um certo nível de confiança teremos um valor esperado que é o maior número de eventos possível que levaria o número de eventos medidos para zero. No nosso estudo este valor limite é 2.3 para um nível de confiança de 90% e o erro fracional no número de eventos atrasados, devido à estatística de Poisson ², é grande ($\simeq 1/\sqrt{2.3} \simeq 65\%$) para este limite, mas pode ser consideravelmente menor se forem detectados um grande número de eventos.

Assim, fazendo uso da tabela 5.1 [90], sabemos que ao obtermos uma contagem do número de eventos imediatamente acima de 2.3 temos a certeza de que foi detectado ao menos um evento de neutrino atrasado, o que implica que podemos medir sua massa. Das eqs. (4.6) e (5.4) temos

$$m = E \sqrt{\frac{N_{atrasados}}{0.515 D \frac{dN}{dt}(t_{BH})}} \quad , \quad (5.5)$$

mas para o nosso trabalho, vamos considerar apenas os eventos de média energia pelos motivos explicados acima. Desta quantidade ainda temos de subtrair 2 eventos por localizarem-se nos instantes iniciais, dentro da incerteza de tempo para a formação do buraco negro. Então, vamos acrescentar ao limite

²A função de distribuição de Poisson foi descoberta pelo matemático e físico francês Siméon Denis Poisson (1781-1840) em 1838 e permite calcularmos a probabilidade de existir exatamente k ocorrências em um intervalo de tempo definido. Sua forma é

$$f(k; \mu) = \frac{\mu^k e^{-\mu}}{k!} \quad ,$$

onde k é um inteiro não negativo e μ é um número real e representa o número esperado de ocorrências.

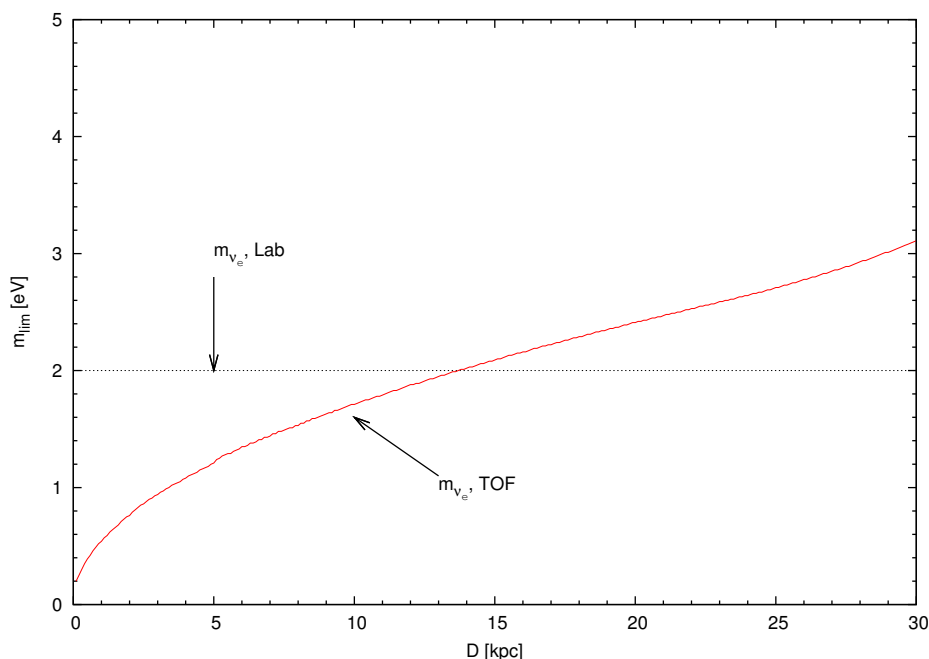


Figura 5.3: A linha sólida representa sensibilidade de massa para o neutrino do elétron como função da distância da supernova possível de ser mensurada no Super-Kamiokande. A linha pontilhada nos mostra o limite superior para m_{ν_e} obtida em laboratório via decaimento beta do trítio. Obtemos que a sensibilidade de massa para uma supernova localizada em distância típica (10 kpc) é 1.8 eV.

de 2.3 eventos outros 2 eventos, totalizando o mínimo de 4.3 eventos para que haja a certeza da detecção de neutrinos atrasados. Com isso é possível variarmos a distância de ocorrência de supernovas e termos o limite de massa respectivo, conforme mostra a Fig. 5.3.

Como nossos resultados corroboram com os obtidos em [90] para o experimento do Super-Kamiokande, podemos verificar como estes valores seriam afetados ao considerarmos oscilações de neutrinos.

5.1.1 Efeito de Oscilação

Hierarquia Normal

A tabela 3.3 do cap. 3 resume os resultados encontrados ao longo daquele capítulo para a probabilidade de sobrevivência de neutrinos e antineutrinos eletrônicos. Podemos perceber que para hierarquia normal \bar{p} não depende de qualquer um dos três casos vistos anteriormente, isto é, sua probabilidade mantém-se constante para as três situações. O detector Super-Kamiokande tem como principal canal de detecção a reação $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ e por isto

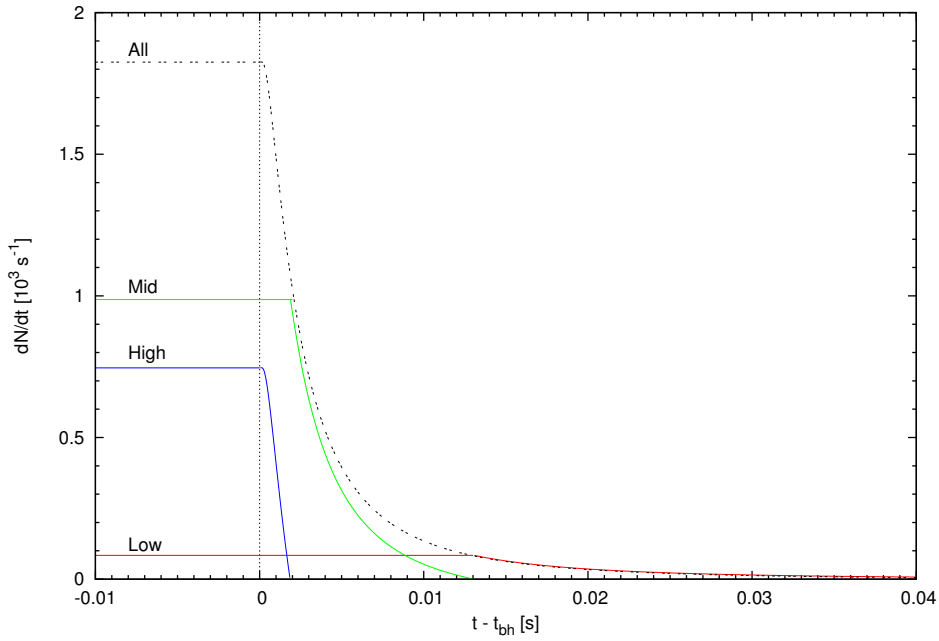


Figura 5.4: Mesmo que Fig. 5.1, mas levando em conta a ocorrência de oscilações para o caso de Hierarquia Normal.

iremos trabalhar com as probabilidades de \bar{p} em todos os casos.

Ao considerarmos a ocorrência de oscilações durante o trajeto de fuga da supernova, há uma variação no fluxo dos antineutrinos, como visto no cap. 3,

$$\bar{F}_{\nu_e} \simeq \cos^2 \theta_{\odot} \bar{F}_{\nu_e}^0 + \sin^2 \theta_{\odot} F_{\nu_x}^0 \quad , \quad (5.6)$$

e a taxa de eventos que seria detectada pelo Super-K é mostrada na Fig. 5.4.

Repare-se que o número de eventos por segundo teve um aumento significativo, de aproximadamente 1500 para quando não consideramos oscilações (Fig. 5.1), para acima de 1800 com oscilação e hierarquia normal. Este aumento deve-se ao fato de que o fluxo agora é formado em parte pelos antineutrinos eletrônicos originais que sobreviveram à região de ressonância e parte pelos antineutrinos muônicos e tauônicos que oscilaram para o sabor eletrônico, sendo que os neutrinos (ν_x) possuem energia média superior e a energia influi quadraticamente na seção de choque dos antineutrinos assim como é inversamente proporcional ao fluxo destes.

A dependência do número de eventos atrasados total com a massa está demonstrada na Fig. 5.5 e ao fazermos a comparação com a Fig. 5.2 percebemos que não há uma grande mudança, mas o suficiente para que a quantidade de eventos total seja um pouco inferior. Para a massa de 1.8 eV temos agora

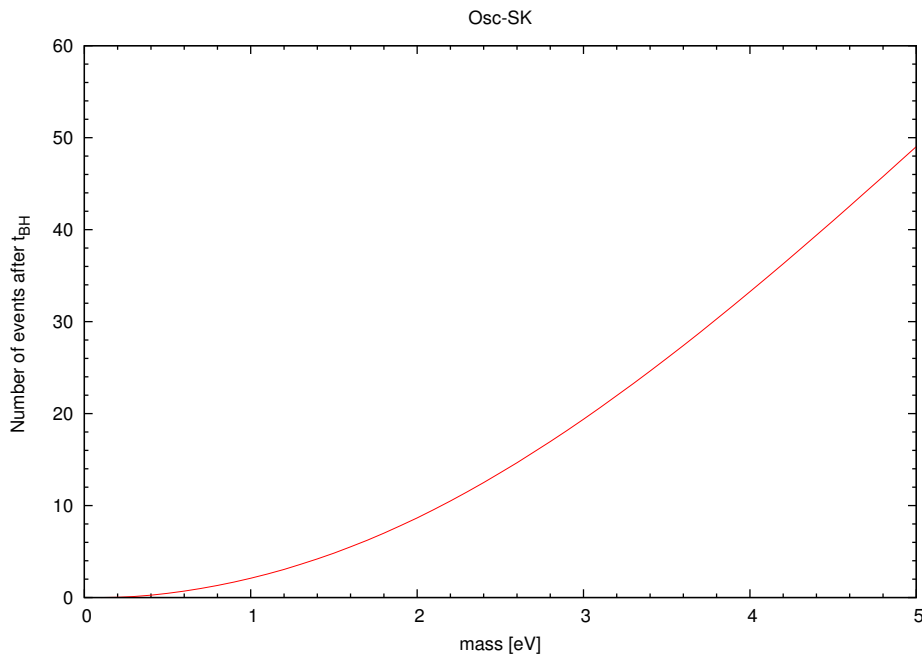


Figura 5.5: Mesmo que Fig. 5.2, para hierarquia normal com a existência de oscilações.

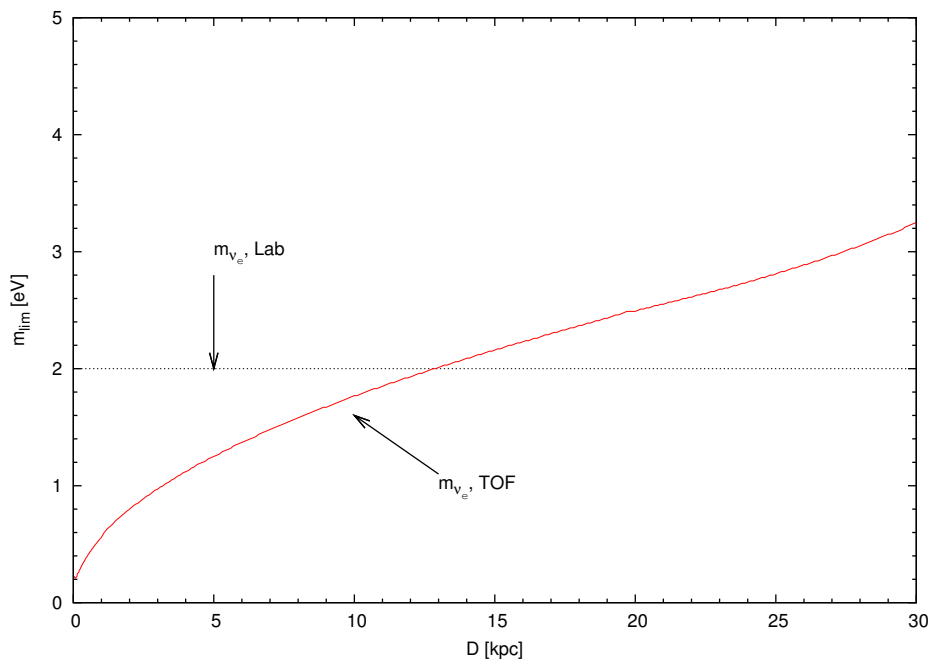


Figura 5.6: Igual ao da Fig. 5.3, mas considerando hierarquia normal com efeito de oscilação.

