

レプトンフレーバー

佐藤丈 埼玉大学
8/7 木島平

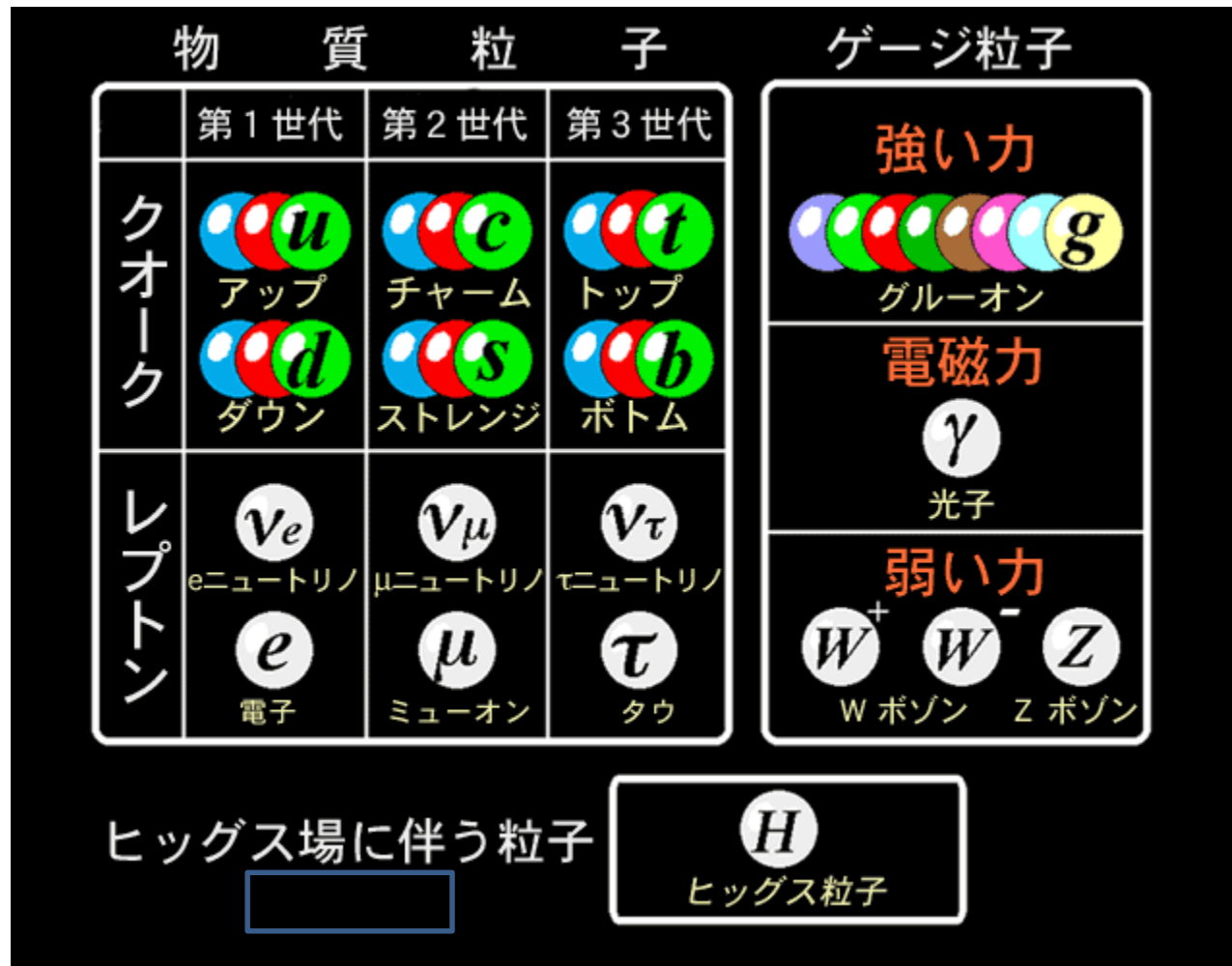
1. 素粒子物理学が目指すもの

この世界(宇宙)を構成する
根本的な存在(素粒子)
と

それらの間に働く相互作用 (力)
を解明すること

現代素粒子の標準理論

$SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ 力の種類(ゲージ群)



陽子 : uud クォーク三つ
中性子 : udd

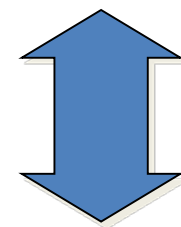
現代素粒子の標準理論

(分かっている事)

もう少し詳しく

1st generation	Lepton			
	$\nu_{e_R}^?$	$\nu_{\mu_R}^?$	$\nu_{\tau_R}^?$	
	ν_{e_L}	ν_{μ_L}	ν_{τ_L}	
	e_R	μ_R	τ_R	
	e_L	μ_L	τ_L	
	$u_R^{r,g,b}$	$c_R^{r,g,b}$	$t_R^{r,g,b}$	Quark
	$u_L^{r,g,b}$	$c_L^{r,g,b}$	$t_L^{r,g,b}$	
	$d_R^{r,g,b}$	$s_R^{r,g,b}$	$b_R^{r,g,b}$	
	$d_L^{r,g,b}$	$s_L^{r,g,b}$	$b_L^{r,g,b}$	

ニュートリノだけ左利き



- ニュートリノに質量は存在しない
- レプトンフレーバー保存
電子数など

2. レプトンフレーバー

ニュートリノが0質量であることから自動的に出てくる保存「電荷」

電子数、ミューオン数、タウ数

$$L_e \quad L_\mu \quad L_\tau$$

$$e^- \quad \nu_e \quad \mu^- \quad \nu_\mu \quad \tau^- \quad \nu_\tau$$

$$L_e \quad 1 \quad 1$$

反粒子は - 1

$$L_\mu \quad \quad \quad 1 \quad 1$$

$$L_\tau \quad \quad \quad \quad \quad 1 \quad 1$$

例

$$\pi^- \rightarrow \mu^- \quad \bar{\nu}_\mu$$

$$L_\mu \quad 0 = 1 + (-1)$$

2. 1 荷電レプトンによるレプトンフレーバー破れの探索

ニュートリノに質量があると、一般には
レプトンフレーバーは保存しないので、

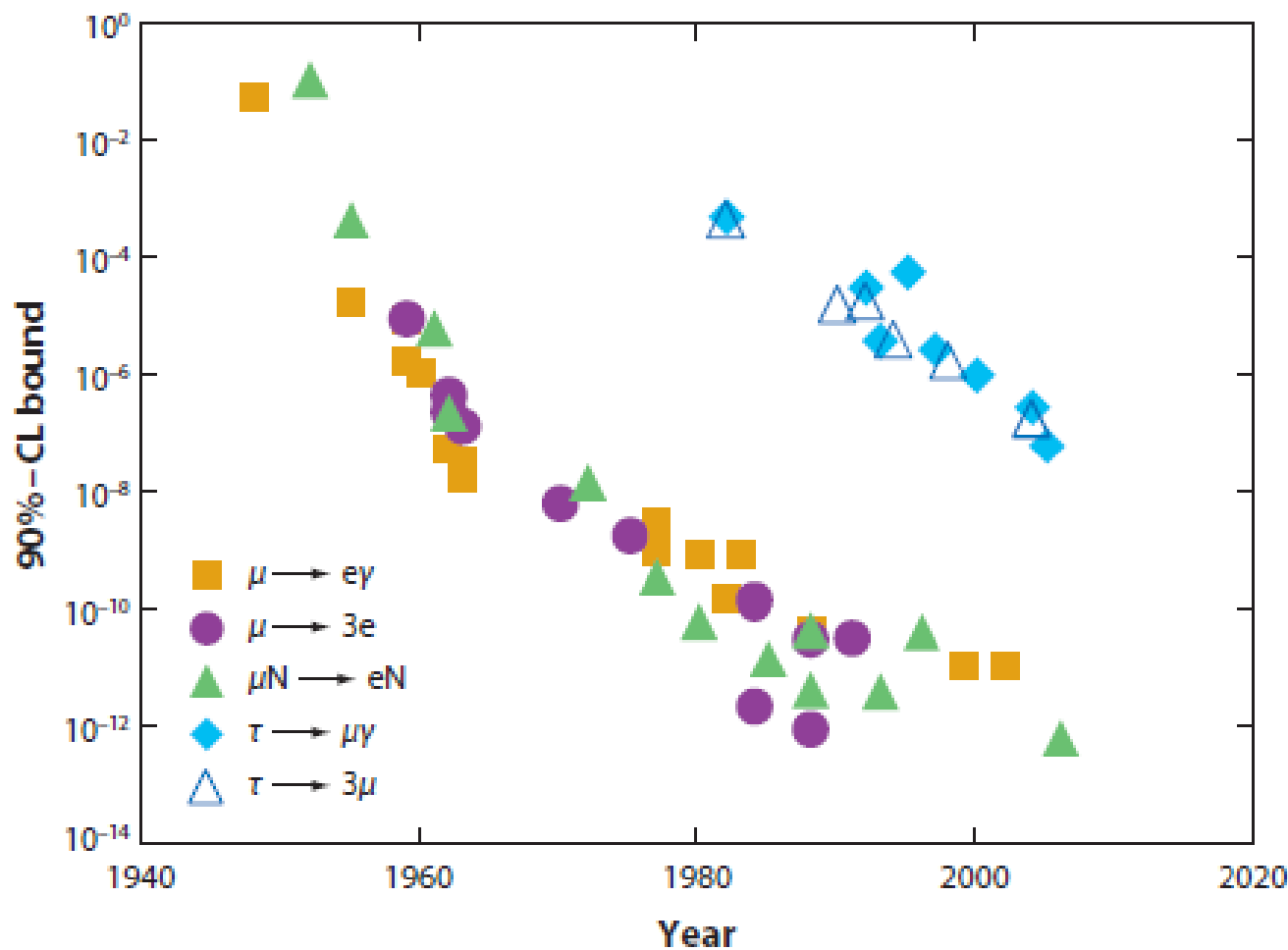
$$\mu^- \rightarrow e^- \gamma$$

$$L_\mu \quad 1 = 0 + 0$$

$$L_e \quad 0 = 1 + 0$$

が起こりうる。

Annu. Ref. Nucl. Part. Sci. 2008. 58:315-41
W. J. Marciano, T. Mori, and J. M. Roney



LFV from muon decay

	Upper limit on Br
$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$	$< 5.7 \times 10^{-13}$
$\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$	$< 1.0 \times 10^{-12}$
$\mu^- \text{Ti} \rightarrow e^- \text{Ti}$	$< 6.1 \times 10^{-13}$
$\mu^- \text{Au} \rightarrow e^- \text{Au}$	$< 7 \times 10^{-13}$

MEG experiment updates/discovers(?)

$$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$$

COMET/Mu2E will discover(?)

$$\mu^+ \rightarrow e$$

In near future

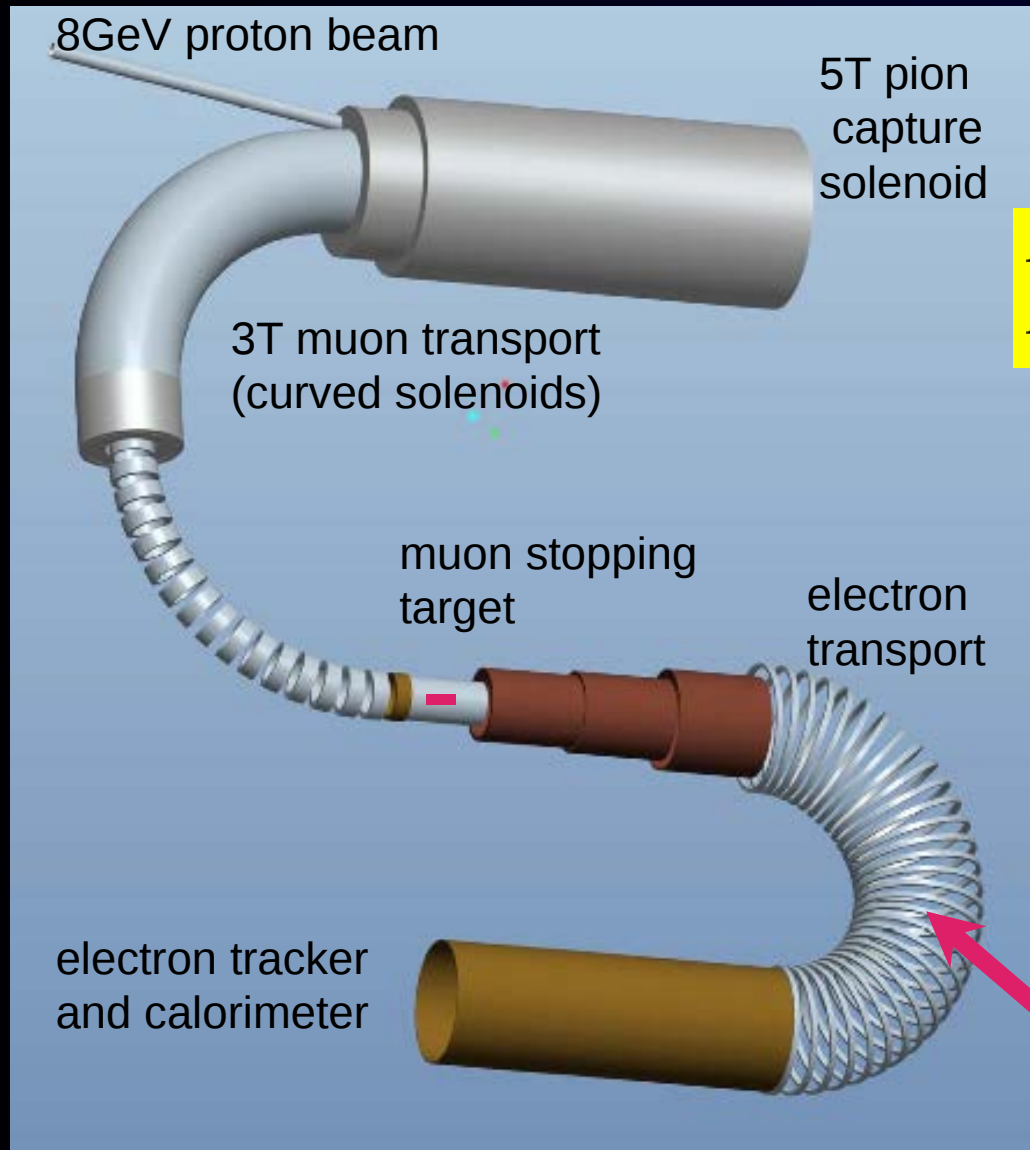
COMET

COMET (COherent Muon Electron Transition)

<http://comet.phys.sci.osaka-u.ac.jp/>

- Br for cLFV processes are quite model dependent
- Need other experiment(s) with different physics process (with better sensitivity)! independently on MEG result
- COMET (COherent Muon Electron Transition)
今年度から建設開始

μ -e conversion : COMET (E21) at J-PARC



Experimental Goal of COMET

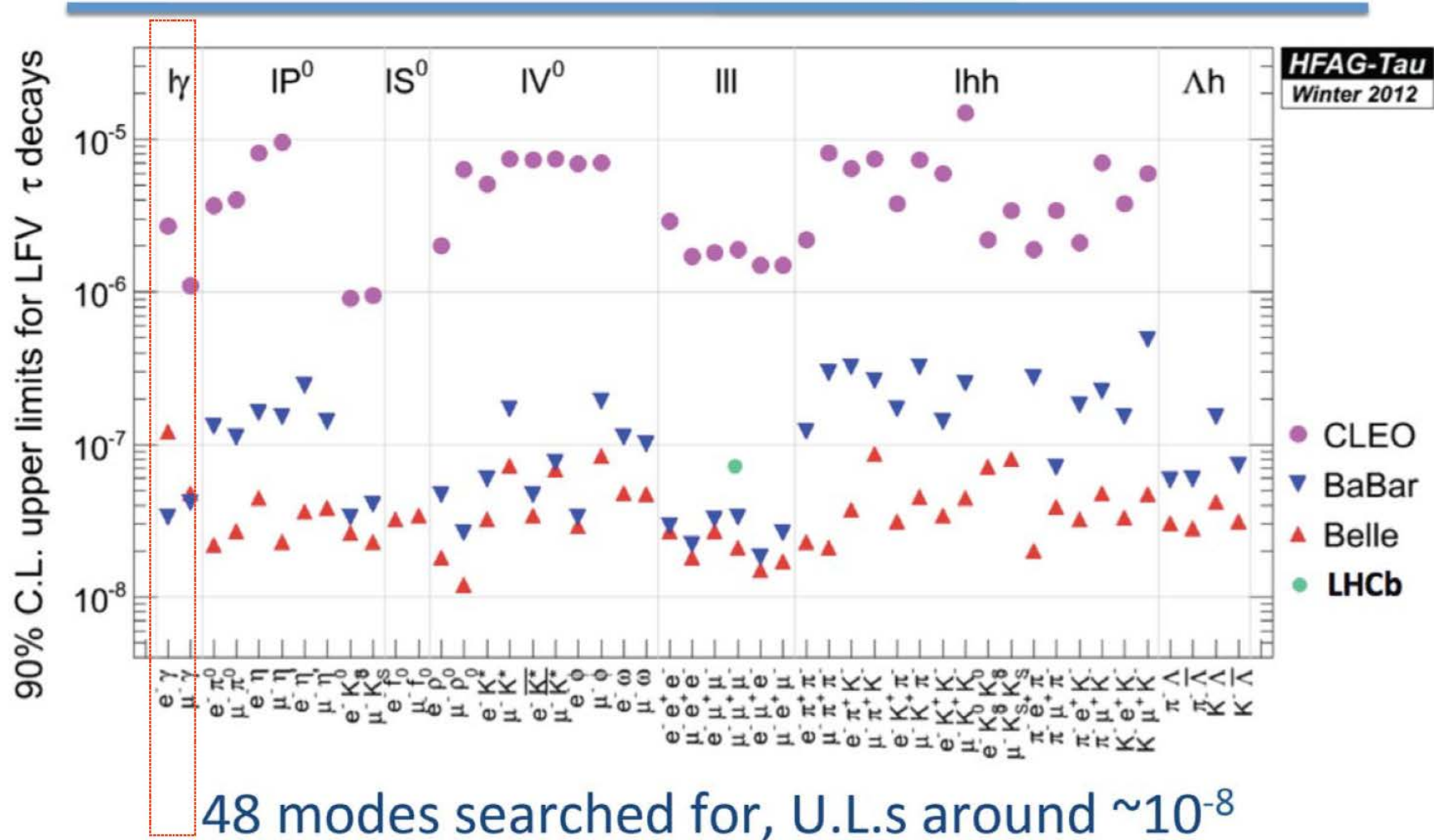
$$B(\mu^- + Al \rightarrow e^- + Al) = 2.6 \times 10^{-17}$$

$$B(\mu^- + Al \rightarrow e^- + Al) < 6 \times 10^{-17} \quad (90\% C.L.)$$

- 10^{11} muon stops/sec for 56 kW proton beam power.
- C-shape muon beam line and C-shape electron transport followed by electron detection system.
- Stage-1 approved in 2009.

Electron transport with curved solenoid would make momentum and charge selection.

Tの崩壊



2.2 ニュートリノの歴史とフレーバー

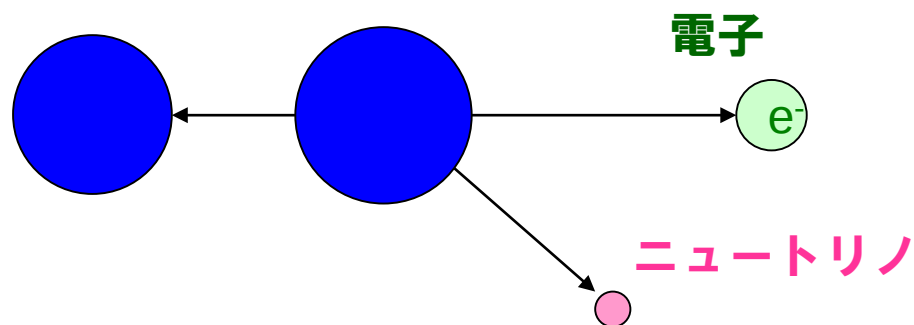
1930年 パウリ

- ^{14}N ^6Li のスピンと統計性

${}^6\text{Li}$ 原子核 6 個の陽子と 3 個の電子 ➡ フェルミオン
+ 3 個のニュートリノ ➡ ボソン

(注 現在: 3 個の陽子と 3 個の中性子 $n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$)

- β崩壊における電子のエネルギー ← 連続的に分布



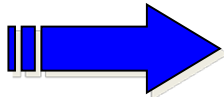
決まったエネルギーを 持つはず

連続的に分布

- ニュートリノは非常に透過力が強く

電子に比べても軽いことが必要だった

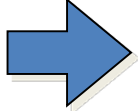
1934年 フェルミ理論

透過力が強い  観測しにくい

1 個のニュートリノを観測するのに

10光年の厚さの土が必要

(地球が100億個分の長さ) (原子炉から出てくるニュートリノの場合)

 10^{20} 個のニュートリノ : 1 mの厚さでも
1000個くらいはニュートリノを観測できる

1956年 ライネスとコーワン

1955年 デービス

原子炉のニュートリノが $\bar{\nu}_e$ であることを確認

$\nu_e \neq \bar{\nu}_e$ あるいは非常に軽い ($m_\nu/E_\nu \ll 1$)

1962年 レーダーマン

π の崩壊で作られるニュートリノは μ のみを作る

$\nu_\mu \neq \nu_e$

1998年

ν_τ の発見

1939年 ～

質量の測定

トリチウムのベータ崩壊、前のスライドの直接測定など

非常に小さい

1956年 ウー

パリティの破れ

$$m_\nu / E_\nu \ll 1$$

$L \not\leftrightarrow R$ 入れ換えられない

1970's Neutral Current の発見

$$SU(2)_L \times U(1)_Y$$

V_R は必要ない →

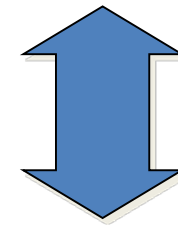
ニュートリノは質量を持たない

3. 標準理論におけるレプトンフレーバーの保存

1st generation

Lepton		
ν_{eL}	$\nu_{\mu L}$	$\nu_{\tau L}$
e_R	μ_R	τ_R
e_L	μ_L	τ_L
Quark		
$u_R^{r,g,b}$	$c_R^{r,g,b}$	$t_R^{r,g,b}$
$u_L^{r,g,b}$	$c_L^{r,g,b}$	$t_L^{r,g,b}$
$d_R^{r,g,b}$	$s_R^{r,g,b}$	$b_R^{r,g,b}$
$d_L^{r,g,b}$	$s_L^{r,g,b}$	$b_L^{r,g,b}$

ニュートリノだけ左利き



- ニュートリノに質量は存在しない
- レプトンフレーバー保存
電子数など

ラグランジアン

Lepton Part Only

$$L_i = \begin{pmatrix} \nu_{Li} \\ e_{Li} \end{pmatrix}, \quad e_{Ri}, \quad (i = 1, 2, 3)$$

Kinetic Part

$$\mathcal{L}_k = \bar{L}_i i \not{D}_L L_i + \bar{e}_{Ri} i \not{D}_R e_{Ri}$$

$$D_{L\mu} = \begin{pmatrix} \partial_\mu + \frac{i}{2}g_1 B_\mu - g_2 \frac{i}{2} W_\mu^0, & g_2 \frac{i}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \\ g_2 \frac{i}{\sqrt{2}} W_\mu^-, & \partial_\mu + \frac{i}{2}g_1 B_\mu + \frac{i}{2}g_2 W_\mu^0 \end{pmatrix}$$

$$D_{R\mu} = \partial_\mu + i g_1 B_\mu$$

$$\mathcal{L}_k = \mathcal{L}_{k,diag} + \mathcal{L}_{k,W}$$

$$\mathcal{L}_{k,diag} = \bar{\Phi}_j i \not{D} \Phi_j \quad \Phi_j = \{\nu_{Li}, e_{Li}, e_{Ri}\} \quad \text{「内積」の形}$$

$$D_\mu = \partial_\mu - i e Q A_\mu - i g_Z (T_3 - Q \sin^2 \theta_w) Z_\mu$$

$$U_l, \quad l = \nu_L, e_L, e_R, \quad 3 \times 3 \text{ Unitary Matrix}$$

$$l \rightarrow U_l l \quad (e_{Li} \rightarrow (U_{e_L} e_L)_{\text{など}})$$

と、基底を変えても同じ形の式が成立 U_l は互いに違うもので良い

$$\mathcal{L}_{k,W} = ig_2 \frac{1}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{\nu}_{Li} \gamma_\mu e_{Li} + h.c.$$

こちらを不変に保つには $U_{\nu_L} = U_{e_L}$ が必要

Higgs Part

$$\mathcal{L}_H = Y_{ij} \bar{L}_i e_{Rj} + h.c.$$

Y_{ij} 3×3 複素行列 :: 二つのユニタリ行列で対角化出来る

$$Y_{ij} \longrightarrow Y_{diag} = \text{diag}\{y_e, y_\mu, y_\tau\} = U_L Y_{ij} U_R^\dagger$$

$$L_\alpha \equiv U_{L\alpha i} L_i = \begin{pmatrix} U_{L\alpha i} \nu_{Li} \\ U_{L\alpha i} e_{Li} \end{pmatrix}, \quad e_{R\alpha} \equiv U_{Ri} e_{Ri}, \quad \alpha = e, \mu, \tau$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \mathcal{L}_H &= Y_\alpha \bar{L}_\alpha e_{R\alpha} + h.c. \\ &= h^+ (y_e \bar{\nu}_{eL} e_R + y_\mu \bar{\nu}_{\mu L} \mu_R + y_\tau \bar{\nu}_{\tau L} \tau_R) \\ &\quad + h^0 (y_e \bar{e}_L e_R + y_\mu \bar{\mu}_L \mu_R + y_\tau \bar{\tau}_L \tau_R) + h.c. \end{aligned}$$

運動項も $U_{\nu_L} = U_{e_L}$ が成立しているので不変

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{k,diag} &= \bar{\Phi}_\alpha i \not{D} \Phi_\alpha \quad \Phi_\alpha = \{\nu_{\alpha L}, e_{\alpha L}, e_{\alpha R}\} \\ \mathcal{L}_{k,W} &= ig_2 \frac{1}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{\nu}_{\alpha L} \gamma_\mu e_{\alpha L} + h.c. \end{aligned}$$

