

## 5

### LSND, MiniBooNE e Neutrinos Estéreis: Resultados

#### 5.1

##### Cenário com 5 neutrinos

Nesta seção discutimos a compatibilidade dos experimentos LSND e MiniBooNE, à qual só é possível adicionando dois neutrinos estéreis aos três neutrinos ativos usuais [36]. Esquemas com cinco neutrinos do tipo  $(3 + 2)$  são extensões diretas dos esquemas  $(3 + 1)$  [81]. Neste modelo existem oito ordenamentos de massas possíveis os quais são mostrados nas figuras 5.1, 5.8 e 5.12. Investigamos o parâmetro de massa cinemática, a massa efetiva do duplo decaimento beta sem neutrinos e a soma de massas que é vinculada por dados fornecidos por cosmologia. Os padrões de massas encontrados neste modelo são:

- Classe  $2 + 3$ , nesta classe os dois neutrinos estéreis são mais pesados que os três neutrinos ativos. Existem duas possibilidades para este cenário.
- Classe  $3 + 2$ , nesta classe temos que os dois neutrinos estéreis são mais leves que os três neutrinos ativos. Existem duas possibilidades neste cenário.
- Classe  $1 + 3 + 1$ , nesta classe um neutrino estéril é mais pesado que os três neutrinos ativos e o outro neutrino estéril é mais leve que os três neutrinos ativos. Temos quatro possibilidades neste cenário.

Com vimos no capítulo 3 desta dissertação, a mistura de neutrinos é dada pela matriz de mistura leptônica, comumente referida como matriz de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS):

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} & U_{e5} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & U_{\mu4} & U_{\mu5} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & U_{\tau4} & U_{\tau5} \\ U_{s11} & U_{s12} & U_{s13} & U_{s14} & U_{s15} \\ U_{s21} & U_{s22} & U_{s23} & U_{s24} & U_{s25} \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

A matriz  $U_{PMNS}$  relaciona os neutrinos físicos  $\nu_{1,2,3,4,5}$  com massa definida  $m_{1,2,3,4,5}$  com os três autoestados de sabor padrão  $\nu_{e,\mu,\tau}$  e com os dois neutrinos estéreis  $\nu_{s1,s2}$ . Independentemente de seu ordenamento de massa, que pode ser normal ou invertido, podemos escrever, sem perda de generalidade, os elementos da matriz de mistura como:

$$|U_{e1}|^2 \simeq \cos^2 \theta_{\odot}, \quad |U_{e2}|^2 \simeq \sin^2 \theta_{\odot} \quad \text{and} \quad |U_{e3}|^2 \simeq \sin^2 \theta_{\text{CHOOZ}}, \quad (5.2)$$

onde  $\theta_{\odot}$  é o ângulo de mistura para neutrinos solares e KamLAND, e  $\theta_{\text{CHOOZ}}$  é o ângulo de mistura para neutrinos de reatores de curto comprimento. Neste trabalho usamos os seguintes valores para os parâmetros de oscilação de neutrinos solares e atmosféricos:

$$\sin^2 \theta_{\odot} = 0.30_{-0.05}^{+0.08} \quad \Delta m_{\odot}^2 = (8.0_{-1.0}^{+1.0}) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2, \quad (5.3)$$

$$\sin^2 \theta_{\text{CHOOZ}} = 0.00_{-0.0}^{+0.04} \quad \Delta m_A^2 = (2.6_{-0.6}^{+0.6}) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2. \quad (5.4)$$

Destes valores podemos tirar as escalas de massas típicas para neutrinos solares e atmosféricos, a saber:

$$\sqrt{\Delta m_{\odot}^2} \simeq 0.009 \text{ eV} \quad (5.5)$$

$$\sqrt{\Delta m_A^2} \simeq 0.05 \text{ eV}. \quad (5.6)$$

Para neutrinos estéreis utilizamos os dados fornecidos por [36]:

$$\Delta m_{s1}^2 = 6.49_{-1.0}^{+1.0} \text{ eV}^2 \quad |U_{e5}| = 0.12_{-0.06}^{+0.06}, \quad (5.7)$$

$$\Delta m_{s2}^2 = 0.89_{-0.1}^{+0.1} \text{ eV}^2 \quad |U_{e4}| = 0.11_{-0.05}^{+0.05}. \quad (5.8)$$

É importante ressaltar que nesta dissertação estamos utilizando os resultados do experimento MiniBooNE para energias acima de 475 MeV, pois energias abaixo deste valor ainda não são bem entendidas. Um outro fato muito importante que favorece o uso de modelos do tipo (3 + 2), é que valores não triviais da fase complexa  $\delta$  levam à violação de CP, daí os esquemas do tipo (3 + 2) exibem uma maior flexibilidade que os esquemas (3 + 1), permitindo assim a acomodação dos resultados do experimento LSND e do experimento MiniBooNE de forma mais consistente. A escala típica de massa

para os neutrinos estéreis é dada por:

$$\sqrt{\Delta m_{s1}^2} \simeq 2.55 \text{ eV}, \quad (5.9)$$

$$\sqrt{\Delta m_{s2}^2} \simeq 0.94 \text{ eV}, \quad (5.10)$$

$$\sqrt{\Delta m_{s1}^2 - \Delta m_{s2}^2} \simeq 2.37 \text{ eV} \quad (5.11)$$

$$\sqrt{\Delta m_{s1}^2 + \Delta m_{s2}^2} \simeq 2.72 \text{ eV}. \quad (5.12)$$

### 5.1.1

#### Observáveis

Como foi comentado na introdução deste capítulo, o nosso principal interesse nesta dissertação, é analisar as quantidades observáveis levando em consideração os efeitos proporcionados pela introdução de dois neutrinos estéreis aos três neutrinos ativos. Consideramos como quantidades observáveis o parâmetro de massa cinemática, cujos limites são fornecidos por experimentos com o decaimento beta do tritium e cuja expressão é dada por:

$$m_\beta = \sqrt{\sum_i |U_{ei}|^2 m_i^2}. \quad (5.13)$$

com  $i$  variando de 1 a 5. Uma outra quantidade que estamos interessados é a massa efetiva de Majorana do  $0\nu\beta\beta$ :

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right| = \left| \sum_i |U_{ei}|^2 e^{i\alpha_i} m_i \right|. \quad (5.14)$$

Nesta expressão os  $\alpha_i$ 's são as fases de Majorana. Analisamos também a soma de massas dos neutrinos vinculada por dados cosmológicos, cujo valor é incerto e depende muito do conjunto de dados que se utiliza, do número de espécies de neutrinos e de como a massa é distribuída entre as diferentes espécies, podendo assim fornecer diferentes limites para a mesma quantidade. Para o caso em que se considere um ou mais neutrinos estéreis, que é o caso em análise, a expressão mais geral para soma de massas de neutrinos é [82]:

$$\sum_{\text{ativo}} + \sum_{i=1}^2 r_i m_i^{\text{est}} \leq 0.61 \text{ eV}. \quad (5.15)$$

Onde  $r$  é um parâmetro associado à razão entre as densidades de número de neutrinos estéreis e ativos [83, 82], e  $i = 1, 2$  dependendo do número de

neutrinos estéreis considerados na análise. O parâmetro  $r$  é definido como [83, 82] :

$$r \equiv \frac{n_{\nu_{est}}}{n_{\nu_{\alpha}}}. \quad (5.16)$$

Em (5.16)  $\alpha = e, \mu$  e  $\tau$  e  $n_i$  ( $i = \nu_{est}, \nu_{\alpha}$ ) é a densidade de número de neutrinos que é definida como [83],

$$n_i \equiv 2 \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} f_i, \quad (5.17)$$

onde  $f_i$  é a função de distribuição do neutrino. Em geral o parâmetro  $r$  depende da temperatura de reaquecimento, que é uma temperatura característica de modelos inflacionários onde as partículas estariam em equilíbrio térmico logo após o fim da inflação [84, 85, 86, 87]. Nesta dissertação assumimos que a densidade de número de neutrinos estéreis é aproximadamente igual à densidade de número de neutrinos ativos, ou seja, estamos considerando  $r = 1$ . Com essa consideração podemos escrever:

$$\sum = \sum_{i=1}^5 m_i. \quad (5.18)$$

Este tipo de aproximação também é considerada na referência [37].

### 5.1.2

#### Espectros de massas possíveis para um cenário com 5 neutrinos

Nesta seção discutimos os possíveis ordenamentos de massa num cenário onde dois neutrinos estéreis estão presentes. Como mencionamos anteriormente, a análise dos resultados do MiniBooNE e LSND só parecem ser consistentes quando adicionamos dois neutrinos estéreis aos três neutrinos ativos, fornecendo assim duas novas escalas de massas independentes representadas pelas diferenças de massas quadradas dos neutrinos estéreis. Aqui vamos assumir que a diferença de massa entre os estéreis,  $\Delta m_{ss}^2 = \Delta m_{s1}^2 - \Delta m_{s2}^2$ , é muito maior que  $\Delta m_A^2$ . Aqui escolhemos  $m_5$  como a massa que iremos deslocar nos ordenamentos, ou seja, ela pode ser mais pesada ou mais leve que as massas dos três neutrinos ativos. Associamos a massa  $m_5$  sempre com  $\Delta m_{s1}^2$ , enquanto que  $m_4$  associamos com  $\Delta m_{s2}^2$ . A vantagem desta escolha é que não precisaremos renomear os elementos de matriz  $U_{e4}$  e  $U_{e5}$ , que são responsáveis pela mistura dos dois neutrinos adicionais com o neutrino do elétron. Para os neutrinos ativos com hierarquia normal, isto é,  $m_3 > m_2 > m_1$

temos que

$$m_3^2 - m_2^2 = \Delta m_A^2 \quad \text{e} \quad m_2^2 - m_1^2 = \Delta m_\odot^2 . \quad (5.19)$$

Para o caso em que temos uma hierarquia invertida  $m_2 > m_1 > m_3$ ,

$$m_1^2 - m_3^2 = \Delta m_A^2 \quad \text{e} \quad m_2^2 - m_1^2 = \Delta m_\odot^2 . \quad (5.20)$$

Em nosso trabalho vamos usar a notação utilizada na referência [37] dada aos diferentes ordenamentos de massas. Então, utilizamos a notação SSX para denotar o esquema de massa em que os dois neutrinos estéreis são mais pesados que os três neutrinos ativos, aqui o "X" rotula a hierarquia de massa dos neutrinos ativos, que pode ser normal(N) ou invertida(I), como mostrado na figura 5.1 [37]. No caso em que os neutrinos estéreis forem mais leves que os neutrinos ativos usamos a notação XSS, ver figura 5.8 [37]. E para o caso em que temos um neutrino estéril mais leve e outro mais pesado que os três neutrinos ativos usamos a notação SXS, dependendo da posição dos neutrinos estéreis este esquema ainda pode ser rotulado como SXSa ou SXSb, como mostrado na figura 5.12 [37]. Independentemente do ordenamento de massa, a expressão para a massa efetiva de Majorana pode ser escrita como:

$$m_{\beta\beta} = |m_{\beta\beta}^3 + m_{\beta\beta}^{est}| , \quad (5.21)$$

onde

$$m_{\beta\beta}^3 \equiv \cos^2 \theta_\odot m_1 + \sin^2 \theta_\odot m_2 e^{i\alpha_2} + \sin^2 \theta_{\text{CHOOZ}} m_3 e^{i\alpha_3} \quad (5.22)$$

e

$$m_{\beta\beta}^{est} \equiv |U_{e4}|^2 m_4 e^{i\alpha_4} + |U_{e5}|^2 m_5 e^{i\alpha_5} . \quad (5.23)$$

Aqui a quantidade  $m_{\beta\beta}^3$  representa a massa efetiva para o caso de três sabores, enquanto que  $m_{\beta\beta}^{est}$  representa a contribuição dos neutrinos estéreis para a massa efetiva de Majorana.

## 5.2

### Neutrinos estéreis mais pesados que neutrinos ativos

#### 5.2.1

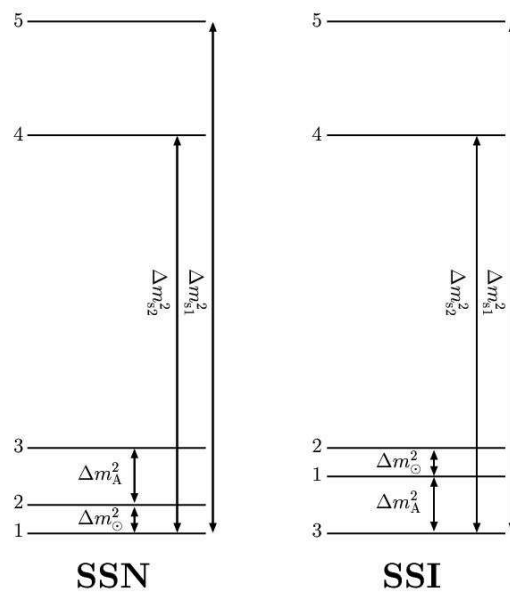
##### Esquema SSN

Neste cenário temos a relação de massas que define este ordenamento,  $m_5 > m_4 > m_3 > m_2 > m_1$ . Os autovalores mais leves, ou autoestados padrões, são responsáveis pela geração das escalas de massas solar e atmosférica como vimos anteriormente na equação (5.19). Agora para o caso em que temos dois neutrinos estéreis mais pesados que os neutrinos ativos, a diferença de massa quadrada tem a forma abaixo:

$$\Delta m_{s1}^2 = m_5^2 - m_1^2, \tag{5.24}$$

$$\Delta m_{s2}^2 = m_4^2 - m_1^2. \tag{5.25}$$

Este esquema é mostrado na figura 5.1.



