

7

Sondagem do NSI usando feixes de neutrinos convencionais: T2KK

Neste capítulo vamos discutir os resultados das nossas análises sobre NSI baseado em feixe convencional de neutrinos vindos de JPARC a ser medidos em dois detectores idênticos, um em Kamioka no Japão e o outro em algum lugar na Coreia. O primeiro está localizado a 295 km (Kamioka) e o outro em torno de 1000 km do JPARC (T2KK), respectivamente. Iremos estudar as sensibilidades dos parâmetros $\varepsilon_{\mu\tau}$ e $\varepsilon_{\tau\tau}$ usando o canal de desaparecimento $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$. Este estudo pode ser visto na ref (53).

7.1

Introdução

Experimentos de oscilação de neutrinos em reatores e aceleradores com dois detectores idênticos e localizados em pontos distintos já foram propostos e podemos citar a Ref. (85) como a pioneira. A vantagem deste tipo de experimento é porque elimina os ruídos ¹ ou minimizá-os na interferência do sinal de oscilação ².

O T2KK, como uma complementação do T2K, foi proposto e discutido nas refs. (109, 110), onde foi explorado o potencial físico de dois detectores, um em Kamioka e o outro na Coreia do Sul³ que recebem um intenso fluxo de neutrino do J-PARC. Esses dois detectores quando combinados os dados, é esperado resolver todas as degenerescência em futuros experimentos de aceleradores (111, 112) e reatores (113, 114). Essas degenerescências incluem a fase de violação como δ , θ_{13} , o octante de θ_{23} e o da hierarquia de massa, se é normal ou inversa (115, 116, 117, 118).

Nesta seção vamos usar os T2KK para sondar o efeito da interação não padrão pela comparação dos detectores intermediário (Kamioka) e longe (Coreia), onde nos concentramos no canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, ou seja, o desaparecimento

¹Podemos chamar de ruídos os neutrinos cujos os sabores não vem da oscilação e que aumentam as incertezas nos dados experimentais.

²São chamados de sinal os neutrinos vindos da oscilação dos sabores.

³Aqui adotaremos simplesmente de Coreia, ao invés de Korea, em inglês, no entanto usaremos sua inicial K para designar o seu detector.

de ν_μ . Isso nos permitirá tratar o problema no formalismo de duas gerações, com uma boa aproximação.

7.2

Método de análise

A análise pode ser esquematizada da seguinte forma:

- Dois detetores idênticos, sendo um na Coréia e o outro em Kamioka com massa fiducial de 0,27 Mton cada,
- Um único detetor em Kamioka (HyperK) com massa fiducial de 0.54Mton,
- Um único detetor em algum lugar na Coréia com massa fiducial de 0.54Mton.

A análise desses detetores separadamente ou combinados para outro mecanismo de oscilação como descoerência e Invariância da simetria de Lorentz pode ser vista no nosso artigo Ref. (53) e aqui trataremos apenas o NSI. Como já foi mencionado na introdução, vamos estudar os efeitos NSI na oscilação dos neutrinos apenas no subsistema $\nu_\mu - \nu_\tau$ aos invés de um tratamento em 3 gerações. A razão para o truncamento é porque na maioria dos problemas em oscilação pode ser feita a aproximação em duas gerações devido a limitações experimentais dos parâmetros de oscilação que já foram discutidos anteriormente, como δ , θ_{13} e hierarquia de massa.

Neste sub-sistema, as probabilidades $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$ e $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu)$ não dependem muito desses parâmetros desconhecidos, contanto se restringe apenas na análise de nova física. Também nesses sub-sistema o efeito de matéria dos neutrinos com Terra é subdominate, piorando apenas a sensibilidade.

Nós calculamos as probabilidades de oscilação dos neutrinos no canal de desaparecimentos de ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ numericamente considerando as densidade de matéria constantes e iguais a 2.3 g/cm³ e 2.8 g/cm³ para Kamioka e Coréia, respectivamente. A massa fiducial igual a 0.27 Mtoneladas para os detetores, quando combinados e 0.54 Mtoneladas para os detetores intermediários (Kamioka) e longe (Coréia) separadamente. O feixe de neutrinos está a 2.5⁰ fora do eixo produzidos pelo J-PARC e u Usamos o mesmo tempo de exposição que foi de 4 anos para os neutrinos e anti-neutrinos.