フレーバー基底で「対角化」された形

残った対称性 :: レプトンフレーバー

$$\Phi_\alpha = \{\nu_{L\alpha}, e_{L\alpha}, e_{R\alpha}\} \quad \alpha = e, \mu, \tau$$

同じフレーバーを持つものが対で現れる。

→あるフレーバーのみの位相を変換してもラグランジアンは不変

→そのフレーバーの個数が保存する。

$$\{e'_L, e'_R, \nu'_{eL}\} = \exp\{-i\theta_e\} \{e_L, e_R, \nu_{eL}\} \quad \text{と変換}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'_{k,W} &= ig_2 \frac{1}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{\nu}'_e \gamma_\mu e'_L + h.c. \\ &= ig_2 \frac{1}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{\nu}_e e^{i\theta} \gamma_\mu e^{-i\theta} e_L + h.c. = \mathcal{L}_{k,W} \quad \text{など} \end{aligned}$$

ネーターの定理より**保存「電流」**の存在が分かる。それぞれのフレーバーに対し

$$j_\alpha^\mu = \bar{\nu}_{L\alpha} \gamma^\mu \nu_{L\alpha} + \bar{e}_{L\alpha} \gamma^\mu e_{L\alpha} + \bar{e}_{R\alpha} \gamma^\mu e_{R\alpha}$$

第0成分の空間積分は「電荷」を与え、それが保存することを定理は保証する。

$$Q_\alpha = \int d^3x j_\alpha^0$$

たとえば $\alpha = e$ に対して、生成消滅演算子で書くと

$$Q_e = L_e = \int d^3p \sum_{l=\nu_{eL}, e_L, e_R} b_l^\dagger(\mathbf{p}) b_l(\mathbf{p}) - d_l^\dagger(\mathbf{p}) d_l(\mathbf{p})$$

$b^\dagger b$ number operator for particle

$d^\dagger d$ number operator for anti - particle

電子とニュートリノ $L_e = +1$

陽電子と反電子ニュートリノ $L_e = -1$

L_μ, L_τ も同様

他の粒子が存在すると、一般には

$$\{\alpha'_L, \alpha'_R, \nu'_{\alpha L}\} = \exp\{-i\theta_\alpha\} \{\alpha_L, \alpha_R, \nu_{\alpha L}\} \quad \alpha = e, \mu, \tau$$

と変換したときにラグランジアンが不変にならない。

→一般にレプトンフレーバーは定義出来ない。

→保存量とならない。

$$Y_{\alpha i}$$

例 ニュートリノ質量(一番簡単な質量の例)、右巻きニュートリノ ν_{Ri} を導入

$$\mathcal{L}_H \quad + = \quad \tilde{H} Y_{\alpha i} \bar{L}_\alpha \nu_{Ri} + h.c.$$

対角化出来ない。 $\therefore L$ を回転する自由度は残っていないから
→フレーバーの基底で「対角化」できない。

ニュートリノの質量の固有状態は $\mathcal{L}_H = h^0 Y_{\alpha i} \bar{\nu}_{L\alpha} \nu_{Ri}$
を対角化することで得られるので、

$$Y_{\alpha i} \rightarrow U_{MNS}^\dagger Y_{\alpha i} U_{\nu_R}^\dagger = \text{diag}\{y_{\nu_e}, y_{\nu_\mu}, y_{\nu_\tau}\}$$

に対し、ニュートリノの質量固有状態は $\nu_{Li} = U_{MNS}^\dagger \nu_\alpha$ でえられる。

$$W_\mu^+ \bar{\nu}_{\alpha L} \gamma_\mu e_{\alpha L} = W_\mu^+ \bar{\nu}_{Li} U_{MNS}^\dagger \gamma_\mu e_{\alpha L}$$

「対角的」でなくなる。→ニュートリノ振動の種

質量構造が ディラック型

$$L_e + L_\mu + L_\tau = L \quad \text{レプトン数：保存}$$

$$\mu^- \rightarrow e^- \gamma$$

$$L \quad 1 = 1 + 0 \quad \text{は起こりえる}$$

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2) + e^- + e^- \quad \text{Neutrinoless Double Beta Decay}$$

ニュートリノを伴わない原子核の崩壊

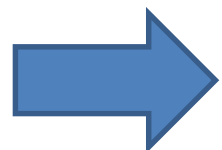
$$L \quad 0 = 1 + 1 \quad \text{は起こりえない}$$

マヨラナ型

全て保存しない。

Neutrinoless double beta decay

も可能



標準理論を越える物理の探索に大変重要

4. レプトンフレイバーの破れとニュートリノ振動

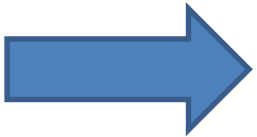
太陽ニュートリノ欠損

太陽から来る電子ニュートリノが足りない

大気ニュートリノ異常

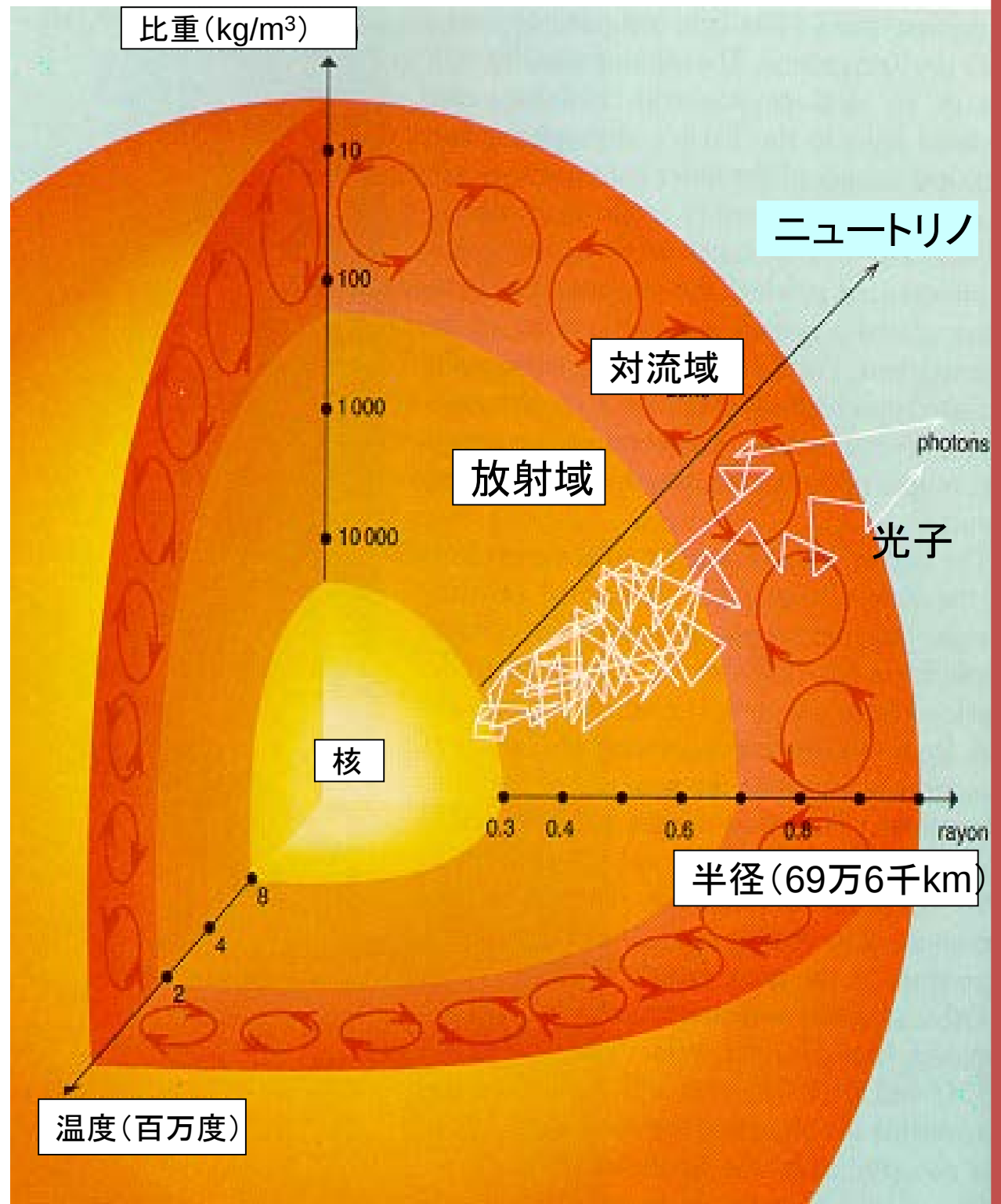
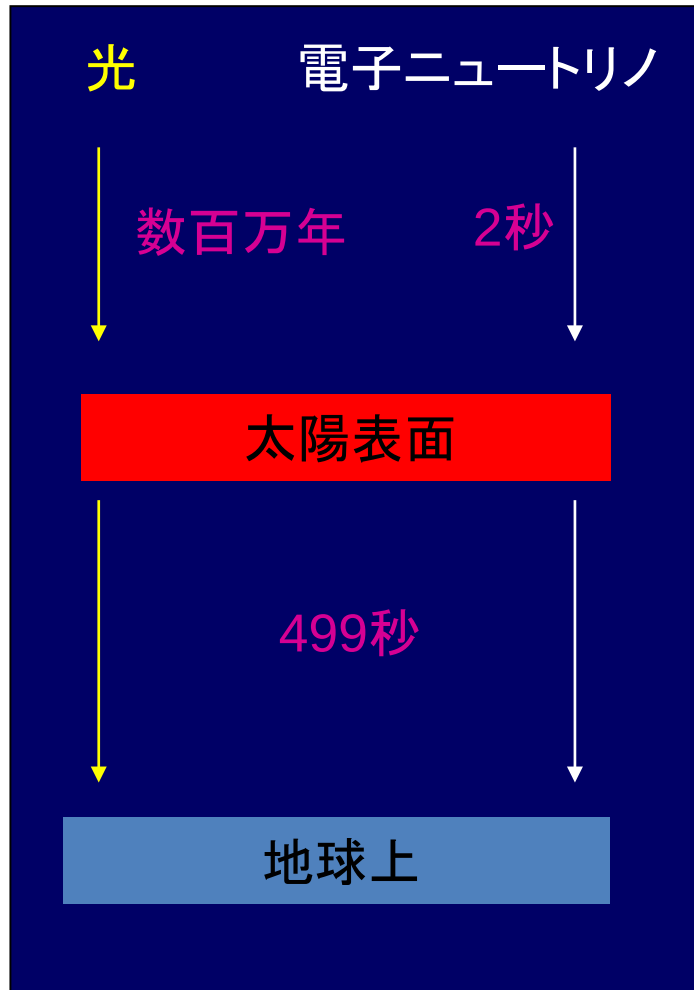
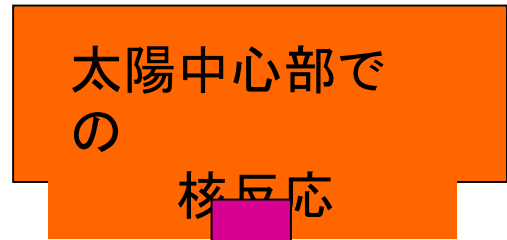
大気の上空で作られる

ミューニュートリノの数が足りない

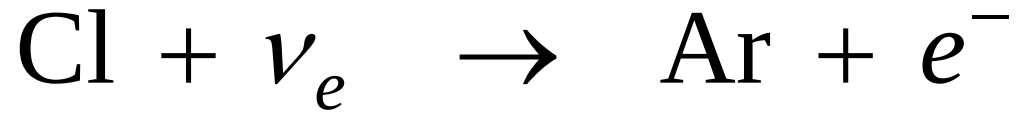


レプトンフレイバーが保存していない？

太陽ニュートリノ



1946年 ポンテコルボのアイディア



太陽から来るニュートリノを見る

1968年～ デービス

(2002年 ノーベル物理学賞)

太陽から来るニュートリノが
足りない!!

しかし、太陽模型や実験がおかしいのでは？

(太陽から来ているニュートリノを見ているのか？ など)

1987年 KamiokaNDE 小柴 戸塚

Nucleon Decay Experiment

**(Neutrino Detection
Experiment !!)**

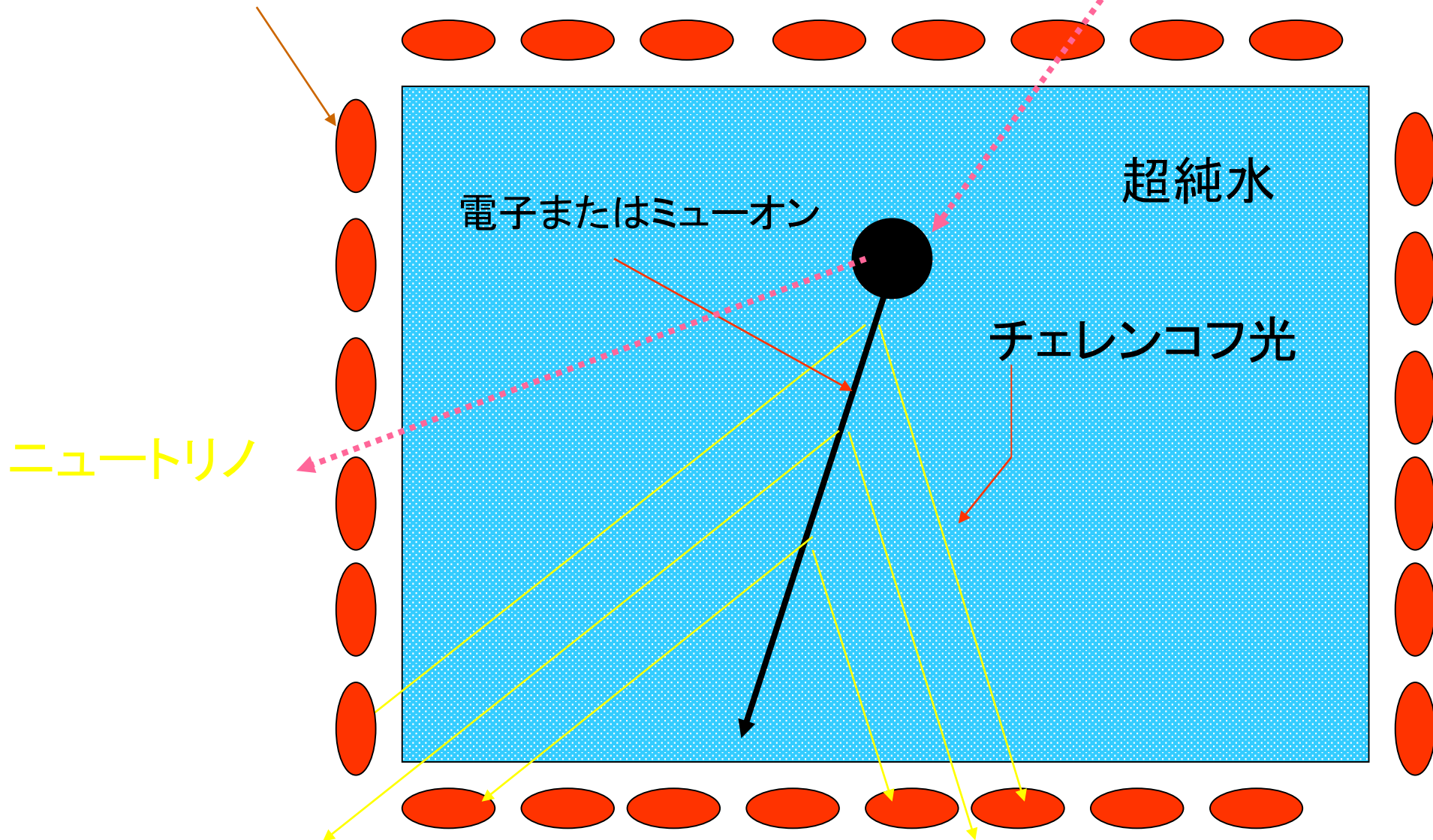
**方向とエネルギーを含めて
ニュートリノを検出**

**太陽から来たニュートリノ
やはり足りない!!**

チェレンコフ観測装置

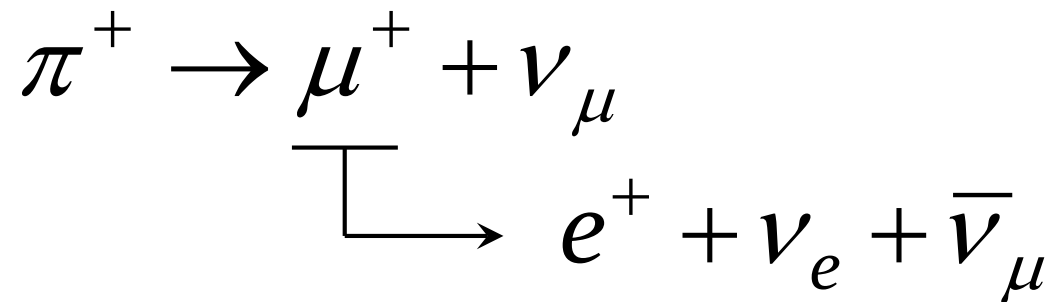
ニュートリノ

光電子増倍管(光センサー)



大気ニュートリノ ～ もう一つのニュートリノ問題

**地球の上空では宇宙線（主に陽子線）が
沢山ぶつかっている。**



$\bar{\nu}_\mu$ と $\bar{\nu}_e$ はだいたい 2 : 1

1998年 **Super Kamiokande** **Neutrino98** **高山**

下から来る V_μ が足りない!!

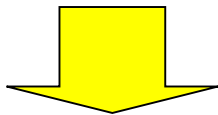
スーパーカミオカンデで 観測されるニュートリノ

上方からのニュートリノ

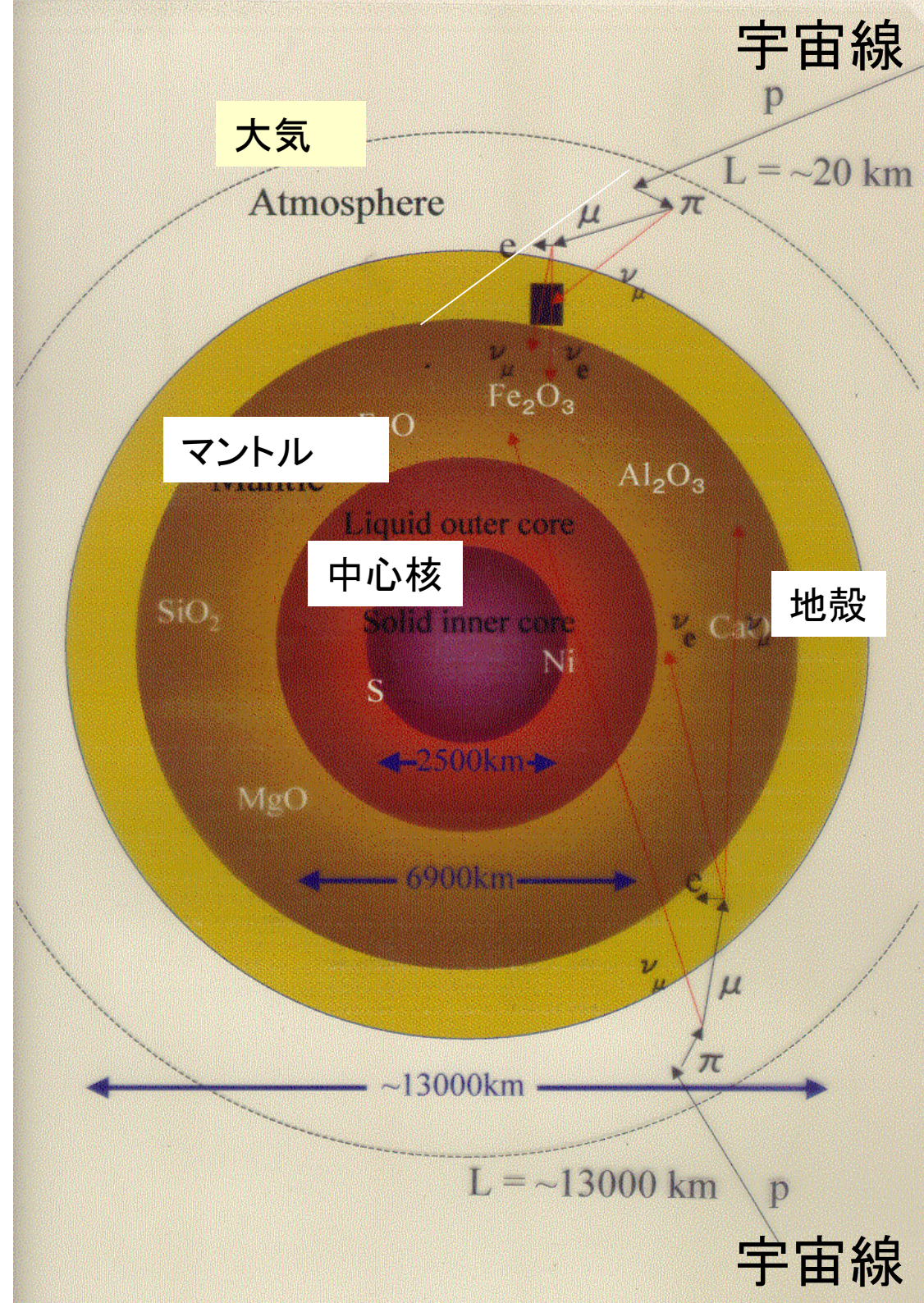
飛行距離 ~ 20 km

下方からのニュートリノ

飛行距離 ~ 13000 km

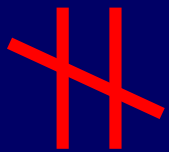


飛行距離が大きく違う
ニュートリノが対象となる

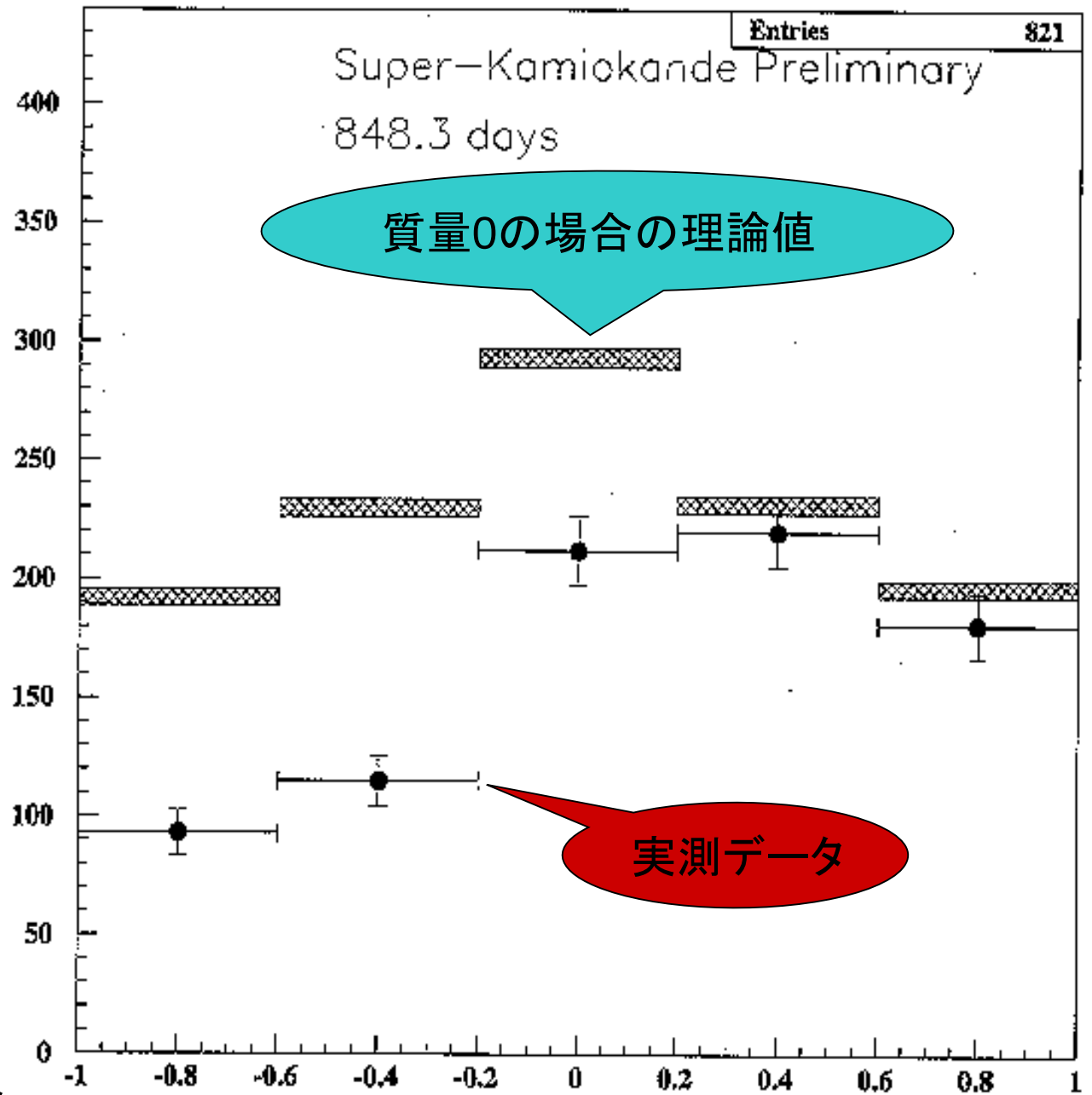


観測結果の一例
スーパーカミオカンデ
での
観測データの例

上空からの
ニュートリノ数



地球の裏からの
ニュートリノ数



地球の裏から

上空から

B-1 ニュートリノ振動

Maki, Nakagawa, Sakata

相互作用の固有状態 $\neq$ 質量の固有状態 (実際の粒子)

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{\alpha i} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

ニュートリノの生成観測 : 相互作用を必要とする。
荷電レプトンの相方

ニュートリノの伝搬 : 粒子として伝搬。質量の固有状態。
伝搬に複数の経路



複数の状態の量子力学的干渉

= ニュートリノ振動

Parametrisation of lepton mixing

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{\alpha i} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{i\delta} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

Flavor eigenstates

Atmospheric ν ,
 Accelerator ν experiments
 (K2K, MINOS, T2K..)