**Figura 5.1:** Ordenamento de massa para o modelo com dois neutrinos estéreis mais pesados que os três neutrinos ativos.

Na nossa primeira análise das quantidades observáveis, estamos interessados em verificar o comportamento da massa efetiva, massa cinemática

e da soma de massas dos neutrinos em função da massa mais leve. Para que o nosso objetivo seja alcançado, devemos expressar as massas de cada neutrino em função do autoestado de massa mais leve e das diferenças de massas quadradas, então:

$$\begin{aligned} m_2 &= \sqrt{\Delta m_{\odot}^2 + m_1^2}, & m_3 &= \sqrt{\Delta m_A^2 + \Delta m_{\odot}^2 + m_1^2} \\ m_4 &= \sqrt{\Delta m_{s_2}^2 + m_1^2}, & m_5 &= \sqrt{\Delta m_{s_1}^2 + m_1^2} \end{aligned} \quad (5.26)$$

As escalas de massas típicas para este cenário são,

$$m_2 \simeq \sqrt{\Delta m_{\odot}^2} \simeq 0.01 \text{ eV}, \quad (5.27)$$

$$m_3 \simeq \sqrt{\Delta m_A^2} \simeq 0.05 \text{ eV}, \quad (5.28)$$

$$m_4 \simeq \sqrt{\Delta m_{s_2}^2} \simeq 0.94 \text{ eV}, \quad (5.29)$$

$$m_5 \simeq \sqrt{\Delta m_{s_1}^2} \simeq 2.55 \text{ eV}. \quad (5.30)$$

Na figura 5.2 mostramos as massas individuais como função da massa mais leve neste cenário. O limite em que os cinco neutrinos são quase-degenerados é alcançado quando a massa mais leve está além de 1 eV. Lançando mão das escalas de massas típicas para este cenário, encontramos os valores para as quantidades observáveis que estamos investigando. A soma de massas dos neutrinos, cujo vínculo é fornecido por dados cosmológicos, tem sua expressão neste cenário mostrada abaixo:

$$\Sigma^{\text{SSN}} \simeq \sqrt{\Delta m_{\odot}^2} + \sqrt{\Delta m_A^2} + \sqrt{\Delta m_{s_1}^2} + \sqrt{\Delta m_{s_2}^2} \quad (5.31)$$

$$\simeq \sqrt{\Delta m_{s_1}^2} + \sqrt{\Delta m_{s_2}^2} \simeq 3.49 \text{ eV}. \quad (5.32)$$

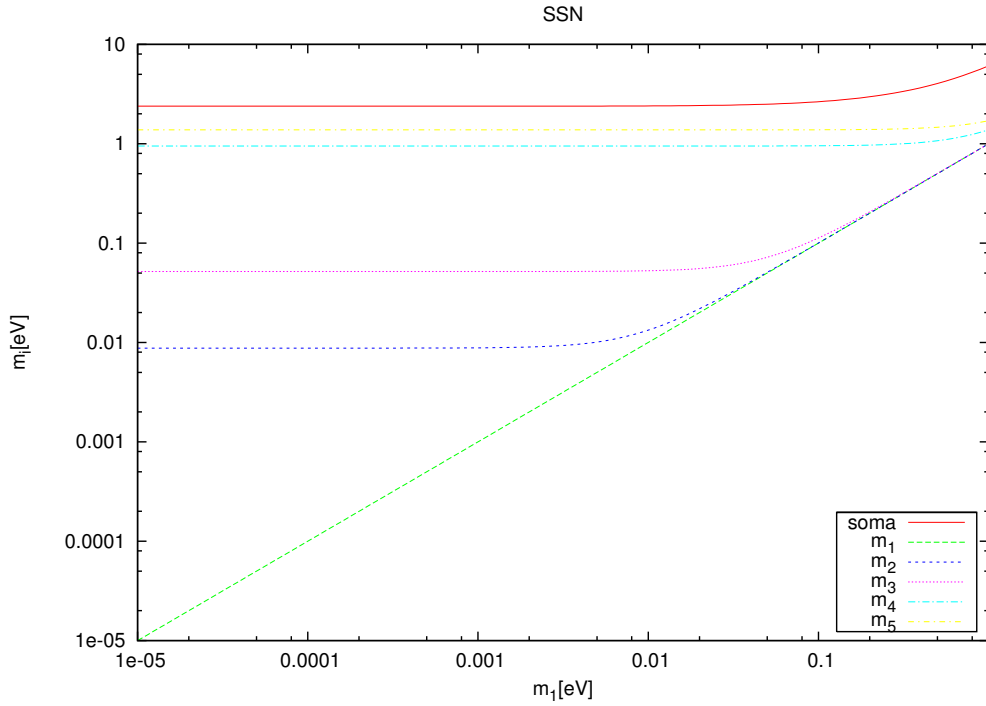
Na figura 5.3 mostramos a curva que representa a soma de massas de neutrinos utilizando os mesmos parâmetros usados anteriormente para o cálculo dos outros observáveis.

Para o parâmetro de massa cinemática, a contribuição dominante é dada pelo setor estéril, assim tem-se:

$$m_{\beta}^{\text{SSN}} \simeq \sqrt{\sin^2 \theta_{\odot} \Delta m_{\odot}^2 + \sin^2 \theta_{\text{CHOOZ}} \Delta m_A^2 + |U_{e4}|^2 \Delta m_{s_2}^2 + |U_{e5}|^2 \Delta m_{s_1}^2} \quad (5.33)$$

$$m_{\beta}^{\text{SSN}} \simeq \sqrt{|U_{e4}|^2 \Delta m_{s_2}^2 + |U_{e5}|^2 \Delta m_{s_1}^2} \simeq 0.32 \text{ eV}. \quad (5.34)$$

A massa cinemática é mostrada na figura 5.3, a linha sólida em vermelho



**Figura 5.2:** Massas individuais dos neutrinos e soma como função de massa de neutrino mais leve,  $m_1$ , para o cenário SSN.

representa o melhor ajuste para o parâmetro de massa cinemática, também é mostrado o limite esperado para o experimento KATRIN 0.3 eV.

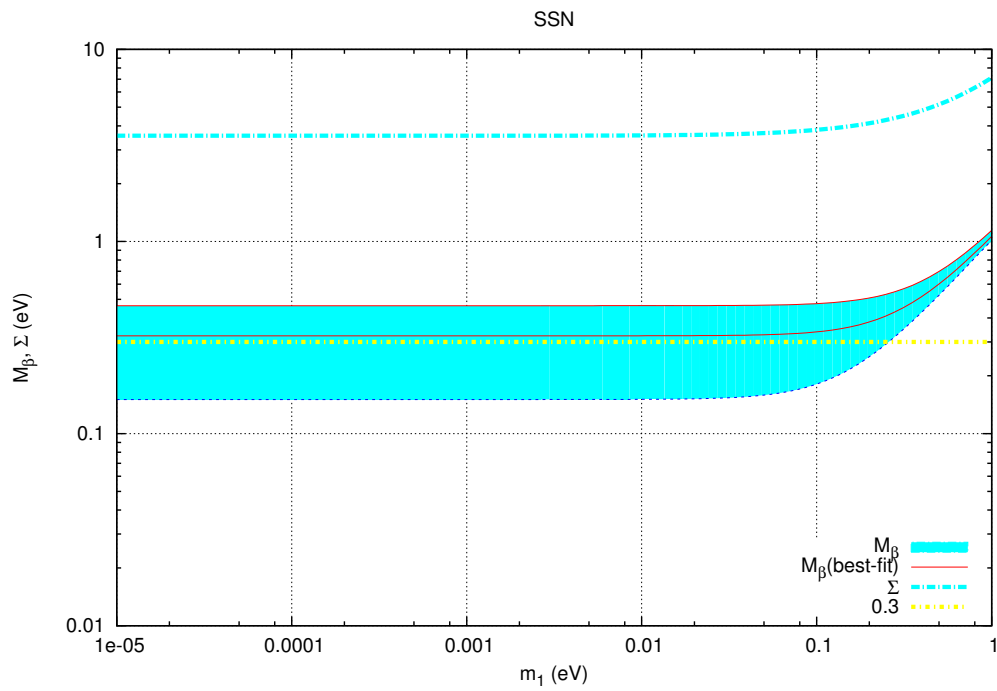
Para o duplo decaimento beta sem neutrinos temos que a massa efetiva de Majorana neste cenário é dada por:

$$m_{\beta\beta}^{\text{SSN}} \simeq \left| \sin^2 \theta_{\odot} \sqrt{\Delta m_{\odot}^2} + \sin^2 \theta_{\text{CHOOZ}} \sqrt{\Delta m_A^2} e^{i(\alpha_3 - \alpha_2)} + |U_{e4}|^2 \sqrt{\Delta m_{s2}^2} e^{i(\alpha_4 - \alpha_2)} + |U_{e5}|^2 \sqrt{\Delta m_{s1}^2} e^{i(\alpha_5 - \alpha_2)} \right| \quad (5.35)$$

$$\simeq \left| |U_{e4}|^2 \sqrt{\Delta m_{s2}^2} + |U_{e5}|^2 \sqrt{\Delta m_{s1}^2} e^{i(\alpha_5 - \alpha_4)} \right| \simeq (0.025 \div 0.048) \text{ eV} , \quad (5.36)$$

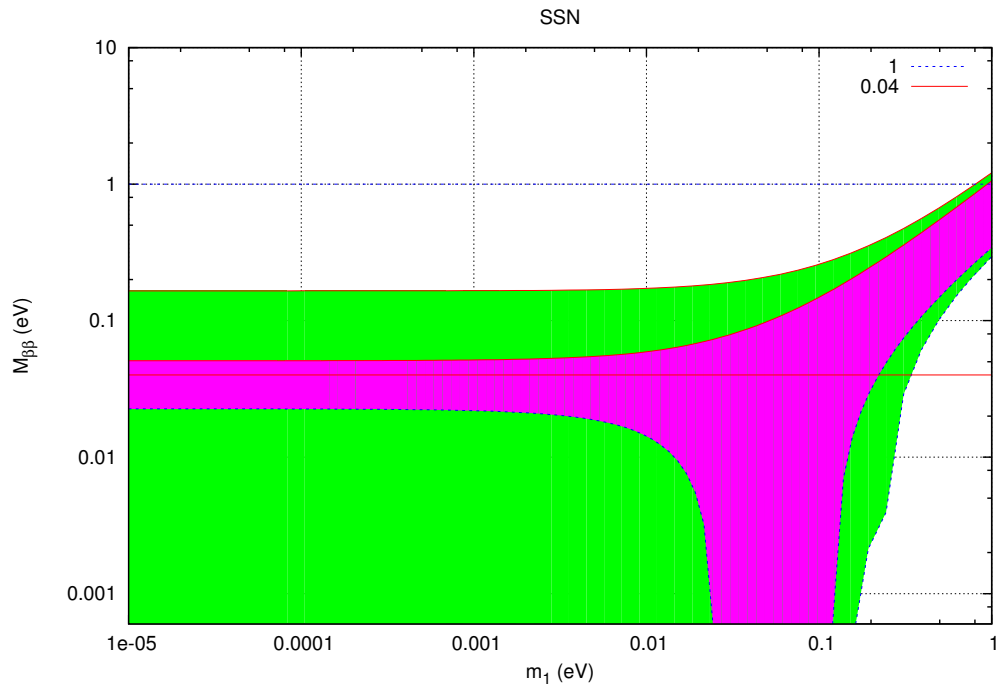
onde os neutrinos estéreis fornecem a contribuição dominante para massa efetiva. Na figura 5.4 mostramos a massa efetiva como função do neutrino mais leve, a região preenchida mais interna representa os valores fixos das equações (5.3) e (5.7), neste caso deixamos as fases de Majorana livres variando de 0 a  $2\pi$ , a região preenchida mais externa é obtida variando todos os parâmetros dentro dos valores permitidos mostrados nas equações (5.3) e (5.7). Vale ressaltar, que os resultados aqui obtidos concordam muito bem com os resultados da





**Figura 5.3:** Massa cinemática e soma de massas dos neutrinos em função do neutrino de menor massa para o cenário SSN. Na região em azul claro estamos variando os parâmetros de oscilação dentro dos valores permitidos, os quais são mostrados nas equações (5.3) e (5.7). Mostramos também a curva de melhor ajuste e limite futuro para massa cinemática que é 0.3 eV. A curva referente à soma  $\Sigma$  também é mostrada.

referência [37].