Para obter a sensibilidade do experimento com sistema de dois detetores a 295 km (Kamioka) e 1050 km (Coréia), usaremos a análise dos mínimos quadrados, χ^2 dada pela seguinte expressão

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^4 \left(\sum_{i=1}^{20} \frac{(N(\mu)_i^{\text{obs}} - N(\mu)_i^{\text{esp}})^2}{\sigma_i^2} \right) + \sum_{j=1}^4 \left(\frac{\epsilon_j}{\sigma_j} \right)^2 \quad (7-1)$$

onde o número de eventos esperado $N(\mu)_i^{esp}$ por ser igual a

$$N(\mu)_i^{exp} = N_i^{non-QE}(1 + \sum_{j=1,3,4} f(\mu)_j^i \epsilon_j) + N_i^{QE}(1 + \sum_{j=1,2,4} f(\mu)_j^i \epsilon_j) \quad (7-2)$$

onde N_i^{obs} é o número de eventos po ser observado para um dado conjunto de parâmetro de oscilação que nesta tese chamamos de parâmetros de entrada. O $N(\mu)_i^{exp}$ é o número de eventos esperados. Os índices $k=1, 2, 3$ e 4 correspondem as quartos combinações dos detetores ($L=3000$ km e $L=7000$ km) para os neutrinos e antineutrinos. O índice i corresponde à binagem da energia reconstruída dos neutrinos por múons. O alcance de energia para os eventos dos múons é 200 a 12000 MeV. estamos considerando um total de 20 bins com uma largura de 50 MeV. O termo σ_i significa as incertezas estatísticas nos dados esperados. O segundo termos na definição correspondem as incertezas sistemáticas no $N(\mu)_i^{esp}$ e nos ruídos. N_i^{non-QE} e N_i^{non-QE} correspondem ao número de eventos de múons vindo do processo não quase estático e quase estático, respectivamente.

Durante os ajuste, os valores de $N(\mu)_i^{esp}$ são re-calculado para cada escolha dos cojuntos de parâmetros para minimizar o χ^2 . Os erros sistemáticos são definidos pelo parâmetros ϵ_j enquanto que $f(\mu)_j^i$ representa uma função que relaciona a taxa de eventos no i -ésimo bin para variação do parâmetro ϵ_j .

Nesta tese, consideramos a sensibilidade a 90%(99%) CL com um grau de liberdade é definido por

$$\Delta\chi_{min}^2 \equiv (\text{oscilação} + \text{NSI}) - \chi_{min}^2(\text{oscilação}) \geq 2.71(6.63) \quad (7-3)$$

Para dois graus de liberdade, temos $\Delta\chi_{min}^2 \geq 4.61$ para 90% CL e $\Delta\chi_{min}^2 \geq 9.21$ para 99% CL

7.3

O Efeito da Interação Não Padrão

No subsistema $\mu - \tau$, a equação de movimento, Eq. (5-3), se particulariza para:

$$\begin{aligned} & i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \\ & = \left[U \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \Delta m_{32}^2/2E \end{pmatrix} U^\dagger + a \begin{pmatrix} 0 & \varepsilon_{\mu\tau} \\ \varepsilon_{\mu\tau} & \varepsilon_{\tau\tau} - \varepsilon_{\mu\mu} \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (7-4)$$