$\theta_{23} \sim 45^\circ$
 $\Delta m_{23}^2 \sim 2.5 \times 10^{-3} (\text{eV}^2)$

Reactor ν ,
 Accelerator ν ,
 Atm. ν

$\sin^2 2\theta_{13} \sim 0.025$

Solar ν ,
 Reactor
 ν

$\sin^2 \theta_{12} \sim 0.31$
 $\Delta m_{12}^2 \sim 7.5 \times 10^{-5} (\text{eV}^2)$

Mass eigenstates

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$$

$$= \delta_{\alpha\beta} - 4 \cdot \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \cdot \sin^2 \Phi_{ij} \pm 2 \cdot \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \cdot \sin^2 2\Phi_{ij}$$

$$\sin^2 2\Phi_{ij} = \Delta m_{ij}^2 L / 4E = 1.27 \times m_{ij}^2 (\text{eV}^2) L(\text{km}) / E(\text{GeV})$$

Schrodinger 方程式

$$i\frac{d}{dt}\nu^{(p)} = H\nu^{(p)} = \underbrace{\begin{pmatrix} E_1 & \\ & E_2 \end{pmatrix}}_{\text{対角化されている}} \nu^{(p)}$$

$$\nu^{(p)}(t) = e^{-iHt} \begin{pmatrix} \nu_1(0) \\ \nu_2(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-iE_1t}\nu_1(0) \\ e^{-iE_2t}\nu_2(0) \end{pmatrix}$$

$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2p}$ であるから、

$$\simeq e^{-ipt} \begin{pmatrix} e^{-i\frac{m_1^2}{p}t}\nu_1(0) \\ e^{-i\frac{m_2^2}{p}t}\nu_2(0) \end{pmatrix}$$

$$H = p + \frac{1}{2p} \begin{pmatrix} m_1^2 & \\ & m_2^2 \end{pmatrix} = p + \frac{m_1^2 + m_2^2}{4p} + \frac{m_1^2 - m_2^2}{4p} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}}_{\sigma_3}$$

flavor state と physical state の関係

$$\nu^f = U \nu^{(p)} \quad U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$$

したがって

$$i \frac{d}{dt} U^\dagger \nu^f = H U^\dagger \nu^f$$
$$i \frac{d}{dt} \nu^f = U H U^\dagger \nu^f$$

$$H' \equiv U H U^\dagger = p + \frac{m_1^2 + m_2^2}{4p} + \frac{m_1^2 - m_2^2}{4p} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix}$$

$$\nu^f(t) = e^{-iH't} \nu^f(0) = \exp \left[-\frac{i \delta m^2}{4E} x (\sigma_1 \sin 2\theta - \sigma_3 \cos 2\theta) \right] \nu^f(0)$$

Reactor Neutrino Example :

電子型ニュートリノを放出

電子νが消えたことを見る実験: Disappearance実験

$$\nu^f(0) = \nu_e = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{ちなみに} \quad \nu_\mu = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

距離が $L = t$ 離れたところで ν_e として見つかる確率は

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = |\nu_e^\dagger \nu^f(L)|^2 = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\delta m^2 L}{4E} \quad \text{量子力学的干渉効果 (振動)}$$

$$\rightarrow 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \quad \text{Large } \delta m^2 \text{ and/or Low } E$$

$$= \cos^4 \theta + \sin^4 \theta \quad \text{量子力学的干渉は消失}$$

$$\nu_e \xrightarrow{\cos \theta} \nu_1 \xrightarrow{\cos \theta} \nu_e \quad \text{量子力学的振幅は} \quad \cos^2 \theta$$

また、

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = |(0, 1) \nu^f(x)|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\delta m^2 L}{4E}$$

これまで (KamLAND 以前) の原子炉実験

Chooz Result 原子炉からのニュートリノ

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} \geq 1 - \varepsilon$$

$$\sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\delta m^2 L}{4E} \lesssim \varepsilon$$

1. $\frac{\delta m^2 L}{4E} \gg \frac{\pi}{2}$ の領域

$$\frac{1}{2} \sin^2 2\theta \lesssim \varepsilon$$

2. $\frac{\delta m^2 L}{4E} \ll \frac{\pi}{2}$ の領域

$$\sin^2 2\theta \cdot \left(\frac{\delta m^2 L}{4E} \right)^2 \lesssim \varepsilon$$

$$\log \sin^2 2\theta + \log \delta m^2 \lesssim \beta$$

$$\frac{\delta m^2 L}{4E} = 1.27 \frac{\delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]}$$

1km and a few MeV

$$\Rightarrow \delta m^2 \sim 10^{-3} \text{eV}^2$$

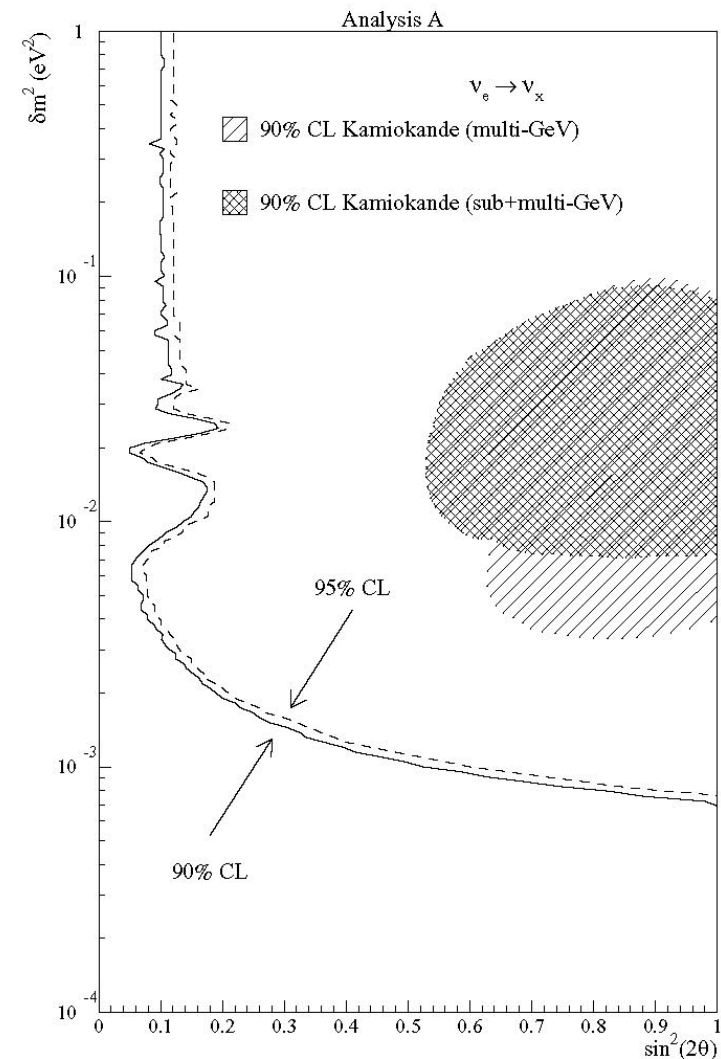
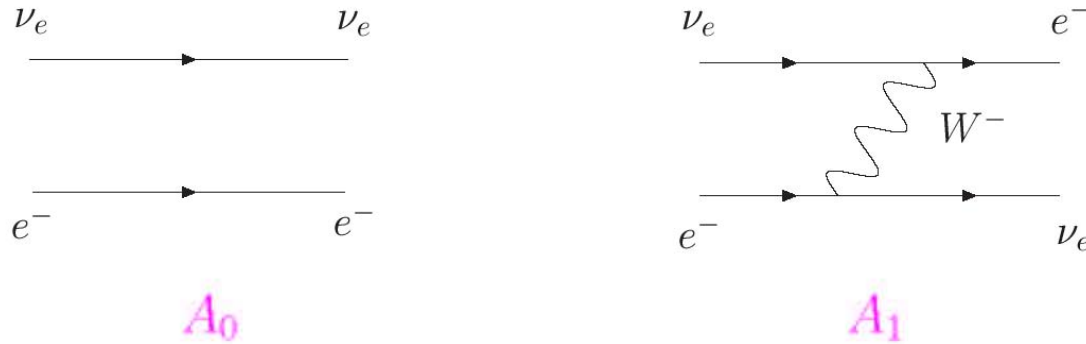


Figure 9: Exclusion plot for the oscillation parameters based on the absolute comparison of measured vs. expected positron yields.

Matter Effect

物質中を伝播するニュートリノ (MSW 効果)

量子力学の教え: "足して2乗せよ" $\Rightarrow$ 干渉項の存在



$$|A_0 + A_1|^2 = |A_0|^2 + \underbrace{2\text{Re}(A_0 A_1)}_{\sim \mathcal{O}(G_F) \text{ 無視できない}} + |A_1|^2$$

$\sim \mathcal{O}(G_F^2)$

$$A_1 \sim G_F (\bar{\psi}_e \gamma^\mu \psi_{\nu_e}) (\bar{\psi}_{\nu_e} \gamma_\mu \psi_e) \sim G_F (\bar{e} \gamma^\nu e) (\bar{\nu}_e \gamma_\nu \nu_e)$$

物質中の電子はほとんど止まっているので

$$\sim G_F \underbrace{(\bar{e} \gamma^0 e)}_{n_e} (\bar{\nu}_e \gamma_0 \nu_e) \quad : n_e \text{ 電子数密度}$$

エネルギーの変更

$$H' \rightarrow H' + \begin{pmatrix} a & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad a = \sqrt{2}G_F n_e$$
$$= \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} -\frac{\delta m^2}{2} \cos 2\theta + 2\sqrt{2}G_F n_e E & \frac{\delta m^2}{2} \sin 2\theta \\ \frac{\delta m^2}{2} \sin 2\theta & \frac{\delta m^2}{2} \cos 2\theta \end{pmatrix}$$

$$\tan 2\theta = \frac{2H'_{12}}{H'_{22} - H'_{11}} \Rightarrow \tan 2\theta_m = \frac{\delta m^2 \sin 2\theta}{\delta m^2 \cos 2\theta - 2\sqrt{2}G_F n_e E}$$

θ が小さくても大きな混合ができる!! (Mikhheev and Smirnov)

$\frac{\delta m^2}{4E}$ の δm^2 は $H' + \begin{pmatrix} a & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$ の固有値の差に置き換える。つまり、

$$\Rightarrow \frac{1}{4E} \sqrt{(\delta m^2 \cos 2\theta - 2\sqrt{2}G_F n_e E)^2 + \delta m^2 \sin^2 2\theta}$$

遷移確率は

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\delta m^2 L}{4E} \Rightarrow 1 - \sin^2 2\theta_m \sin^2 \frac{\delta m^2 L}{4E} \Big|_{\text{matter}} \quad (\ll 1 \text{ も可能})$$

3世代の話

$$\nu^p = \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \quad \nu^f = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$
$$U_{2 \times 2} \rightarrow U_{3 \times 3}$$

Parametrization

$$U = e^{i\theta_{13}\lambda_7} \Gamma e^{i\theta_{13}\lambda_5} e^{i\theta_{12}\lambda_2}$$
$$= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & e^{i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

ただし、 $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ 、 $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ とした。

3世代 $\rightarrow \delta m^2$ は2つある

$$\delta m_{31}^2 \equiv m_3^2 - m_1^2$$

$$\delta m_{21}^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$$

通常

$$|\delta m_{21}^2| < |\delta m_{31}^2|$$

ニュートリノに質量があると言っている実験

太陽ニュートリノ実験

大気ニュートリノ実験

⇒ 違う δm^2 を要求する。

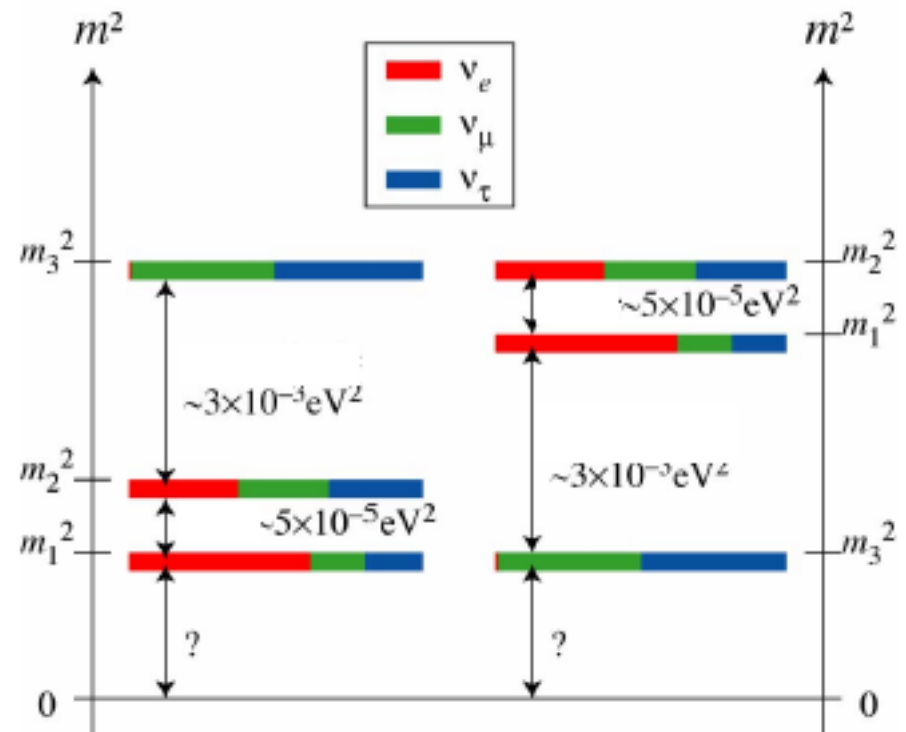
Freedman

両方を同時に説明するのは $|\delta m_{21}^2| \ll |\delta m_{31}^2|$

太陽ニュートリノの $(\theta, \delta m^2) \simeq (\theta_{12}, \delta m_{21}^2)$

大気ニュートリノの $(\theta, \delta m^2) \simeq (\theta_{23}, \delta m_{31}^2)$

Mass Hierarchy



2. 振動パラメタの現状 実験からの示唆

Dec 20, 2011 Kameda

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{\alpha i} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{i\delta} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

Flavor
eigenstates

Atmospheric ν ,
Accelerator ν experiments
(K2K, MINOS, T2K..)

Reactor ν ,
Accelerator ν ,
Atm. ν

Solar ν ,
Reactor
 ν

Mass
eigenstates

$$\theta_{23} \sim 45^\circ$$

$$\Delta m_{23}^2 \sim 2.5 \times 10^{-3} (\text{eV}^2) \text{ Only Upper limit}$$

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0.14$$

$$\theta_{12} \sim 34^\circ$$

$$\Delta m_{12}^2 \sim 8 \times 10^{-5} (\text{eV}^2)$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$$

$$= \delta_{\alpha\beta} - 4 \cdot \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \cdot \sin^2 \Phi_{ij} \pm 2 \cdot \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \cdot \sin^2 2\Phi_{ij}$$

$$\sin^2 2\Phi_{ij} = \Delta m_{ij}^2 L / 4E = 1.27 \times m_{ij}^2 (\text{eV}^2) L(\text{km}) / E(\text{GeV})$$

θ_{13} はnon-zeroか? Lepton SectorではCPは破れているのか?

Choozの実験（過去の原子炉実験） θ_{13} に対する制限を与える

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\delta m^2 L}{4E}$$

$$= \begin{cases} 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{13} & \simeq 1 \\ 1 - \sin^2 2\theta_{13} \left(\frac{\delta m^2 L}{4E} \right)^2 & \end{cases}$$

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} \gtrsim 1 - \varepsilon$$

$\Rightarrow$ 5%の誤差の範囲で ν_e は減っていない。

$$\sin^2 2\theta_{13} \lesssim 0.1$$

$$\sin 2\theta_{13} \lesssim 0.3$$

$$\sin \theta_{13} \lesssim 0.15$$

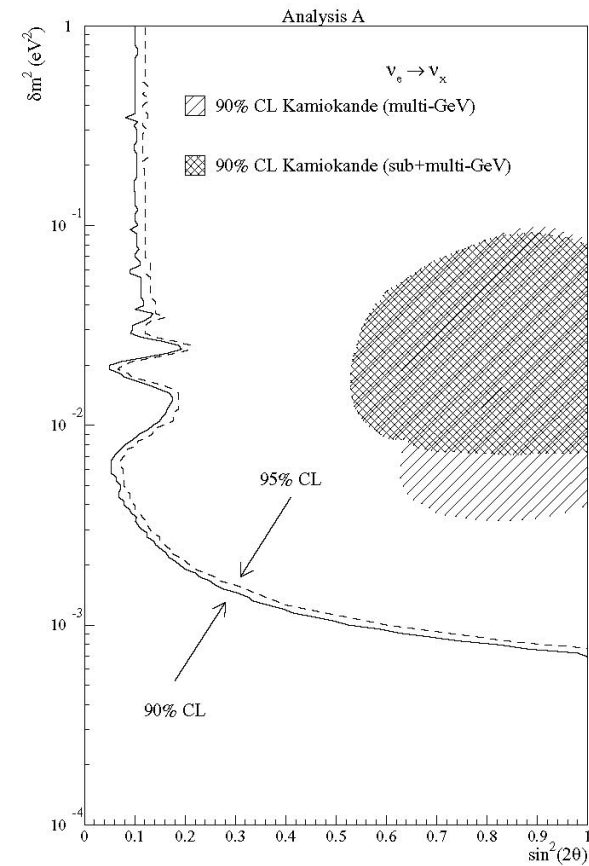


Figure 9: Exclusion plot for the oscillation parameters based on the absolute comparison of measured vs. expected positron yields.

太陽ニュートリノ

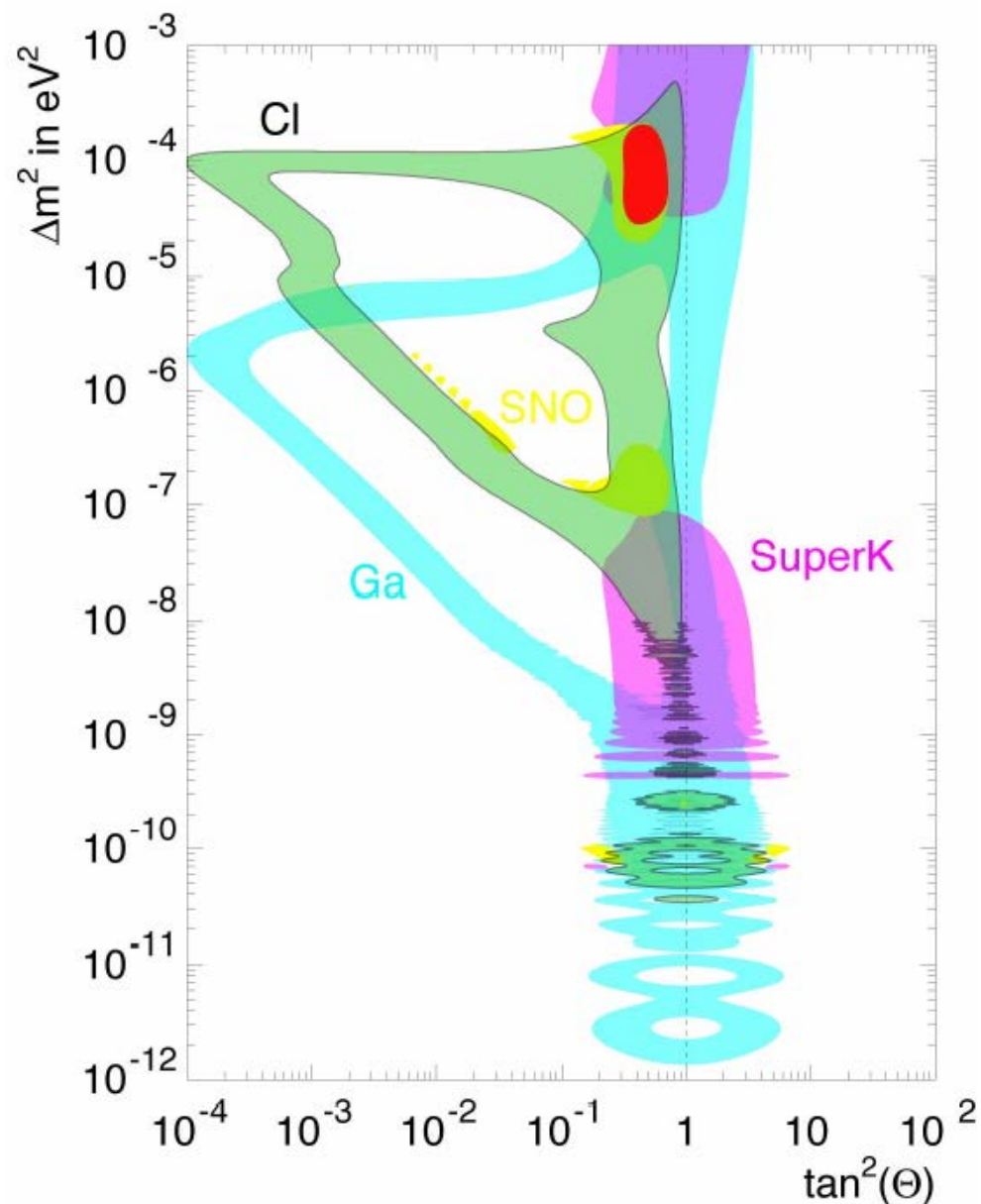
$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = \underbrace{\cos^4 \theta_{13}}_{\simeq 1} P(\nu_e \rightarrow \nu_e; \theta, \delta m_{21}^2)_{2 \text{ 世代}} + \underbrace{\sin^4 \theta_{13}}_{\ll 1}$$

$$a = 2\sqrt{2}G_F n_e(x)$$

$$\nu^f = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu + \nu_\tau \end{pmatrix}$$

$$\begin{cases} H' \text{において } \theta \rightarrow \theta_{12} \\ \delta m^2 \rightarrow \delta m_{12} \end{cases}$$

Fredman NOON2004



大気ニュートリノ

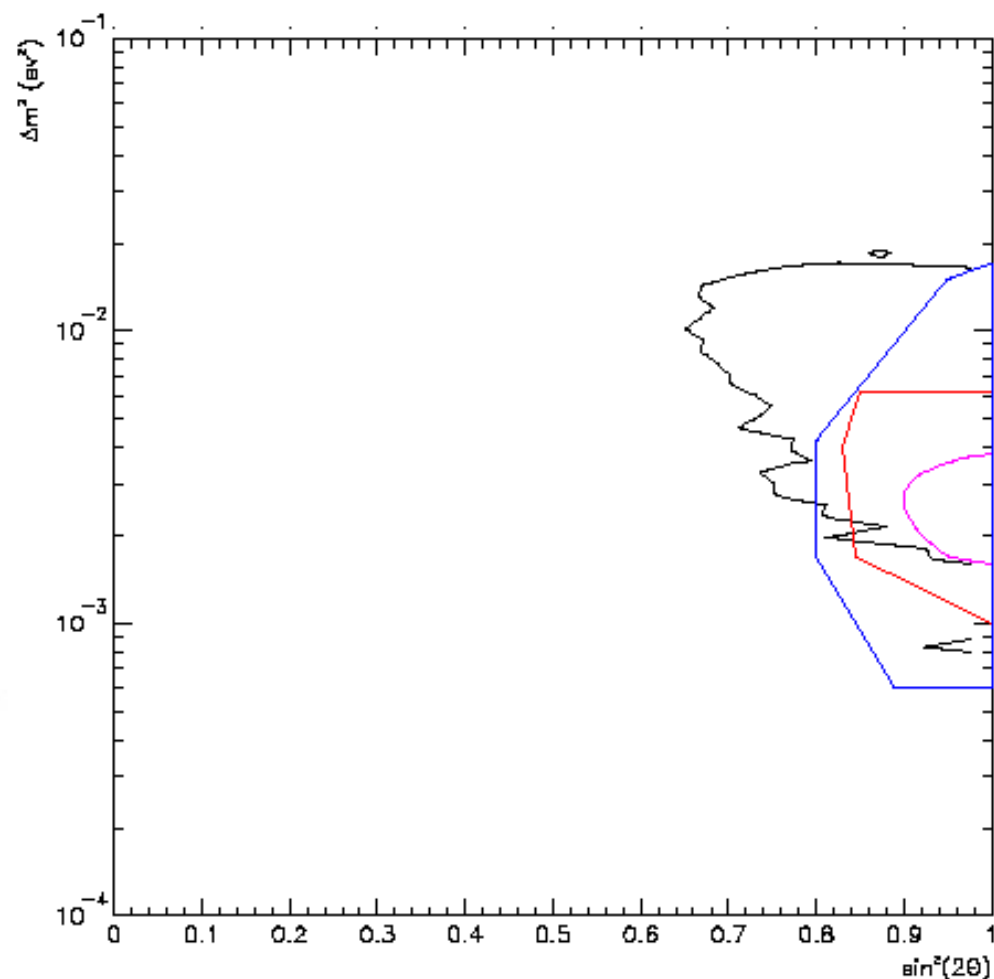
$$\pi \rightarrow \nu_\mu \mu$$

$$\mu \rightarrow e \nu_e \nu_\mu$$

$$\begin{cases} \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu & \text{の disappearance} \\ \nu_\mu \rightarrow \nu_e & \text{の appearance} \end{cases}$$

$\Rightarrow$ とにかく ν_μ が足りない

$$\begin{aligned} P_{\mu \rightarrow \mu} &= 1 - \sin^2 2\theta_{23}(1 - \sin^2 \theta_{13}) \sin^2 \frac{\delta m_{31}^2 L}{4E} \\ &\simeq 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \frac{\delta m_{31}^2 L}{4E} \end{aligned}$$