**Figura 5.4:** Massa efetiva de Majorana para o cenário SSN. A região mais escura representa os valores centrais das equações (5.3) e (5.7) com as fases variando livremente no intervalo  $[0, 2\pi]$ . Na região mais clara estamos variando os parâmetros de oscilação dentro dos valores permitidos, os quais são mostrados nas equações (5.3) e (5.7). Mostramos também os limites atual e futuro para massa efetiva que são 1 eV e 0.04 eV, respectivamente.

### 5.2.2

#### Esquema SSI

Neste cenário as massas são ordenadas como  $m_5 > m_4 > m_2 > m_1 > m_3$ , onde a mudança em relação ao cenário SSN surge no ordenamento das massas dos neutrinos ativos, que antes tinham o ordenamento normal e neste cenário, SSI, passaram a ter uma hierarquia invertida, a figura 5.1 mostra esquematicamente este cenário. Como é possível observar da figura 5.1, há uma mudança também nas diferenças de massas quadradas do setor estéril, neste caso temos:

$$\Delta m_{s1}^2 = m_5^2 - m_3^2, \quad (5.37)$$

$$\Delta m_{s2}^2 = m_4^2 - m_3^2. \quad (5.38)$$

Como foi feito anteriormente, vamos escrever as massas dos neutrinos em função do neutrino mais leve, então para este cenário temos:

$$m_1 = \sqrt{\Delta m_A^2 + m_3^2}, \quad m_2 = \sqrt{\Delta m_A^2 + \Delta m_\odot^2 + m_3^2}, \quad (5.39)$$

$$m_4 = \sqrt{\Delta m_{s2}^2 + m_3^2}, \quad m_5 = \sqrt{\Delta m_{s1}^2 + m_3^2}. \quad (5.40)$$

Desprezando a massa do neutrino mais leve encontramos os valores típicos para as escalas de massas neste cenário, a saber:

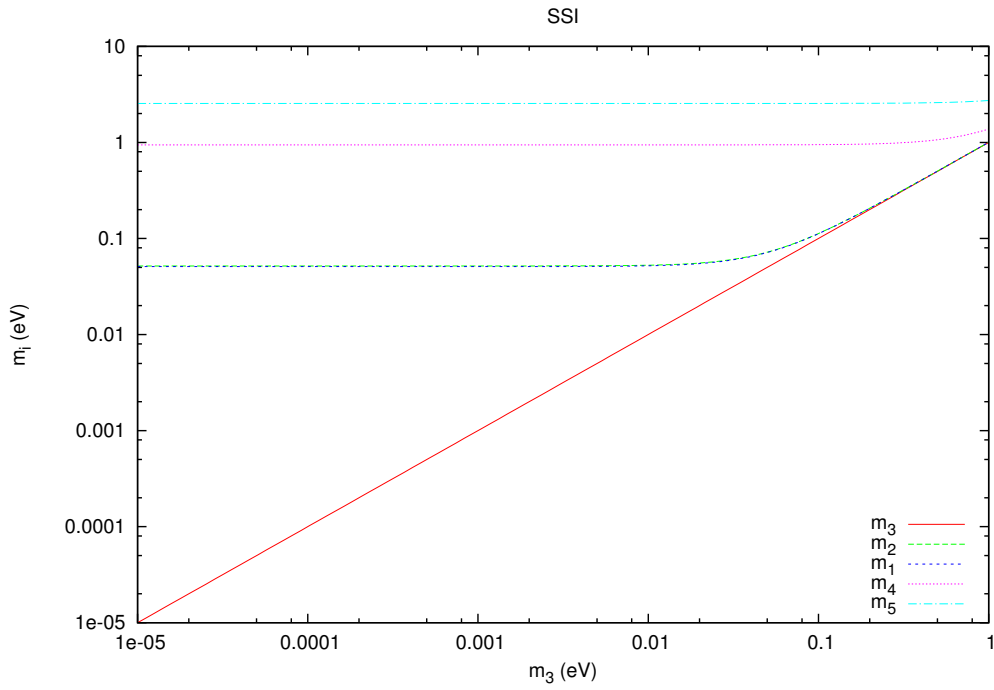
$$m_2 \simeq m_1 \simeq \sqrt{\Delta m_\odot^2} \simeq 0.05 \text{ eV}, \quad (5.41)$$

$$m_4 \simeq \sqrt{\Delta m_{s2}^2} \simeq 0.94 \text{ eV} \quad (5.42)$$

$$m_5 \simeq \sqrt{\Delta m_{s1}^2} \simeq 2.55 \text{ eV}. \quad (5.43)$$

Nas figuras 5.6, 5.7 e 5.5, mostramos a massa devido ao decaimento beta simples, a massa efetiva de majorana, a soma e as massas individuais, respectivamente, em função do autoestado de massa mais leve.

As expressões para massa cinemática e soma são idênticas às do cenário SSN, por isso não iremos mostrá-las novamente. Para massa efetiva de Majorana a história é um pouco diferente, pois a mudança de hierarquia no setor ativo provoca uma alteração na massa efetiva e sua expressão é dada por:

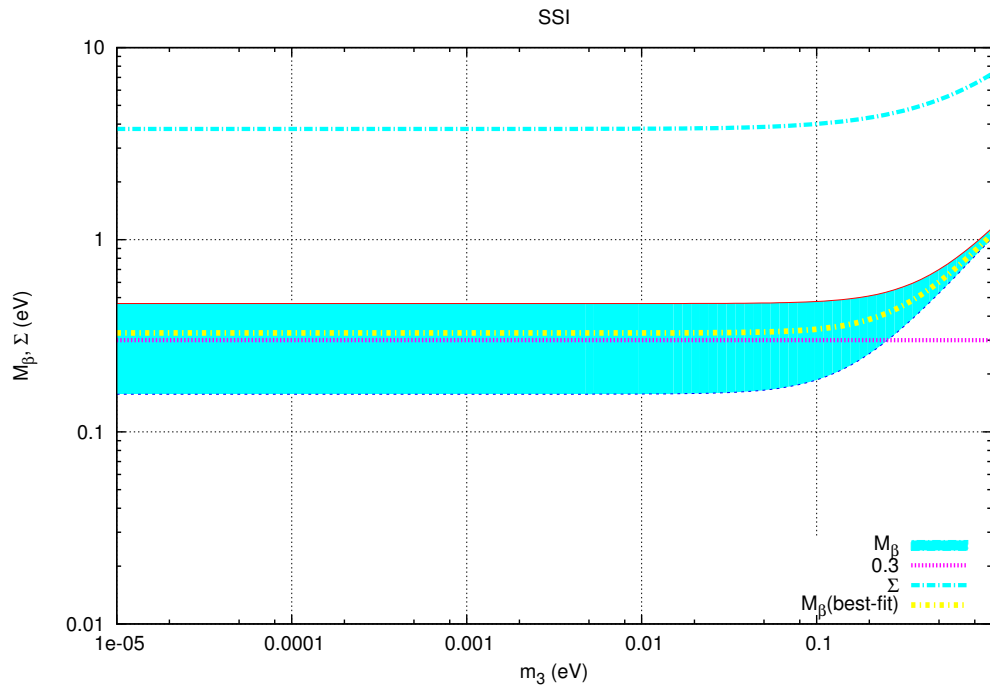


**Figura 5.5:** Massas individuais dos neutrinos parao cenário SSI.

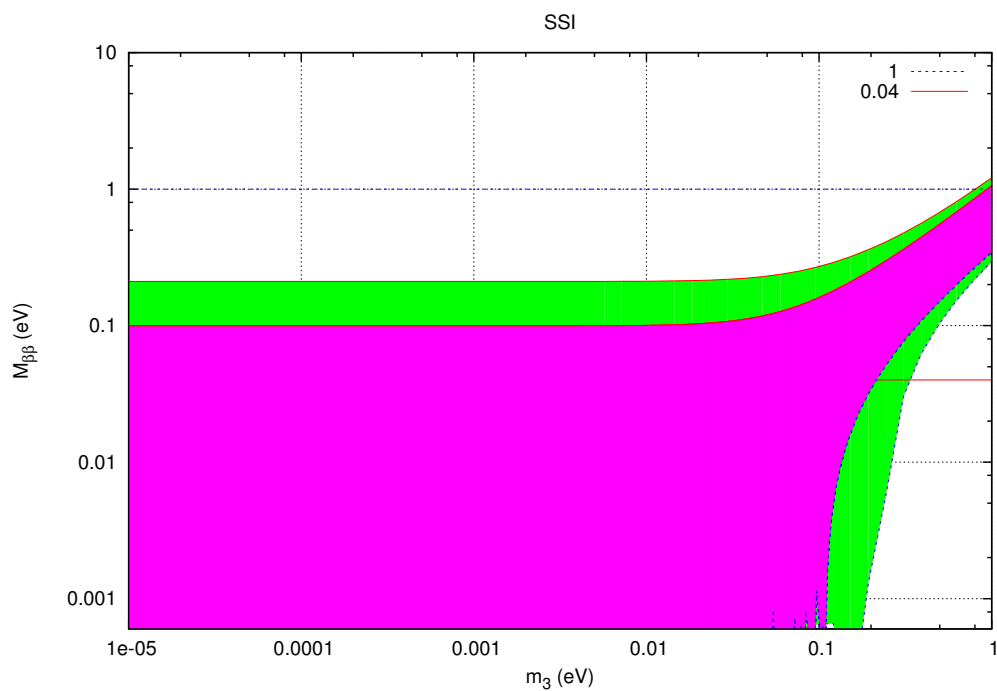
$$m_{\beta\beta}^{\text{SSI}} \simeq \left| \sin^2 \theta_{\odot} \sqrt{\Delta m_A^2} + \cos^2 \theta_{\odot} \sqrt{\Delta m_A^2} e^{i\alpha_2} + |U_{e4}|^2 \sqrt{\Delta m_{s2}^2} e^{i\alpha_4} + |U_{e5}|^2 \sqrt{\Delta m_{s1}^2} e^{i\alpha_5} \right|. \quad (5.44)$$

Para os dois primeiros termos da equação (5.44) o valor absoluto está entre 0.020 e 0.051 eV, enquanto que para os valores centrais da equação (5.14) o valor absoluto encontrado para a contribuição estéril está entre 0.025 e 0.048 eV.

Na figura 5.7 é possível perceber que a massa efetiva de Majorana desaparece completamente neste cenário, até mesmo quando fixamos os valores das equações (5.3) e (5.7) nos pontos centrais. Estes resultados estão de acordo com os resultados apresentados em [37].



**Figura 5.6:** Massa cinemática e soma de massas de neutrinos em função do neutrino de menor massa para o cenário SSI. Na região em azul claro estamos variando os parâmetros de oscilação dentro dos valores permitidos, os quais são mostrados nas equações (5.3) e (5.7). Mostramos também a curva de melhor ajuste e limite futuro para massa cinemática que é 0.3 eV. A curva referente à soma  $\Sigma$ , em azul claro, também é mostrada.



**Figura 5.7:** Massa efetiva de Majorana para o cenário SSI. A região mais escura representa os valores centrais das equações (5.3) e (5.7) com as fases variando livremente no intervalo  $[0, 2\pi]$ . Na região mais clara estamos variando os parâmetros de oscilação dentro dos valores permitidos, os quais são mostrados nas equações (5.3) e (5.7). Mostramos também os limites atual e futuro para massa efetiva que são 1 eV e 0.04 eV, respectivamente.