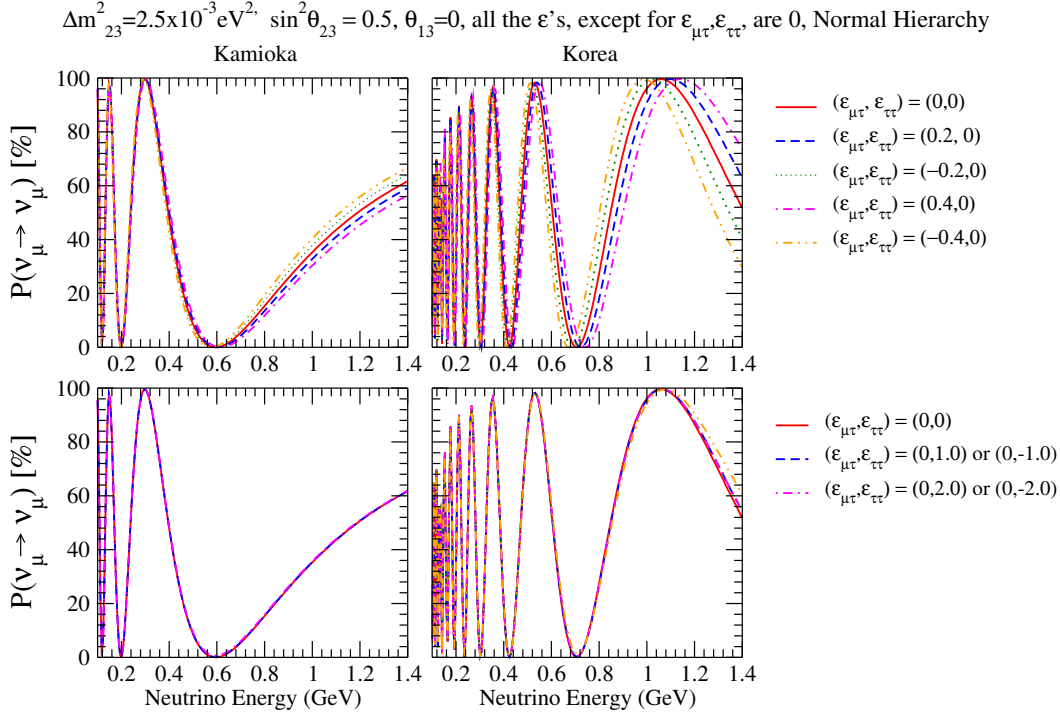


Figura 7.1: As probabilidades de oscilações padrão em vermelho e quando os parâmetros NSI estão ligados de acordo com a legenda. Na primeira coluna está Kamioka e na segunda Coréia, na primeira linha temos neutrinos e enquanto que na segunda linha temos antineutrinos. Observamos ao comparar os gráficos que o impacto do parâmetro $\epsilon_{\mu\tau}$ é muito maior na probabilidade de oscilação do que o parâmetro $\epsilon_{\mu\tau}$.

onde $a = \sqrt{2}G_F N_e$ definidos no capítulo 2, a matriz U é matriz de mistura 2×2 definida pela Eq. (3-7) com o ângulo de mistura dado por θ_{23} e $\Delta m_{32}^2 = m_3^2 - m_2^2$. Resolvendo a equação de movimento (7-4) de forma aproximada, desprezando os termos proporcionais a ϵ^2 , encontramos a probabilidade de oscilação (96)

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &= 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \Delta_{32} \\
 &\quad - |\epsilon_{\mu\tau}| \cos \phi_{\mu\tau} \sin 2\theta_{23} (aL) \left[\sin^2 2\theta_{23} \sin 2\Delta_{32} + \cos^2 2\theta_{23} \frac{2}{\Delta_{32}} \sin^2 \Delta_{32} \right] \\
 &\quad - \frac{1}{2} (\epsilon_{\tau\tau} - \epsilon_{\mu\mu}) \sin^2 2\theta_{23} \cos 2\theta_{23} (aL) \left[\sin 2\Delta_{32} - \frac{2}{\Delta_{32}} \sin^2 \Delta_{32} \right] \\
 &\quad + \mathcal{O}\left(\frac{\Delta m_{21}^2}{\Delta m_{31}^2}\right) + \mathcal{O}(s_{13}) + \mathcal{O}(\epsilon^2), \tag{7-5}
 \end{aligned}$$

onde $\Delta_{32} \equiv \Delta m_{32}^2 L / 4E$ e $\phi_{\mu\tau}$ é a fase de $\epsilon_{\mu\tau}$.