2.1 太陽ニュートリノとKamland

$$\delta m_{21}^2 \text{ と } \sin \theta_{12}$$

太陽：天然の核融合炉



$$10^{37-38} / \text{s}$$

Kamland: 基線長～ “200” kmの原子炉実験

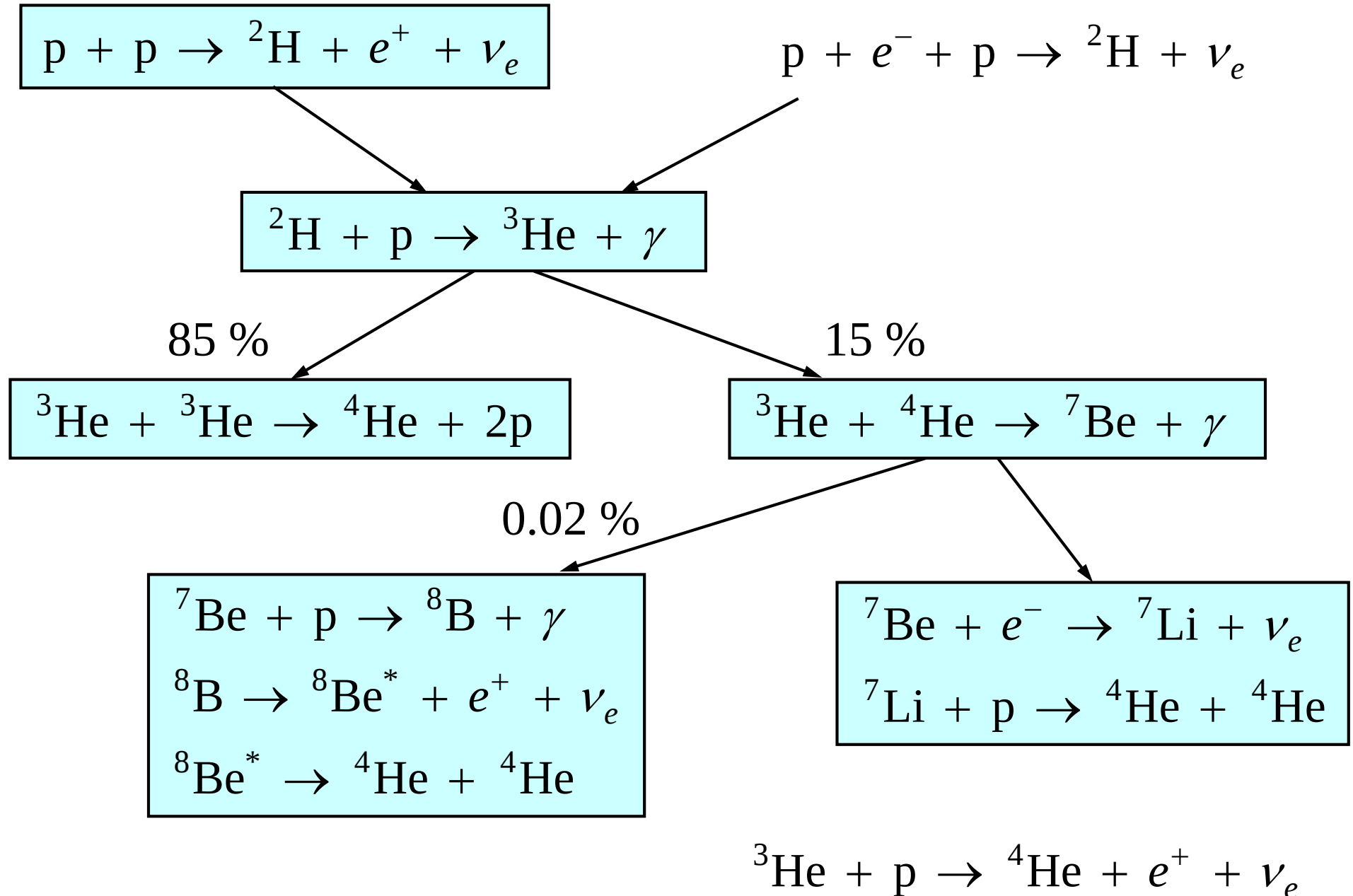
$$E \sim \text{a few MeV}$$

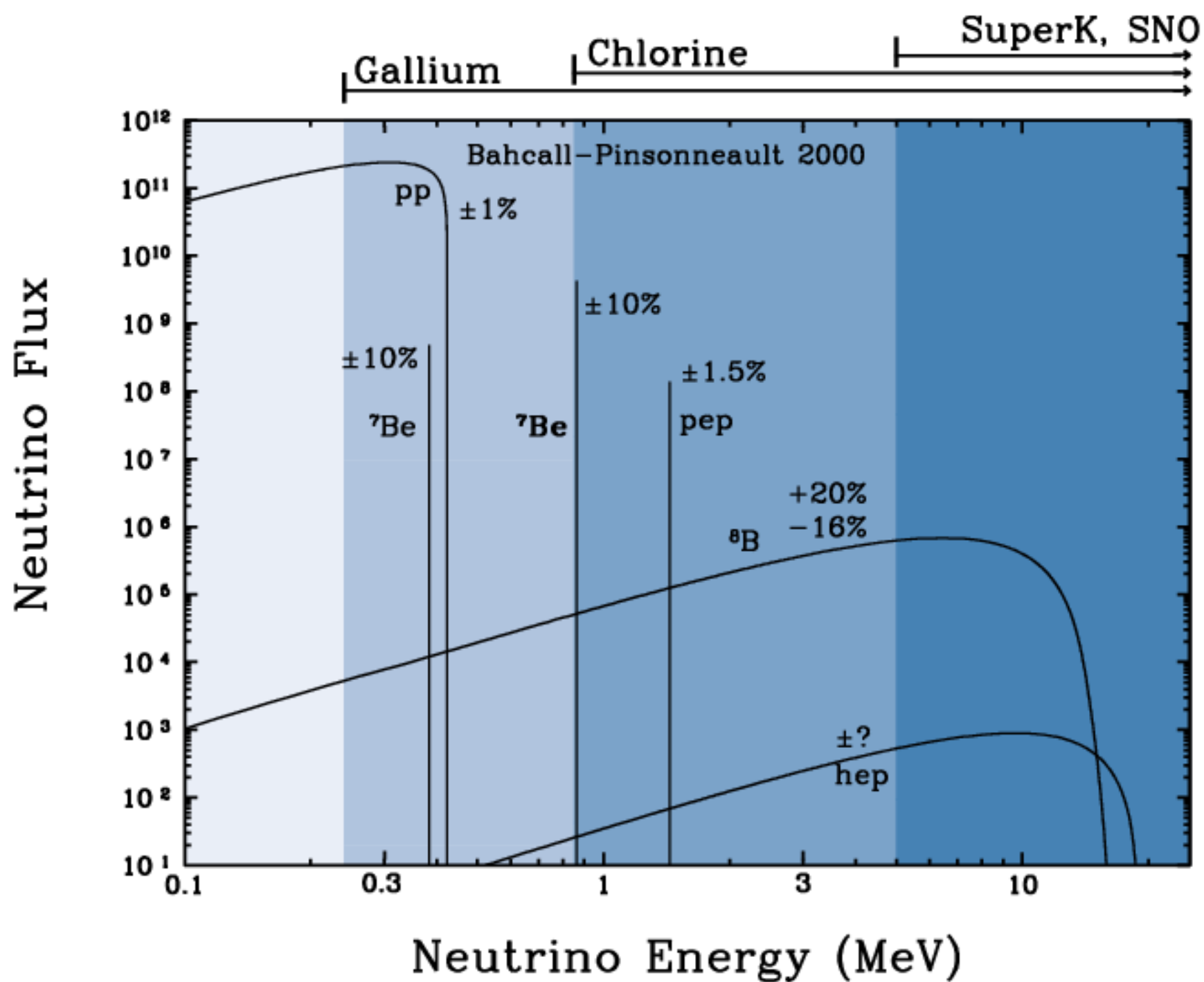
$$\delta m^2 \sim 10^{-4} \text{ eV}^2, \theta \sim 1$$

であれば何か見える。

2.1.1 太陽ニュートリノ

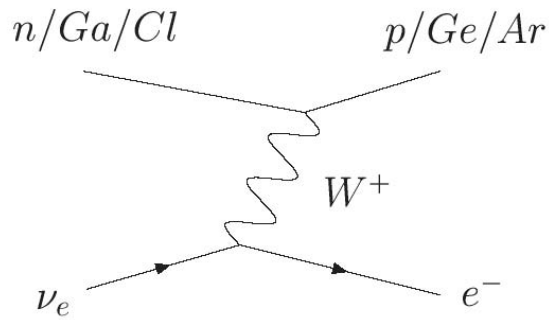
<http://cupp oulu.fi/neutrino/>





観測に使う反応

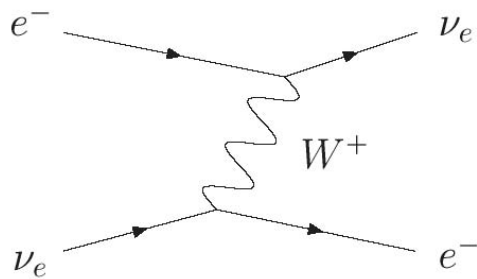
Charged Current の例 電子ニュートリノの数を測る



Homestake & Ga 実験

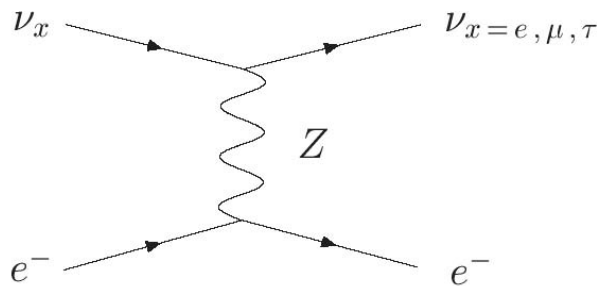
SNO

Charged Current



Kamioka, SNO

Neutral Current の例 ニュートリノの総数を測る



Kamioka, SNO

下の二つはKamiokaでは実験的に区別できない。

一緒くたになる Φ_{ES}

電子ニュートリノが減っているとすると $\Phi_{CC} < \Phi_{ES} < \Phi_{NC}$

Chlorine Measurements: Homestake

- 1960's: $^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^-$
Construction of the Chlorine detector by Ray Davis
- Depth: 4850 ft
- Detector fluid: 3.8×10^5 l of C_2Cl_4
- Energy Threshold: 0.814 MeV
- 1970 – 1995
Measurements of solar ν flux
Sensitive to ^8B & ^7Be ν 's
- **Observed rate (SNU)**
 $2.56 \pm 0.16(\text{stat}) \pm 0.16(\text{syst})$
- **Expected rate (SNU)**
 $7.6^{+1.3}_{-1.1}$ [1 σ from BP2000]



Cleveland et al., Ap. J. 496, 505(1998)

Gallium Experiments

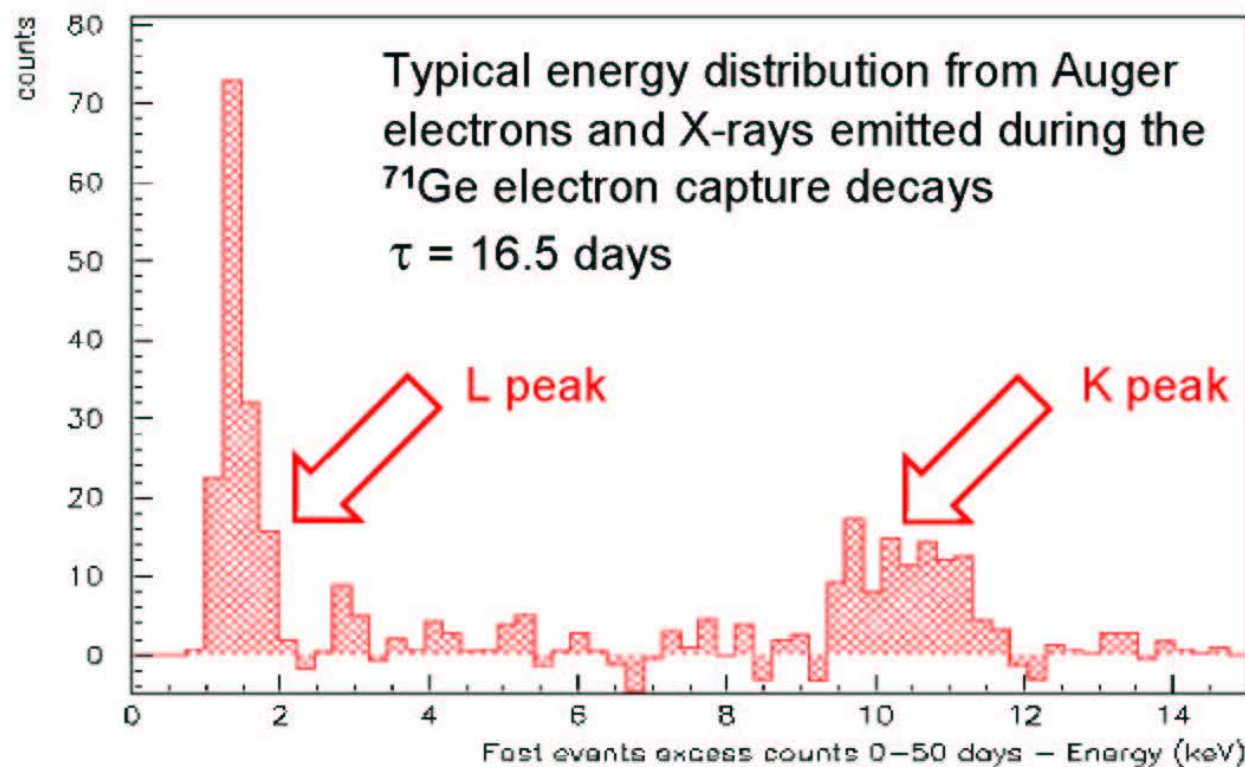


Small proportional counters are used to count the Germanium

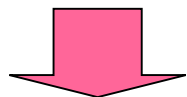
Energy Threshold: 0.233 MeV

Charged Current

Sensitive to pp, ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$, CNO, and pep ν 's



スーパーカミオカンデ



ウォーターチェレンコフ検出器

動作機構

水槽中の素粒子反応



水中の高速荷電粒子



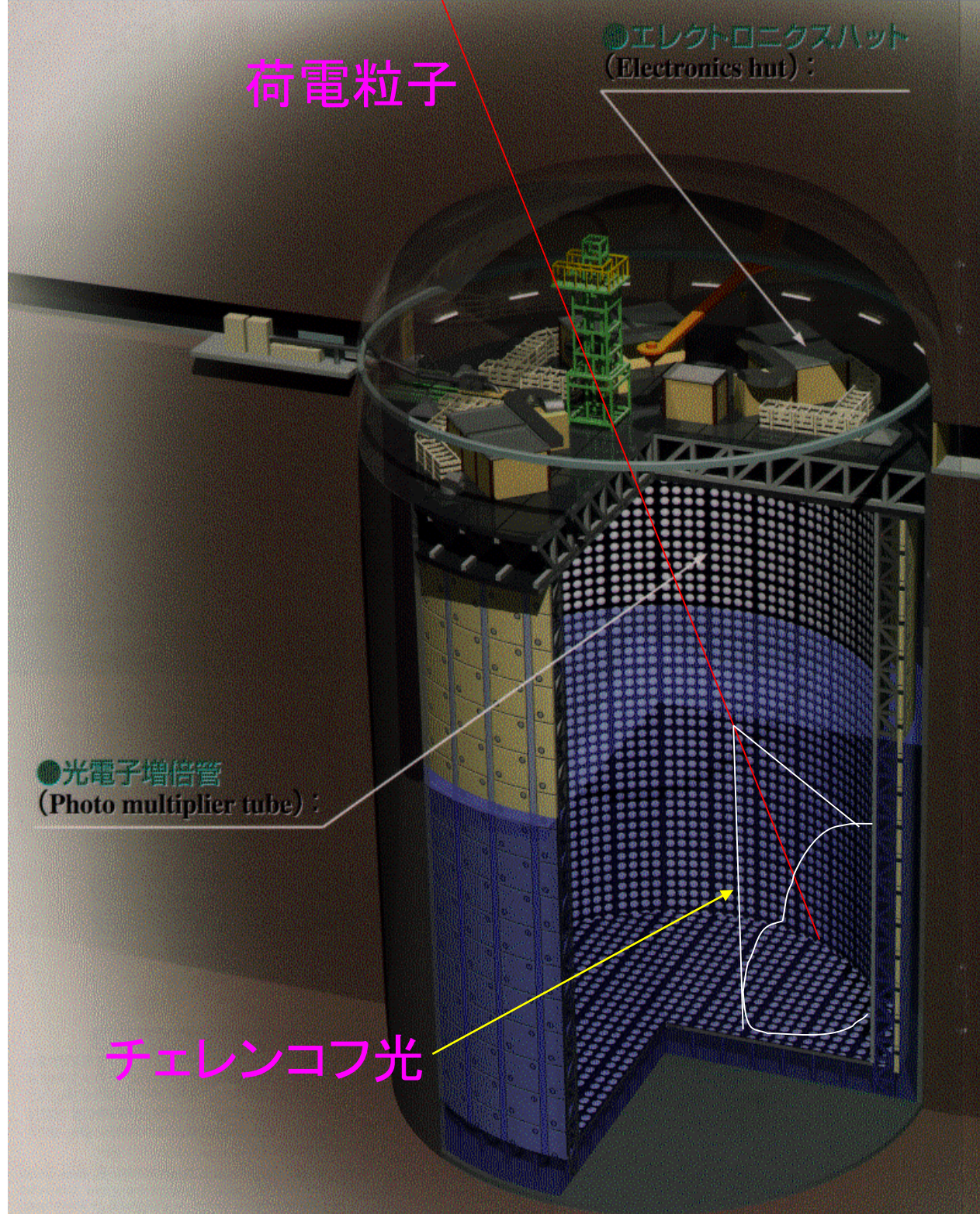
チェレンコフ光



光電子増倍管による検出



素粒子反応の情報



太陽模型

予想

太陽ニュートリノの量
(電子ニュートリノ)

46%

スーパーカミオカンデによる観測値

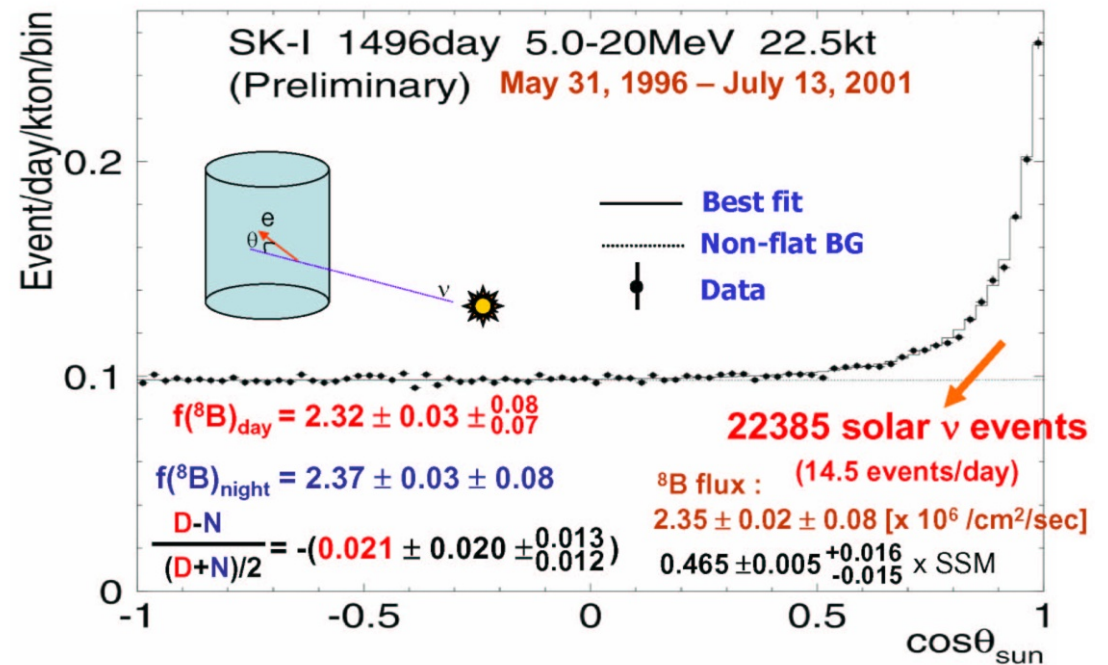
ニュートリノ振動を示唆

太陽ニュートリノ観測データ

Koshio

NOON2004
4

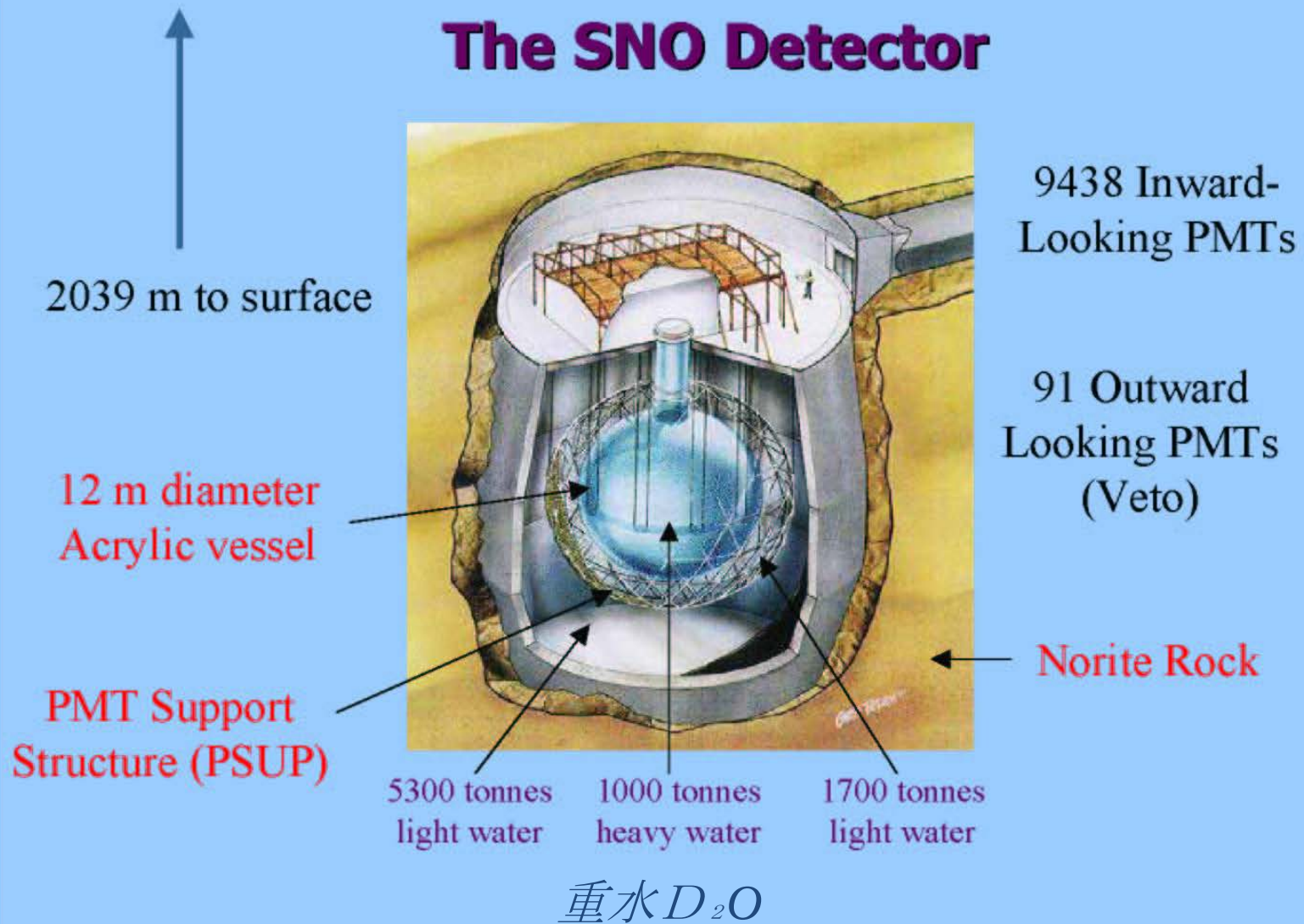
Solar neutrino flux in SK



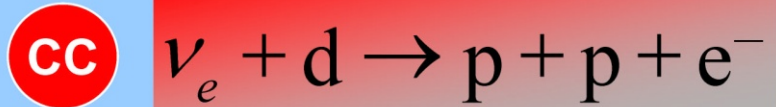
太陽と逆方向

太陽方向

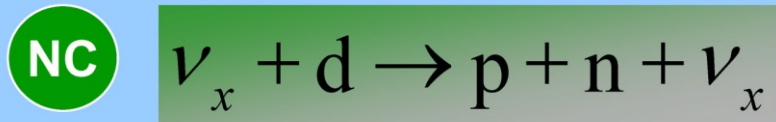
The SNO Detector



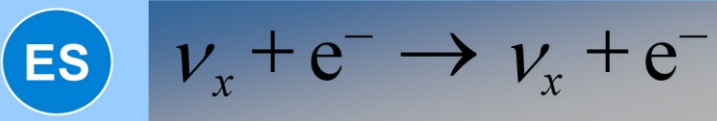
Neutrino Reactions in SNO



- $Q = 1.445 \text{ MeV}$
- good measurement of ν_e energy spectrum
- some directional info $\propto (1 - 1/3 \cos\theta)$
- ν_e only

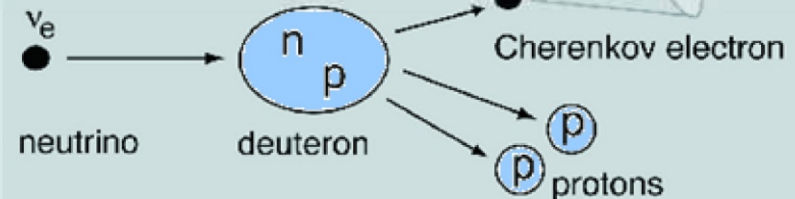


- $Q = 2.22 \text{ MeV}$
- measures total ^8B ν flux from the Sun
- equal cross section for all ν types