### 5.3

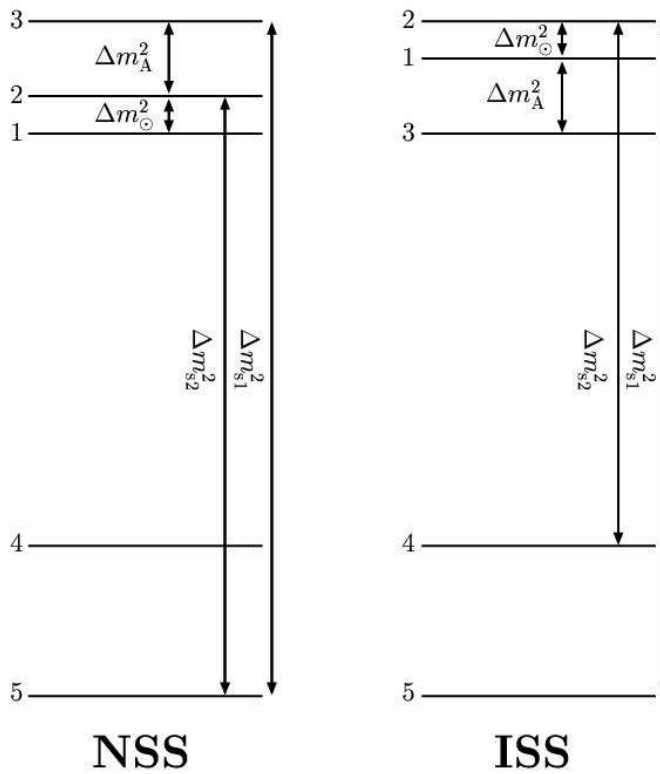
#### Neutrinos estéreis mais leves que neutrinos ativos

##### 5.3.1

##### Esquema NSS

Este esquema é regido pelo seguinte ordenamento de massas  $m_3 > m_2 > m_1 > m_4 > m_5$ . Neste cenário os neutrinos estéreis são mais leves que os três neutrinos ativos, sendo que a diferença fundamental neste cenário será o ordenamento de massas no setor ativo, como pode ser visto na figura 5.8. As diferenças de massas quadradas relevantes para o setor estéril são:

$$\Delta m_{s1}^2 = m_3^2 - m_5^2 \text{ e } \Delta m_{s2}^2 = m_2^2 - m_4^2, \quad (5.45)$$



**Figura 5.8:** Ordenamento de massa para o modelo com dois neutrinos estéreis mais leves que os três neutrinos ativos.

As massas individuais em função do neutrino mais leve neste cenário são

mostradas abaixo:

$$m_4 = \sqrt{\Delta m_{s1}^2 - \Delta m_{s2}^2 + m_5^2}, \quad (5.46)$$

$$m_1 = \sqrt{\Delta m_{s1}^2 - \Delta m_A^2 - \Delta m_\odot^2 + m_5^2}, \quad (5.47)$$

$$m_2 = \sqrt{\Delta m_{s1}^2 - \Delta m_A^2 + m_5^2}, \quad (5.48)$$

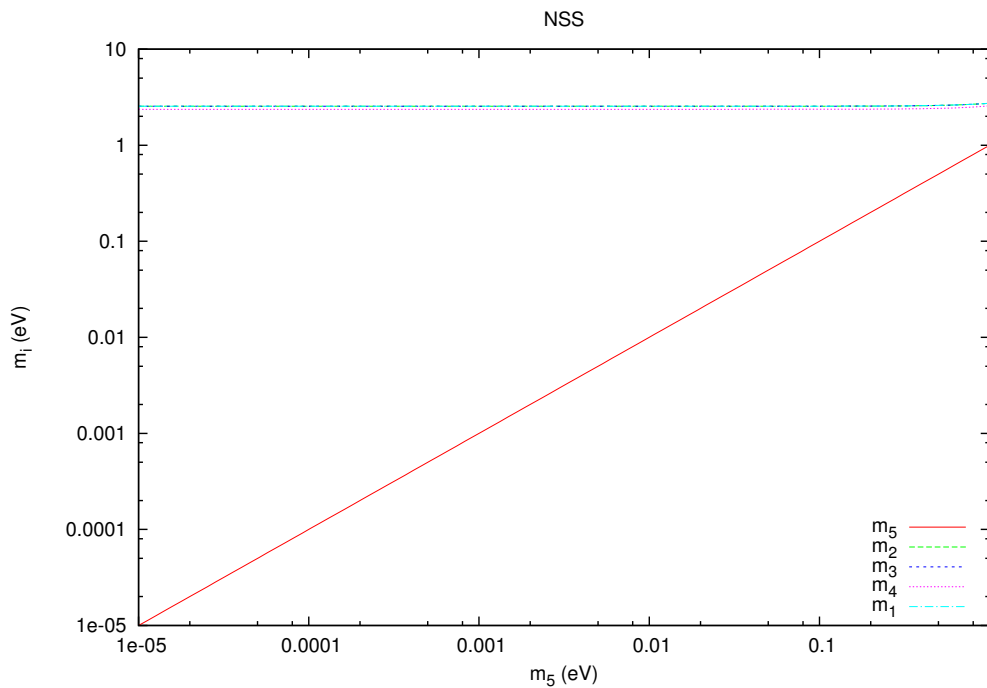
$$m_3 = \sqrt{\Delta m_{s1}^2 + m_5^2}. \quad (5.49)$$

Se desprezarmos o autoestado mais leve, encontramos que os neutrinos do setor ativo são quase-degenerados. As escalas de massas para este cenário são:

$$m_1 \simeq m_2 \simeq m_3 \simeq \sqrt{\Delta m_{s1}^2} \simeq 2.55 \text{ eV}, \quad (5.50)$$

$$m_4 \simeq \sqrt{\Delta m_{s1}^2 - \Delta m_{s2}^2} \simeq 2.37 \text{ eV}. \quad (5.51)$$

Na figura 5.9 mostramos as massas individuais em função do neutrino mais leve.



**Figura 5.9:** Massas individuais dos neutrinos no cenário NSS.

As expressões para os observáveis neste cenário são mostradas abaixo. A massa cinemática assume a forma abaixo:

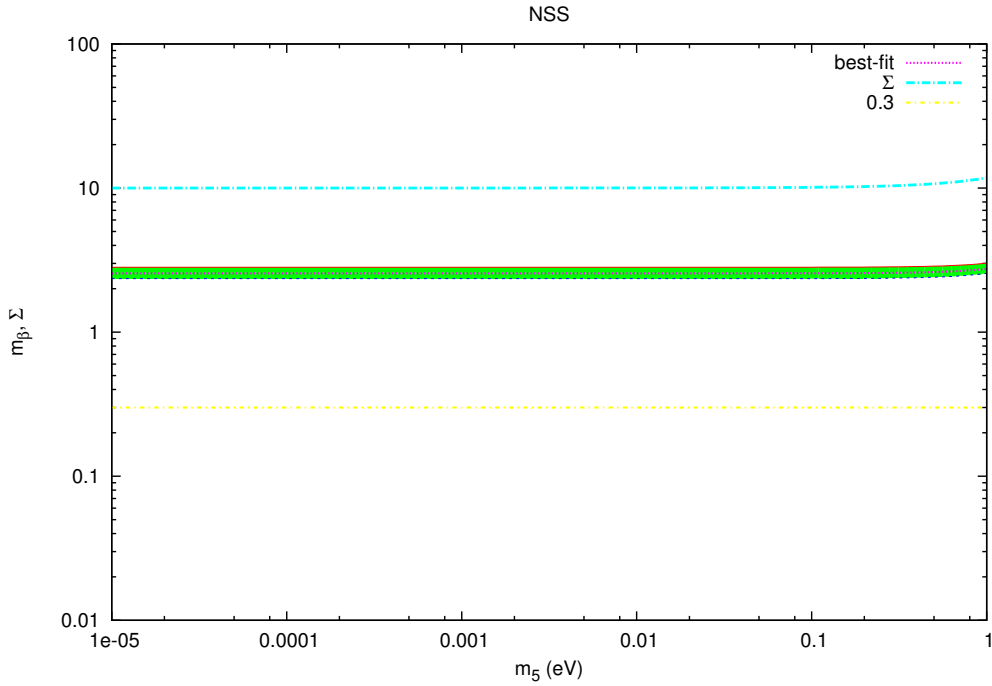


$$\begin{aligned}
 (m_\beta^{NSS})^2 = & |U_{e1}|^2 (\Delta m_{s1}^2 - \Delta m_A^2 - \Delta m_\odot^2 + m_5^2) + \\
 & |U_{e2}|^2 (\Delta m_{s1}^2 - \Delta m_A^2 + m_5^2) + |U_{e3}|^2 (\Delta m_{s1}^2 + m_5^2) + \\
 & |U_{e4}|^2 (\Delta m_{s1}^2 - \Delta m_{s2}^2 + m_5^2) + |U_{e5}|^2 (m_5^2) .
 \end{aligned}$$

Agora, desprezando a massa do neutrino mais leve verificamos que a contribuição do setor estéril se torna dominante:

$$m_\beta^{NSS} \simeq \sqrt{\Delta m_{s1}^2 (1 - |U_{e5}|^2)} \simeq 2.55 \text{ eV} . \quad (5.52)$$

Na figura 5.10 mostramos a massa cinemática em função do neutrino de massa mais leve. Também é mostrado a evolução do parâmetro soma ( $\Sigma$ ), assim como o limite de sensibilidade esperado para o experimento KATRIM que é de 0.3 eV.



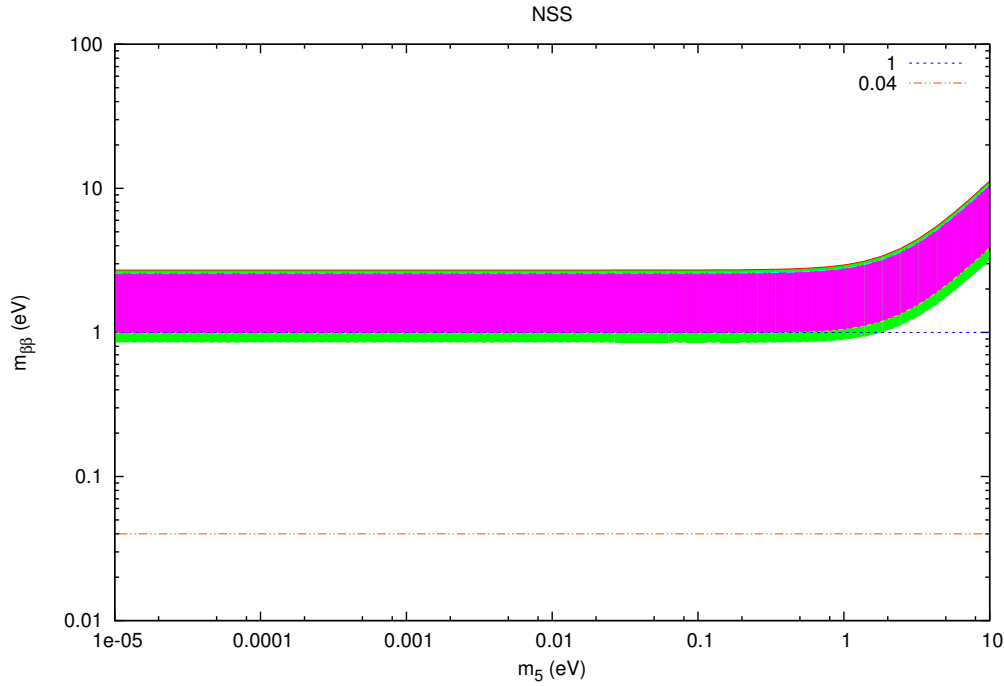
**Figura 5.10:** Massa cinemática e soma de massas dos neutrinos ( $\Sigma$ ) em função do neutrino de menor massa para o cenário NSS. Na figura mostramos o melhor ajuste para  $m_\beta$ , também mostramos o valor de sensibilidade esperado para o KATRIM 0.3 eV.

Da mesma forma podemos escrever a massa efetiva neste cenário. Então,

no limite  $U_{e4} \rightarrow 0$  tem-se:

$$m_{\beta\beta}^{NSS} \simeq \sqrt{\Delta m_{s1}^2} \sqrt{1 - \sin^2 2\theta_{\odot} \sin^2 \alpha_2/2} \simeq (1.02 \div 2.55) \text{ eV} ,$$

Na figura 5.11 mostramos a massa efetiva de Majorana como função do neutrino mais leve, neste caso estamos tomando os valores centrais das equações (5.3),(5.7) e deixamos as fases variando livremente. É possível



**Figura 5.11:** Massa efetiva ( $m_{\beta\beta}$ ) em função da massa do neutrino mais leve para o cenário NSS. A região em magenta representa os valores centrais dos parâmetros de oscilação assumidos nesta dissertação, equações 5.3 e 5.7, e as fases de Majorana variam livremente no intervalo  $[0, 2\pi]$ . Na região em verde estamos variando os parâmetros referentes ao setor estéril, ou seja, variamos segundo a equação 5.7. Mostramos também os limites atual (1 eV) e futuro (0.04 eV) para massa efetiva de Majorana.

perceber que o setor ativo é dominante no caso da massa efetiva de Majorana.

Para a soma temos:

$$\begin{aligned}\Sigma^{NSS} = & \sqrt{\Delta m_{s1}^2 - \Delta m_{s2}^2 + m_5^2} + \\ & \sqrt{\Delta m_{s1}^2 - \Delta m_A^2 - \Delta m_\odot^2 + m_5^2} + \\ & \sqrt{\Delta m_{s1}^2 - \Delta m_A^2 + m_5^2} + \\ & \sqrt{\Delta m_{s1}^2 + m_5^2} + m_5.\end{aligned}$$

Logo, lançando mão das mesmas considerações temos:

$$\Sigma^{NSS} = \sqrt{\Delta m_{s1}^2 - \Delta m_{s2}^2} + 3\sqrt{\Delta m_{s1}^2} \simeq 10.0 \text{ eV} .$$

Estes resultados concordam com a referência [37].