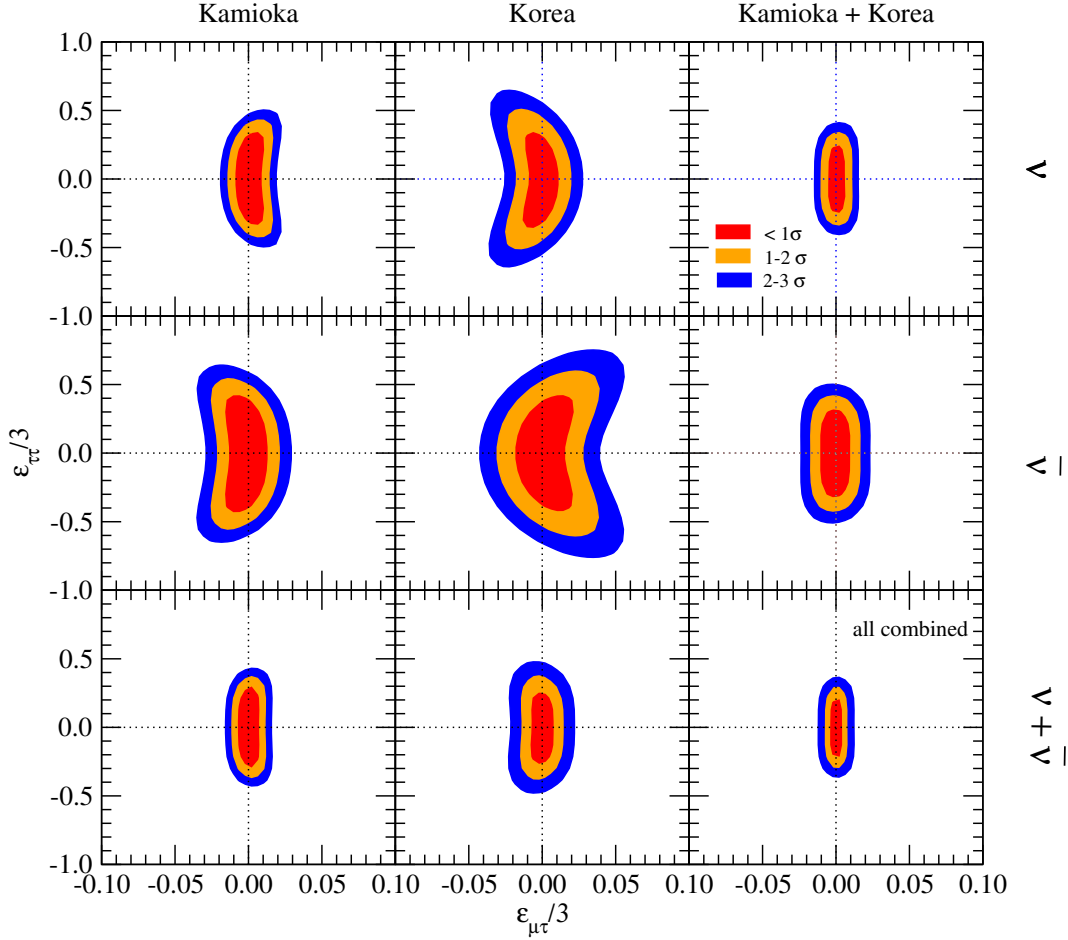


Figura 7.2: As regiões permitidas no sistema $\varepsilon_{\mu\tau} - \varepsilon_{\tau\tau}$ para 4 anos de exposição, para neutrinos (painéis superiores), antineutrinos (painéis do meio) e a combinação de neutrino + antineutrinos (painéis inferiores). Em todos os casos são aplicados para Kamioka, Coréia e Kamioka+Coréia. Estamos tomando como dados de entrada $\varepsilon_{\mu\tau}$ e $\varepsilon_{\tau\tau}$ nulos e, considerando os parâmetros Δm_{32}^2 e θ_{23} fixos, iguais a $\Delta m_{32}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$ e $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$. A massa fiducial sendo a mesma em todos os casos igual a 0.54 Mtoneladas.

Resultados

Podemos notar que a forte dependência do parâmetro $\varepsilon_{\tau\tau} - \varepsilon_{\mu\mu}$ na Eq. (7-5), que desaparece quando $\sin^2 \theta_{23} = 0.5$, mostrando portanto forte dependência. Por simplicidade, vamos tomar $\varepsilon_{\mu\mu} = 0$ e além disso, admitimos que $\varepsilon_{\mu\tau}$ é real, sendo assim, a sua fase, $\phi_{\mu\tau}$, é nula.