7.0 eventos, uma pequena queda de aproximadamente 0.7 eventos devido ao fenômeno de oscilação.

E, ao analisarmos o comportamento para o limite inferior de massa

capaz de ser detectado pelo Super-k para diferentes distâncias, obtemos a forma mostrada na Fig. 5.6. Percebemos que, novamente, mesmo com a queda do número total de eventos atrasados, a sensibilidade de massa do neutrino eletrônico é um pouco melhor que o valor obtido em laboratório (linha pontilhada na figura).

Hierarquia Invertida

Utilizando novamente a tabela 3.3, mas agora para o caso da hierarquia invertida, vemos que o fluxo dos antineutrinos eletrônicos depende do caso sob consideração. Conforme já visto e comentado ao longo na seção 3.8.2, o efeito da densidade sobre o fluxo do $\bar{\nu}_e$ na caso III (não-adiabática) é equivalente ao caso da hierarquia normal e, portanto, os resultados são idênticos aos das Fig. 5.4, 5.5 e 5.6.

O caso II não foi levada em consideração neste estudo devido a necessidade de conhecermos o valor do ângulo θ_{13} e o perfil de uma supernova onde aconteceria a ressonância (efeito MSW) devido a diferença de massa quadrada dos neutrinos atmosféricos. Então, por simplicidade de cálculo e pelas incertezas supracitadas resolvemos não abordar o caso II.

No entanto, o caso I (muito adiabático) foi abordado e apesar de não ser conhecido o devido valor de θ_{13} , sabemos o seu limite superior, isto é, $\sin^2 2\theta_{13} < 0.19$, o que equivale a aproximadamente 13° [15]. Por isso, fizemos a aproximação mostrada na eq. (3.147),

$$\bar{F}_{\nu_e} \sim F_{\nu_x}^0, \quad (5.7)$$

considerando que ocorra por completo a oscilação $\nu_x \longleftrightarrow \bar{\nu}_e$.

O resultado do cálculo da taxa de eventos por segundo em função do tempo é mostrado na figura 5.7. O número de eventos nos primeiros instantes após o corte do fluxo é bem elevado, próximo de 2400 eventos por segundo. Este fato deve-se novamente à energia média dos ν_x que é maior que dos $\bar{\nu}_e$, elevando a taxa de eventos de neutrinos atrasados. Isso faz com que a maior quantidade de neutrinos pertença ao grupo de alta energia ($E > 30$ MeV).

Na análise do total de eventos atrasados pela sensibilidade de massa vemos que a quantidade de eventos é menor, como já esperávamos, tendo em vista que o aumento da $\langle E \rangle$ faz com que os neutrinos atrasem menos. Este resultado pode ser visto na Fig. 5.8.

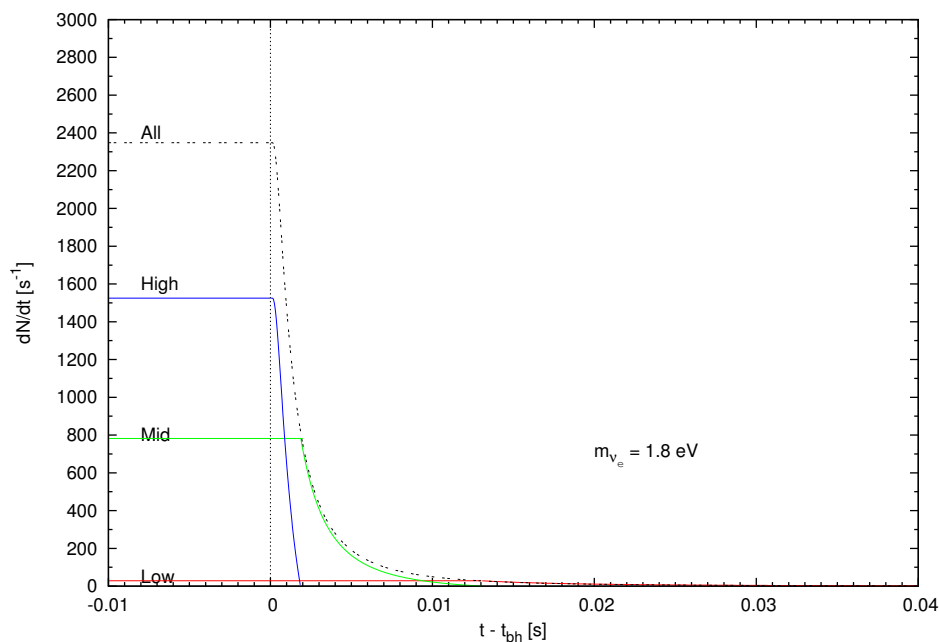


Figura 5.7: Mesmo da Fig. 5.1, mas para o caso de hierarquia invertida e oscilações em regiões adiabáticas.

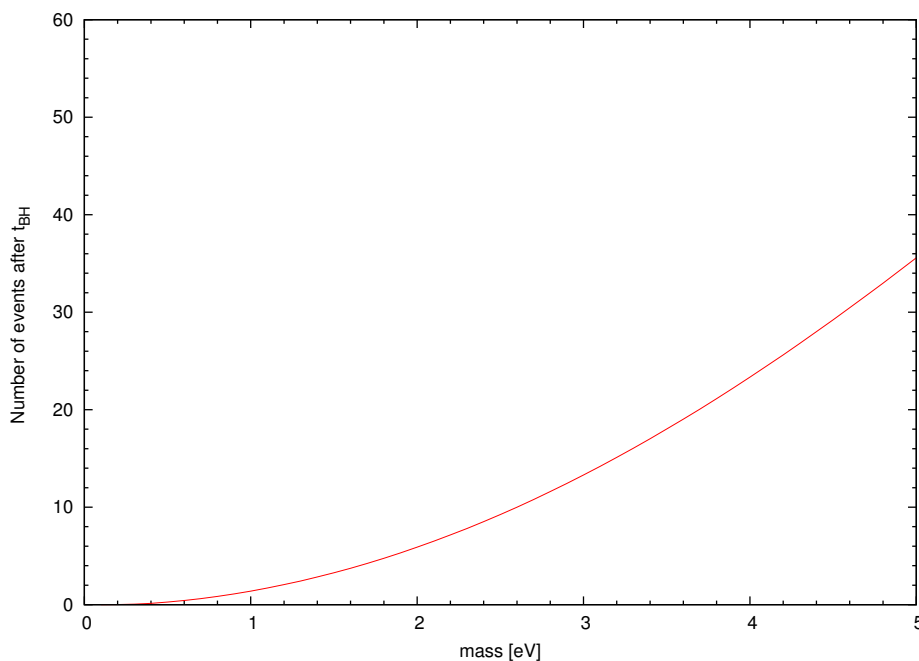


Figura 5.8: Idem a Fig. 5.2 considerando oscilações em regiões adiabáticas e hierarquia invertida.

Conhecendo o comportamento do número de eventos total em função da variação de massa, passamos a variar também a distância da supernova para verificar como seria o comportamento da massa limite. O resultado está na

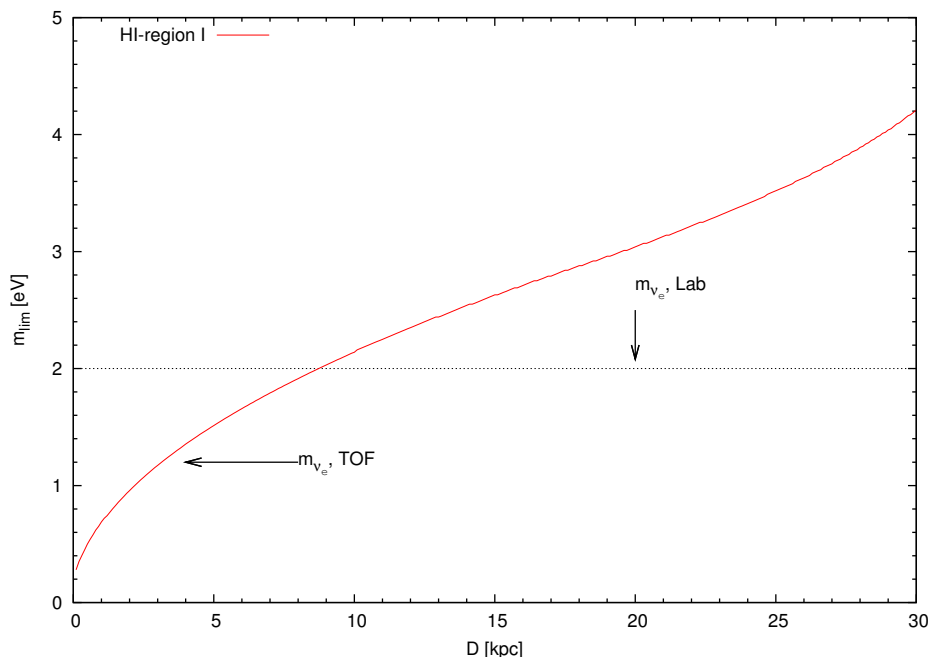


Figura 5.9: Igual a Fig. 5.3 para oscilações em regiões adiabáticas e hierarquia invertida.

Fig. 5.9 e pode-se perceber uma perda de sensibilidade quando comparado ao caso sem oscilação, uma vez que para a distância de 10 kpc a massa limite encontrada foi de 2.1 eV.

5.1.2

Visão Geral dos Resultados para o Super-Kamiokande

Embora tenhamos comentado nas subseções acima sobre os resultados obtidos neste trabalho para o experimento do Super-K, achamos melhor fazermos um estudo com os resultados unificados em um único gráfico. Assim, a Fig. 5.10 confirma que o fenômeno de oscilação aumenta a taxa de eventos por segundo, de modo que o maior valor é atribuído quando consideramos hierarquia invertida e região adiabática; na região intermediária temos o caso para hierarquia normal, quando uma parte dada por $\cos^2 \theta_{\odot}$ sobrevive e outra determinada por $\sin^2 \theta_{\odot}$ muda de sabor e, com a menor taxa, a situação em que não foi levado em conta a ocorrência de oscilações. Podemos perceber também que quanto maior a taxa de eventos, mais rápida é a queda, isto é, menor é o atraso das partículas em virtude de sua energia mais elevada.