### 5.3.2

#### Esquema ISS

Neste esquema temos o seguinte ordenamento de massas,  $m_2 > m_1 > m_3 > m_4 > m_5$ , ou seja, os três neutrinos ativos estão ordenados inversamente. As diferenças de massas quadradas para o setor estéril são:

$$\Delta m_{s1}^2 = m_2^2 - m_5^2, \quad (5.53)$$

$$\Delta m_{s2}^2 = m_2^2 - m_4^2. \quad (5.54)$$

Da mesma forma como foi feito anteriormente, vamos escrever as massas dos neutrinos em função do neutrino mais leve e das diferenças de massas relevantes:

$$m_4 = \sqrt{\Delta m_{s1}^2 - \Delta m_{s2}^2 + m_5^2}, \quad m_3 = \sqrt{\Delta m_{s1}^2 - \Delta m_A^2 - \Delta m_\odot^2 + m_5^2}, \quad (5.55)$$

$$m_1 = \sqrt{\Delta m_{s1}^2 - \Delta m_\odot^2 + m_5^2}, \quad m_2 = \sqrt{\Delta m_{s1}^2 + m_5^2}. \quad (5.56)$$

Os resultados encontrados neste esquema são essencialmente os mesmos encontrados no esquema NSS. Por isso omitiremos as expressões. Uma maneira de distinguir os esquemas NSS e ISS, pode ser feito através de efeitos de matéria em experimentos de oscilação de neutrinos ou em supernovas [88].

### 5.4

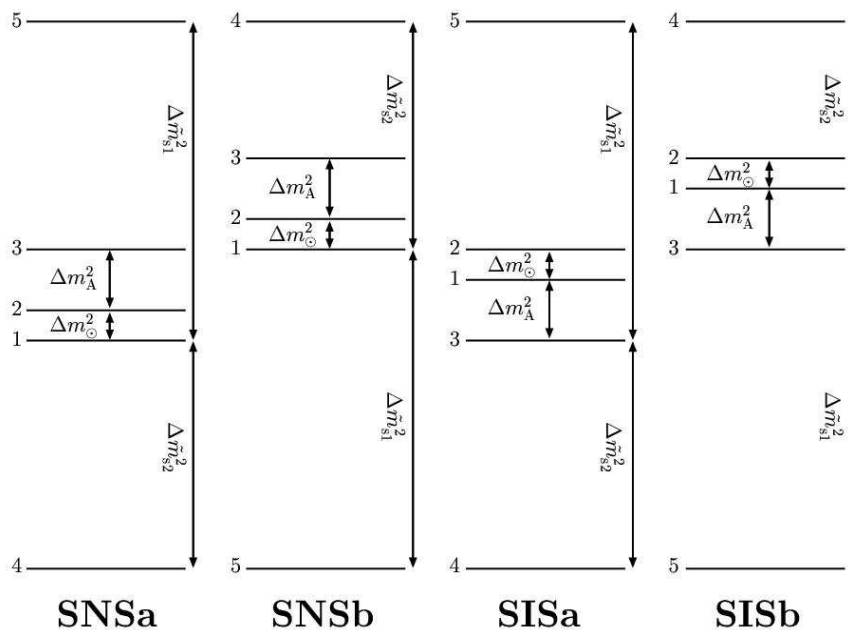
#### Um neutrino estéril mais leve e outro mais pesado que os neutrinos ativos

Agora apresentaremos uma descrição do último conjunto de esquemas possível para um cenário com dois neutrinos estéreis. Este cenário, ao contrário dos demais cenários, possui algumas particularidades segundo análises da referência [37]. Aqui vamos desconsiderar essas particularidades, assumiremos que os conjuntos de dados utilizados na análise dos cenários anteriores são válidos também para este cenário.

#### 5.4.1

##### Esquema SNSa

Neste esquema temos o seguinte ordenamento de massas,  $m_5 > m_3 > m_2 > m_1 > m_4$ . Isto significa que os neutrinos ativos estão ordenados normalmente e que temos um neutrino estéril mais leve e outro mais pesado que os neutrinos ativos, como pode ser visto na figura 5.12.



**Figura 5.12:** Ordenamento de massa para o modelo com dois neutrinos estéreis, onde um estéril é mais leve e o outro é mais pesado que os três neutrinos ativos.

As diferenças de massas quadradas encontradas neste cenário são:

$$\Delta m_{s_1}^2 = m_5^2 - m_1^2 \quad \text{e} \quad \Delta m_{s_2}^2 = m_1^2 - m_4^2. \quad (5.57)$$

Podemos agora expressar as massas individuais em função do autoestado de massa mais leve e das diferenças de massas quadradas, então:

$$m_1 = \sqrt{\Delta m_{s_2}^2 + m_4^2} \quad (5.58)$$

$$m_2 = \sqrt{\Delta m_{s_2}^2 + \Delta m_{\odot}^2 + m_4^2}, \quad (5.59)$$

$$m_3 = \sqrt{\Delta m_{s_2}^2 + \Delta m_{\odot}^2 + \Delta m_A^2 + m_4^2} \quad (5.60)$$

$$m_5 = \sqrt{\Delta m_{s_2}^2 + \Delta m_{s_1}^2 + m_4^2}. \quad (5.61)$$

As escalas de massas características neste cenário são:

$$m_1 \simeq m_2 \simeq m_3 \simeq \sqrt{\Delta m_{s_2}^2} \simeq 0.94 \text{ eV} \quad (5.62)$$

$$m_5 \simeq \sqrt{\Delta m_{s_2}^2 + \Delta m_{s_1}^2} \simeq 2.71 \text{ eV}. \quad (5.63)$$

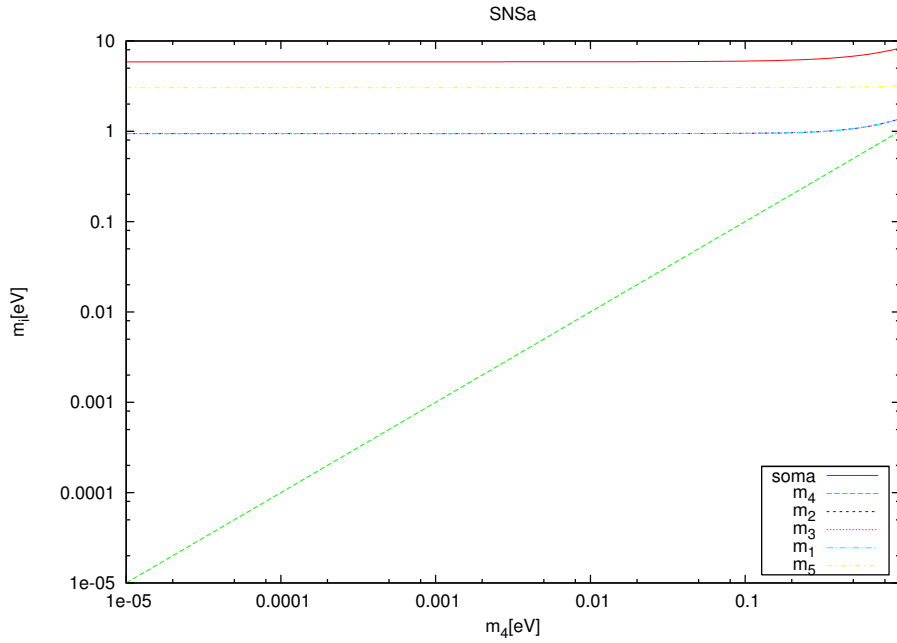
É possível perceber que neste caso, que os três neutrinos ativos são quase degenerados e que a escala de massa da componente estéril é muito maior comparada à escala do setor ativo. Na figura 5.13 mostramos as massas individuais em função da massa do neutrino mais leve. A soma de massas dos neutrinos pode ser estimada desprezando a massa do neutrino mais leve, desde que sua massa esteja abaixo de 0.5 eV. Na figura 5.13 mostramos a soma como função da massa do neutrino mais leve. A expressão para soma é mostrada abaixo:

$$\Sigma^{SNSa} \simeq 3\sqrt{\Delta m_{s_2}^2} + \sqrt{\Delta m_{s_2}^2 + \Delta m_{s_1}^2} \simeq 5.55 \text{ eV}. \quad (5.64)$$

Como pode ser visto na equação (5.64), a maior contribuição para o parâmetro soma vem do setor estéril. A massa cinemática também recebe uma contribuição dominante do setor estéril,

$$m_{\beta}^{SNSa} \simeq \sqrt{\Delta m_{s_2}^2 + |U_{e5}|^2 (\Delta m_{s_2}^2 + \Delta m_{s_1}^2)} \simeq 1.00 \text{ eV}. \quad (5.65)$$

Como é possível perceber, o valor encontrado em (5.65) ainda está acima do valor que se espera para o experimento KATRIN, cuja sensibilidade é de 0.3 eV, como pode ser observado na figura 5.14. Para a massa efetiva de Majorana neste esquema, encontramos a seguinte expressão:



**Figura 5.13:** Massas individuais e soma de massas dos neutrinos em função da massa do neutrino mais leve para o cenário SNSa.

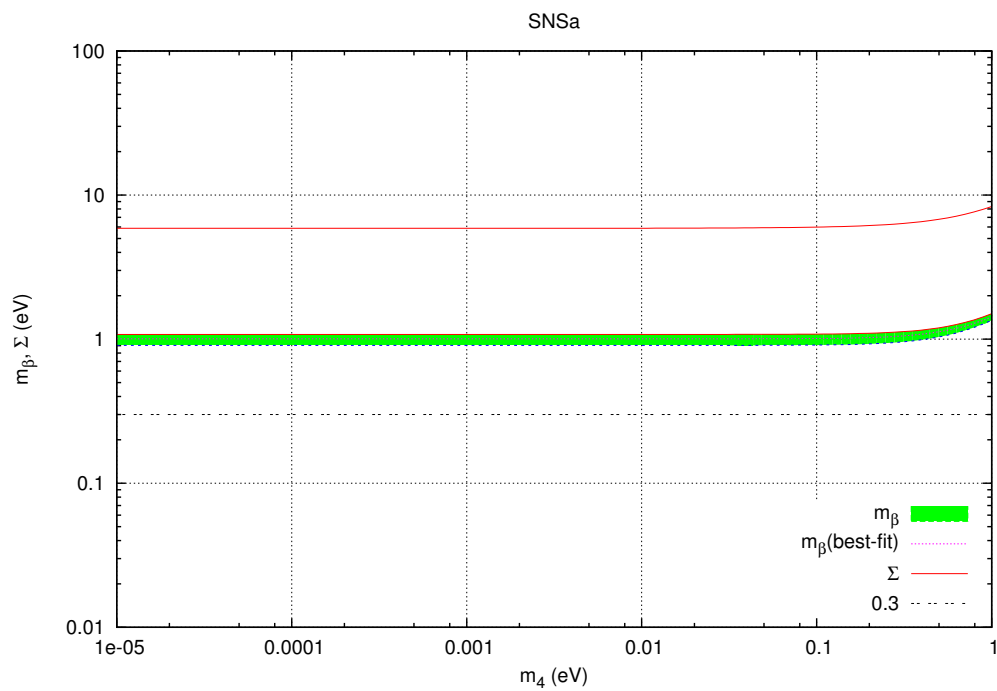
$$m_{\beta\beta}^{SNSa} \simeq \left| \cos^2 \theta_{\odot} \sqrt{\Delta m_{s2}^2} + \sin^2 \theta_{\odot} \sqrt{\Delta m_{s2}^2} e^{i\alpha_2} + |U_{e5}|^2 \sqrt{\Delta m_{s2}^2 + \Delta m_{s1}^2} e^{i\alpha_5} \right| \quad (5.66)$$

$$m_{\beta\beta}^{SNSa} \simeq \sqrt{\Delta m_{s2}^2} \sqrt{1 - \sin^2 2\theta_{\odot} \sin^2 \left( \frac{\alpha_2}{2} \right)} \quad (5.67)$$