A Fig. 7.1 mostra as probabilidades de oscilação em função da energia (em GeV) nos detetores em Kamioka (primeira coluna) e na Coréia (segunda coluna). Nela comparamos a probabilidade sem o efeito dos ε 's (em vermelho) em ambos os detetores com os casos em que apenas um parâmetro NSI está presença. Nos gráficos superiores observamos os impactos do $\varepsilon_{\mu\tau}$ apenas enquanto que nos inferiores os impactos do $\varepsilon_{\tau\tau}$. Podemos notar que o impacto do $\varepsilon_{\mu\tau}$ é bem maior na probabilidade de oscilação do que $\varepsilon_{\tau\tau}$. Isso pode ser

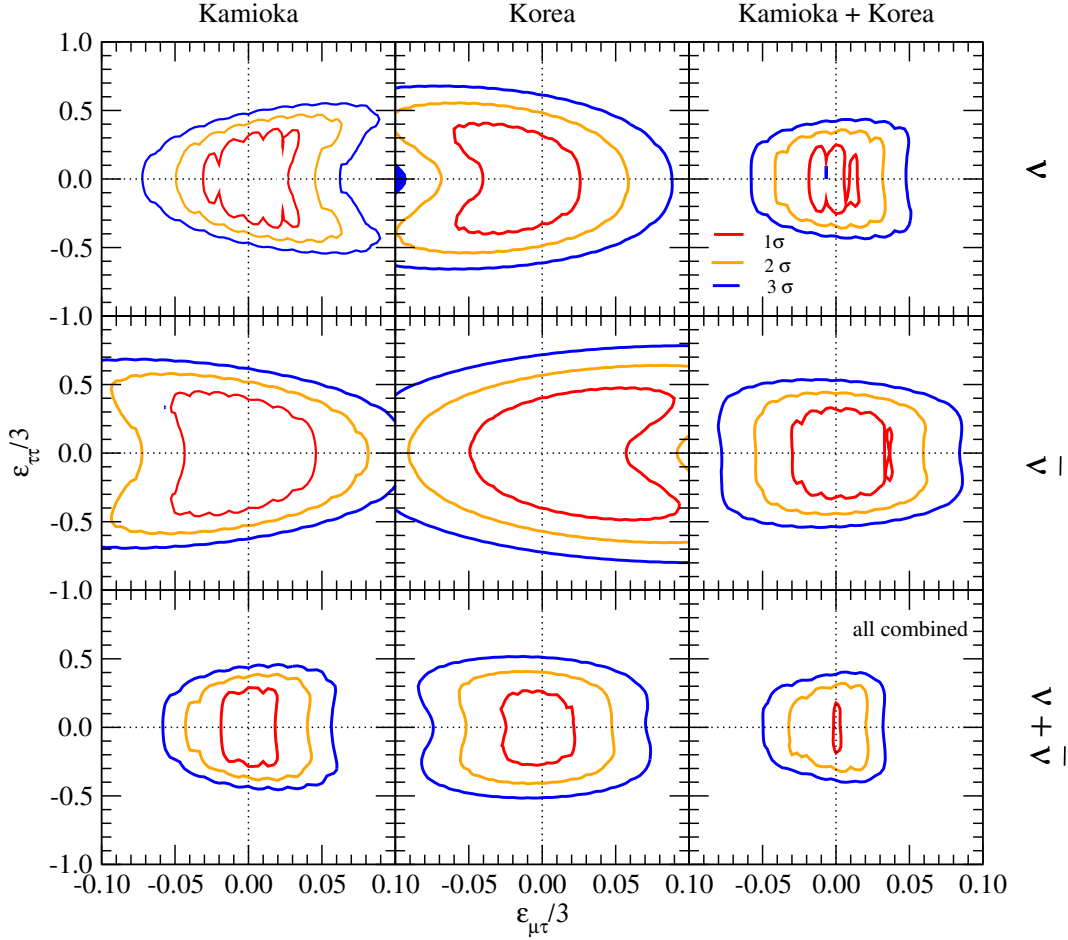


Figura 7.3: O mesmo da fig. 7.2 com θ_{23} variando.

entendido observando o terceiro termo da Eq.(7-5), onde nele vemos o termo $\cos^2 2\theta \sim 0$ acompanha o $\varepsilon_{\tau\tau}$, enquanto que no segundo, $\sin^2 2\theta \sim 1$ que acompanha $\varepsilon_{\mu\tau}$.