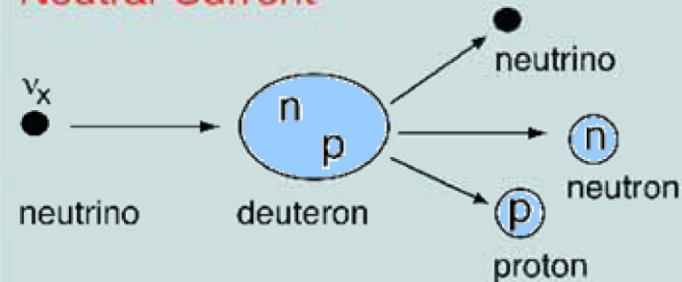


- low statistics
- mainly sensitive to ν_e , some ν_μ and ν_τ
- strong directional sensitivity

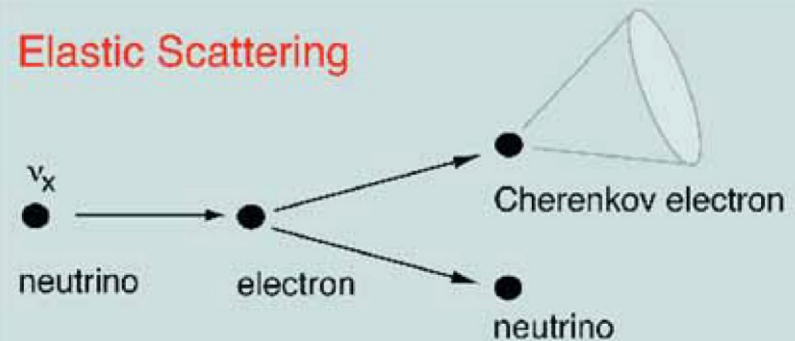
Charged-Current



Neutral-Current

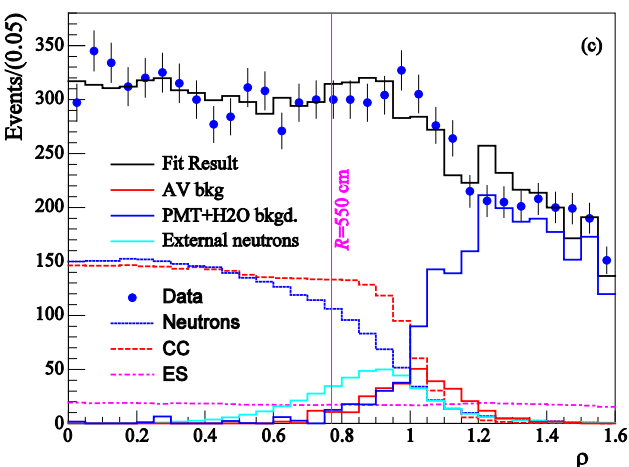


Elastic Scattering

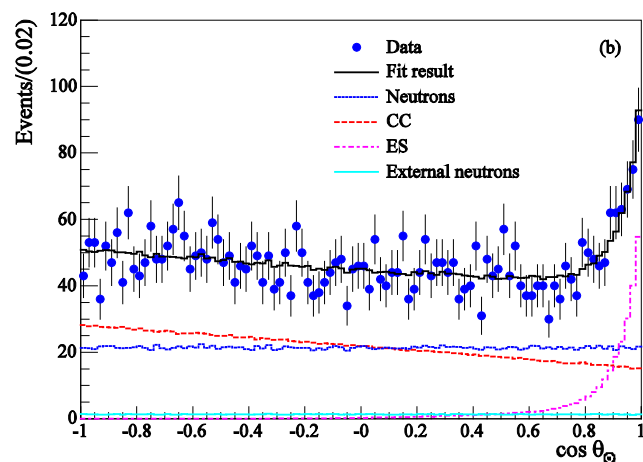


SNO 391-day salt phase flux measurement

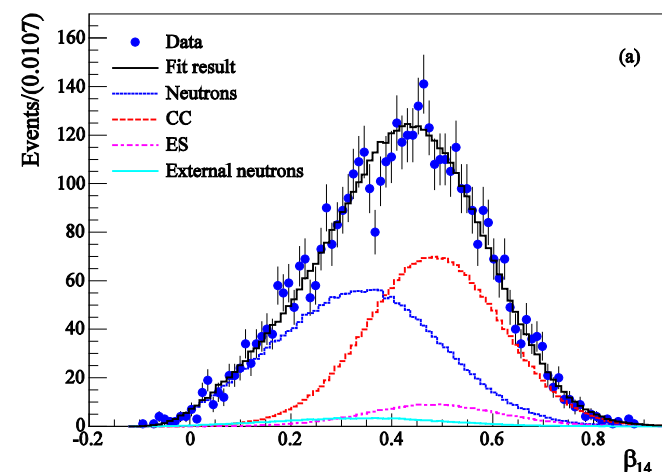
vertex



$\cos\theta_{\text{sun}}$



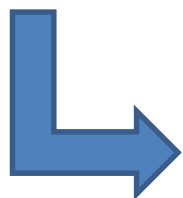
$\sim$ isotropy



w/o ^8B energy constraint

$$\begin{aligned}\phi_{\text{CC}}(\nu_e) &= 1.68^{+0.06}_{-0.06} \text{ (stat.) }^{+0.08}_{-0.09} \text{ (syst.) } \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \\ \phi_{\text{ES}}(\nu_x) &= 2.35^{+0.22}_{-0.22} \text{ (stat.) }^{+0.15}_{-0.15} \text{ (syst.) } \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \\ \phi_{\text{NC}}(\nu_x) &= 4.94^{+0.21}_{-0.21} \text{ (stat.) }^{+0.38}_{-0.34} \text{ (syst.) } \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\end{aligned}$$

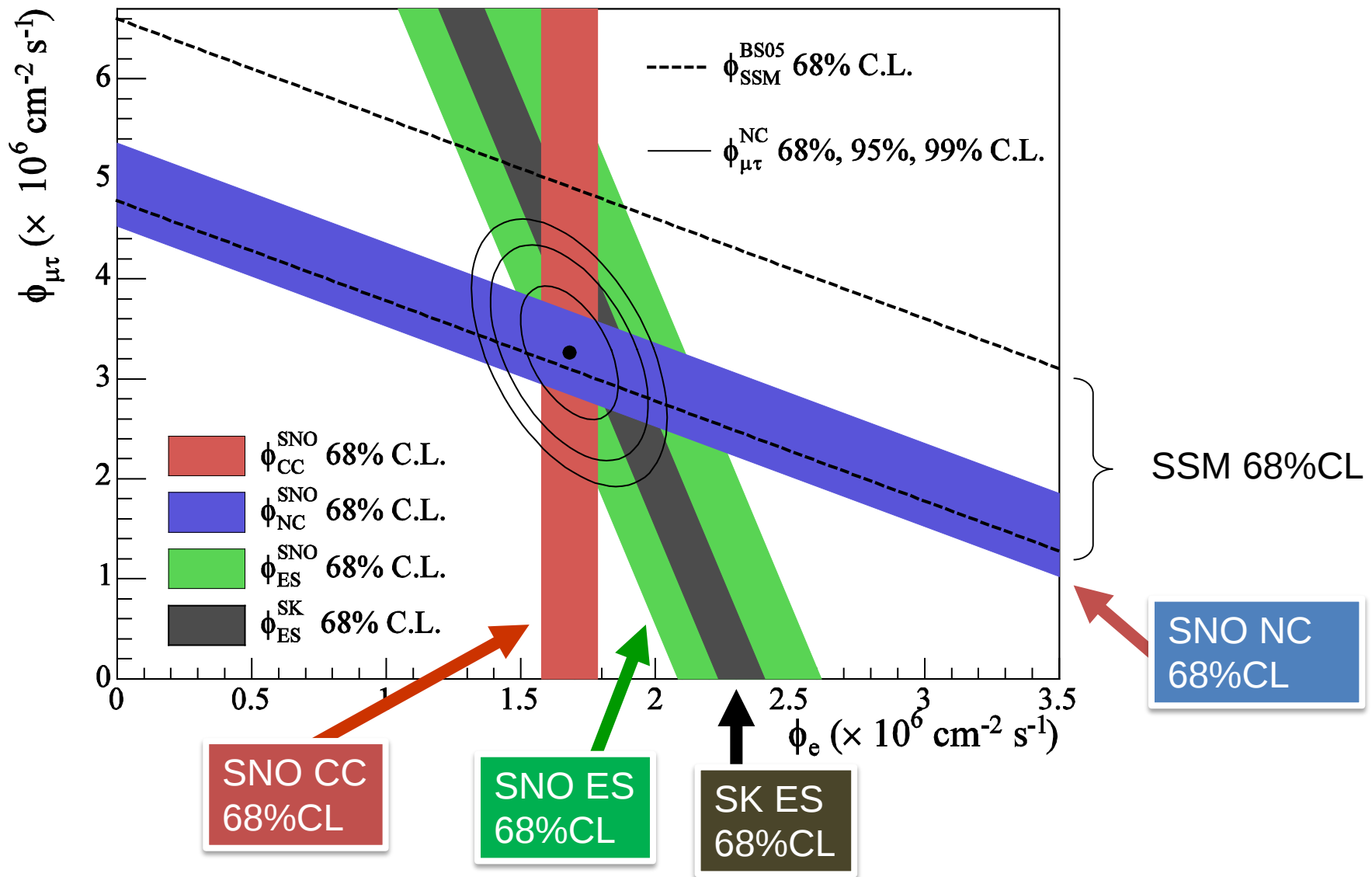
SNO collab.
nucl-ex/
0502012



$$\frac{\phi_{\text{CC}}}{\phi_{\text{NC}}} = 0.340 \pm 0.023^{+0.029}_{-0.031}$$

Clear evidence for
non-zero $\nu_{\mu} + \nu_{\tau}$ flux

ν_e and $(\nu_\mu + \nu_\tau)$ fluxes



Three (or 4) different measurements intersect at a point (non-trivial).

太陽ニュートリノ

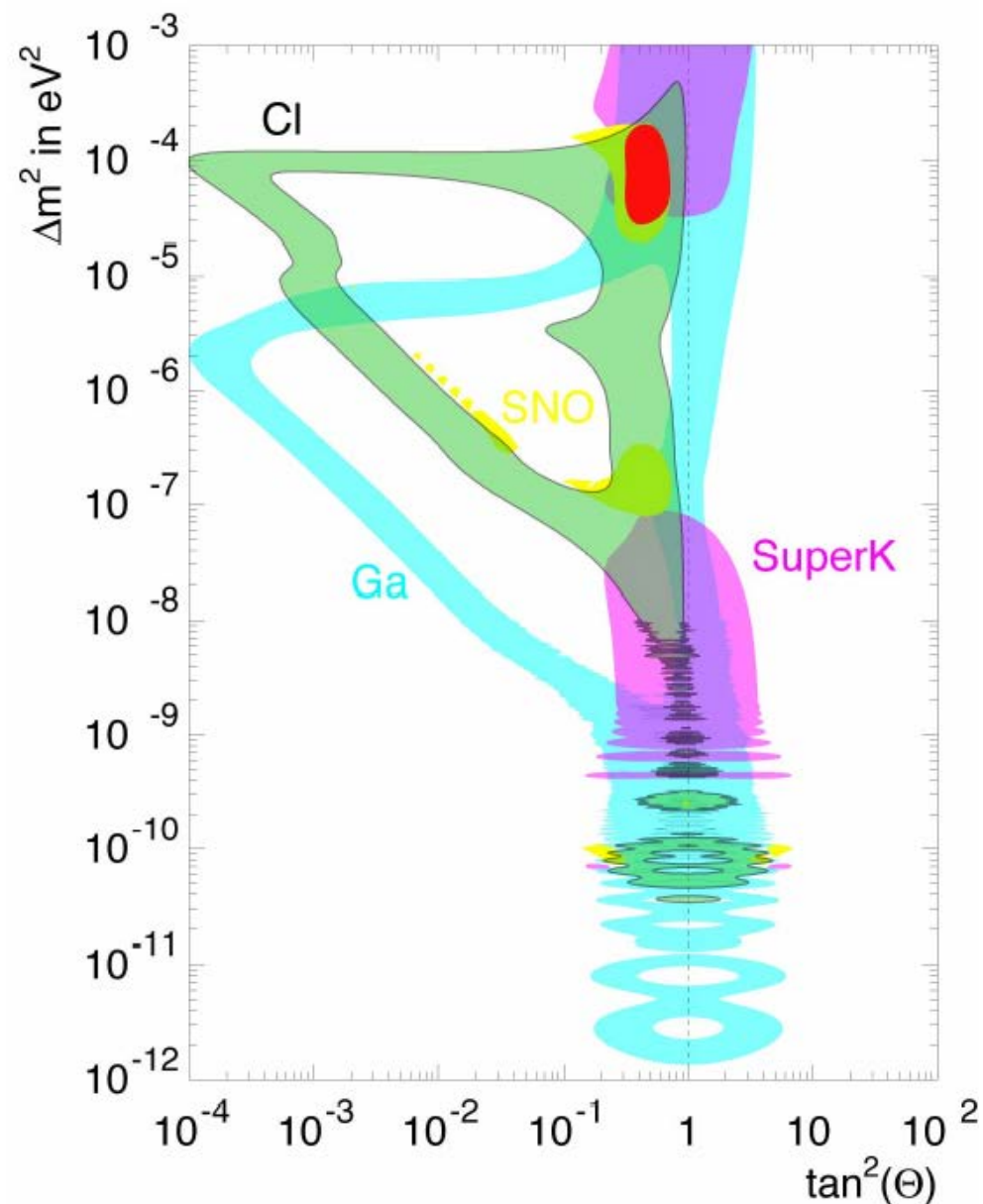
$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = \underbrace{\cos^4 \theta_{13}}_{\simeq 1} P(\nu_e \rightarrow \nu_e; \theta, \delta m_{21}^2)_{2 \text{ 世代}} + \underbrace{\sin^4 \theta_{13}}_{\ll 1}$$

$$a = 2\sqrt{2}G_F n_e(x)$$

$$\nu^f = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu + \nu_\tau \end{pmatrix}$$

$$\begin{cases} H' \text{において } \theta \rightarrow \theta_{12} \\ \delta m^2 \rightarrow \delta m_{12} \end{cases}$$

Fredman NOON2004



2.1.2 Kamland

長基線長（“200” km）ニュートリノ振動実験

原子炉ニュートリノ

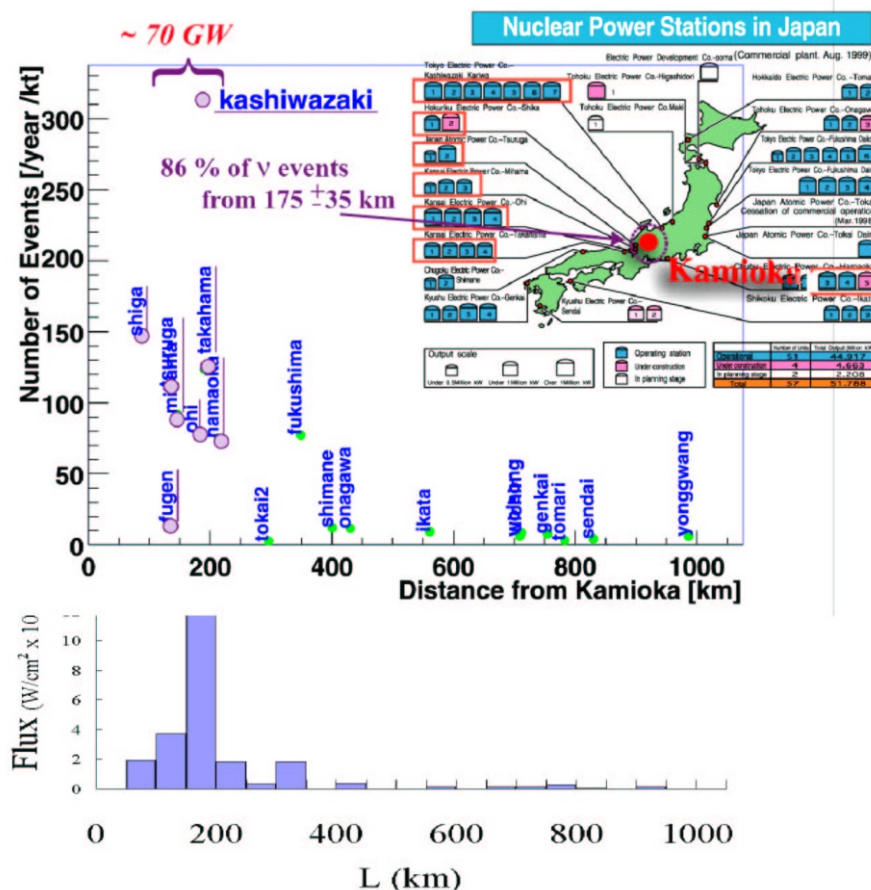
$$E \sim \text{a few MeV}$$

&

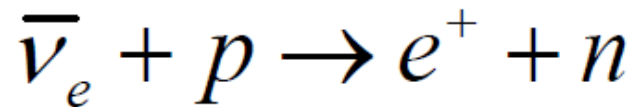
$$L \sim 200\text{km}$$



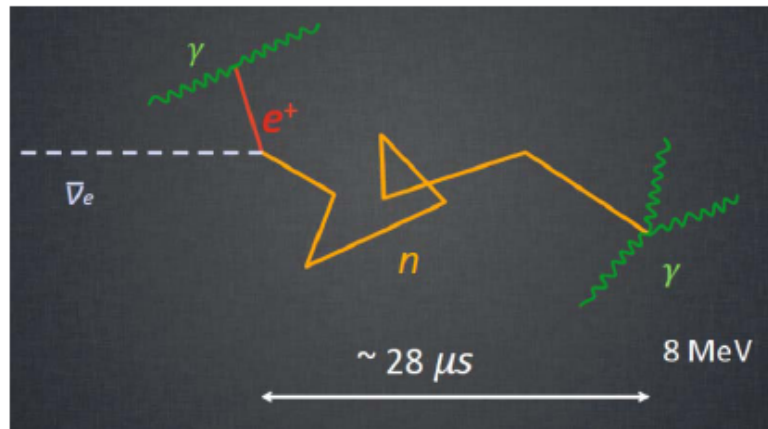
$$\delta m^2 \sim 10^{-4} \text{eV}^2, \theta \sim 1$$



Neutrino Detection: Gd-loaded Liquid Scintillator



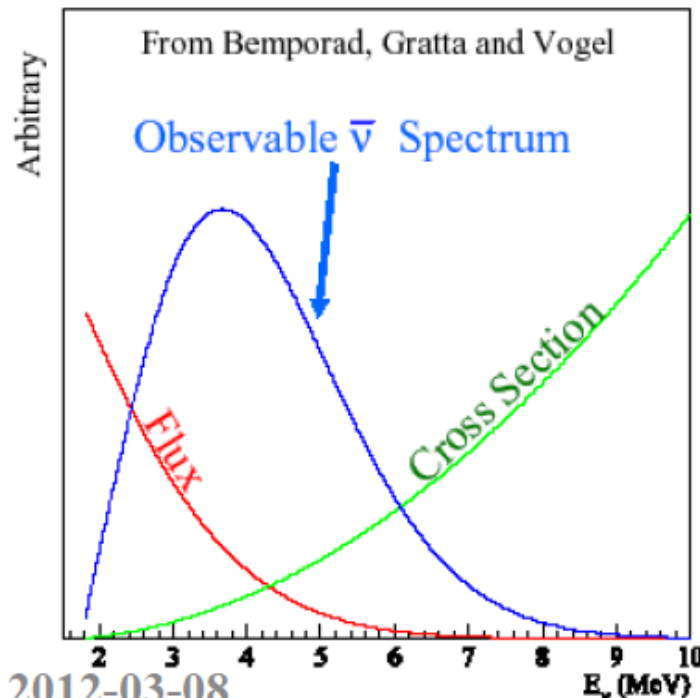
Daya Bay 後述 ここでは上だけ



$$\tau \approx 28 \mu\text{s} (0.1\% \text{ Gd})$$



Neutrino Event: coincidence in **time**,
space and **energy**



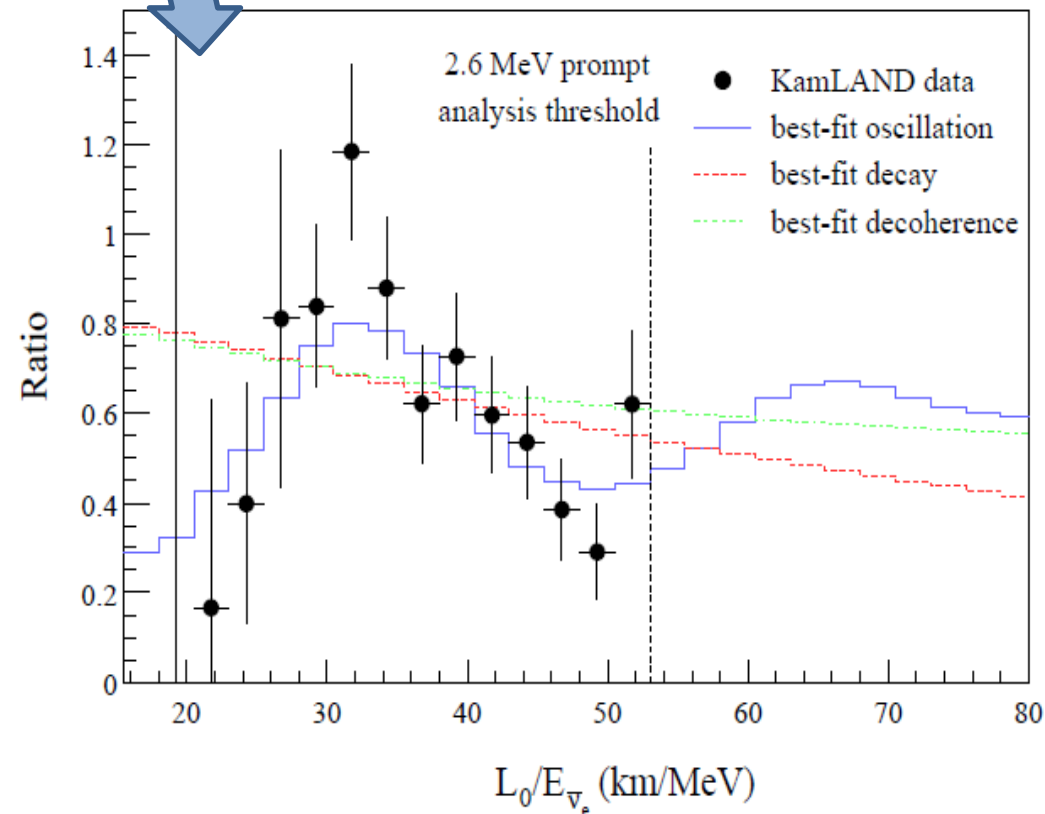
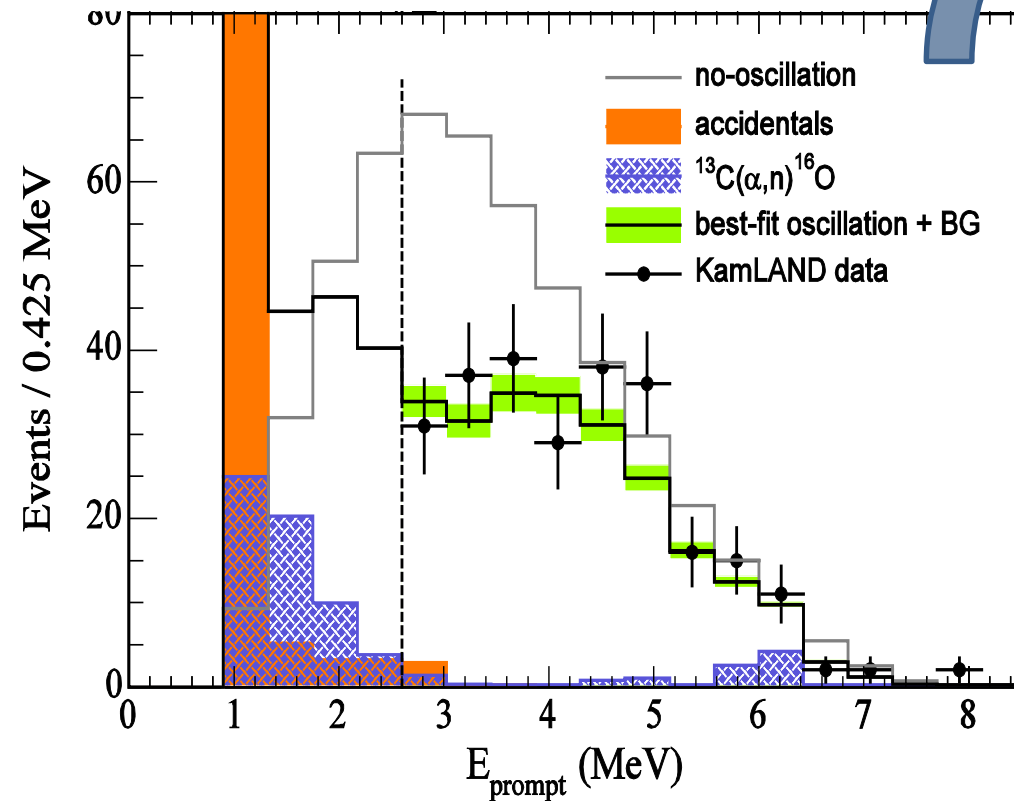
Neutrino energy:

$$E_{\bar{\nu}} \cong \underbrace{T_{e^+}}_{10-40 \text{ keV}} + \underbrace{T_n + (M_n - M_p)}_{1.8 \text{ MeV: Threshold}} + m_{e^+}$$

Reactor neutrino results from KamLAND

KamLAND collab. hep-ex/0406035

766 ton·year



→ Clear energy dependent deficit of reactor neutrino events.