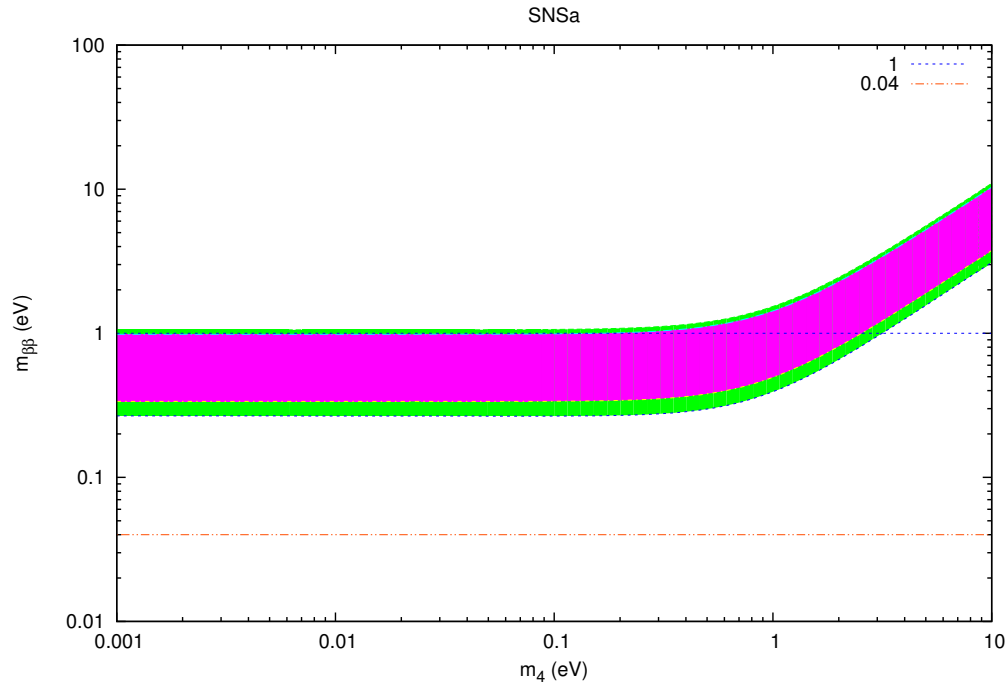
Na figura 5.15 mostramos a massa efetiva como função do neutrino mais leve mantendo os parâmetros de oscilação fixos, mas com as fases variando livremente, mostramos também o limite atual (1 eV) e limite futuro (0.04 eV). Ao contrário do resultado encontrado para os outros observáveis neste esquema, a massa efetiva possui uma contribuição dominante dos neutrinos ativos. Segundo análises de [37], a forma de distinguir os cenários NSS/ISS e SNSa/SISa utilizando o duplo decaimento beta sem neutrinos, seria através da seguinte condição:

$$\sqrt{\Delta m_{s1}^2} \cos^2 2\theta_{\odot} \geq \zeta \sqrt{\Delta m_{s2}^2}. \quad (5.68)$$

Aqui,  $\zeta \geq 1$  é um fator associado à incerteza no cálculo da matriz nuclear, necessário quando se quer usar o  $0\nu\beta\beta$  para distinguir entre os diferentes cenários. Em todo caso, se neutrinos são partículas de Majorana e se tivermos  $m_{\beta\beta} > \leq 0.1$  eV, o cenário SNSa pode ser excluído.



**Figura 5.14:** Massa cinemática ( $m_\beta$ ) e soma de massas dos neutrinos ( $\Sigma$ ) em função da massa do neutrino mais leve para o cenário SNSa.



**Figura 5.15:** Massa efetiva ( $m_{\beta\beta}$ ) em função da massa do neutrino mais leve para o cenário SNSa. A região em magenta representa os valores centrais dos parâmetros de oscilação assumidos nesta dissertação, equações 5.3 e 5.7, e as fases de Majorana variam livremente no intervalo  $[0, 2\pi]$ . Na região em verde estamos variando os parâmetros referentes ao setor estéril, ou seja, variamos segundo a equação 5.7. Mostramos também os limites atual (1 eV) e futuro (0.04 eV) para massa efetiva de Majorana.



### 5.4.2

#### Esquema SISa

Neste esquema temos o seguinte ordenamento de massas,  $m_5 > m_2 > m_1 > m_3 > m_4$ , ou seja, os neutrinos ativos estão inversamente ordenados como pode ser visto na figura 5.12. As diferenças de massas quadradas são:

$$\Delta m_{s1}^2 = m_5^2 - m_3^2 \quad \text{e} \quad \Delta m_{s2}^2 = m_3^2 - m_4^2 \quad (5.69)$$

e as massas individuais são:

$$m_1 = \sqrt{\Delta m_{s2}^2 + \Delta m_A^2 + m_4^2} \quad (5.70)$$

$$m_2 = \sqrt{\Delta m_{s2}^2 + \Delta m_\odot^2 + \Delta m_A^2 + m_4^2}, \quad (5.71)$$

$$m_3 = \sqrt{\Delta m_{s2}^2 + m_4^2} \quad (5.72)$$

$$m_5 = \sqrt{\Delta m_{s2}^2 + \Delta m_{s1}^2 + m_4^2}. \quad (5.73)$$

Por simplicidade, não mostramos as expressões dos observáveis de massa neste cenário, pois as mesmas são indistinguíveis das mostradas no cenário SNSa. Como foi comentado anteriormente, uma maneira de distinguir entre estes cenários seria através de efeitos de matéria em experimentos de oscilação de neutrinos.

### 5.4.3

#### Esquema SNSb

Para este esquema as massas estão ordenadas da seguinte forma,  $m_4 > m_3 > m_2 > m_1 > m_5$ , como pode ser visto na figura 5.12. As diferenças de massas são:

$$\Delta m_{s1}^2 = m_1^2 - m_5^2 \quad \text{e} \quad \Delta m_{s2}^2 = m_4^2 - m_1^2, \quad (5.74)$$

e as massas individuais são:

$$m_1 = \sqrt{\Delta m_{s1}^2 + m_5^2} \quad (5.75)$$

$$m_2 = \sqrt{\Delta m_{s1}^2 + \Delta m_\odot^2 + m_5^2}, \quad (5.76)$$

$$m_3 = \sqrt{\Delta m_{s1}^2 + \Delta m_\odot^2 + \Delta m_A^2 + m_5^2} \quad (5.77)$$

$$m_4 = \sqrt{\Delta m_{s2}^2 + \Delta m_{s1}^2 + m_5^2}. \quad (5.78)$$

As fórmulas para os observáveis de massa são mostradas abaixo, que

na verdade são obtidas a partir das fórmulas apresentadas no cenário SNSa, fazendo apenas a troca  $\Delta m_{s_1}^2 \leftrightarrow \Delta m_{s_2}^2$ . Para a soma temos

$$\Sigma^{SNSb} \simeq 3\sqrt{\Delta m_{s_1}^2} + \sqrt{\Delta m_{s_2}^2 + \Delta m_{s_1}^2} \simeq 10.36 \text{ eV} , \quad (5.79)$$

e a massa cinemática fica,

$$m_{\beta}^{SNSb} \simeq \sqrt{\Delta m_{s_1}^2 + |U_{e5}|^2 (\Delta m_{s_2}^2 + \Delta m_{s_1}^2)} \simeq 2.57 \text{ eV} . \quad (5.80)$$

e por último temos a expressão para a massa efetiva do  $0\nu\beta\beta$ ,

$$m_{\beta\beta}^{SNSb} \simeq \left| \cos^2 \theta_{\odot} \sqrt{\Delta m_{s_1}^2} + \sin^2 \theta_{\odot} \sqrt{\Delta m_{s_1}^2} e^{i\alpha_2} + |U_{e5}|^2 \sqrt{\Delta m_{s_2}^2 + \Delta m_{s_1}^2} e^{i\alpha_5} \right| \quad (5.81)$$

$$m_{\beta\beta}^{SNSb} \simeq \sqrt{\Delta m_{s_1}^2} \sqrt{1 - \sin^2 2\theta_{\odot} \sin^2 \left( \frac{\alpha_2}{2} \right)} \quad (5.82)$$

Um fato interessante que vale a pena comentar é que, as equações obtidas para os observáveis de massa neste cenário são bastante parecidas com as equações obtidas nos cenários NSS e ISS, isso acontece porque o setor ativo possui massas quase degeneradas e dadas por  $\sqrt{\Delta m_{s_1}^2}$ .

#### 5.4.4

##### Esquema SISb

Por último temos o esquema SISb, que é governado pelo ordenamento de massas  $m_4 > m_2 > m_1 > m_3 > m_5$  como mostrado na figura 5.12. As diferenças de massas quadradas são:

$$\Delta m_{s_1}^2 = m_3^2 - m_5^2 \quad \text{e} \quad \Delta m_{s_1}^2 = m_4^2 - m_3^2, \quad (5.83)$$

e as massas individuais são:

$$m_1 = \sqrt{\Delta m_{s_1}^2 + \Delta m_A^2 + m_5^2} \quad (5.84)$$

$$m_3 = \sqrt{\Delta m_{s_1}^2 + \Delta m_A^2 + m_5^2}, \quad (5.85)$$

$$m_2 = \sqrt{\Delta m_{s_1}^2 + \Delta m_{\odot}^2 + \Delta m_A^2 + m_5^2} \quad (5.86)$$

$$m_4 = \sqrt{\Delta m_{s_1}^2 + \Delta m_{s_1}^2 + m_5^2}. \quad (5.87)$$

Novamente, não mostramos as expressões dos observáveis de massa neste cenário, pois as mesmas são indistinguíveis das mostradas no cenário SNSb que por sua vez é indistinguível dos cenários NSS e ISS. Como foi comentado

anteriormente, uma maneira de distinguir entre estes cenários seria através de efeitos de matéria em experimentos de oscilação de neutrinos.

## 5.5

### Quantidades mensuráveis

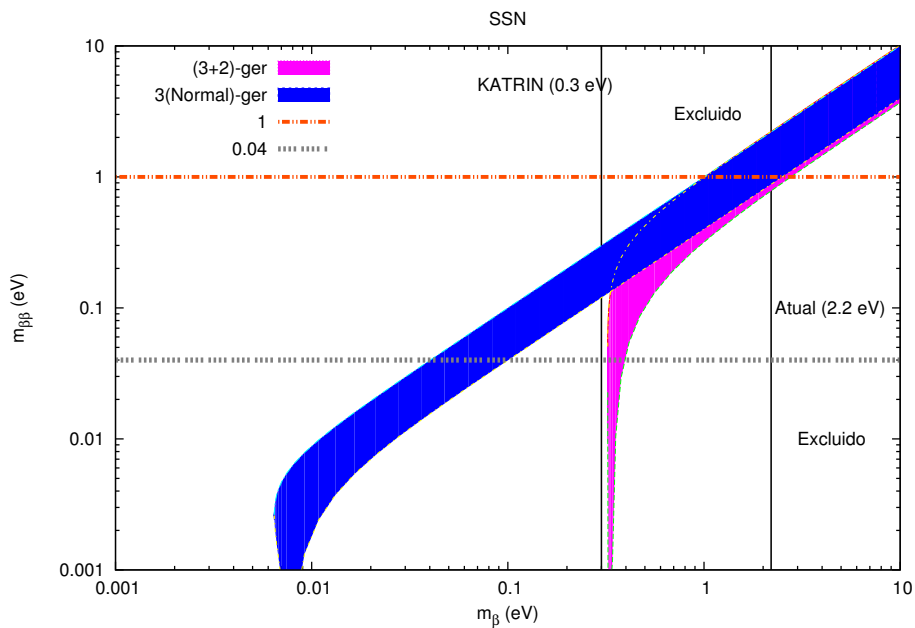
Nesta seção vamos dedicar uma atenção especial aos observáveis de massas sem a preocupação de expor a dependência dos mesmos com a massa mais leve, que em nossa opinião não é uma quantidade observável. Aqui estudamos o comportamento da massa efetiva de Majorana como função do parâmetro de massa cinemática e da soma de massas dos neutrinos, mostramos também o comportamento dos diferentes cenários no plano  $\Sigma \times m_\beta$ . É importante comentar que em nossa análise consideramos somente os pontos centrais das equações (5.3) e (5.7).

#### 5.5.1

##### Massa efetiva vs. massa cinemática

Na figura 5.16 mostramos a massa efetiva do  $(0\nu\beta\beta)$  como função de  $m_\beta$  no esquema de massa SSN. É possível observar a região permitida para este cenário, representada pela banda em magenta. O limite atual da massa cinemática é  $< 2.2$  eV, e como pode-se perceber este esquema ainda não pode ser desfavorecido, pois a região preenchida por este cenário está dentro dos limites aceitáveis que são vinculados por experimentos com o decaimento beta. Podemos esperar um sinal positivo neste cenário para o experimento KATRIN, que espera-se alcançar uma sensibilidade de 0.3 eV. Na banda em azul temos a região permitida para o setor ativo. Futuros experimentos podem comprovar a existência de neutrinos estéreis, desde que seus resultados estejam dentro da região em magenta, ou assegurar a existência de apenas três sabores de neutrinos ativos, correspondendo a um resultado dentro da região em azul. Existe também a possibilidade de que os resultados encontrados estejam na região de intersecção na parte superior da figura 5.16. Neste caso, a distinção entre um cenário com apenas três neutrinos e um cenário com dois neutrinos estéreis extras mais pesados que os neutrinos ativos fica muito difícil. Agora, se os resultados encontrados não estiverem nas regiões delimitadas, então não podemos dizer nada a respeito, talvez uma nova física possa nos explicar esses resultados. Na figura mostramos também os valores atuais e futuros para os observáveis. Para  $m_{\beta\beta}$  temos o valor atual (futuro) de 1(0.04) eV, qualquer resultado que esteja acima deste valor está (estaria) excluído, e para  $m_\beta$  temos o valor atual (futuro) 2.2 (0.3) eV, a região à direita destes valores está (estaria)

completamente excluída.