A análise dos dados atmosféricos no MACRO e no SK, mostrado na Fig. 5.1 nos fornece os limites dos parâmetros NSI com as mesmas aproximações (46) os seguintes valores:

$$|\varepsilon_{\mu\tau}| \lesssim 0.09 \quad |\varepsilon_{\tau\tau}| \lesssim 0.15 \quad (7-6)$$

a 99%CL com 2 graus de liberdade (DOF). Para outros parâmetros NSI pode ser visto na ref.(49).

A Fig. 7.2 mostra as regiões permitidas no plano dos parâmetros NSI $\varepsilon_{\mu\tau} - \varepsilon_{\tau\tau}$ para regiões $< 1\sigma$ (vermelho), $1 < \sigma < 2$ (laranja) e $2 < \sigma < 3$ (azul). Nesta Fig. temos três colunas com três painéis cada, sendo que na coluna da esquerda temos as regiões permitidas para o detetor Kamioka, enquanto no centro para Coréia e na direita, a combinação Kamioka+Coréia. Em todos os painéis estamos considerando fixo os parâmetros Δm_{32} e $\sin^2 2\theta_{23}$. Comparamos esses painéis s, podemos observar que a região permitida é menor

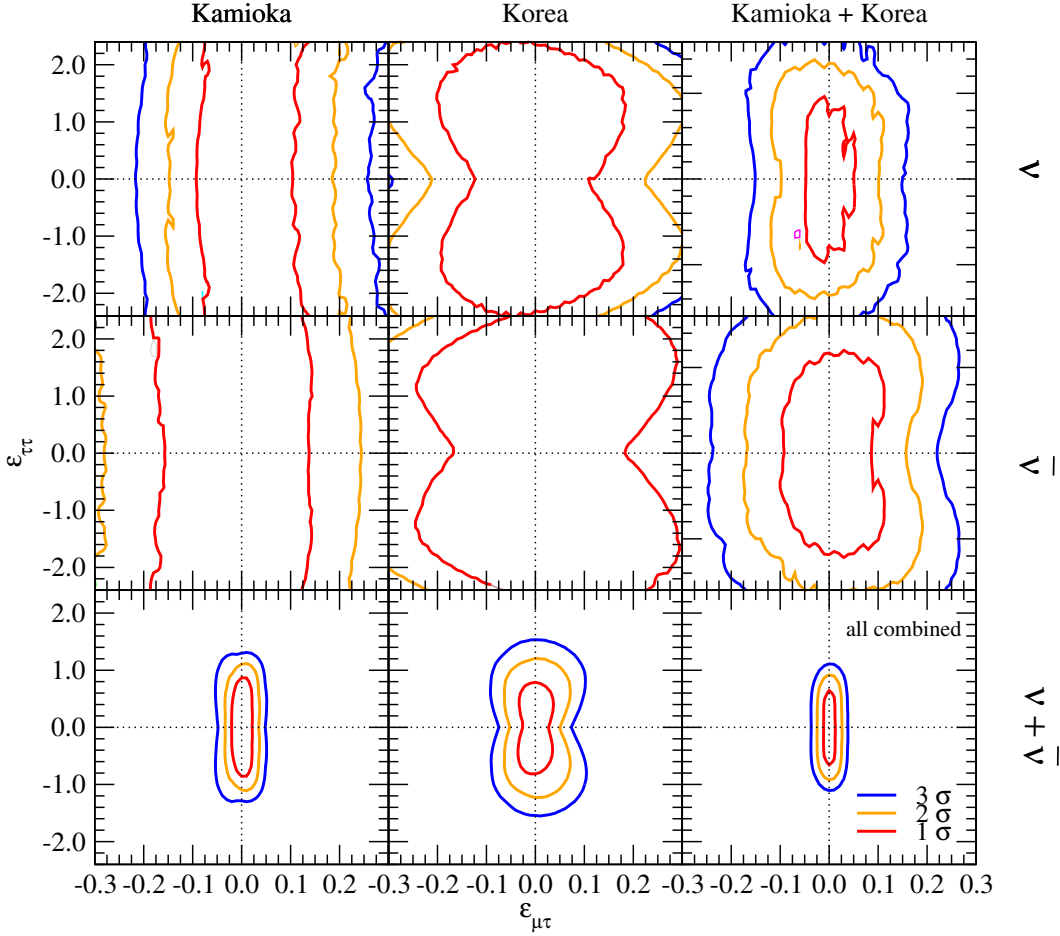


Figura 7.4: Estamos considerando os mesmos parâmetros da figura 7.2 com θ_{23} e Δm_{32}^2 variando.

quando combinadas, Kamioka-Coreia (figuras inferiores) e mais ainda quando combinamos $\nu + \bar{\nu}$ (painel inferior direito).