Na sequência mostramos (Fig. 5.11) como fica o número total de eventos atrasados em função da variação de m_{ν_e} . A situação em que obtivemos o melhor resultado é quando não foi considerada a existência de oscilação,

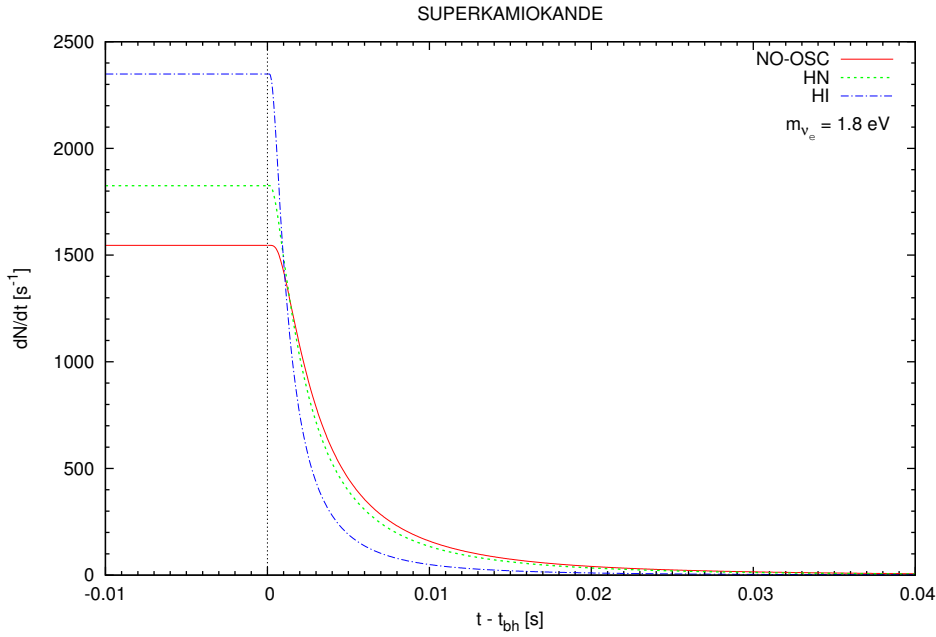


Figura 5.10: Comparação dos três casos estudados neste trabalho: em azul (traço e ponto) temos o caso de oscilações que ocorrem em regiões adiabáticas e hierarquia de massa invertida; em verde (pontilhado) refere-se ao caso de hierarquia normal, válido para todos os casos e; em vermelho (contínuo) é a situação em que não há qualquer alteração no fluxo original do antineutrino do elétron. Novamente, a supernova situa-se a 10 kpc da Terra e $m_{\nu_e} = 1.8 \text{ eV}$.

mas esta curva é somente um pouco melhor que o caso intermediário - quando há oscilação parcial dos sabores - o que provavelmente não seria perceptível experimentalmente levando em consideração a margem de erro. O pior resultado é para a região adiabática com hierarquia invertida, cuja curva se distancia dos outros dois casos de maneira mais visível a partir da massa com valor de 1.6 eV.

Finalmente, vamos comparar os resultados obtidos para os casos de não-oscilação; oscilação para hierarquia normal e; oscilação para hierarquia invertida que ocorre na região adiabática. Na Fig. 5.12 vemos que as curvas para as duas primeiras situações encontram-se muito próximas uma da outra, impossibilitando uma diferenciação ao levarmos em conta os erros experimentais. Para uma supernova que venha a acontecer numa distância de 10 kpc, o limite de sensibilidade de massa praticamente não sofre alteração, sendo próximo de 1.8 eV. Por outro lado, se a hierarquia de massa for invertida e a oscilação ocorrer em regiões adiabáticas, a sensibilidade tem uma queda de qualidade perceptível, de 1.8 eV para 2.1 eV, abaixo dos dados obtidos em laboratórios, que são de 2 eV [15]. É importante destacar que para pequenas distâncias

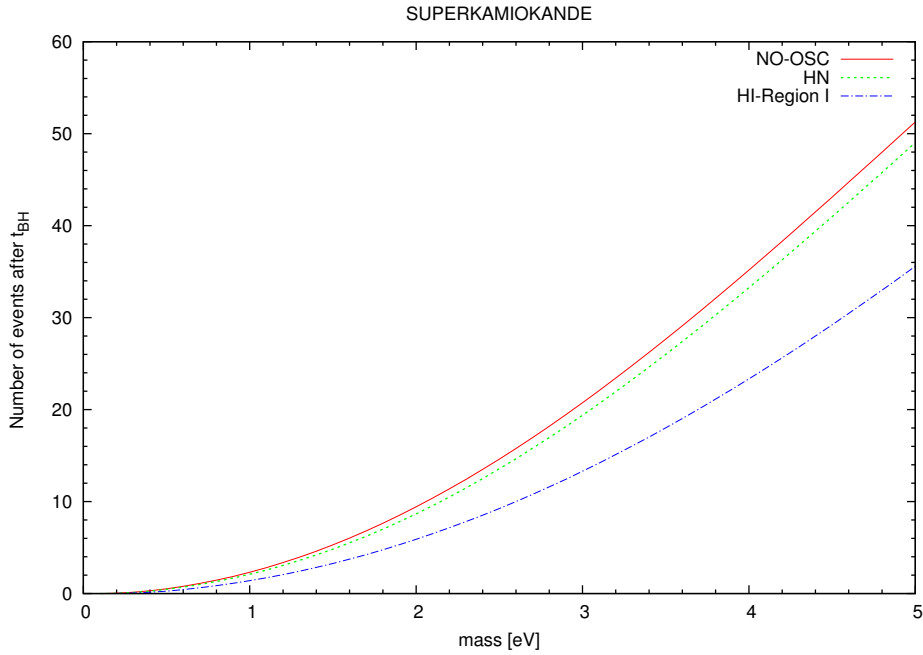


Figura 5.11: Comportamento do número total de eventos em relação a variação de massa. Em azul (traço e ponto) temos o caso de oscilações que ocorrem em regiões adiabáticas e hierarquia de massa invertida; em verde (pontilhado) refere-se ao caso de hierarquia normal, válido para todos os casos e; em vermelho (contínuo) é a situação em que não há qualquer alteração no fluxo original do antineutrino do elétron. Supernova situada a 10 kpc da Terra e $m_{\nu_e} = 1.8$ eV.

($\gtrsim 3$ kpc) os eventos de neutrinos atrasados se concentram principalmente na região de corte, não considerada nos cálculos, o que enfraquece a sensibilidade de massa podendo gerar como consequência a interrupção na melhora da sensibilidade com a diminuição da distância [90].

5.2 Hiper-Kamiokande

Apesar do detector Hiper-Kamiokande ainda ser um projeto (não aprovado) decidimos estudar os seus possíveis resultados pelo histórico de sucesso de seus antecessores, Kamiokande e Super-Kamiokande, e pelo tamanho proposto para o experimento, chegando a vinte vezes o tamanho do Super-K.

Assim como o Super-K, o Hiper-K será um detector de água Cherenkov, o que significa que terá capacidade de identificar a energia do neutrino incidente. Entretanto, a mesma técnica utilizada para a obtenção dos resultados do Super-Kamiokande não foi aplicada ao Hiper-Kamiokande para obtenção da sensibilidade de massa pelo fato de que a grande maioria dos estariam contidos na região de incerteza temporal. As Fig. 5.13 e 5.14 mostram a taxa de eventos

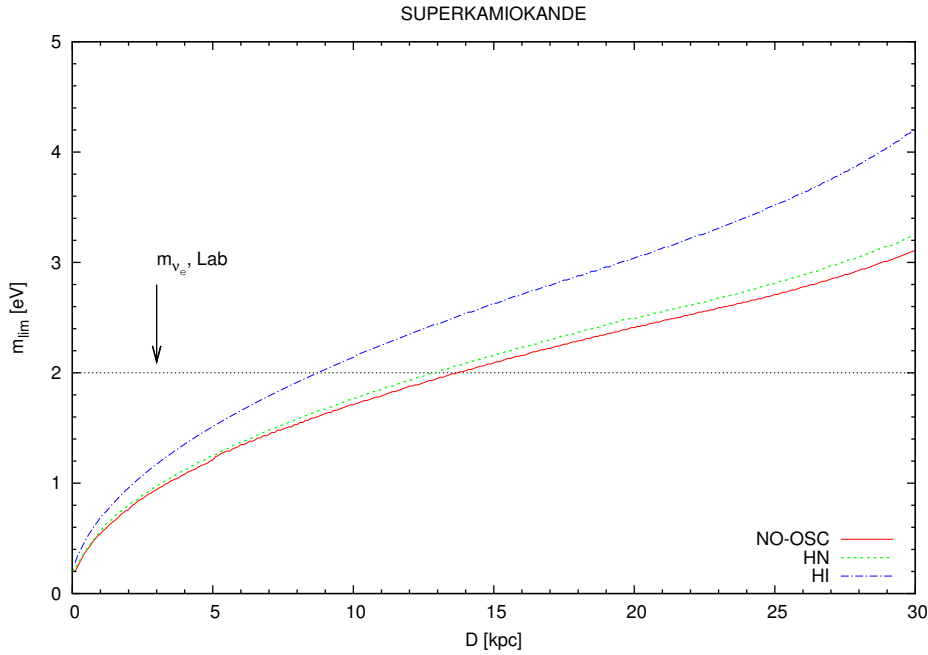


Figura 5.12: Estudo da sensibilidade de massa dependendo da distância de ocorrência de uma supernova. Novamente, em azul (traço e ponto) temos o caso de oscilações que ocorrem em regiões adiabáticas e hierarquia de massa invertida; em verde (pontilhado) refere-se ao caso de hierarquia normal, válido para todas as regiões e; em vermelho (contínuo) é a situação em que não há qualquer alteração no fluxo original do antineutrino do elétron.

por segundo nos primeiros momentos após a formação do buraco negro e o número total de eventos atrasados pela variação de massa, respectivamente. Ambas as figuras não levam em conta a existência de oscilações de sabor. Na primeira figura podemos perceber que os eventos de alta energia se encontram totalmente no intervalo de tempo de incerteza e por isso, assim como foi feito para Super-Kamiokande, foi desconsiderado para o segundo gráfico, mas também é perceptível que uma enorme quantidade de dados dos eventos de média energia encontram-se na mesma situação dos eventos de alta energia. Assim, mudamos o método de determinação da massa limite, de modo a desconsiderar todos os eventos que venham a ser registrados antes de 0.5 ms. Somente a partir deste tempo e com um registro de número de eventos acima de 2.3 é que consideramos para termos certeza da indicação de um evento atrasado.

Desse modo, ainda sem nos preocuparmos com oscilações, verificamos o comportamento da massa limite do neutrino eletrônico para a variação da distância D da supernova (Fig. 5.15). Vemos que os resultados são muito interessantes, pois obtivemos que para $D = 10$ kpc a massa limite é $m_{\nu_e} \simeq 0.5$

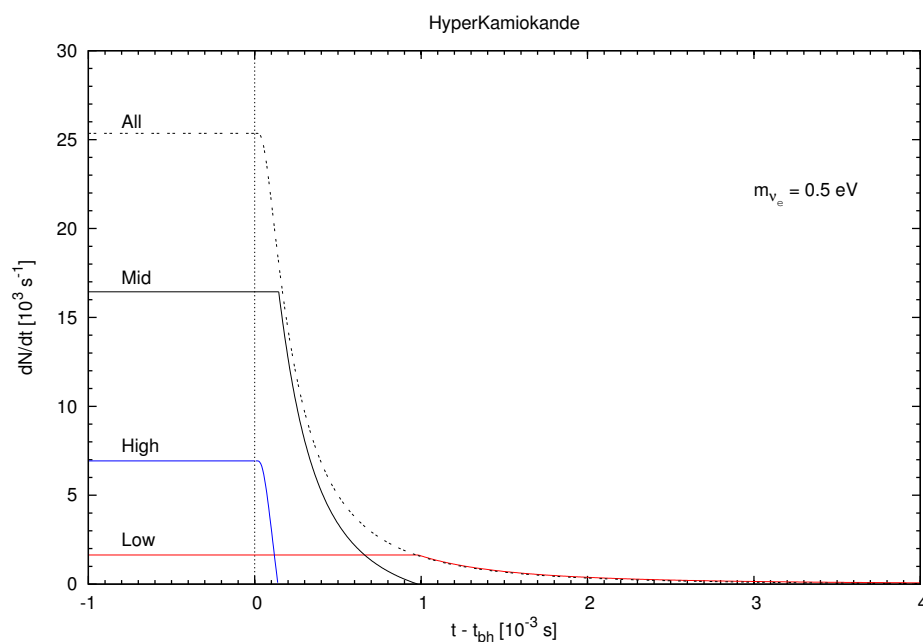


Figura 5.13: Dados para o Hiper-Kamiokande: número de eventos por segundo para os instantes iniciais após o corte do fluxo de neutrinos em uma supernova distante 10 kpc da Terra. Consideramos o caso em que não há oscilações e a massa foi fixada em $m_{\nu_e} \simeq 0.5$ eV.