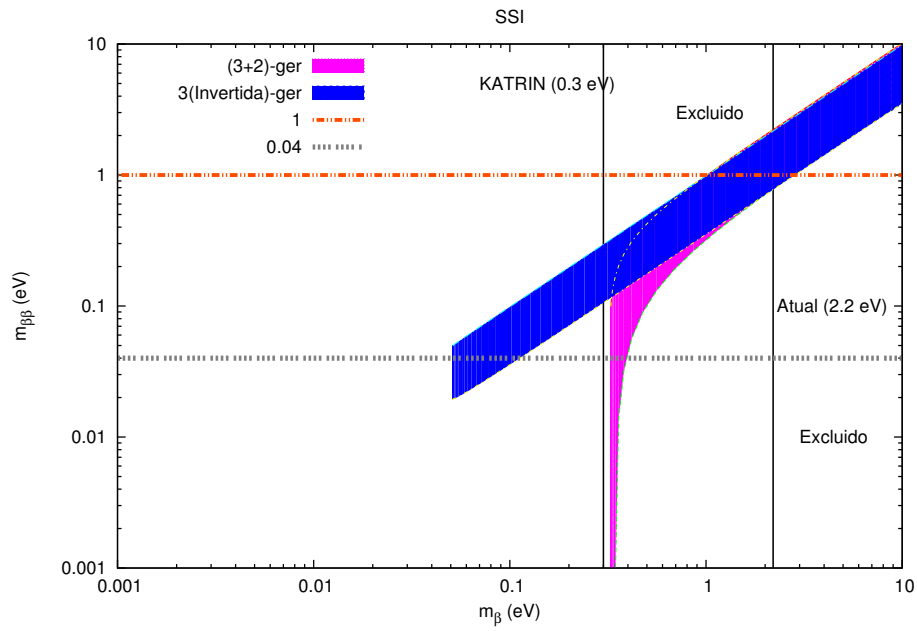


**Figura 5.16:** Massa efetiva de Majorana ( $m_{\beta\beta}$ ) em função do parâmetro de massa cinemática ( $m_{\beta}$ ). A região em azul representa os três neutrinos ativos e a região em magenta representa o cenário SSN, com dois neutrinos estéreis mais pesados que os neutrinos ativos ordenados normalmente. Mostramos os limites atuais e futuro para  $m_{\beta\beta}$ , 1 e 0.04 eV, respectivamente, e  $m_{\beta}$  2.2 e 0.3 eV.

Para o cenário SSI o comentário feito anteriormente também se aplica, pois como pode ser visto na figura 5.17 os dois resultados são praticamente idênticos e fica muito difícil distinguir entre os dois cenários. Neste caso, o esquema SSI, assim como o SSN, não é totalmente desfavorecido, pois existe uma região que pode incorporar os valores de sensibilidade futura para os experimentos de duplo decaimento beta sem neutrinos e decaimento beta simples.

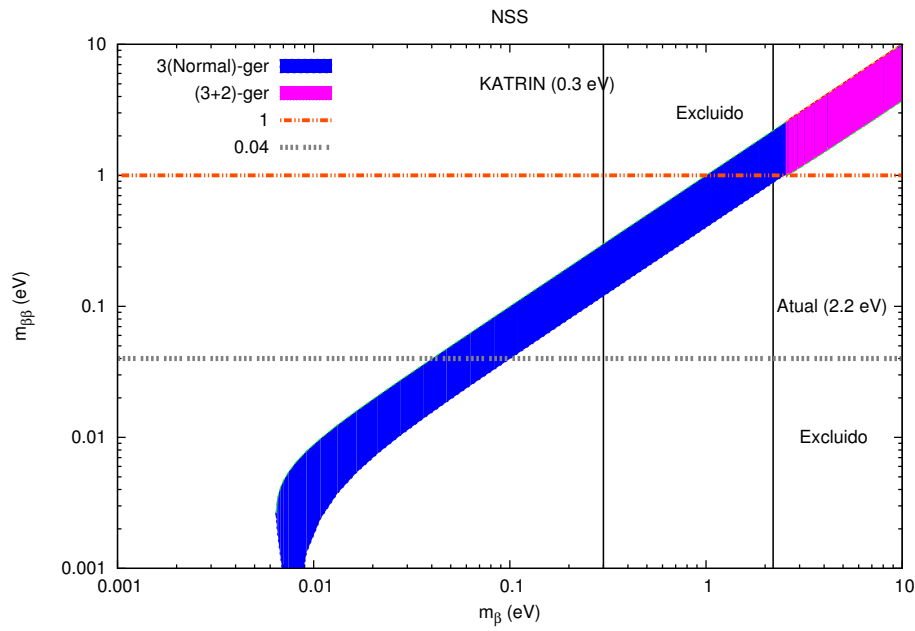
Na figura 5.18 mostramos a massa efetiva do  $(0\nu\beta\beta)$  como função de  $(m_{\beta})$  no esquema de massa NSS. Como pode-se observar claramente na figura 5.18, este cenário está completamente excluído, pois a região permitida para este cenário está além do limite atual que é de 2.2 eV.

O cenário SNSa é mostrado na figura 5.19, neste esquema a região permitida ainda não está completamente desfavorecida, mas se a sensibilidade esperada para os futuros experimentos de duplo decaimento beta sem neutrinos

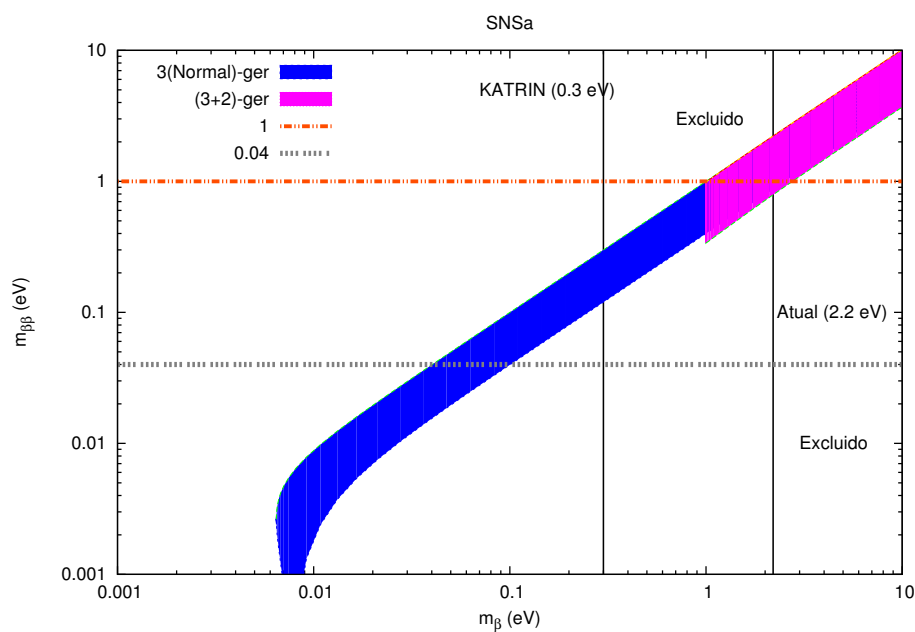


**Figura 5.17:** Massa efetiva de Majorana ( $m_{\beta\beta}$ ) em função do parâmetro de massa cinemática ( $m_{\beta}$ ). A região em azul representa os três neutrinos ativos e a região em magenta representa o cenário SSI, com dois neutrinos estéreis mais pesados que os neutrinos ativos ordenados inversamente. Mostramos os limites atuais e futuro para  $m_{\beta\beta}$ , 1 e 0.04 eV, respectivamente, e  $m_{\beta}$  2.2 e 0.3 eV.

e decaimento beta simples forem alcançadas, então podemos excluir este cenário.



**Figura 5.18:** Massa efetiva de Majorana ( $m_{\beta\beta}$ ) em função do parâmetro de massa cinemática ( $m_{\beta}$ ). A região em azul representa os três neutrinos ativos e a região em magenta representa o cenário NSS, com dois neutrinos estéreis mais leves que os neutrinos ativos ordenados normalmente. Mostramos os limites atuais e futuro para  $m_{\beta\beta}$ , 1 e 0.04 eV, respectivamente, e  $m_{\beta}$  2.2 e 0.3 eV.



**Figura 5.19:** Massa efetiva de Majorana ( $m_{\beta\beta}$ ) em função do parâmetro de massa cinemática ( $m_{\beta}$ ). A região em azul representa os três neutrinos ativos e a região em magenta representa o cenário SNSa, com um neutrino estéril mais leve e o outro mais pesado que os neutrinos ativos que estão ordenados normalmente. Mostramos os limites atuais e futuro para  $m_{\beta\beta}$ , 1 e 0.04 eV, respectivamente, e  $m_{\beta}$  2.2 e 0.3 eV.

### 5.5.2

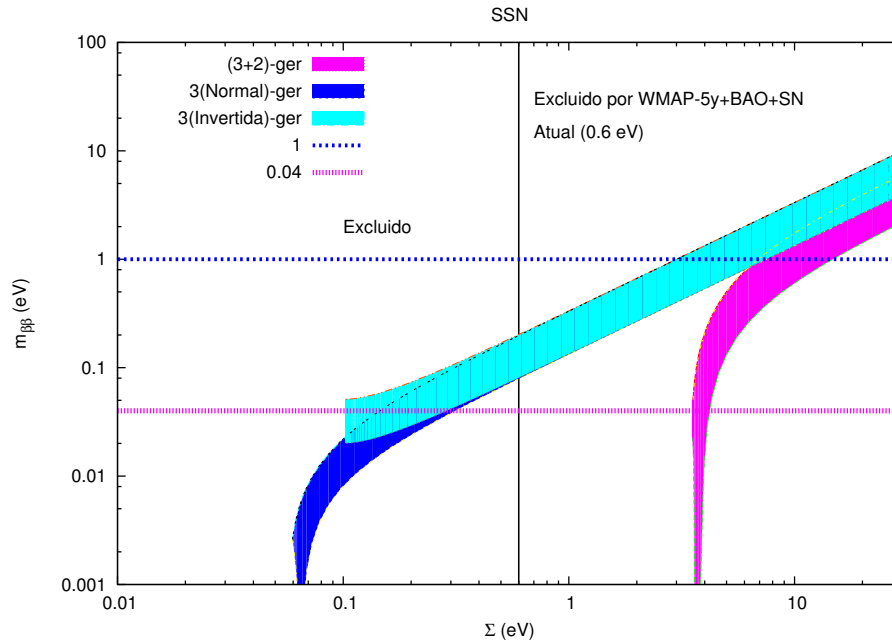
#### Massa efetiva vs. soma

Como foi discutido na subseção anterior, uma das maneiras mais realistas para distinguir entre os diferentes cenários estudados nesta dissertação, é analisar as quantidades observáveis no plano dos observáveis. Nesta subseção vamos analisar a massa efetiva de Majorana em função da soma de massas dos neutrinos. Na figura 5.20 mostramos  $m_{\beta\beta}$  como função da massa cosmológica  $\Sigma$ , para o cenário SSN. Nesta figura mostramos também o caso padrão com 3 neutrinos ativos, considerando os ordenamentos de massas normal (região em azul) e invertido (região azul clara). Os limites atual e futuro para massa efetiva também são mostrados, usamos a recente análise do WMAP-5y combinada com dados de medidas de distância do Baryon Acoustic Oscillations (BAO) e SuperNova tipo Ia (SN) [66] para mostrar o limite sobre a soma de massas dos neutrinos, como pode ser observado na figura 5.20. É importante ressaltar que o limite fornecido por WMAP-5y, é obtido assumindo previamente que o número efetivo de neutrinos é igual a 3.04 consistente com o caso padrão de neutrinos ativos. Para o caso em que se considere um ou mais neutrinos estéreis, temos o caso mais geral [82],