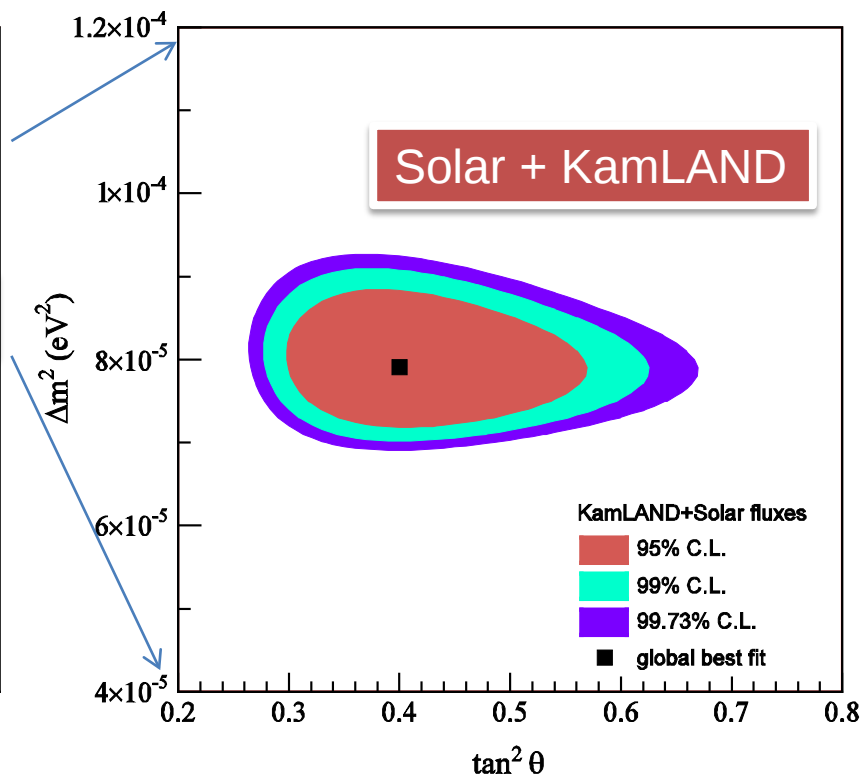
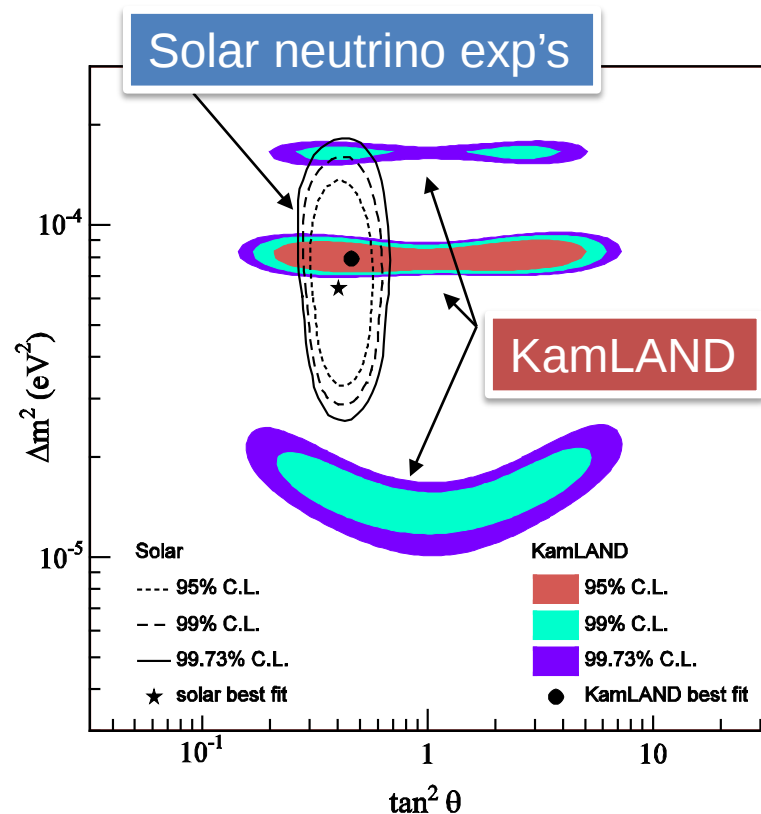
+

Known neutrino flight length

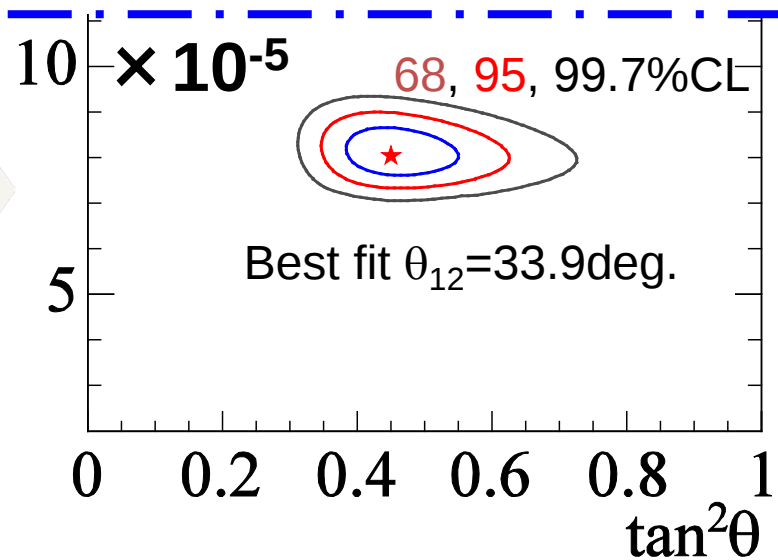
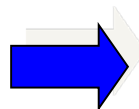


Accurate measurement of Δm_{12}^2

Allowed ($\Delta m_{12}^2, \theta_{12}$) parameter region



With the 2005 SNO NC results



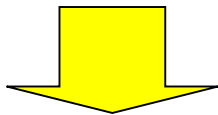
2.2.1 大気ニュートリノ

上方からのニュートリノ

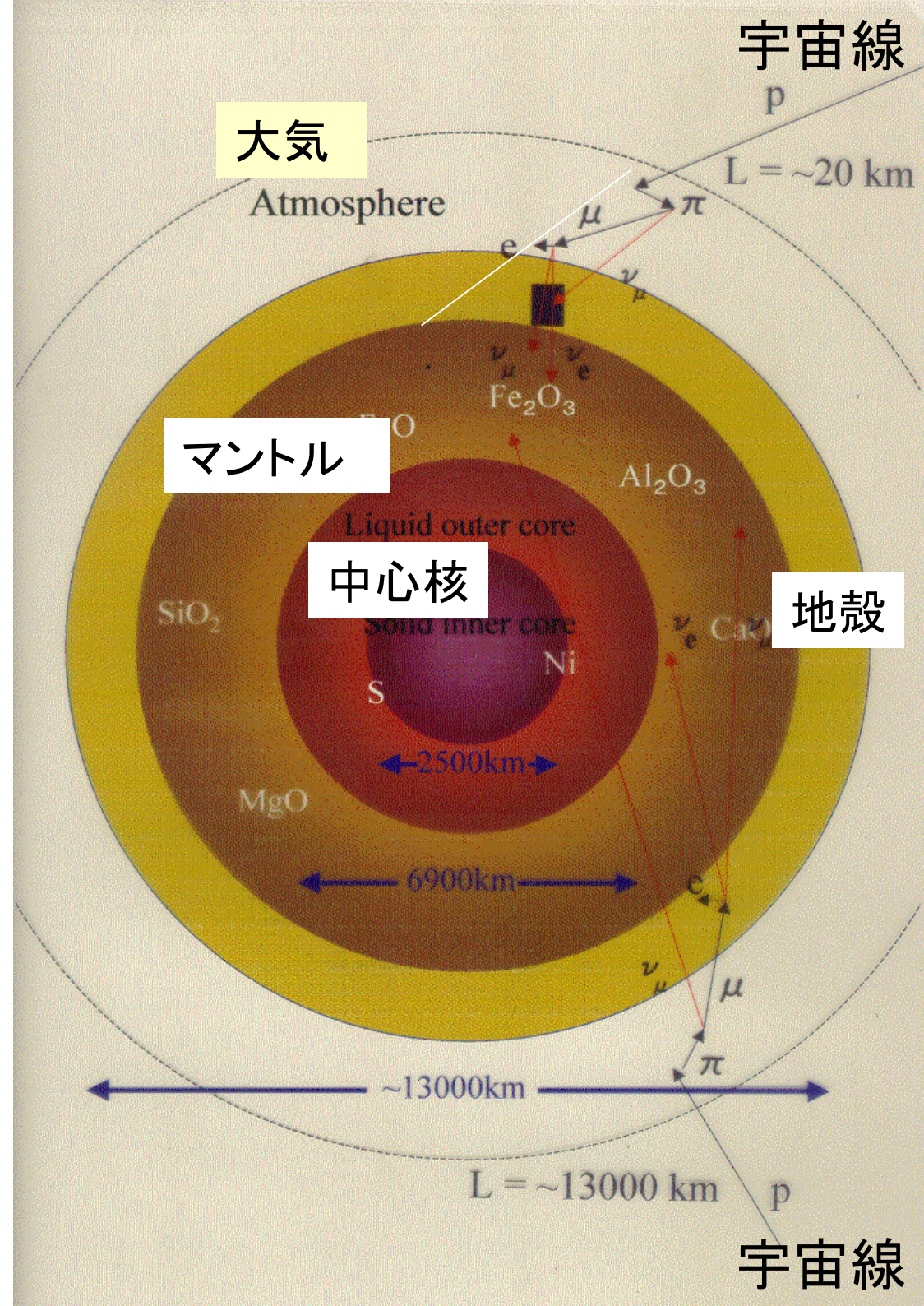
飛行距離 ~ 20 km

下方からのニュートリノ

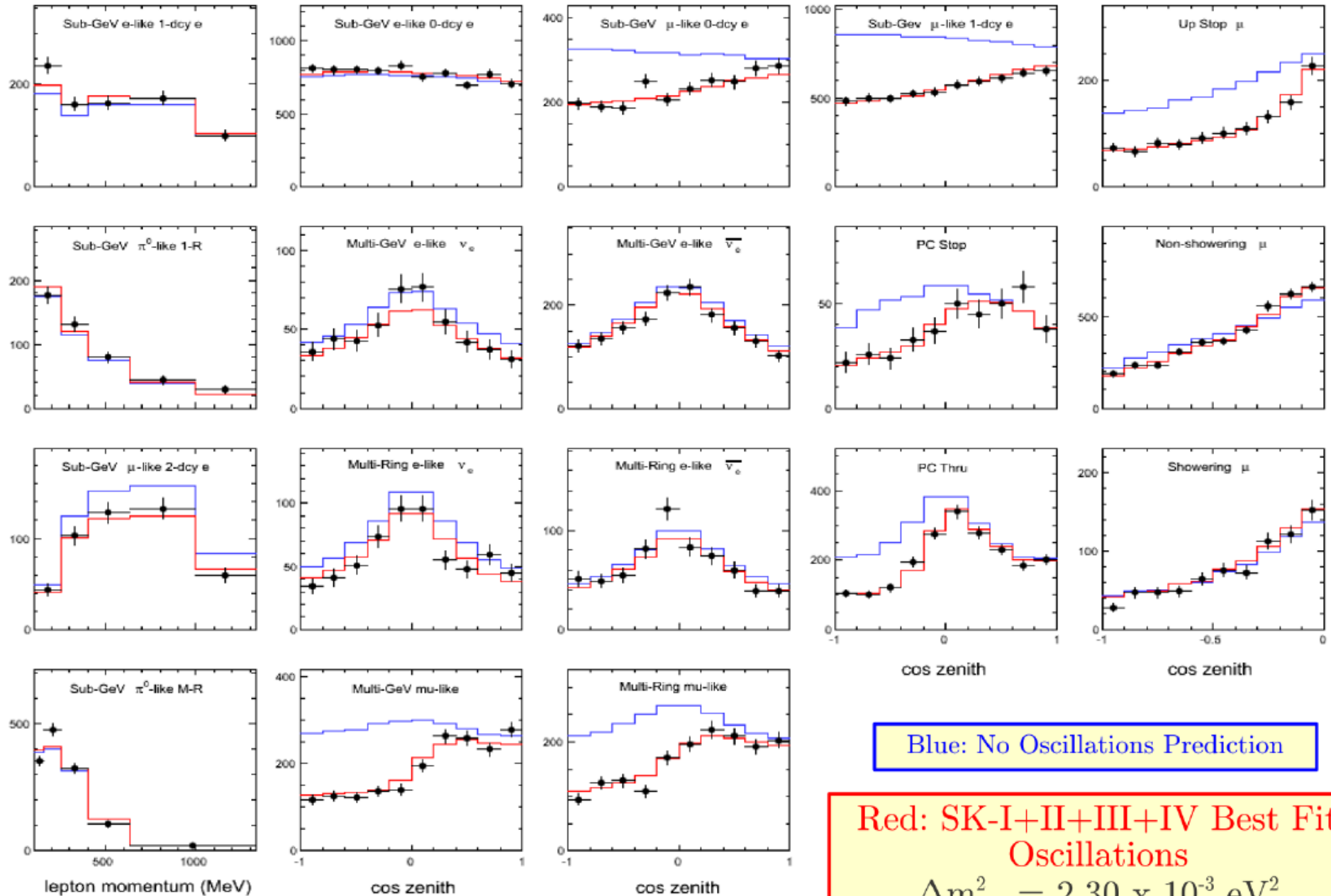
飛行距離 ~ 13000 km



飛行距離が大きく違う
ニュートリノが対象となる



2-flavor analysis update (SK1-4)



Blue: No Oscillations Prediction

Red: SK-I+II+III+IV Best Fit
Oscillations

$$\Delta m_{23}^2 = 2.30 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$$

$$\sin^2 2\theta_{23} = 0.99$$

大気ニュートリノ

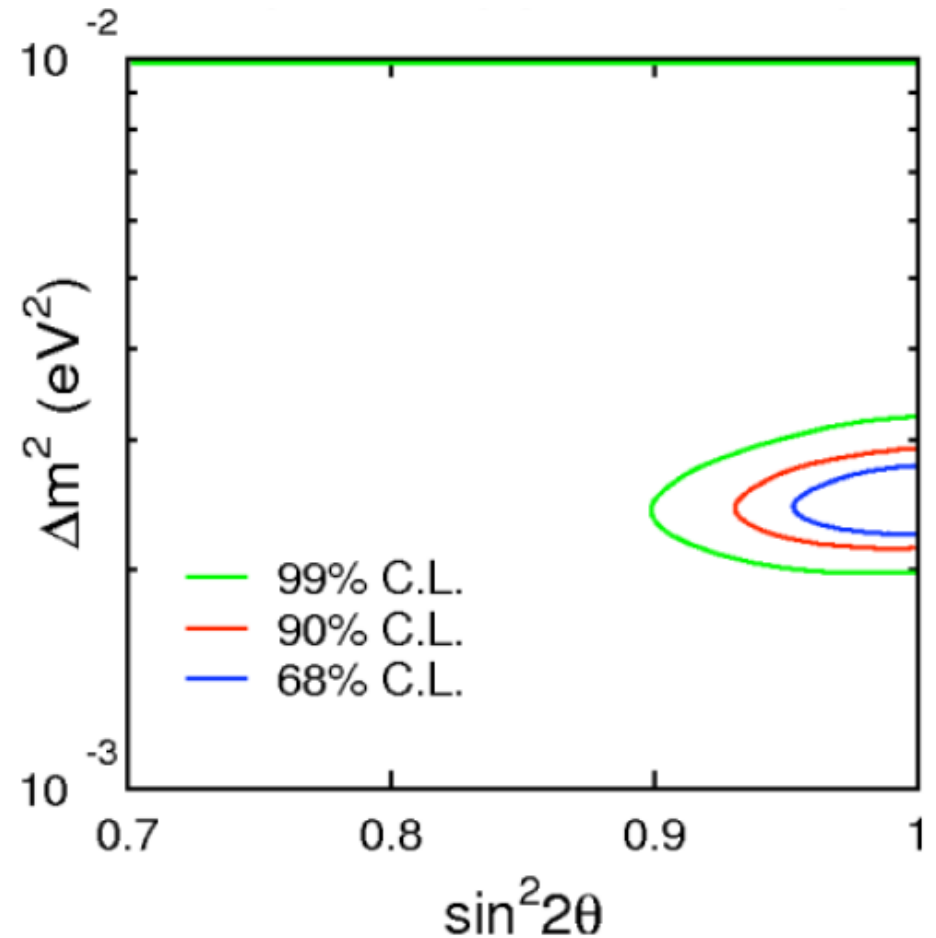
$$\pi \rightarrow \nu_\mu \mu$$

$$\mu \rightarrow e \nu_e \nu_\mu$$

$$\begin{cases} \nu_\mu \rightarrow \nu_\mu & \text{の disappearance} \\ \nu_\mu \rightarrow \nu_e & \text{の appearance} \end{cases}$$

$\Rightarrow$ とにかく ν_μ が足りない

$$\begin{aligned} P_{\mu \rightarrow \mu} &= 1 - \sin^2 2\theta_{23}(1 - \sin^2 \theta_{13}) \sin^2 \frac{\delta m_{31}^2}{4E} L \\ &\simeq 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \frac{\delta m_{31}^2}{4E} L \end{aligned}$$



2 ν oscillation result

$$\sin^2 2\theta = 1.00 (\geq 0.93 (90\% CL))$$

$$\Delta m^2 = (2.5^{+0.27}_{-0.27}) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$$

$$\chi^2_{\min} = 171.7 / 169$$

2.2.2 長基線実験 その1

OPERA, ICARUSは後述

ミューオンニュートリノ / *Disappearance*



K2K・T2K

μ ニュートリノ



MINOS

ニュートリノと反ニュートリノ

$$E \sim (0.5 - 3) \text{ GeV}$$

大気ニュートリノから得られるパラメタ領域の探索

1. Introduction

- **K2K** is the first accelerator-based long-baseline neutrino oscillation experiment to investigate the neutrino oscillation observed in atmospheric neutrinos.

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_X) = \sin^2 2\theta \cdot \sin^2(1.27 \Delta m^2 L / E_\nu)$$

	Atm.- ν	K2K
L	10~10 ⁴ km	250 km (fix.)
E ν	0.1~100 GeV	~ 1.3 GeV
Δm^2	10 ⁻¹ ~ 10 ⁻⁴ eV ²	> 2 · 10 ⁻³ eV ²
ν_e / ν_μ	50 %	~ 1%

- Do ν_μ events decrease ?
- Is E_ν spectrum distorted ?
- Does ν_e appear ?

Super-Kamiokande

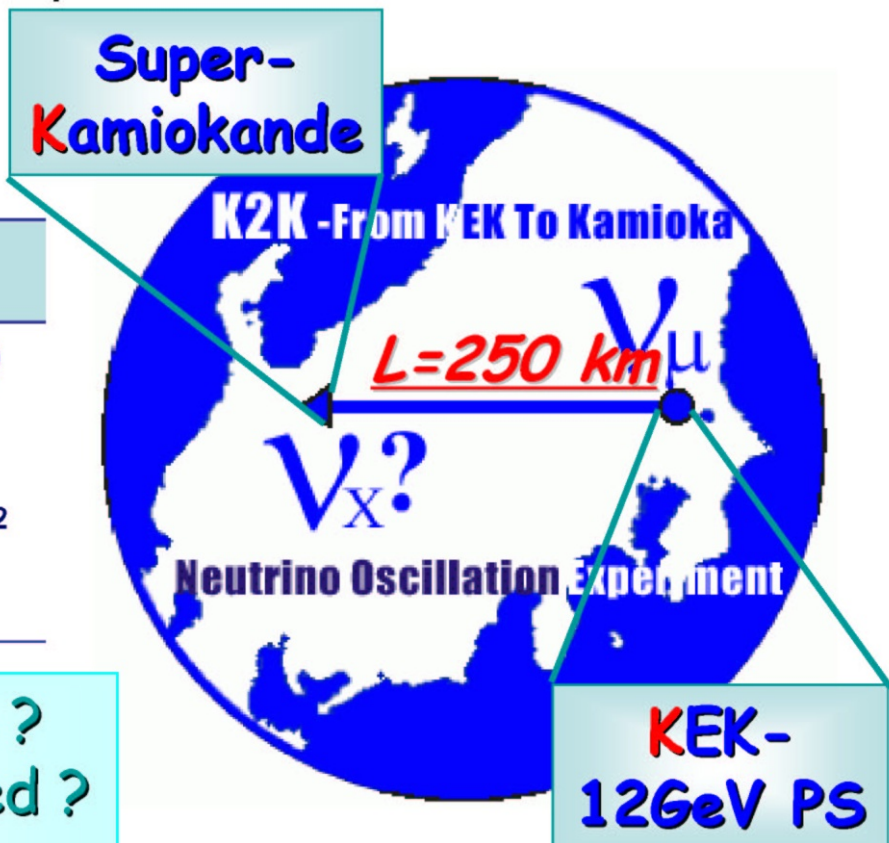
K2K - From KEK To Kamioka

$L = 250$ km

$\nu_X?$

Neutrino Oscillation Experiment

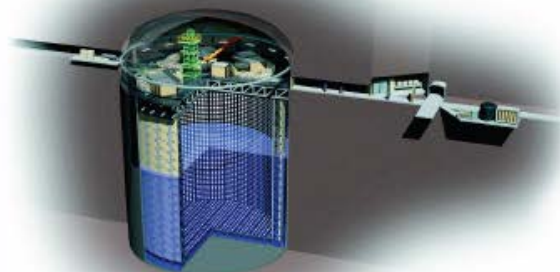
KEK-12GeV PS



2. T2K Experiment

After March 11 earthquake, T2K Operation was restored and running from March 2012.

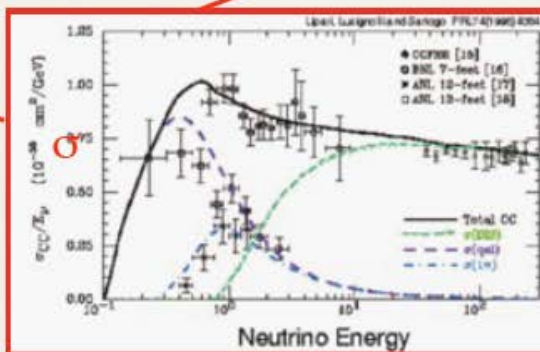
Super-K@Kamioka



J-PARC Accelerator@Tokai



- High Power Accelerator
- Intense and High Quality Neutrino Beam
- High Resolution Near Detector
- Huge Far Detector



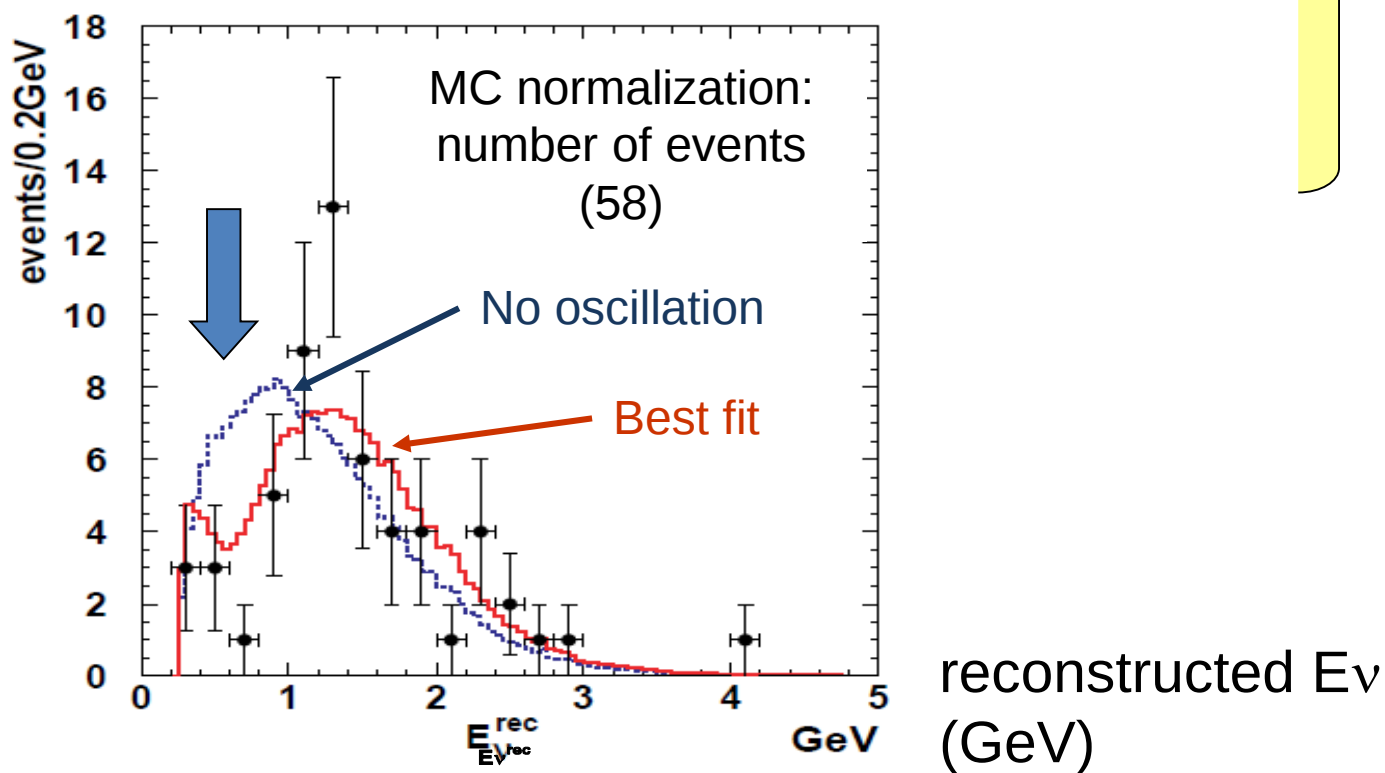
CERN NA61
Hadron prod.
measurement

K2K final results

hep-ex/0606032,
R.Terri, in this meeting

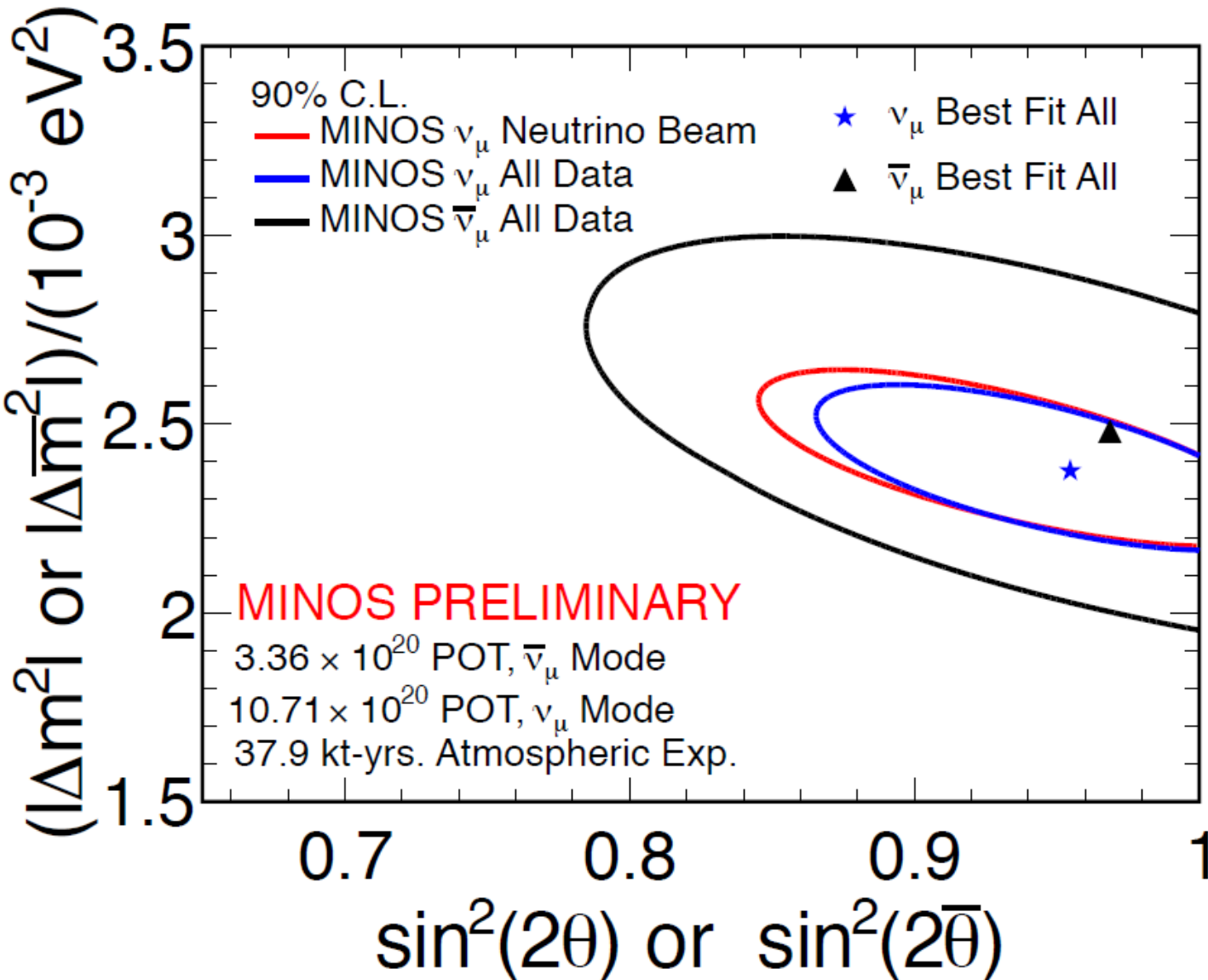
K2K-I + II	DATA	MC	Number
FC 22.5kt	112	$158.1^{+9.2}_{-8.6}$	
1ring	67		Energy spectrum
μ -like	58		
e-like	9		
Multi Ring	45		