A Fig. 7.3 é análoga a Fig. 7.2, a diferença é que nesta Fig. temos apenas o parâmetro Δm_{32}^2 fixo. Podemos observar que as regiões permitidas pioraram proporcionalmente em relação a Fig. 7.2.

Já a Fig. 7.4 mostra a região permitida com os parâmetros Δm_{32}^2 , $\sin^2 2\theta_{23}$ além dos parâmetros NSI $\varepsilon_{\mu\tau}$ e $\varepsilon_{\tau\tau}$ variando. Podemos observar que essa região piora e nos painéis do centro as regiões de 2σ e 3σ aparecem.

Comparando as Figs. 7.2 e 7.4, observamos que quando variamos mais dois parâmetros de mistura, que no caso foram Δm_{32}^2 e $\sin^2 2\theta_{13}$ as regiões permitidas pioram individualmente quando medidos em Kamioka e Coreia em relação aos parâmetros fixos da Fig. 7.2, no entanto, quando combinadas os comprimentos (295 km e 1050 km) e $\nu + \bar{\nu}$, há uma melhora drástica na região permitida.

Na Fig. 7.5 é mostrada as regiões permitidas levando em consideração os erros sistemáticos que estão relacionados com as incertezas experimentais no

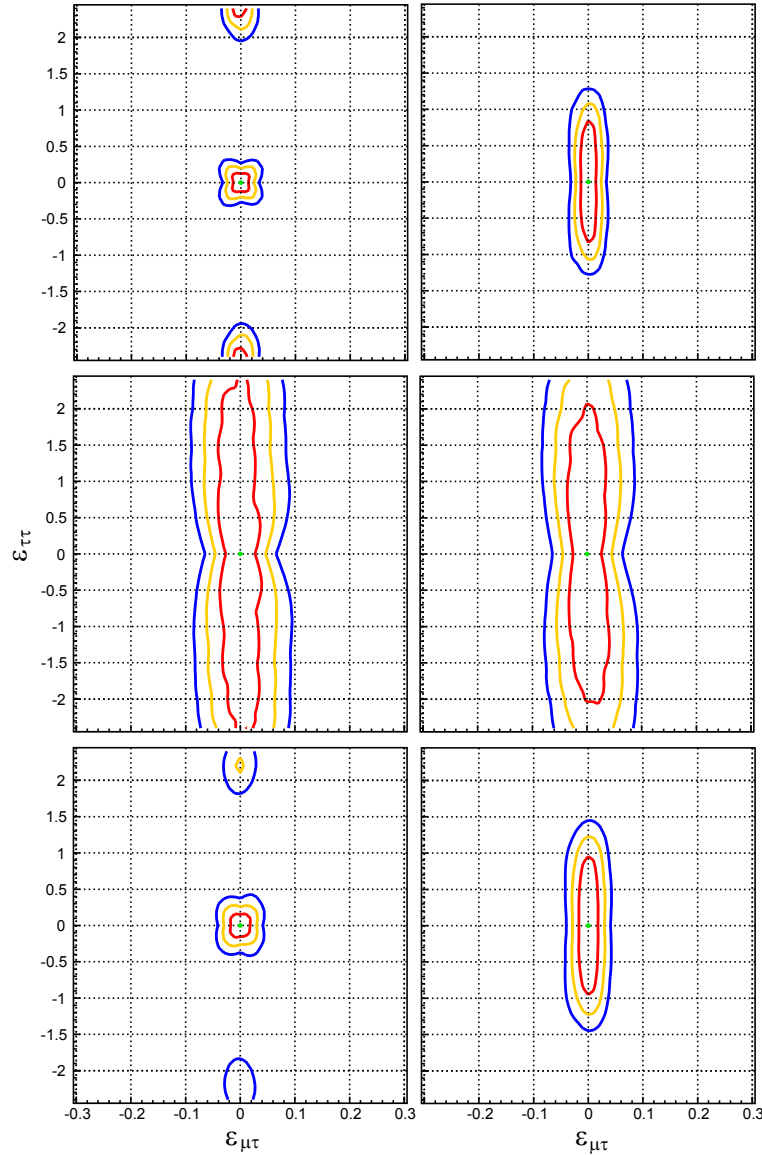


Figura 7.5: As regiões permitidas no sistema $\varepsilon_{\mu\tau} - \varepsilon_{\tau\tau}$ análogo a fig. 7.4, mas com massa fiducial de 0.54Mton para Kamioka e Coréia e 0.27Mton quando combinado Kamioka+Coréia. Na primeira coluna corresponde $\sin^2 \theta_{23}=0.45$, enquanto na segunda $\sin^2 \theta_{23}=0.55$. Em todos os painéis já estão combinados neutrinos+antineutrinos. Na parte de Kamioka, tem melhor sensibilidade do que nas partes de Coréia e combinada, onde vemos múltiplas soluções de $\varepsilon_{\tau\tau}$ para $\sin^2 \theta_{23}=0.45$. As linhas vermelha, amarela e azul correspondem a 1σ , 2σ e 3σ , respectivamente.

cálculo do χ^2 discutido na seção 7.2. Nesta Fig. já consideramos a combinação de $\nu + \bar{\nu}$ e na coluna da esquerda estamos considerando $\sin^2 2\theta_{13} = 0.45$ e a da direita $\sin^2 2\theta_{13} = 0.50$