$$\Sigma^{ativo} + \sum_i r_i m_i^{est} \leq 0.61 \text{ eV} . \quad (5.88)$$

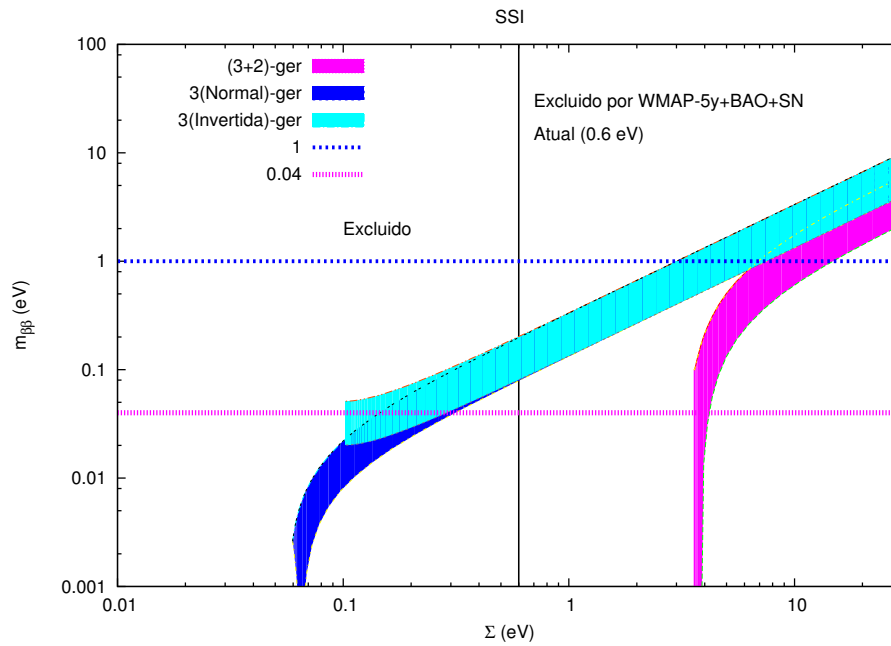
Nesta dissertação, como foi comentado anteriormente, estamos considerando  $r = 1$  por simplicidade. Neste caso a região de exclusão para soma está à direita de 0.6 eV, e para massa efetiva a região de exclusão atual está acima de 1 eV e futuramente espera-se uma sensibilidade de 0.04 eV.





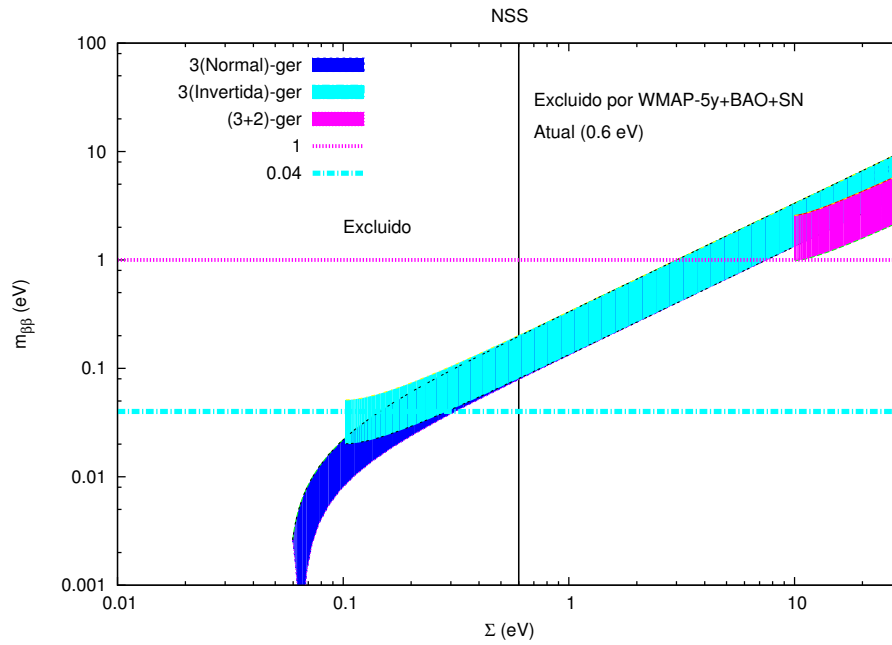
**Figura 5.20:** Massa efetiva de Majorana ( $m_{\beta\beta}$ ) em função do parâmetro soma ( $\Sigma$ ). A região em azul representa os três neutrinos ativos com hierarquia normal e região em azul claro representa a hierarquia invertida para o caso padrão. A região em magenta representa o cenário SSN, onde os dois neutrinos estéreis são mais pesados que os neutrinos do setor ativo, que por sua vez estão ordenados de forma normal. Mostramos os limites atuais e futuro para  $m_{\beta\beta}$ , 1 e 0.04 eV, respectivamente, e o limite de 0.6 eV sobre a soma de massas dos neutrinos ativos fornecidos por recentes análises do WMAP-5y combinado com os dados de BAO e SN.

Na figura 5.21 mostramos o caso SSI. Como discutido na subseção anterior, os dois cenários são indistinguíveis também no plano  $\Sigma \times m_{\beta\beta}$ . A discussão apresentada anteriormente para o cenário SSN também é válida para este cenário, visto que ambos são indistinguíveis.



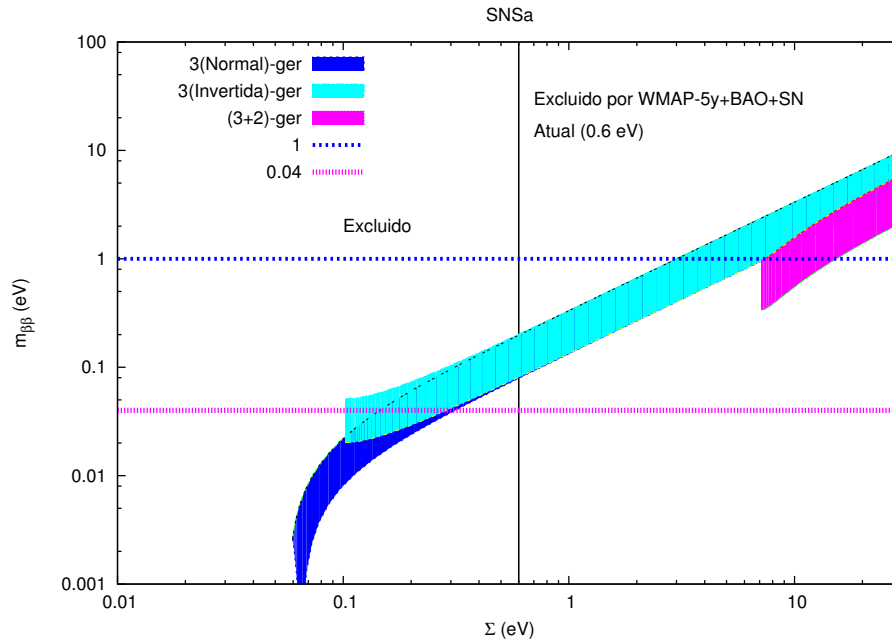
**Figura 5.21:** Massa efetiva de Majorana ( $m_{\beta\beta}$ ) em função do parâmetro soma ( $\Sigma$ ). A região em azul representa os três neutrinos ativos com hierarquia normal e região em azul claro representa a hierarquia invertida para o caso padrão. A região em magenta representa o cenário SSI, onde os dois neutrinos estéreis são mais pesados que os neutrinos do setor ativo, que por sua vez estão ordenados de forma invertida. Mostramos os limites atuais e futuro para  $m_{\beta\beta}$ , 1 e 0.04 eV, respectivamente, e o limite de 0.6 eV sobre a soma de massas dos neutrinos ativos fornecidos por recentes análises do WMAP-5y combinado com os dados de BAO e SN.

Na figura 5.22 mostramos a massa efetiva de Majorana como função da massa cosmológica para o cenário NSS. O caso de hierarquia normal e invertida para o cenário padrão com três neutrinos também é mostrado. Os valores atual e futuro para massa efetiva são mostrados e pode-se observar que para o limite atual considerado, este cenário é fortemente desfavorecido.



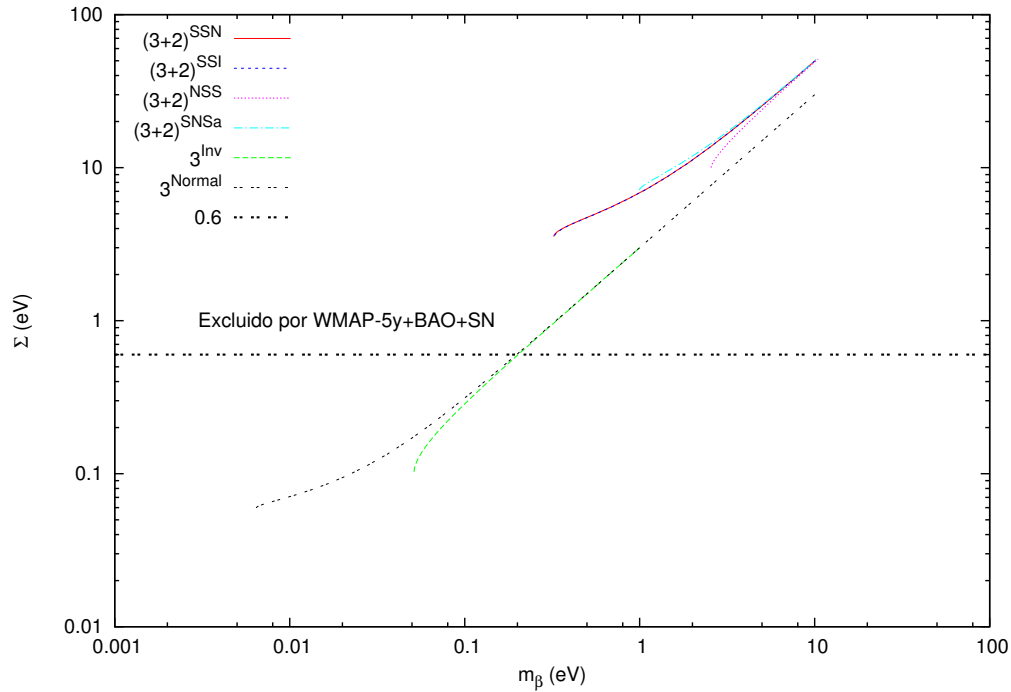
**Figura 5.22:** Massa efetiva de Majorana ( $m_{\beta\beta}$ ) em função do parâmetro soma ( $\Sigma$ ). A região em azul representa os três neutrinos ativos com hierarquia normal e região em azul claro representa a hierarquia invertida para o caso padrão. A região em magenta representa o cenário NSS, onde os dois neutrinos estéreis são mais leves que os neutrinos do setor ativo, que por sua vez estão ordenados de forma normal. Mostramos os limites atuais e futuro para  $m_{\beta\beta}$ , 1 e 0.04 eV, respectivamente, e o limite de 0.6 eV sobre a soma de massas dos neutrinos ativos fornecidos por recentes análises do WMAP-5y combinado com os dados de BAO e SN.

Na figura 5.23 mostramos a massa efetiva de Majorana como função da massa cosmológica para o cenário SNSa. O caso de hierarquia normal e invertida para o cenário padrão com três neutrinos também é mostrado. Os valores atual e futuro para massa efetiva são mostrados e pode-se observar que para o limite atual considerado este cenário ainda não está completamente desfavorecido, mas se o limite futuro for alcançado, então este cenário pode ser excluído.



**Figura 5.23:** Massa efetiva de Majorana ( $m_{\beta\beta}$ ) em função do parâmetro soma ( $\Sigma$ ). A região em azul representa os três neutrinos ativos com hierarquia normal e região em azul claro representa a hierarquia invertida para o caso padrão. A região em magenta representa o cenário SNSa, onde um neutrino estéril é mais leve e o outro mais pesado que os neutrinos do setor ativo, que por sua vez estão ordenados de forma normal. Mostramos os limites atuais e futuro para  $m_{\beta\beta}$ , 1 e 0.04 eV, respectivamente, e o limite de 0.6 eV sobre a soma de massas dos neutrinos ativos fornecidos por recentes análises do WMAP-5y combinado com os dados de BAO e SN.

A figura 5.24 mostra os cenários SSN, SSI, NSS e SNSa no plano  $m_\beta \times \Sigma$ . Como é possível observar mais uma vez, os cenários SSN e SSI coincidem, sendo que a distinção entre eles é praticamente impossível. O limite sobre a soma de massas dos neutrinos é mostrado. Para o caso de neutrinos ativos, as duas hierarquias, normal e invertida, não podem ser distinguidas por cosmologia, como pode ser observado na figura 5.24.



**Figura 5.24:** Soma de massas dos neutrinos ( $\Sigma$ ) como função da massa cinemática ( $m_\beta$ ). Mostramos os cenários SSN, SSI, NSS e SNSa, o caso padrão de neutrinos ativos também é mostrado com os dois possíveis ordenamentos de massas, normal e invertido. O limite de 0.6 eV de WMAP-5y+BAO+SN para 3 neutrinos ativos também é mostrado.