Osc.
analysis





Neutrino vs Antineutrino



New data has
resolved the
tension between
the neutrino and
antineutrino
results

2.3. θ_{13}

2.3.1 原子炉実験 その2

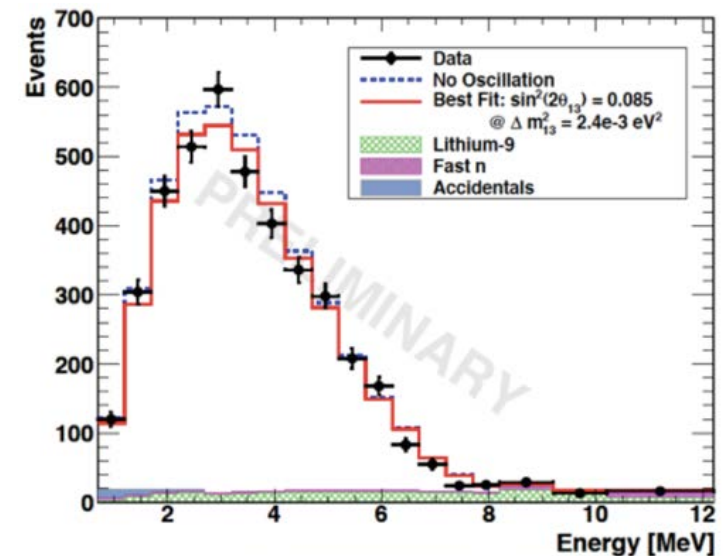
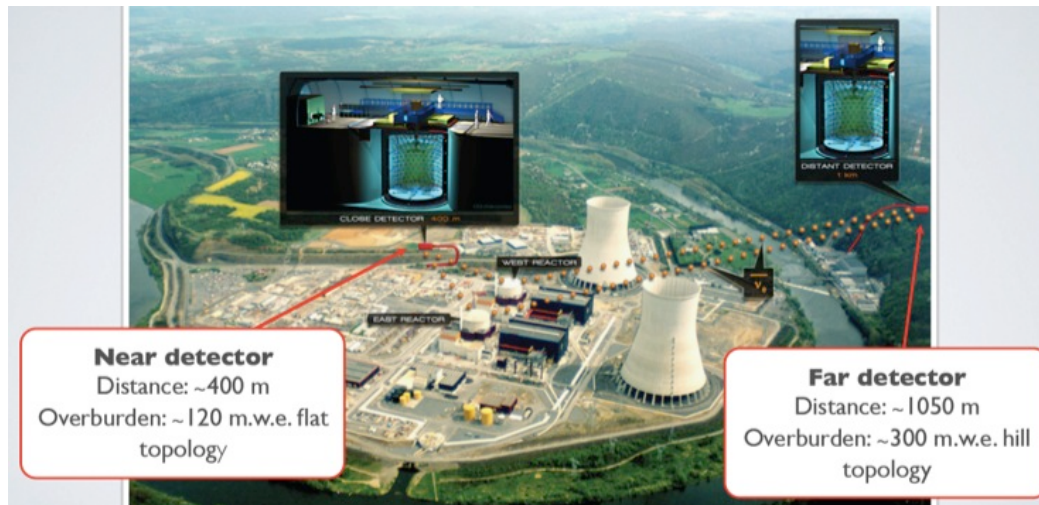
$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\delta m^2 L}{4E}$$

原子炉から来るニュートリノの減り具合を観測することで θ_{13} の情報を得られる。

より精度のよい実験として
Double Chooz, Daya bay, Reno
が稼働中

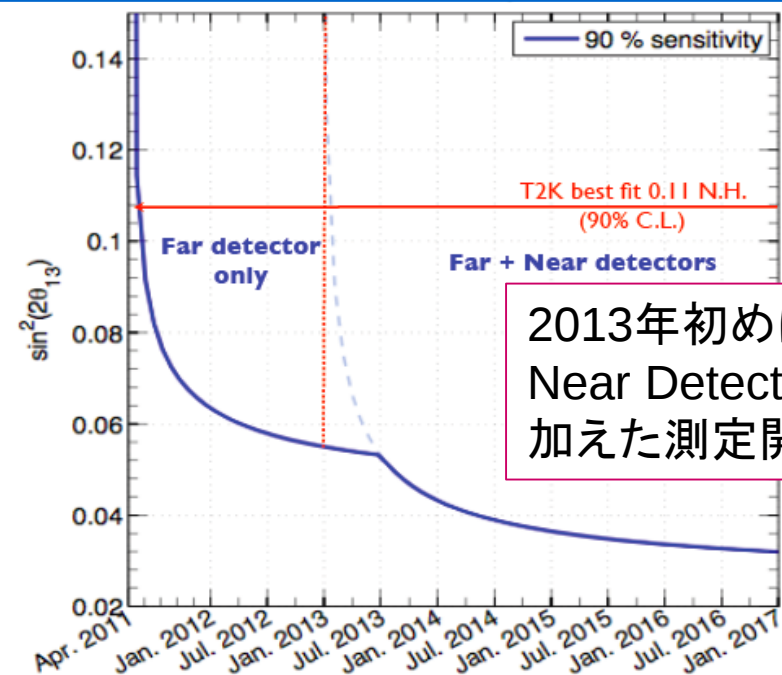
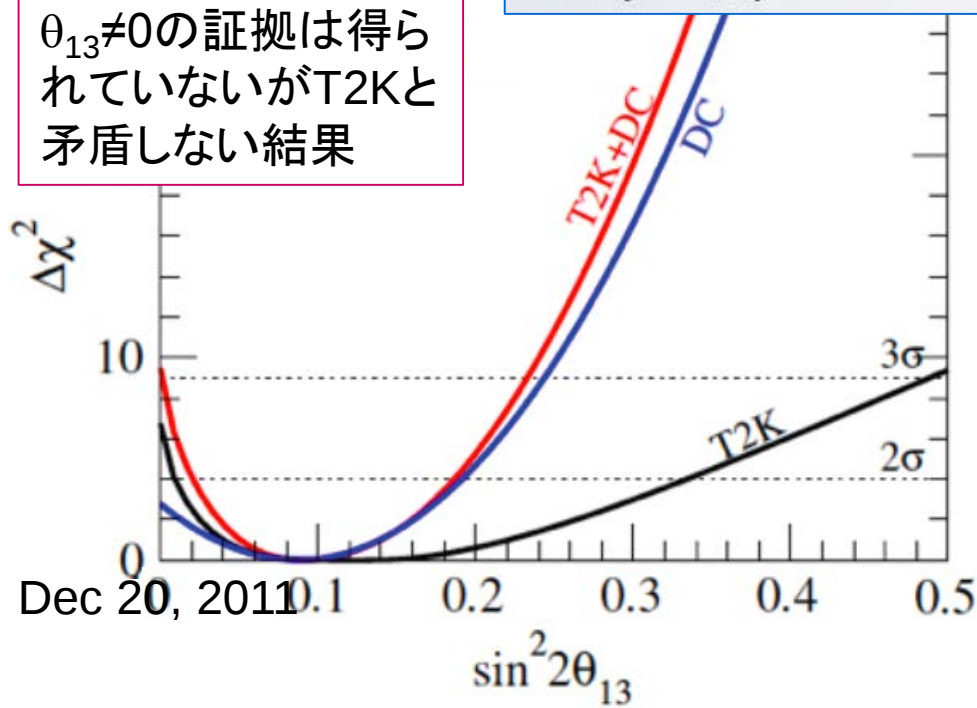
いよいよ上限ではなく値が見えてきた。

Double Chooz実験の最初の結果



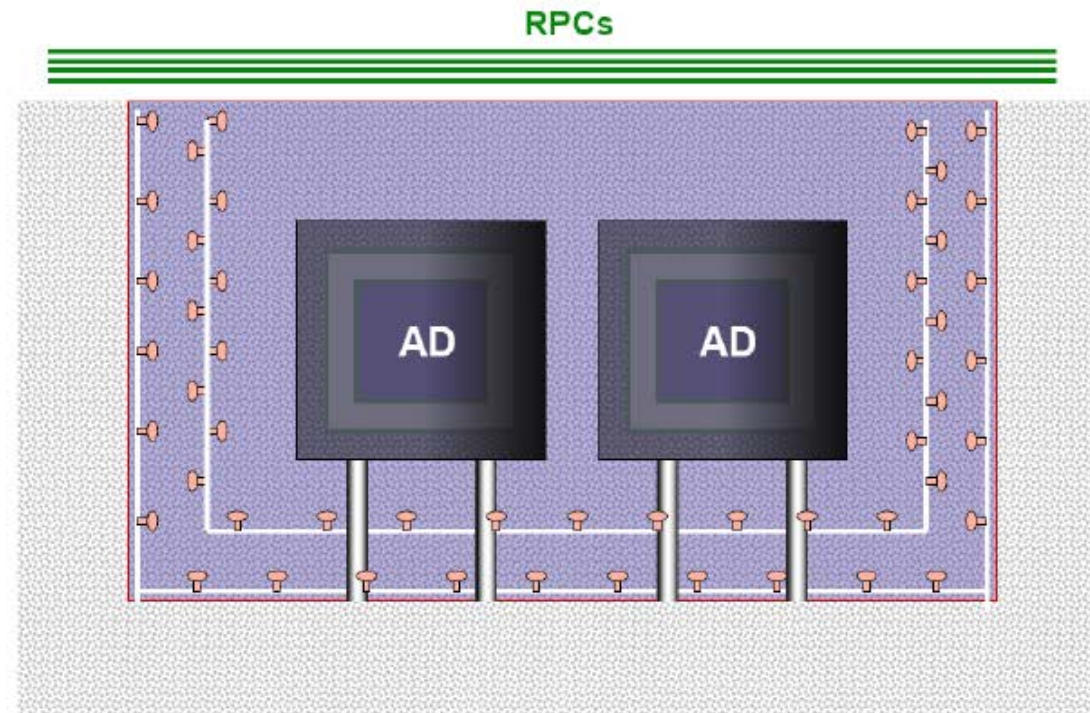
$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0.085 \pm 0.029(\text{stat}) \pm 0.042(\text{syst}) @ 68\% \text{CL}$$

$\theta_{13} \neq 0$ の証拠は得られていないがT2Kと矛盾しない結果



2013年初めに
Near Detectorを
加えた測定開始

Daya Bay Experiment: Layout



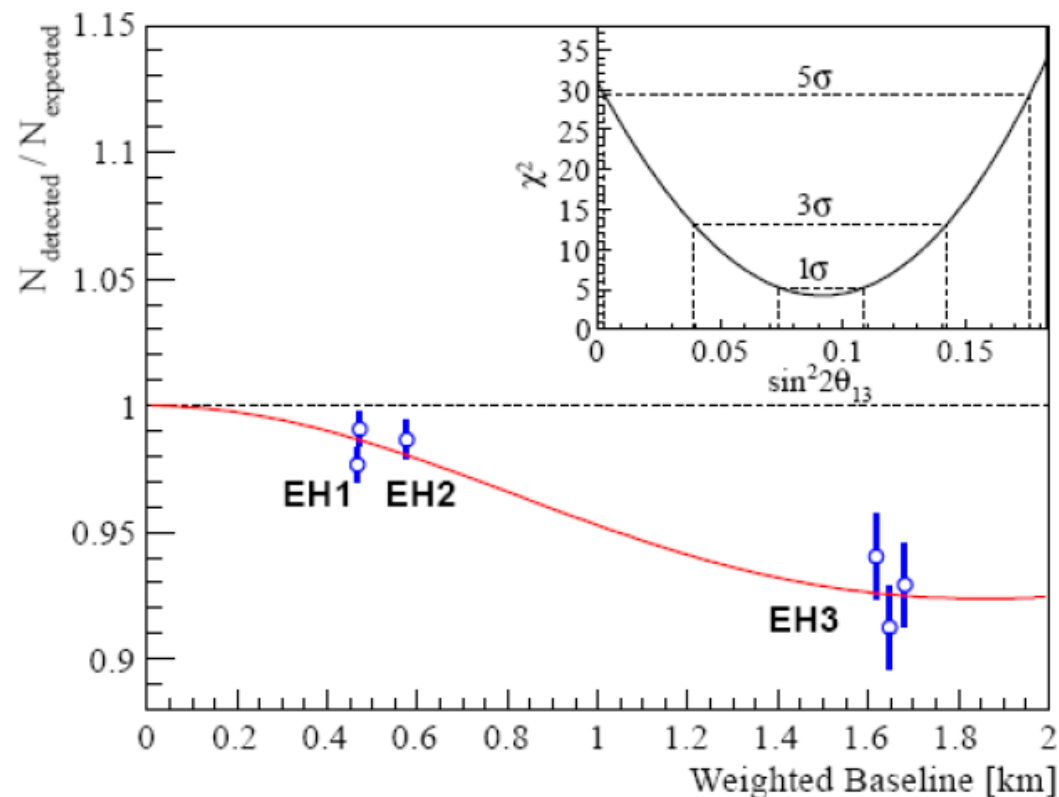
- ◆ Relative measurement to cancel **Corr. Syst. Err.**
 - ⇒ 2 near sites, 1 far site
- ◆ Multiple AD modules at each site to reduce **Uncorr. Syst. Err.**
 - ⇒ Far: 4 modules, near: 2 modules
- ◆ Multiple muon detectors to reduce **veto eff. uncertainties**
 - ⇒ Water Cherenkov: 2 layers
 - ⇒ RPC: 4 layers at the top + telescopes

χ^2 Analysis

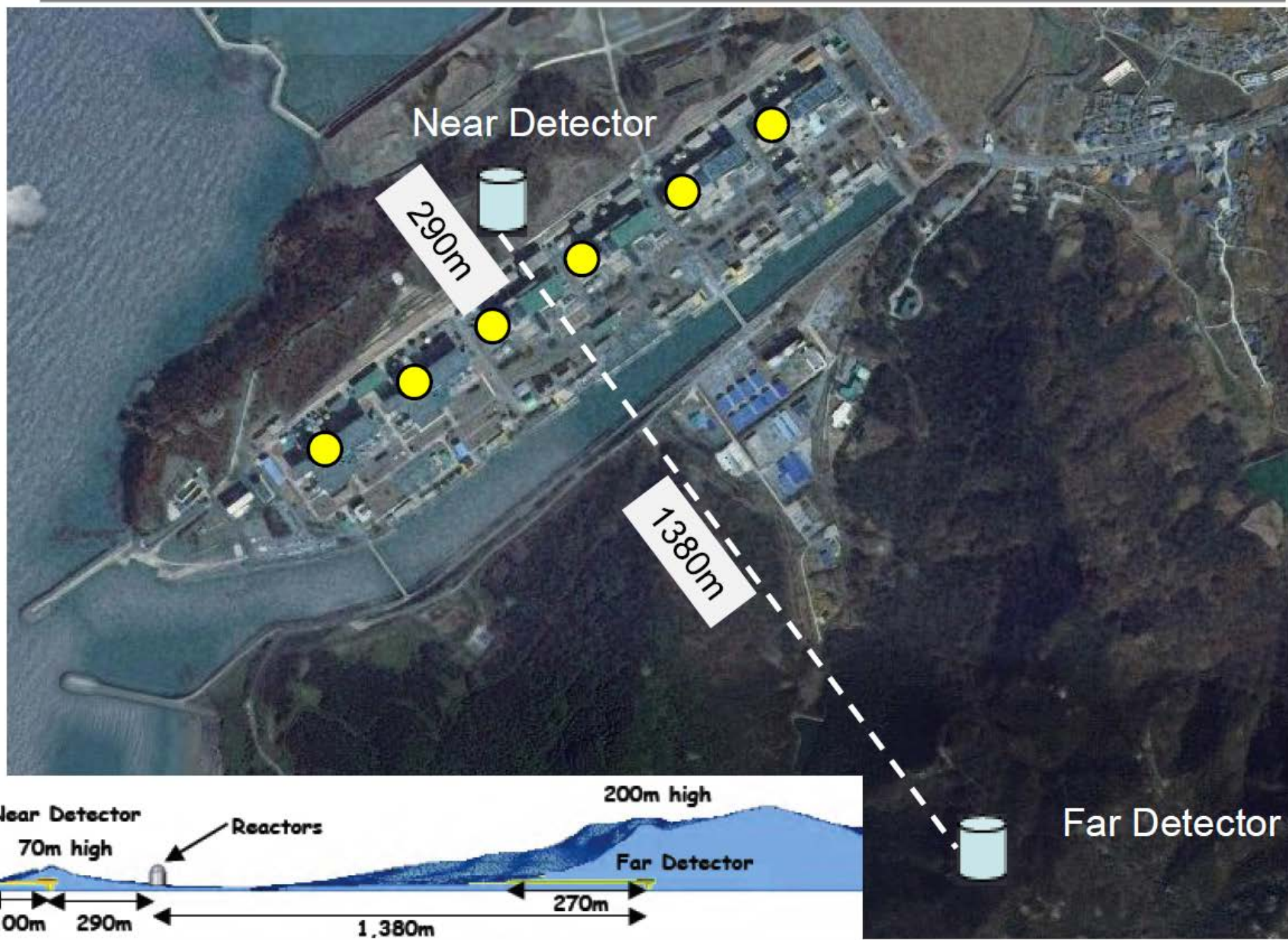
$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(N_{\text{detected}} - N_{\text{expected}})^2}{N_{\text{expected}}} + \sum_{j=1}^m \frac{(a_j - b_j)^2}{\sigma_j^2}$$

$\text{Sin}^2 2\theta_{13} = 0.092 \pm 0.016(\text{stat}) \pm 0.005(\text{syst})$
 $\chi^2/\text{NDF} = 4.26/4$
 5.2σ for non-zero θ_{13}

ute
the near-
ent.

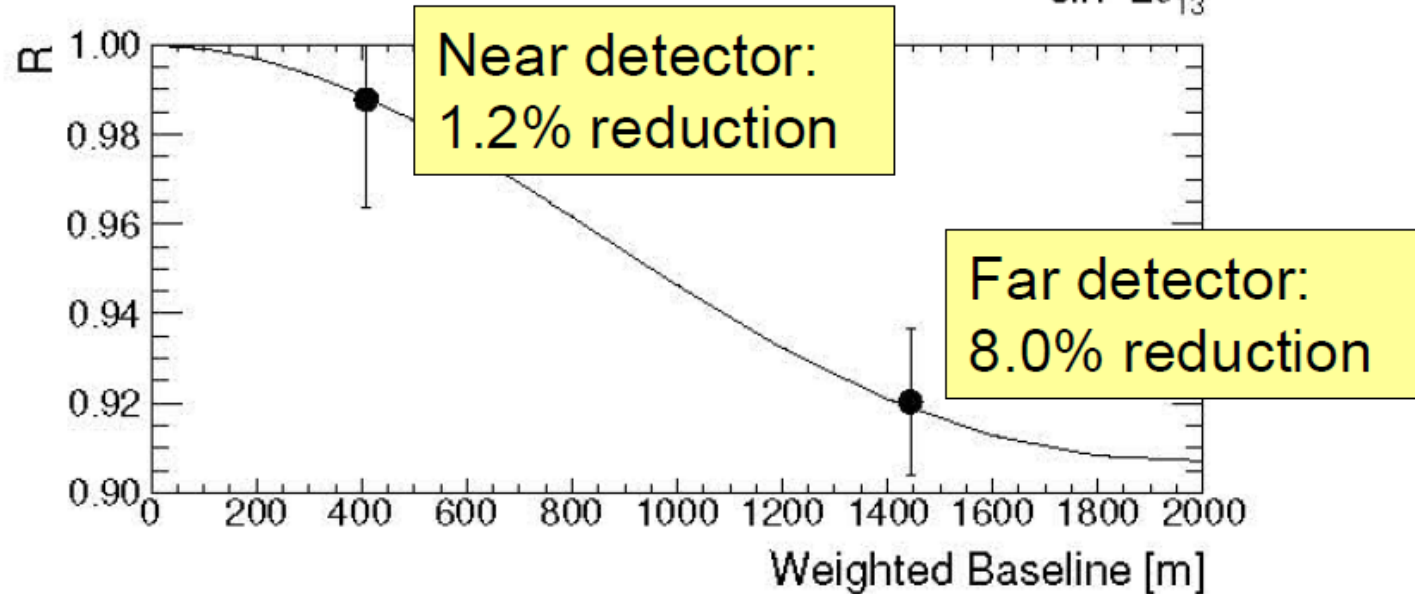
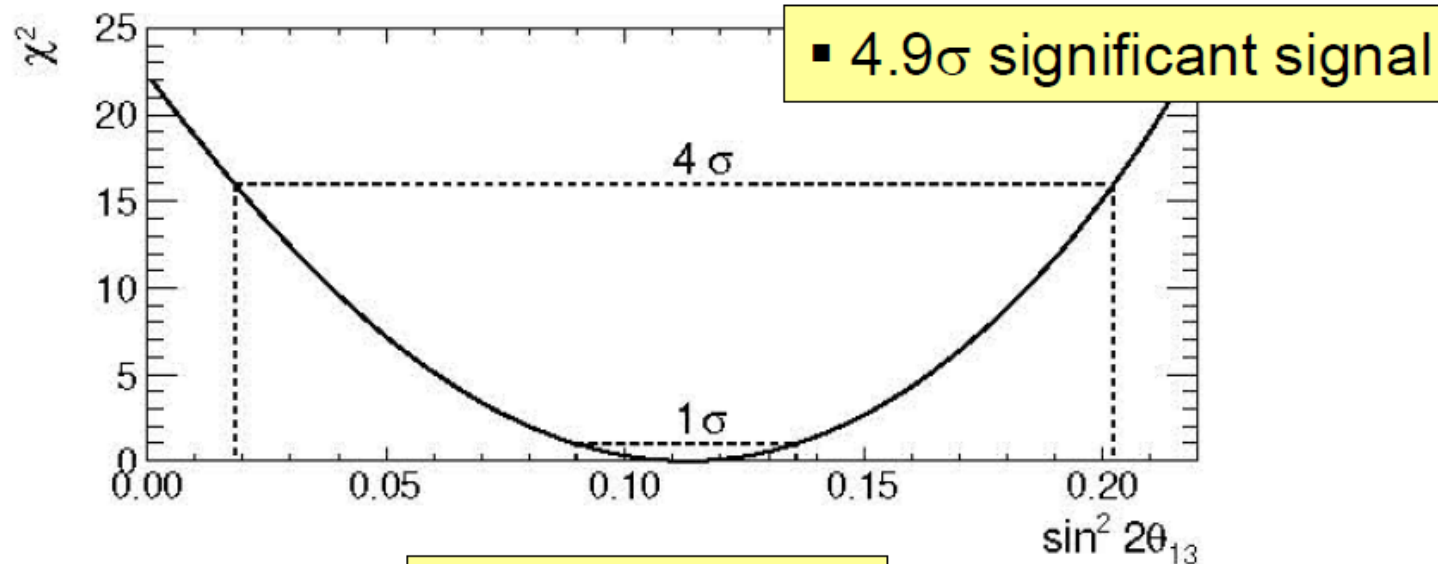


RENO Experimental Setup



Definitive Measurement of θ_{13}

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.113 \pm 0.013(\text{stat.}) \pm 0.019(\text{syst.})$$



2.3.2 長基線実験 その2

appearanceの時代の幕が開いた！！！！

ν_e appearanceの研究結果
($\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillation)

Phys. Rev. Lett. **107**, 041801 (2011) – Published July 1
preprint : arXiv:1106.2822:
“Indication of Electron Neutrino Appearance from anAcc

Result with T2K 1.43×10^{20} p.o.t.