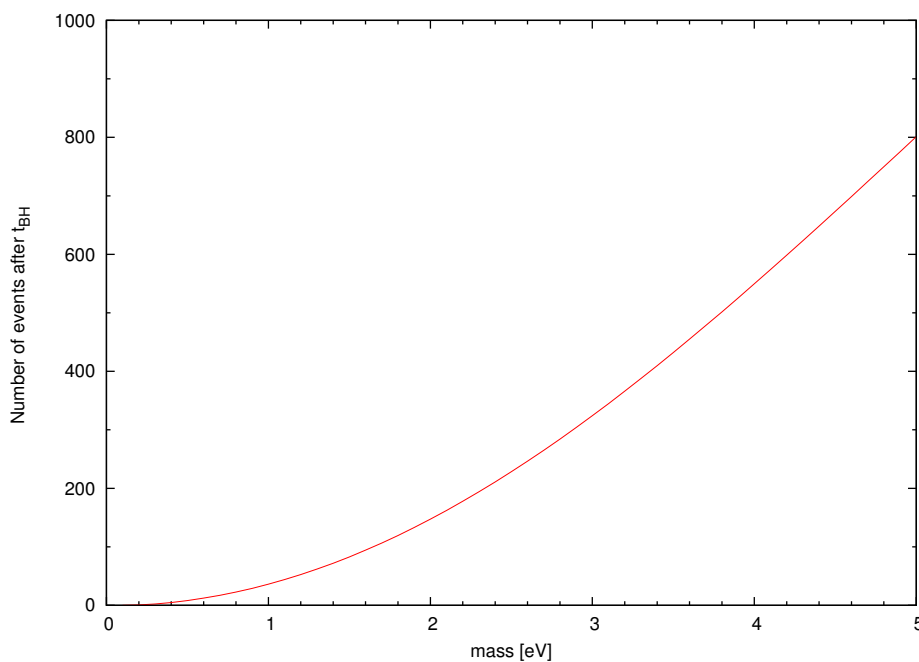


Figura 5.14: Sem considerar oscilações, obtivemos o número total de eventos atrasados para variação de massa do neutrino. Distância da supernova à Terra foi fixada em 10 kpc.

eV, o que significa uma grande redução deste limite comparando com os atuais valores do Super-K.

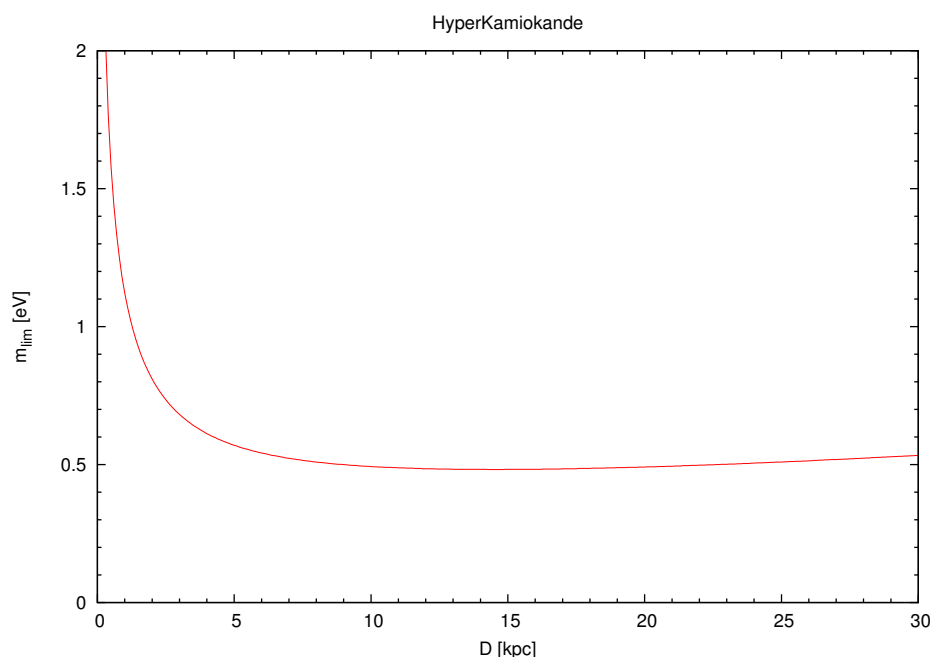


Figura 5.15: Sensibilidade de massa em função da distância de ocorrência da supernova para o experimento Hiper-Kamiokande, sem levar em conta a existência de oscilações. A linha pontilhada representa o melhor valor obtido em laboratório para o decaimento beta do tritium.

5.2.1 Hierarquias Normal e Invertida

Ao considerarmos a hierarquia de massa dos neutrinos como normal, obtivemos como resultado o apresentado nas Fig. 5.16, 5.17 e 5.18 que representam a taxa de eventos durante os primeiros milissegundos após o corte na emissão de neutrinos; o número total de eventos atrasados em função da variação de massa dos neutrinos, e a sensibilidade de massa limite dependente da distância do surgimento do evento de supernova, respectivamente. Nota-se na primeira figura a taxa de eventos para alta energia encontra-se dentro do primeiro milissegundo após o corte e a taxa de baixa energia é cerca de 10% da taxa de eventos para energia intermediária. Pelas razões já explicadas no início do capítulo, utilizamos somente os dados de energia média, mesmo assim desconsiderando os eventos que cheguem antes do 0.5 ms, para obtermos as Fig. 5.17 e 5.18 e foi encontrado como massa limite o valor de 0.5 eV para o neutrino eletrônico. Tal precisão permite a observação quase que por completo do espectro da Fig. 5.17, onde para $m_{\nu_e} = 0.5$ eV temos um pouco acima de 4 eventos.

Se a hierarquia de massa for invertida e as oscilações ocorrerem em regiões

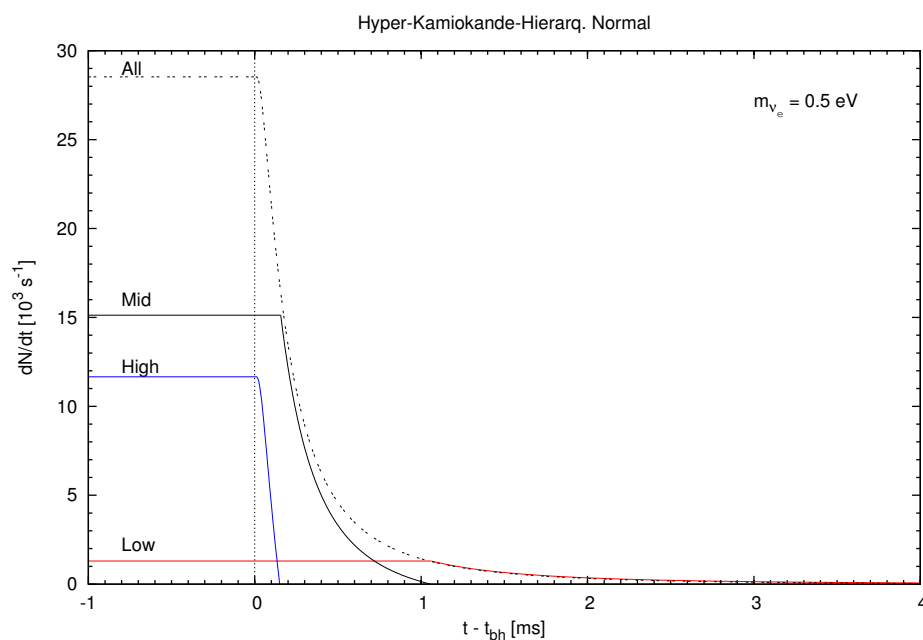


Figura 5.16: Mesmo que Fig. 5.13, mas levando em conta oscilações com hierarquia de massa do tipo normal.

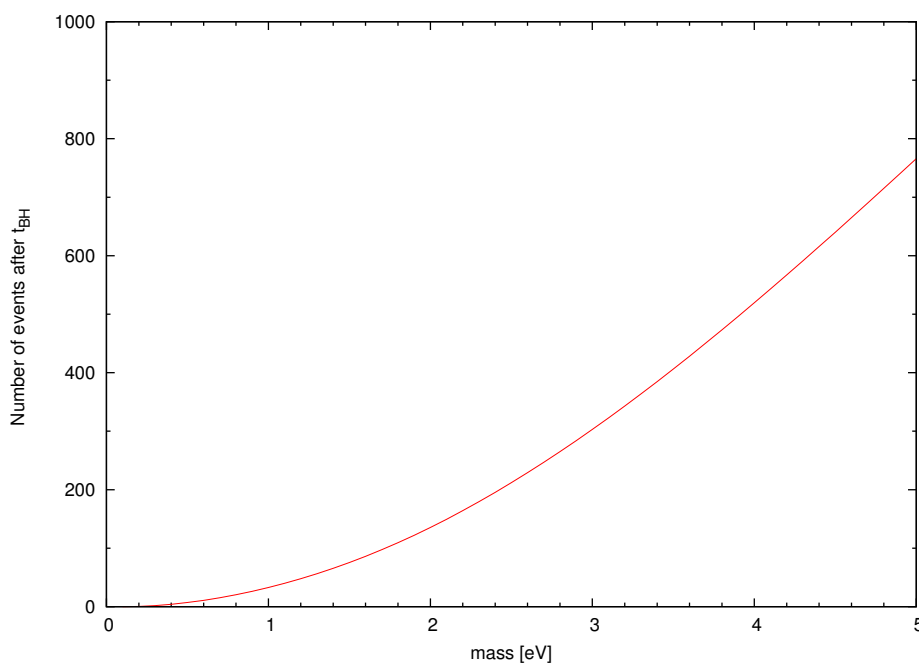


Figura 5.17: Igual a Fig. 5.14 considerando hierarquia normal e oscilações.

adiabáticas há uma pequena alteração, para pior, nos resultados. Para este caso, a Fig. 5.19 nos mostra um grande valor da taxa de eventos, mas podemos ver que mais da metade deste valor deve-se aos neutrinos de alta energia que caem

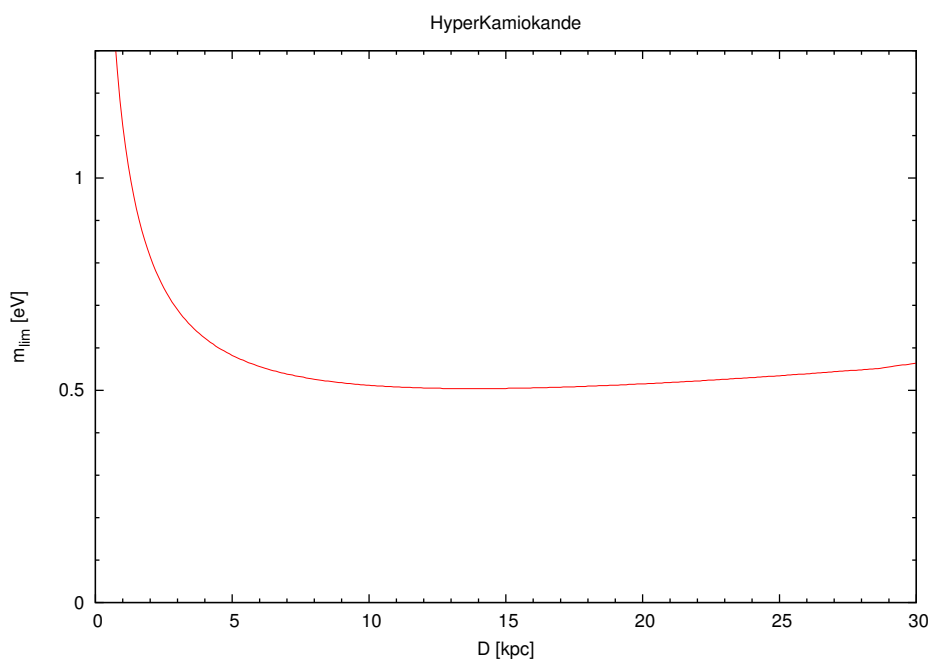


Figura 5.18: Idem a Fig. 5.15 para o caso de hierarquia normal e a ocorrência de oscilações.