Devido à inviabilidade dos custos, é de interesse construir um detetor na Coréia e outro no Japão apenas com a metade da capacidade dos que analisamos aqui e é mostrado na fig. 7.5, onde a massa fiducial é de 0.54 Mtoneladas para cada detetor e 0.27 Mtoneladas quando combinados. Podemos observar que o detetor em Kamioka tem melhor sensibilidade do que na Coréia e quando combinado Kamioka+Coréia.

Também na fig. 7.5, podemos ver múltiplas soluções de $\varepsilon_{\tau\tau}$ para $\sin^2 \theta_{23}=0.45$. Essas soluções ou ilhas podem ser explicadas observando a Fig. 7.1, onde observamos que $|\varepsilon_{\tau\tau}|=2.5$ para $\sin^2 \theta_{23}=0.50$ e $\varepsilon_{\tau\tau}=2.5$ para $\sin^2 \theta_{23}=0.45$ reproduz o caso $\varepsilon_{\tau\tau}=0$ para $\sin^2 \theta_{23}=0.45$. No entanto, essas regiões já estão excluídas quando combinadas com o detetor na Coréia.

As sensibilidades estão mostradas na Fig. 7.5 com 2σ CL para $\sin^2 \theta=0.45$ (primeira coluna) e $\sin^2 \theta=0.50$ (segunda coluna):

$$|\varepsilon_{\mu\tau}| \lesssim 0.03 \text{ (0.03)} \quad \text{e} \quad |\varepsilon_{\tau\tau}| \lesssim 0.3 \text{ (1.2)} \quad (7-7)$$

Na combinação de Kamioka+Coréia obtivemos um limite para $|\varepsilon_{\mu\tau}|$ melhor por um fator 5 do que o atual limite para $\sin^2 \theta=0.45$ e 0.50, enquanto que para $|\varepsilon_{\tau\tau}|$ é pior do que para o corrente limite vide (7-6). Comparando os nossos resultados com T2K (101), com os dados de reator do Double Chooz(91) e de J. Kopp et al (48) obtiveram o limite: $|\varepsilon_{\mu\tau}| \simeq 0,25$.

Esse limite pode ser ainda baixado para $\simeq 0.05$ quando combinados com os dados do NO ν A (103) com alguns experimentos de reatores futuros com grande detetor(90, 119). Veremos na próxima seção que o parâmetro NSI $\varepsilon_{\tau\tau}$ é esperado ter uma sensibilidade de 0.1-0.2. Podemos concluir que a sensibilidade obtida para $\varepsilon_{\mu\tau}$ não é tão ruim, dentro de nossa aproximação de duas gerações.