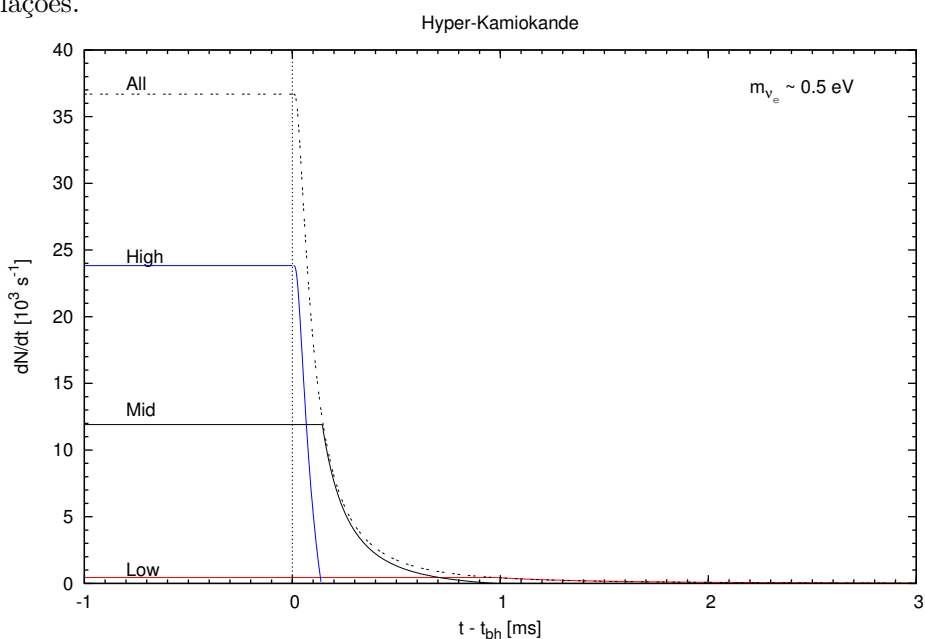


Figura 5.19: Mesmo que Fig. 5.13, mas levando em conta oscilações em região adiabática e hierarquia de massa do tipo invertida.

na região de incerteza temporal e, por isso, são desconsiderados. Assim, a taxa que nos interessa, tem um valor menor que para hierarquia normal, por exemplo, e isto reflete-se no total de eventos atrasados, mostrados na Fig. 5.20. Ao expandirmos os resultados para várias distâncias obtemos a Fig. 5.21.

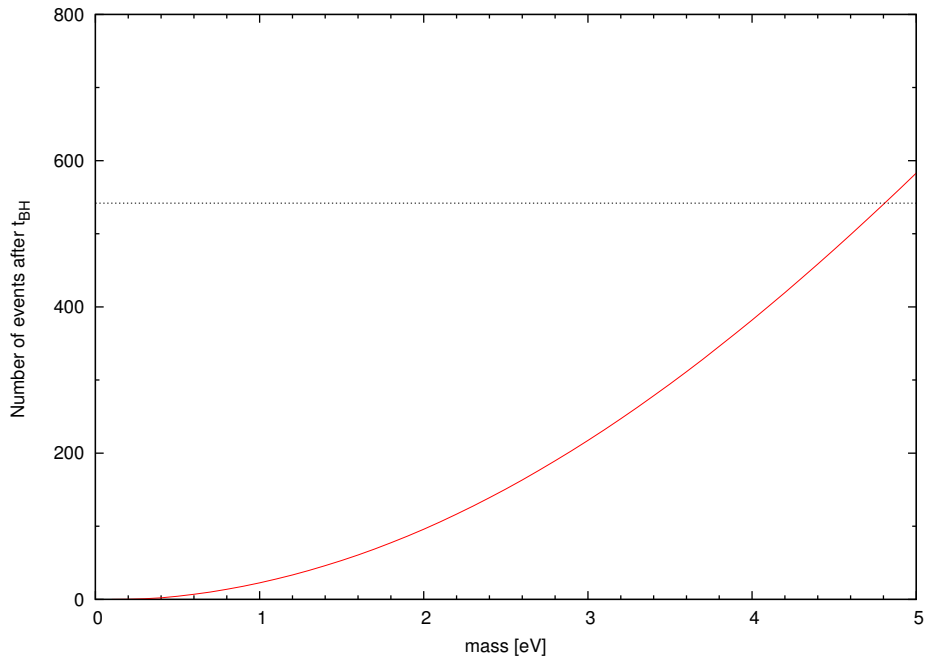


Figura 5.20: Igual a Fig. 5.14 considerando hierarquia invertida e oscilações em região adiabática.

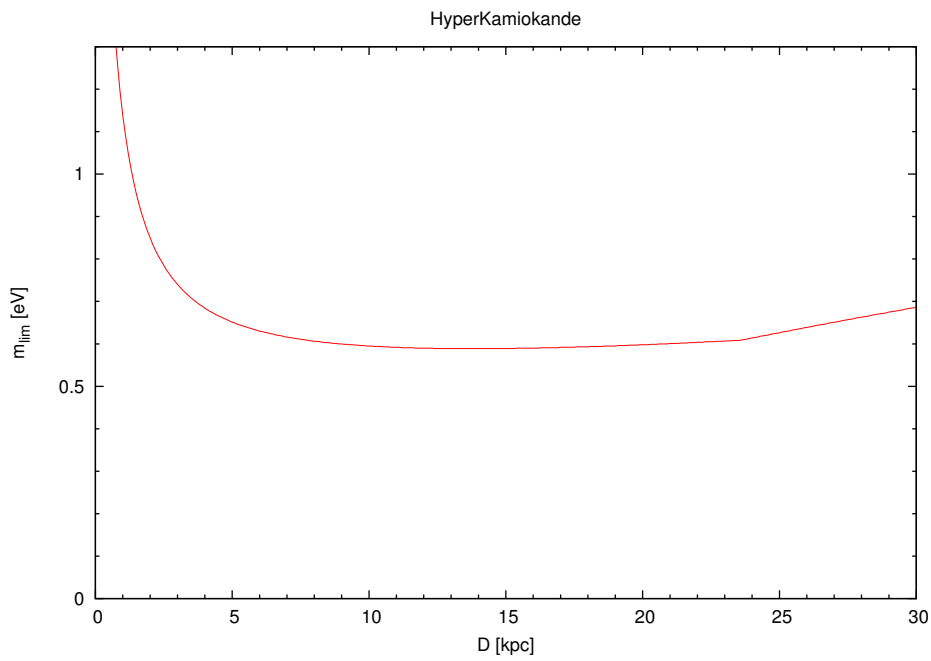


Figura 5.21: Idem a Fig. 5.15 para o caso de hierarquia invertida e a ocorrência de oscilações em região adiabática.

5.2.2

Visão Geral dos Resultados Obtidos para o Hiper-Kamiokande

Agora vamos comparar os resultados das três possibilidades estudadas neste trabalho: primeiramente sem haver mudanças nos fluxos das partículas; depois a ocorrência de oscilações para hierarquia normal, que gera uma conversão parcial do fluxo de antineutrinos originados no interior da supernova e por fim, a possibilidade da hierarquia de massa ser invertida e as oscilações ocorrerem no caso I (alta adiabaticidade).

Na Fig. 5.22 podemos perceber que a maior taxa é para o caso que refere-se ao caso I com hierarquia invertida. No entanto, é a situação que decai mais rapidamente devido à maior energia média dos neutrinos nesta condição. No meio encontra-se o caso de hierarquia normal, pelo fato de seus neutrinos possuírem energia média intermediária (parte dos neutrinos são originalmente eletrônicos e outra parte foi gerado ν_x e oscilou para o sabor eletrônico) e logo atrás está o caso em que não foi considerado existir oscilações.

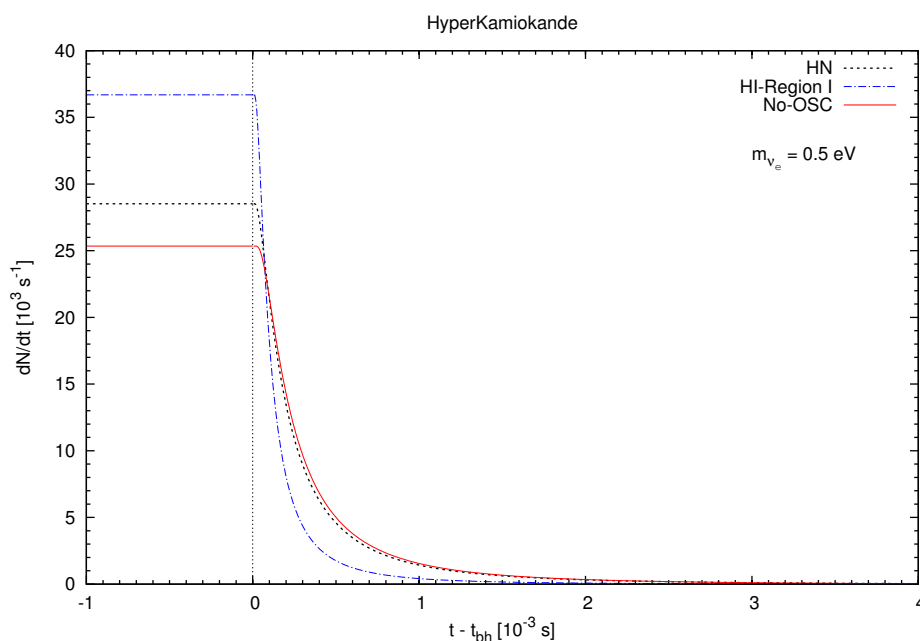


Figura 5.22: Comparação dos três casos estudados neste trabalho: em azul (traço e ponto) temos o caso de oscilações que ocorrem em regiões adiabáticas e hierarquia de massa invertida; em verde (pontilhado) refere-se ao caso de hierarquia normal, válido para todos os casos e; em vermelho (contínuo) é a situação em que não há qualquer alteração no fluxo original do antineutrino do elétron. Novamente, a supernova situa-se a 10 kpc da Terra e $m_{\nu_e} = 0.5 \text{ eV}$.

Para a construção do gráfico do número total de eventos atrasados, após desconsiderarmos os neutrinos de baixa e alta energia nos três casos, vemos que a situação se inverteu em comparação com a Fig. 5.22. Ainda temos os casos de hierarquia normal e sem oscilação muito próximos, quase degenerados, mas com uma melhor contagem para um valor fixo de massa quando confrontamos com os dados obtidos para a hierarquia invertida (ver Fig. 5.23).

E, por fim, abordamos o resultado para várias distâncias, como mostrado na Fig. 5.24. Se fixarmos a distância em 10 kpc, nota-se a sensibilidade de massa para os dois primeiros casos (sem oscilações e hierarquia normal) é quase igual (0.49 eV e 0.51 eV, respectivamente), enquanto que a sensibilidade para a hierarquia invertida é muito pior (0.59 eV).

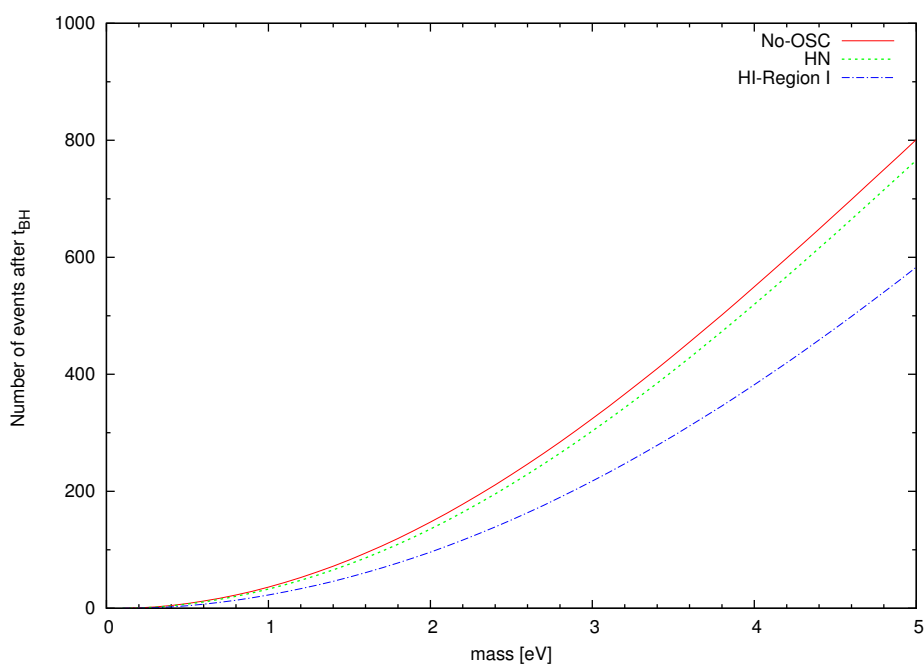


Figura 5.23: Comportamento do número total de eventos em relação a variação de massa. Em azul (traço e ponto) temos o caso de oscilações que ocorrem em regiões adiabáticas e hierarquia de massa invertida; em verde (pontilhado) refere-se ao caso de hierarquia normal, válido para todos os casos e; em vermelho (contínuo) é a situação em que não há qualquer alteração no fluxo original do antineutrino do elétron. Nos três casos consideramos um supernova situada a 10 kpc da Terra.

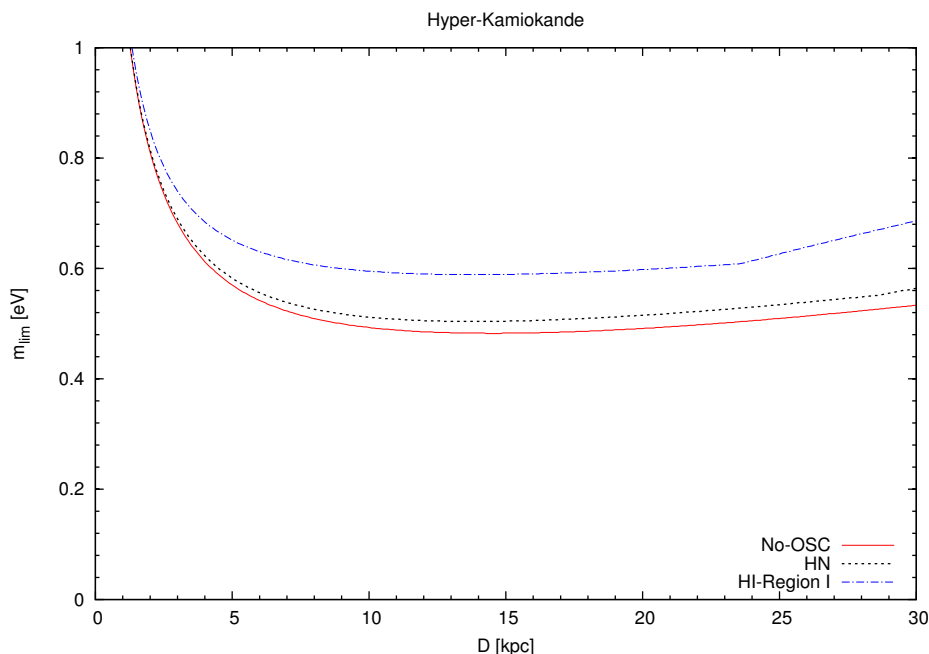


Figura 5.24: Estudo da sensibilidade de massa dependendo da distância de ocorrência de uma supernova. Novamente, em azul (traço e ponto) temos o caso de oscilações que ocorrem em regiões adiabáticas e hierarquia de massa invertida; em verde (pontilhado) refere-se ao caso de hierarquia normal, válido para todos os casos e; em vermelho (contínuo) é a situação em que não há qualquer alteração no fluxo original do antineutrino do elétron.

5.3 TITAND

O projeto de construção do TITAND mereceu destaque nesta dissertação por causa do tamanho proposto (5 Mton. de água) e por ser um detector subaquático ao invés de subterrâneo, como os existentes hoje em dia. Por ser um detector de água do tipo Cherenkov, ele é capaz de mensurar a energia dos neutrinos incidentes, igual o Super-Kamiokande e o Hiper-Kamiokande, com a diferença de que será muito mais sensível por ser aproximadamente 10 vezes maior que o Hiper-K. Tal dimensão propicia que ele detecte sinais de supernovas extra-galácticas, mas dentro do Grupo Local, como em Andrômeda ou Triângulo com uma sensibilidade impressionante, como mostramos nas figuras 5.25, 5.26 e 5.27, que indicam a sensibilidade de massa em função da distância em que surge a supernova para os casos sem oscilação, com oscilação para hierarquia normal e oscilação para regiões adiabáticas com hierarquia invertida, respectivamente. Podemos perceber que a melhor sensibilidade está para distâncias próximas de 50 kpc, sendo que para supernovas mais próximas a sensibilidade é pior (mas, ainda assim, muito boa), praticamente “estourando”

quando a distância fica menor que 3 kpc. Acima dos 50 kpc temos um aumento suave no valor da massa limite, isto é, uma leve queda na sensibilidade, que estendemos até 500 kpc.

Na obtenção destes resultados foi necessário fazermos algumas alterações em relação ao trabalho de [90], pois com a extrema dimensão do detector, conseqüentemente sua extrema sensibilidade, a maioria dos eventos percebidos pelo detector caem na incerteza temporal, mencionada ao longo deste capítulo, por isso tivemos que desconsiderar estes eventos e começar a contar somente a partir de 0.5 ms após a formação do buraco negro e utilizamos as flutuações de Poisson para, após este tempo, termos a certeza de captarmos um evento atrasado. Como mostrado na tabela 5.1, o número de eventos esperado mínimo, com 90% de confiança, para a certeza de mensurar um evento é de 2.3.

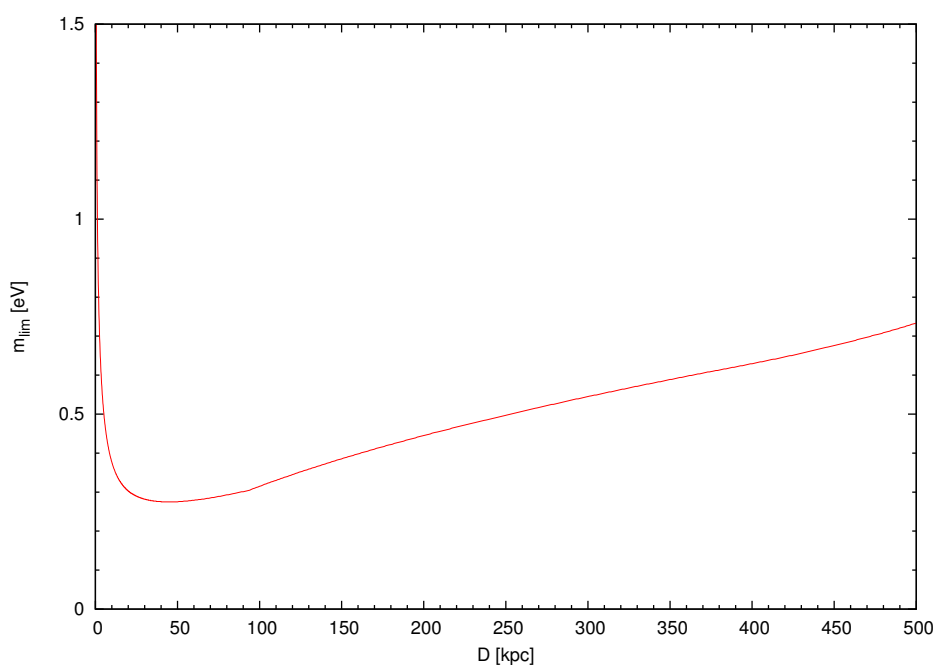


Figura 5.25: Sensibilidade de massa em função da posição de afastamento da supernova para o experimento TITAND para o caso sem oscilação.

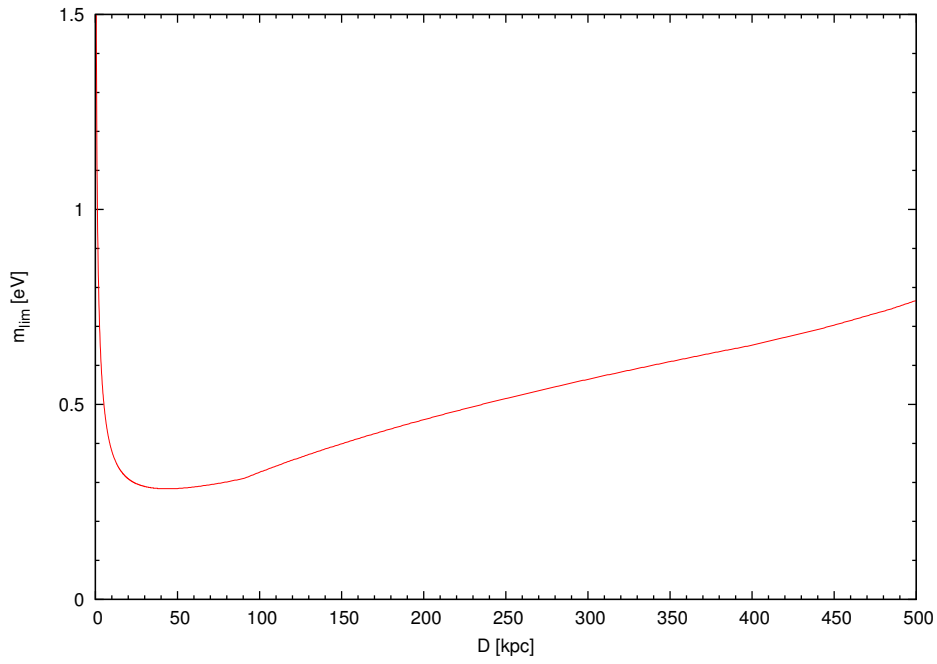


Figura 5.26: Mesmo que Fig. 5.25, mas para o caso de hierarquia normal levando em conta a existência de oscilações.

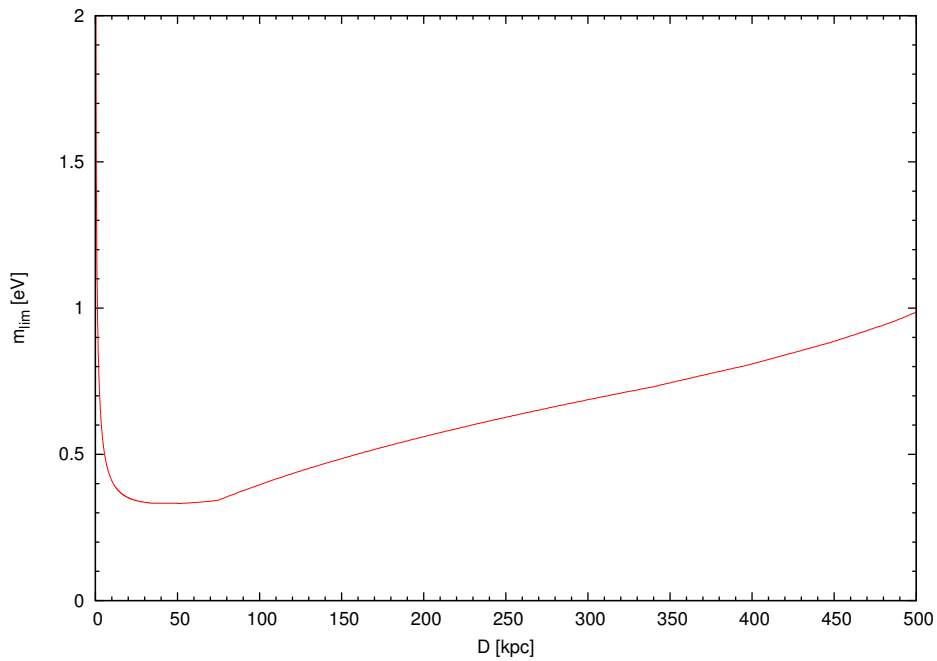


Figura 5.27: Mesmo que Fig. 5.25 para oscilações em região adiabática e hierarquia invertida.

5.4 IceCube

O detector IceCube funciona, assim como os demais estudados nesta dissertação, pela detecção de luz Cherenkov, mas a diferença é que ele não contém água como alvo e sim gelo, o que muda um pouco suas características. Considerando a ocorrência de uma supernova a uma distância de 10 kpc, com a mesma luminosidade considerada nos outros casos (10^{52} erg/s) e utilizando o valor do número de alvo calculado no cap. 4 (eq. 4.15) encontramos que o total de eventos gerados pelos neutrinos da supernova é $\sim 2 \times 10^8$, mas como esclarecemos no cap. 4, o IceCube não é capaz de identificar os eventos individualmente, devido a baixa energia destes neutrinos. A identificação se dá como um aumento no ruído, causado pela detecção de fótons, no curto intervalo de tempo (~ 10 s) que caracteriza o sinal de uma supernova. Levando em conta os cálculos realizados por [57], onde temos que o número de fótons úteis produzidos pelos neutrinos oriundos da SN é $1.241 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ de gelo, o comprimento de absorção de 100 m e a eficiência quântica por fotomultiplicador em 20%, obtemos que o número de eventos em um fotomultiplicador é de aproximadamente 310. Considerando todos os fotomultiplicadores do IceCube registrar-se-á um total de $\sim 1.5 \times 10^6$ eventos. Assumindo, também, uma taxa de ruído de 300 Hz por fotomultiplicador sobre o tempo típico de duração do sinal de neutrinos de supernovas (10 s), obtemos um ruído total de 1.44×10^7 . Usando flutuações de Poisson, a incerteza deste número é [57]

$$\text{Ruído} = \sqrt{1.44 \times 10^7} \simeq 3.8 \times 10^3 \quad , \quad (5.8)$$

que equivale a 0.25% do sinal da SN e significa que pode-se determinar o sinal de uma SN com precisão melhor que 1%.

Assim, para podermos saber a sensibilidade de massa para o IceCube, tivemos que levar em consideração o ruído, e para isso fizemos uma tabela com os valores do ruído para os primeiros instantes após a formação do buraco negro. O problema é que queremos saber o menor valor de massa capaz de ser percebido pelo detector para cada distância. Então, antes de variarmos a distância da supernova, tivemos de descobrir como captar a sensibilidade de massa. Assim, a Fig. 5.28 nos mostra o comportamento do número de eventos por segundo durante os primeiros instantes após o corte na emissão dos neutrinos para uma supernova a 10 kpc, onde cada linha representa um

único valor de massa, começando em 0.1 eV e aumentando em um décimo de eV até alcançar o valor de 5 eV. Também está destacada na figura a incerteza de tempo na formação do buraco negro (linha pontilhada vertical) e o ruído do sinal para o IceCube (linha tracejada). Podemos observar que a maioria dos valores de massa possuem resultados bem superiores ao valor do ruído, mas como nos interessa o valor mínimo de massa identificável, ou seja, a primeira linha cujo sinal seja maior que o ruído e, ao mesmo tempo, tenha um atraso maior que 0.5 ms, fizemos um aumento para a região inicial do sinal, como pode ser observado pelo quadro localizado dentro da Fig. 5.28. Com este aumento, vemos que a primeira linha que ultrapassa o tempo de incerteza é para valores acima de 0.4 eV, com um pouco mais de 20 eventos, mas infelizmente o seu sinal é um pouco abaixo do ruído, impossibilitando, na prática, a distinção deste em relação ao fundo. O próximo valor, que seria próximo de 0.6 eV, é bem superior, como também pode ser observado na Fig. menor. Por isso, resolvemos trabalhar com variações de massa na casa do centésimo, e a Fig. 5.29 (Note a diferença na escala de tempo) nos mostra como seriam os dados para uma supernova a 10 kpc cujos valores de massa variam de 0.01 eV até 1 eV. De novo, fizemos uma ampliação dos resultados para os primeiros instantes após o corte, como visto no quadrado menor, dentro da figura.

Satisfeito com o tamanho do passo, podemos determinar o valor da sensibilidade de massa do IceCube. As próximas figuras, 5.30 e 5.31, mostram, isoladamente, o comportamento do sinal para um fluxo de neutrinos com massa de 0.40 eV e 0.41 eV, por exemplo, para uma dada distância e podemos ver claramente que a segunda figura satisfaz os nossos limites (tempo de incerteza e ruído).

Agora que sabemos como é o comportamento do sinal para um dado valor de massa, podemos variar a distância da SN. Fizemos uma nova tabela, com o mesmo passo de tempo usado para construir a tabela com o ruído, onde para cada valor de distância, tínhamos várias curvas de massa. O próximo passo foi compararmos o sinal dentro de um intervalo de tempo Δt de uma tabela com o da outra, respeitando os 0.5 ms iniciais que é a incerteza temporal. No momento que o sinal do número de eventos atrasado fosse maior que a flutuação do ruído, tínhamos encontrado a nossa massa limite. Utilizando este procedimento, obtemos a Fig. 5.32 que nos informa a sensibilidade de massa para a variação da distância do encontro de uma SN. Vemos que a distâncias muito curtas (≤ 3 kpc) a sensibilidade é pior, isso deve-se ao fato que o

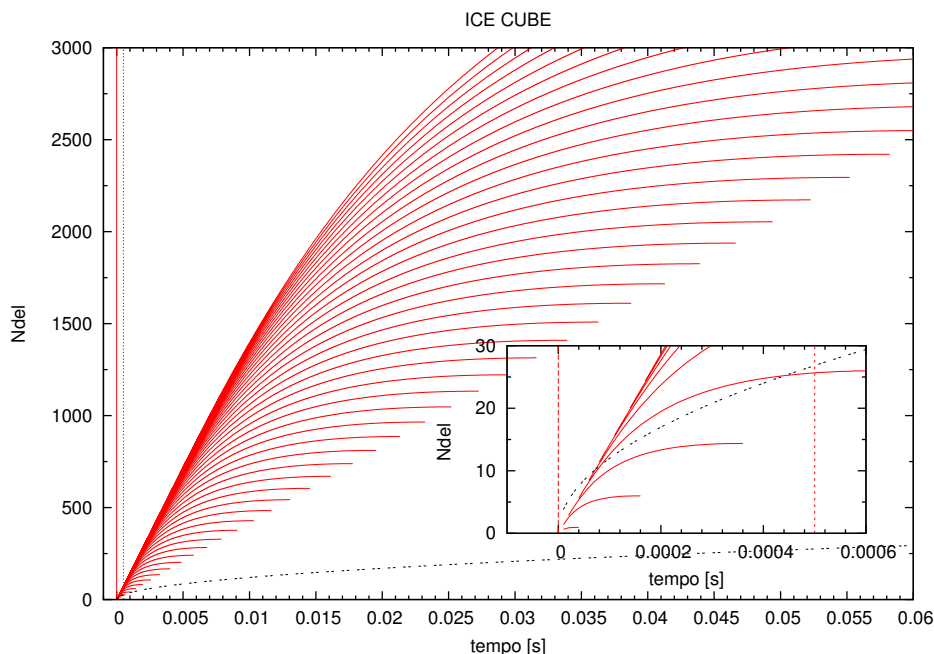


Figura 5.28: Número de eventos atrasados em função do tempo, onde cada curva (contínua) representa o sinal para um valor de massa em intervalos de 1 décimo de eV, e a curva tracejada representa a flutuação do ruído do IceCube. O tempo zero (linha contínua vertical) indica o instante de corte do fluxo e a linha pontilhada paralela informa a incerteza de tempo na formação do buraco negro. O quadro interno representa um zoom na parte inferior esquerda do gráfico maior.

fluxo é muito alto (depende com inverso do quadrado da distância), mas o atraso é muito pequeno, sendo que a grande maioria dos eventos cai na faixa de incerteza temporal. Depois, com o aumento da distância, a sensibilidade diminui de maneira bem suave, indicando que o IceCube é um ótimo detector para SN galáticas. Chamamos a atenção para o fato de que a massa limite, para $D = 10$ kpc é levemente menor que 0.5 eV, um valor muito abaixo do que temos hoje, tanto para o Super-K, quanto para o decaimento beta do tritium.

Até aqui não tínhamos considerado a existência de oscilações para os resultados do IceCube, mas agora que já sabemos como calcular o limite de massa capaz de ser identificável pelo detector, podemos expandir os resultados. Assim, a Fig. 5.33 mostra o caso em que temos hierarquia de massa normal, implicando na alteração do fluxo dos antineutrinos eletrônicos conforme vimos no final do cap. 3.

Se a hierarquia de massa for do tipo invertida, dependemos do caso em estudo, isto é, para o caso de baixo índice de adiabaticidade o comportamento é o mesmo que para o caso da hierarquia normal, enquanto que para a situação de alto índice de adiabaticidade o comportamento é mostrado na Fig. 5.34.

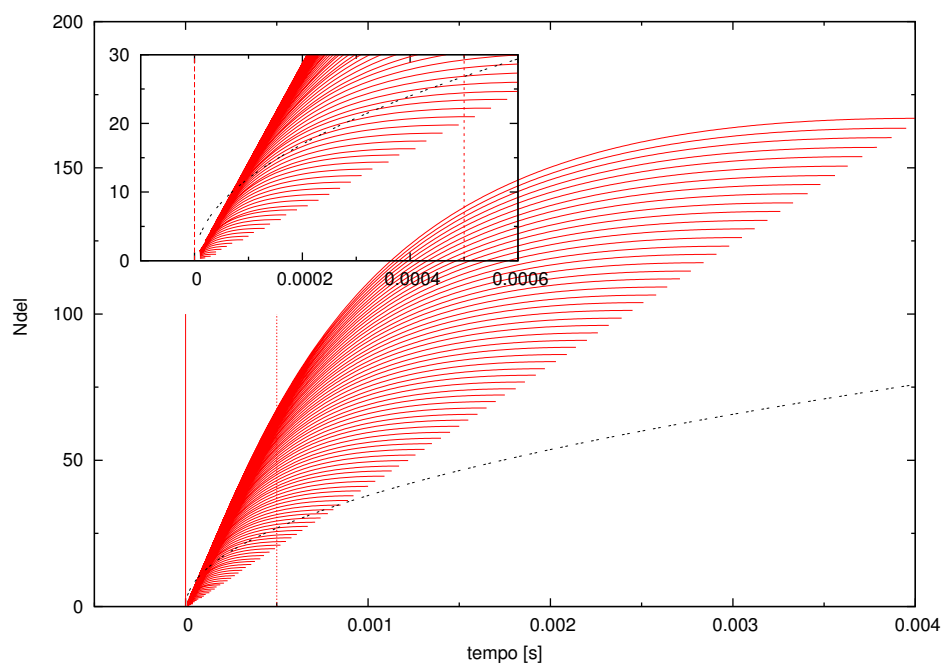


Figura 5.29: Mesmo que Fig. 5.28, mas com intervalos de massa de 1 centésimo de eV.

Por fim, temos a Fig. 5.35, onde fizemos a comparação dos resultados obtidos para os três casos mostrados anteriormente de forma separada. Podemos perceber que, novamente, a situação de melhor sensibilidade é quando não consideramos oscilações, apesar do resultado ser praticamente degenerado ao caso da hierarquia normal, em verde na figura. O pior resultado foi para a existência de oscilações em regiões adiabáticas levando em conta a hierarquia invertida. Notemos também que, independentemente do tipo estudado, os resultados são bem abaixo dos valores atuais obtidos em laboratórios para a massa do neutrino/antineutrino eletrônico, que é de 2 eV [15]. Em todos os casos, também tivemos que a sensibilidade é muito ruim quando a distância é muito curta, abaixo de 3 kpc, apesar do fluxo ser grande, o número de eventos atrasados além de 0.5 ms é muito baixo, perdendo sensibilidade.

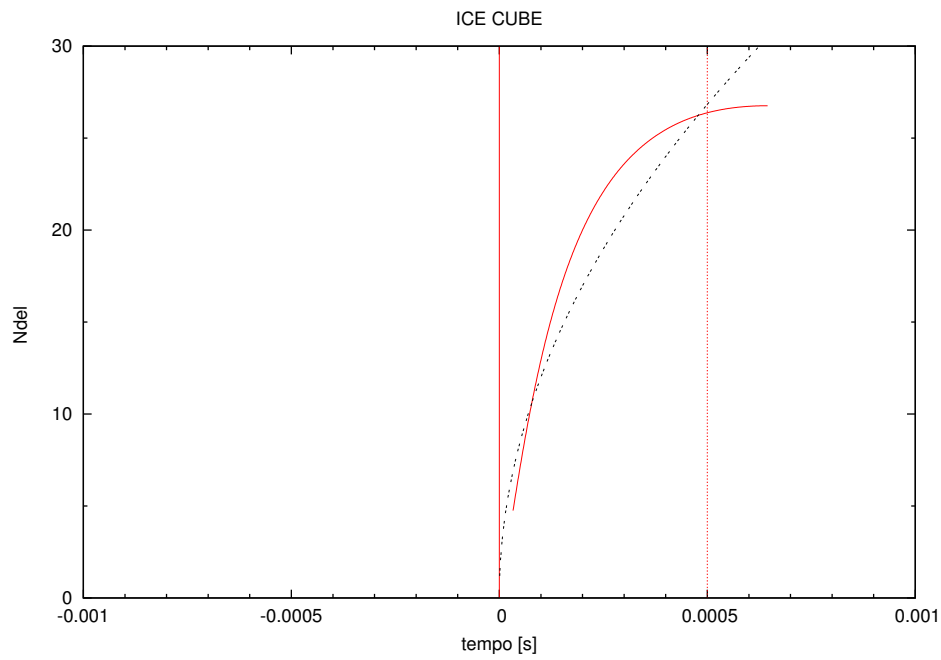


Figura 5.30: Forma do sinal para o número de eventos atrasados em função do tempo e massa dos neutrinos fixada em 0.40 eV. A curva tracejada representa a flutuação do ruído do IceCube, enquanto que a linha contínua vertical no ponto $t = 0$ indica o instante de corte no fluxo e a linha pontilhada paralela informa a incerteza de tempo na formação do buraco negro.

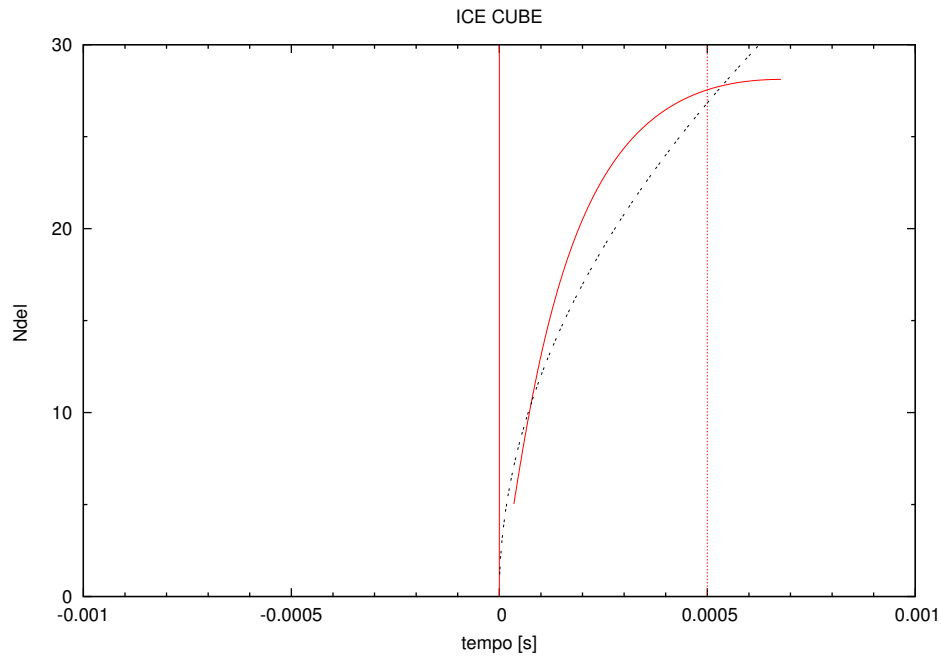


Figura 5.31: Idem a Fig. 5.30, mas com a massa dos neutrinos fixada em 0.41 eV.

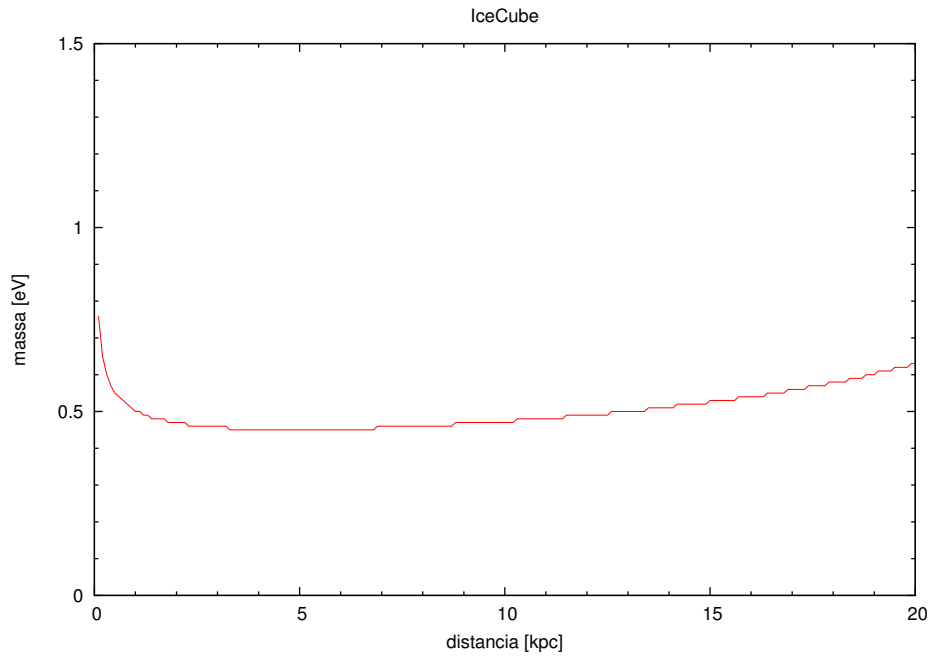


Figura 5.32: Sensibilidade de massa em função da distância de acontecimento de SN para o experimento IceCube para o caso de não existir oscilações.

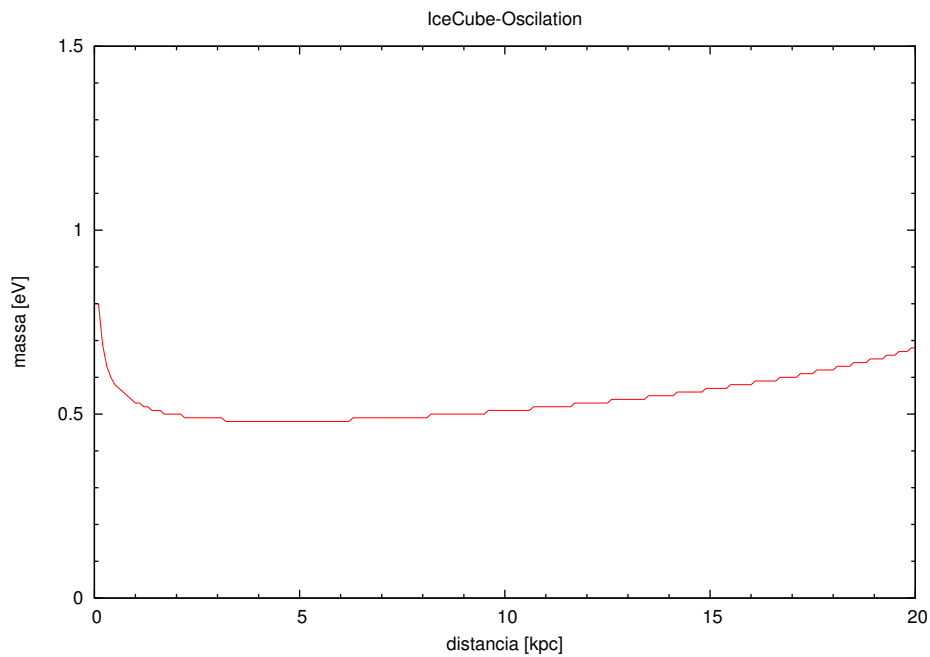


Figura 5.33: Mesmo que Fig. 5.32 para o caso de hierarquia normal com oscilações.

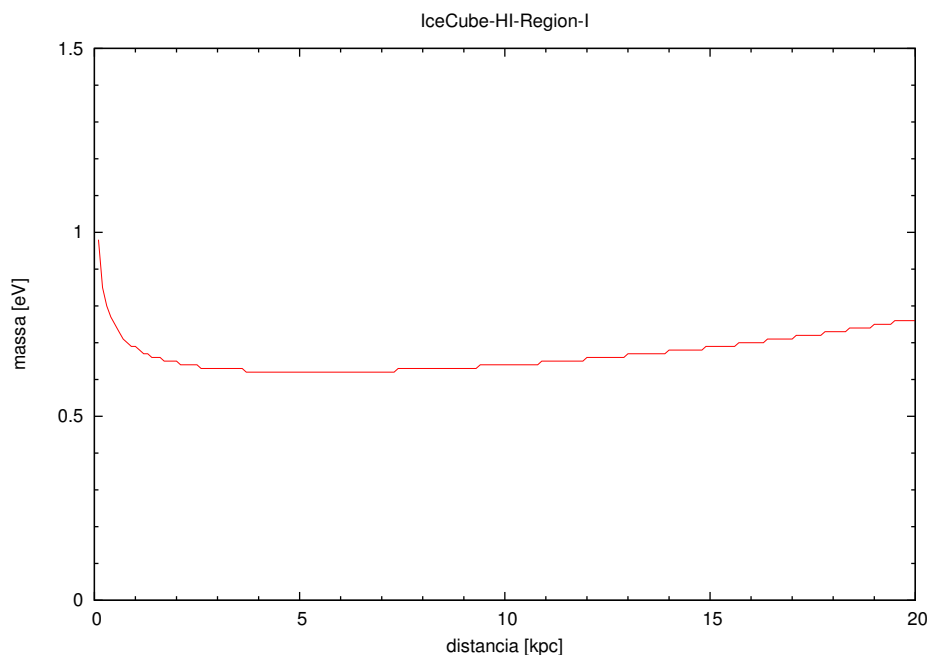


Figura 5.34: Idem a Fig. 5.32 levando em conta oscilações em região adiabática e hierarquia invertida.

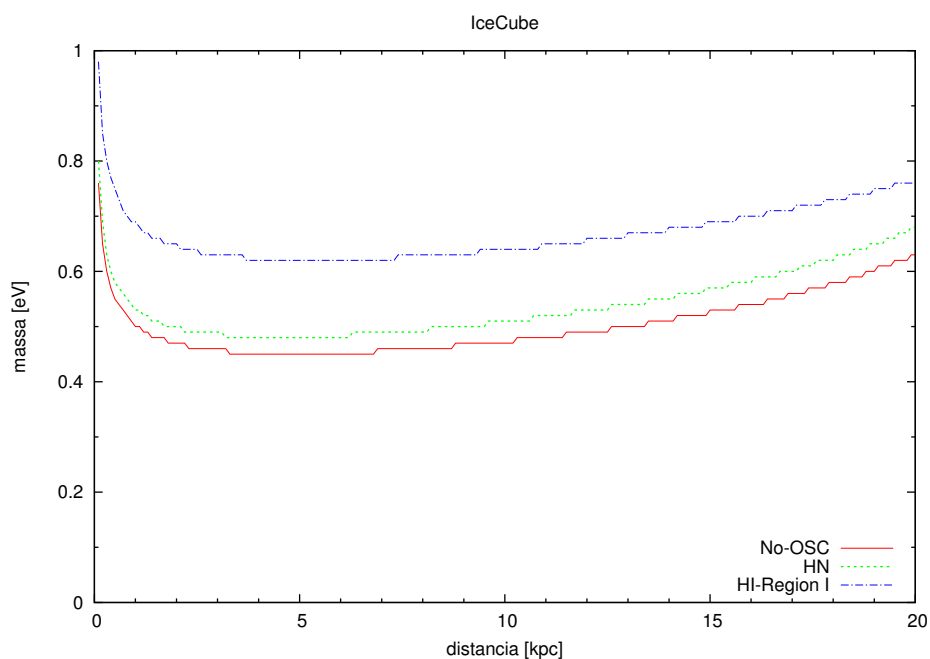


Figura 5.35: Comparação entre os resultados obtidos para a sensibilidade de massa em função da distância do acontecimento de um SN para os seguintes casos: em que não há oscilação, em vermelho (linha contínua), quando temos oscilação e consideramos hierarquia normal, em verde (pontilhado), e para a situação de oscilações em regiões adiabáticas para hierarquia invertida, em azul (tracejado).