最終的に残ったイベント数 **6**

$\sin^2 2\theta_{13}=0$ の期待値 **1.5 ± 0.3**

1.5 ± 0.3 の期待値で6イベント観測される確率は 0.7%

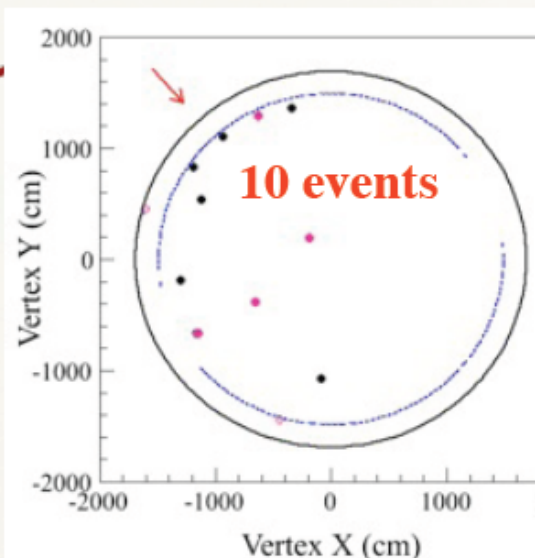
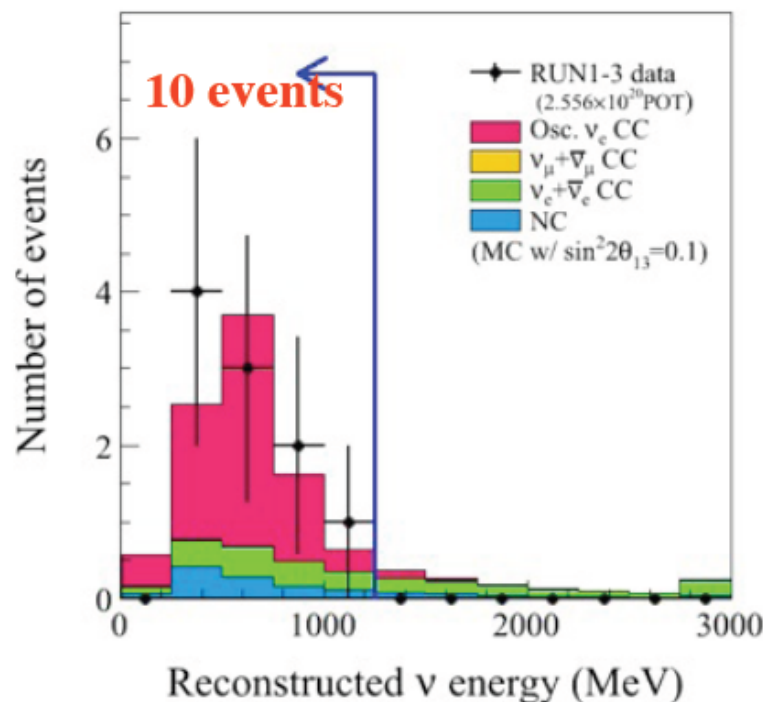
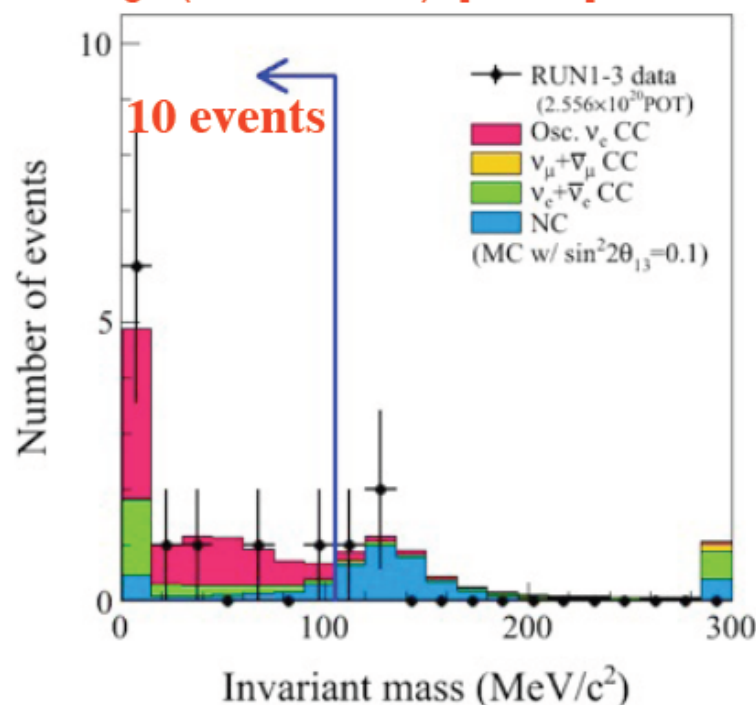
→ ν_e appearance ($\theta_{13} \neq 0$)のindication !

Further ν_e selection

最新の結果

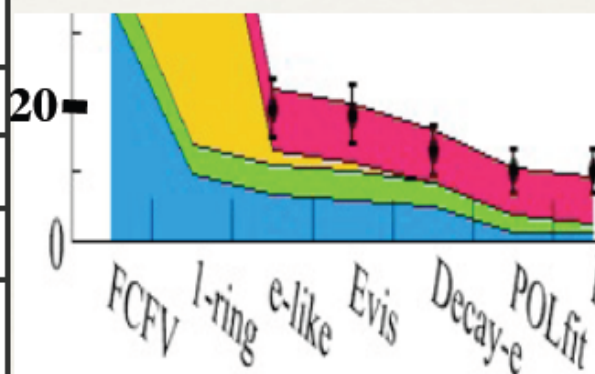
Invariant mass of assumed two rings ($<105\text{MeV}/c^2$) [POLfit]

Reconstructed $E_\nu < 1250\text{MeV}$



RUN 1+2+3 2.556×10 ²⁰ POT	Data	MC Expectation w/ $\sin^2 2\theta_{13}=0.1$				
		Signal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	BG total	CC ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$)	CC ($\nu_e + \bar{\nu}_e$)	NC
e-like	19	8.70	13.23	2.30	4.07	6.86
$E_{\text{vis}} > 100\text{MeV}$	18	8.50	11.47	1.49	4.03	5.94
No decay-e	13	7.31	8.56	0.28	3.19	5.09
POLfit mass	10	6.82	3.67	0.07	2.21	1.39
$E_{\nu}^{\text{rec}} < 1250\text{MeV}$ (MC $\sin^2 2\theta_{13}=0$ case)	10	6.61 (0.15)	2.47 (2.58)	0.05 (0.05)	1.36 (1.47)	1.06 (1.06)

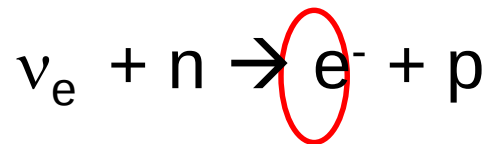
ν_e events



$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ニュートリノ振動の探索

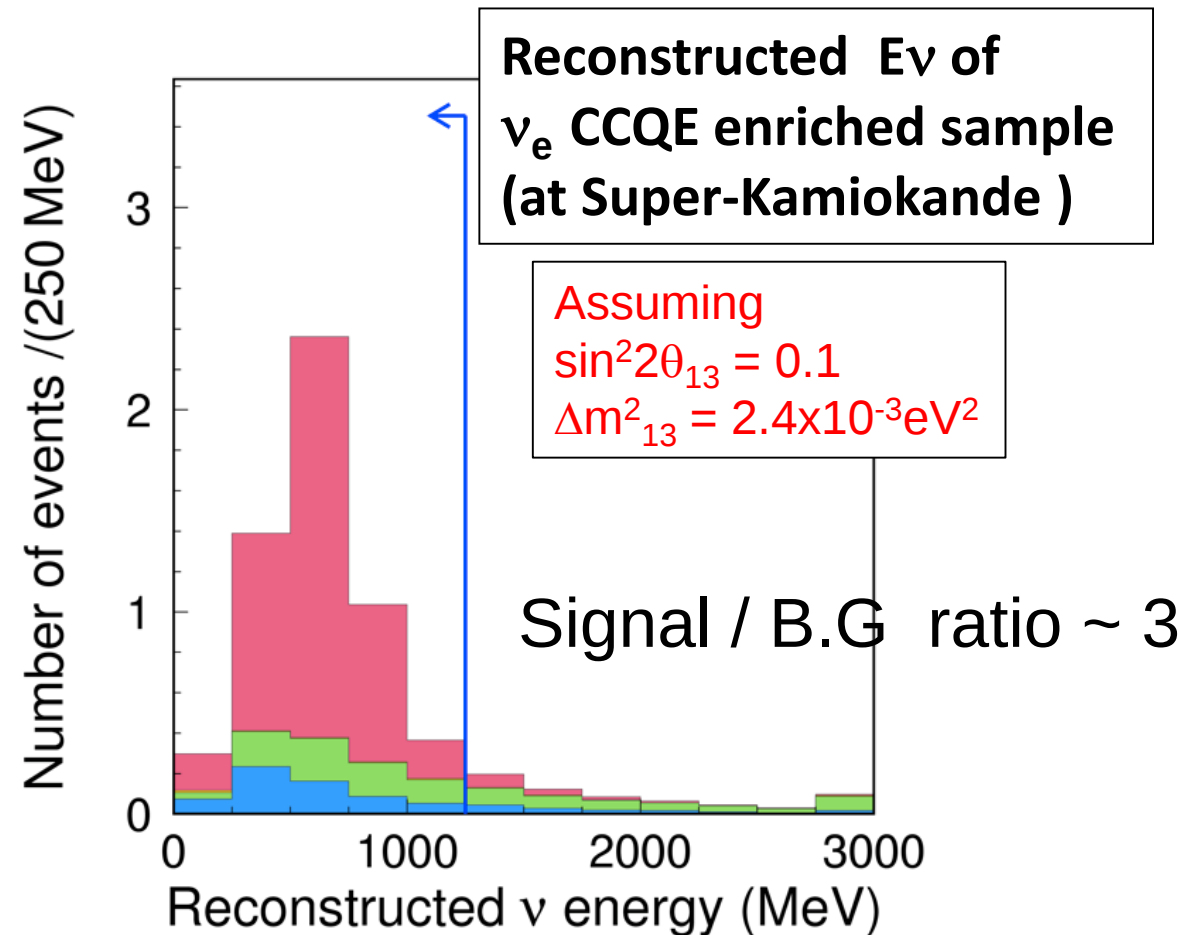
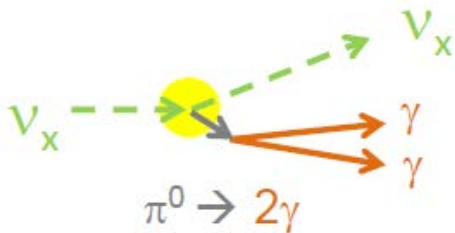
$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \left(1.27 \Delta m_{13}^2 L / E \right)$$

- 振動して現れた ν_e の CCQE 反応を探す



バックグラウンド

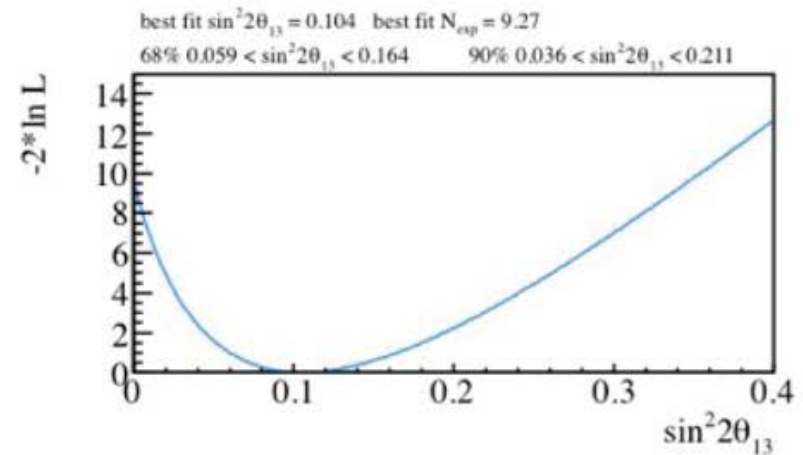
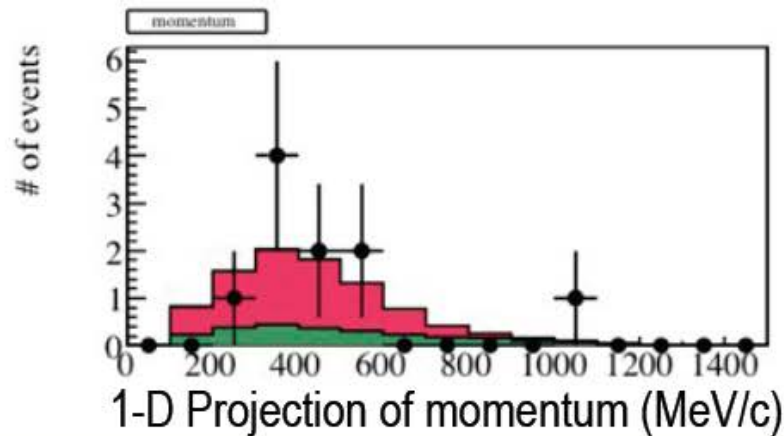
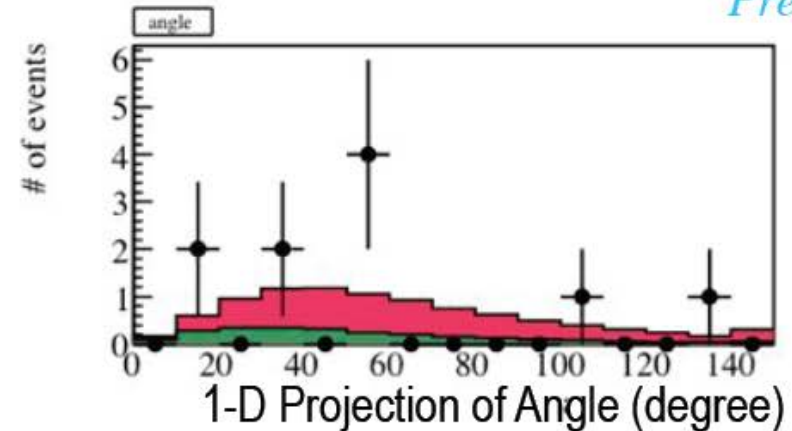
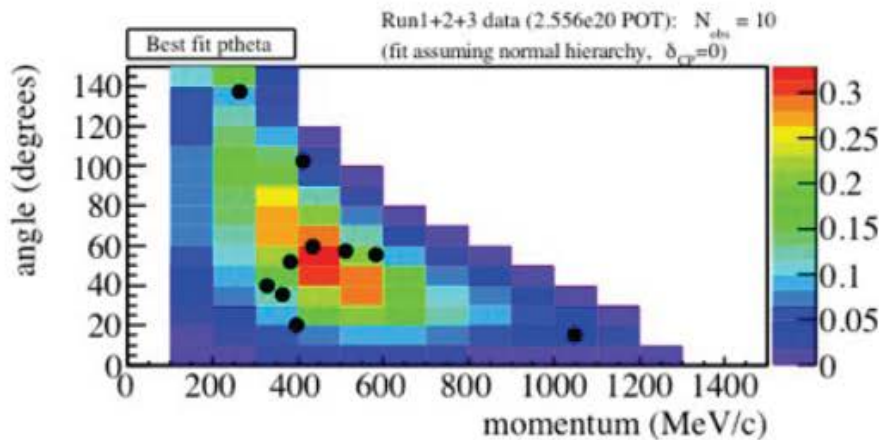
© $\diamond \kappa$ intrinsic $\phi \nu_e$
NC π^0 production



6. Result

Method 1

Preliminary



$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.104^{+0.060}_{-0.045}$$

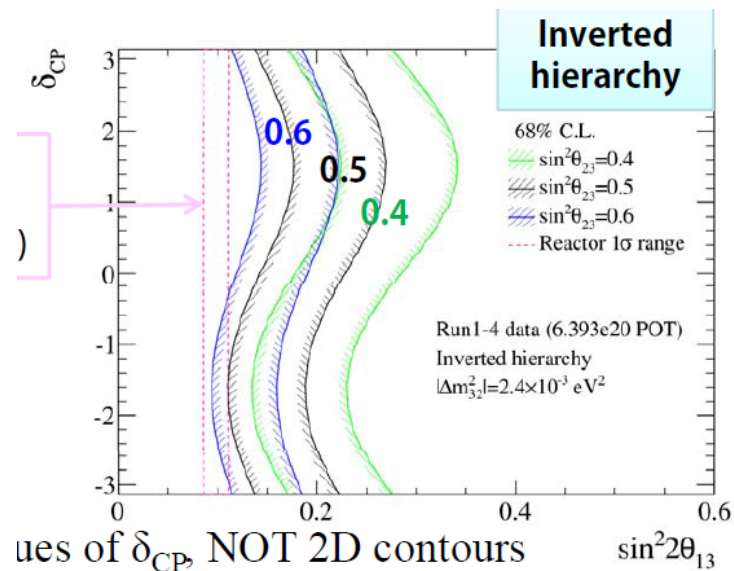
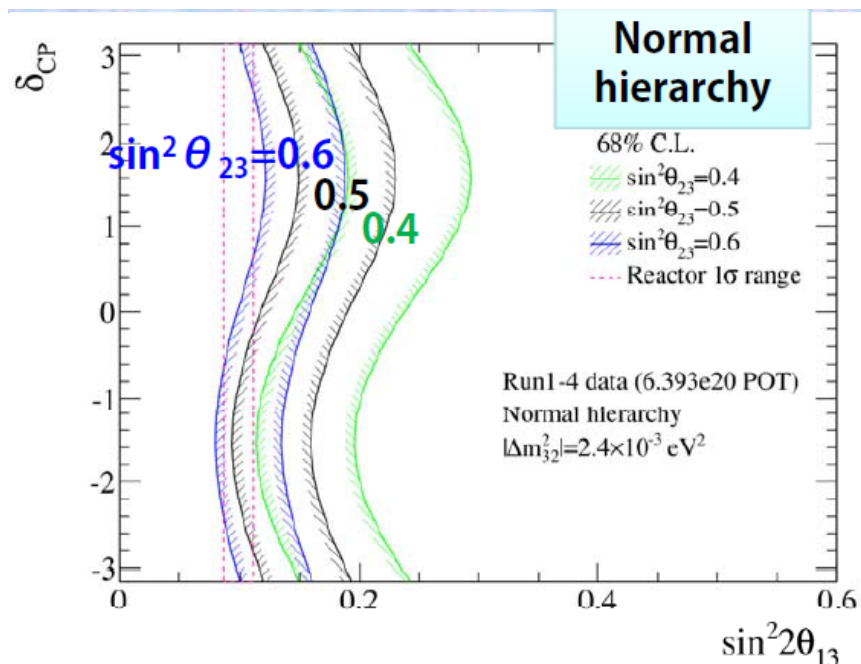
$$\theta_{23} = \pi/4$$

$$(N_{\text{ve}}^{\text{best-fit}} = 9.27)$$

$$0.036 < \sin^2 2\theta_{13} < 0.21 \text{ (90\% C.L.)}$$

CPは？

KEK Seminar at 7/19



PDG2012
 reactor average
 value (0.098 ± 0.013)

VS

◆ normal hierarchy

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.150^{+0.039}_{-0.034}$$

◆ inverted hierarchy:

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.182^{+0.046}_{-0.040}$$

Assuming
 $|\Delta m^2_{32}| = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$
 $\sin^2 \theta_{23} = 1.0$

差を埋めるのはCPV?????

2.4 そのほかの実験・解析

2.4.1 大気ニュートリノ / 異常の確認

$$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau, \sin^2 \theta_{23} \sim 1, \delta m_{31}^2 \sim 3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$$

Opera: ν_τ の検出:
今までは、親のニュートリノが減っていることを ν_μ が振動した
と、解釈していたが、それを直接確認

$$\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu \quad \text{によりニュートリノビームを作る}$$

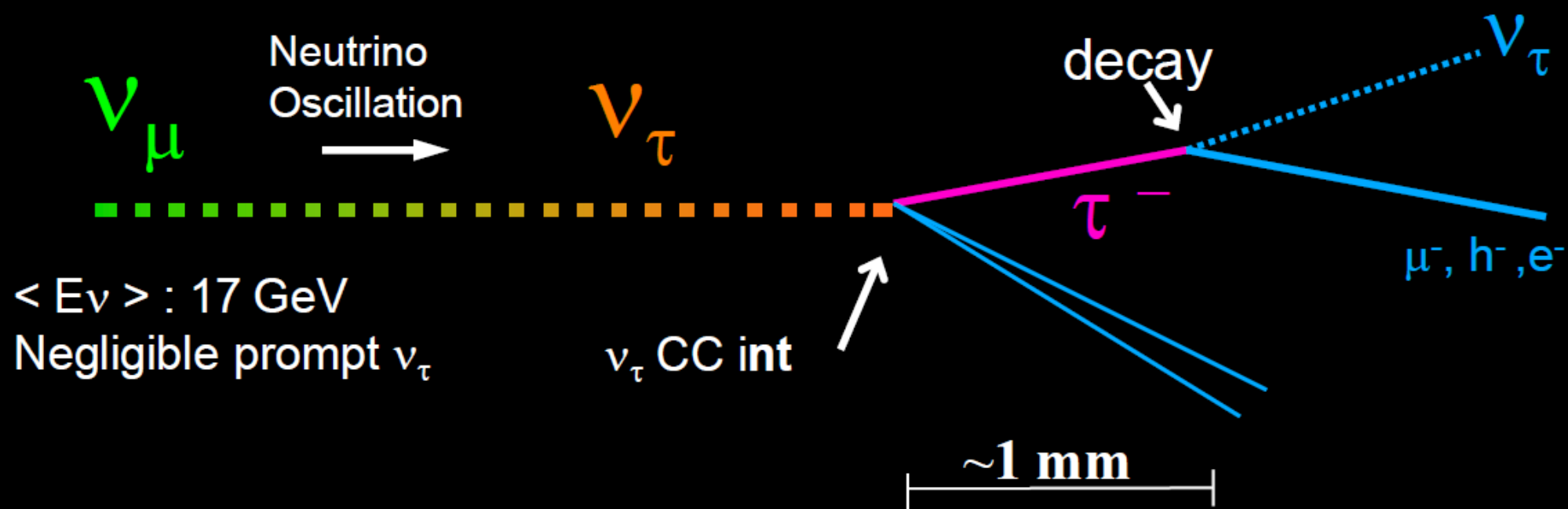
1事象だけ。これまでの結果とは無矛盾

エネルギーの高いニュートリノを使うので振動のしっぽを見る感じ

SK: ν_τ の「検出」(大気ニュートリノ由来)
 ν_τ が飛来しているとすれば、それが τ を作るので、その崩壊物があるかどうかを見る。

他の全ての解析と無矛盾

$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Appearance detection



- Realize ~ 1000 ton mass for Tau Neutrino detection
- Topological Detection of the decay of Tau lepton produced by ν_τ CC int

→ only Nuclear Emulsion can detect ν_τ CC int.

Status of the ν_τ Search

Years	Status	# of events for Decay search	Expected ν_τ (Preliminary)	Observed ν_τ Candidate Events	Expected BG for ν_τ (Preliminary)
2008-2009	Finished	2783		1	
2010-2011	In analysis	1343		1	
2012	Started				
Total		4126	2.1	2	0.2

2. 前半のまとめ

ニュートリノの観測から

ニュートリノは質量を持つと
考えるのが自然

ただし、大変軽い

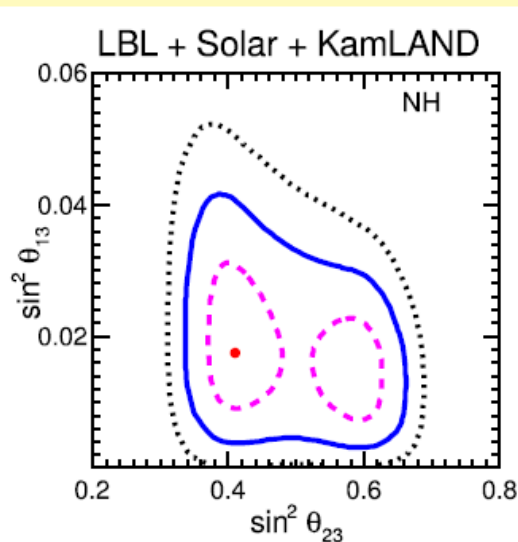
ニュートリノ以外で一番軽い電子の
せいぜい100万分の1

標準理論の変更へ

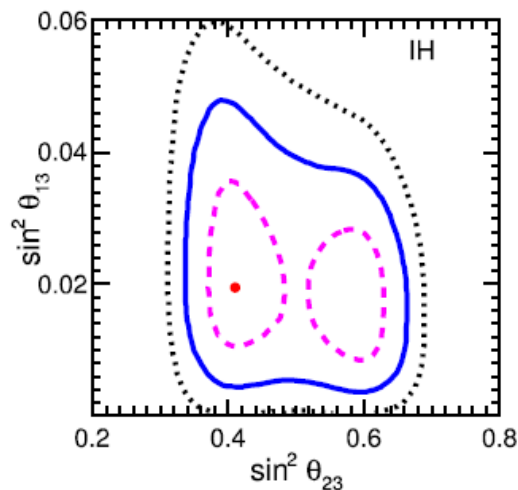
レプトンフレーバーの破れは？

From 2012 LBL appearance + disappearance data **plus** solar + KamLAND data:

normal
hierarchy



inverted
hierarchy



we obtain for both hierarchies, NH & IH:

- two quasi-degenerate and anticorrelated solutions (merging above 1σ)
- with a marginal preference for the first octant ($< 1\sigma$)

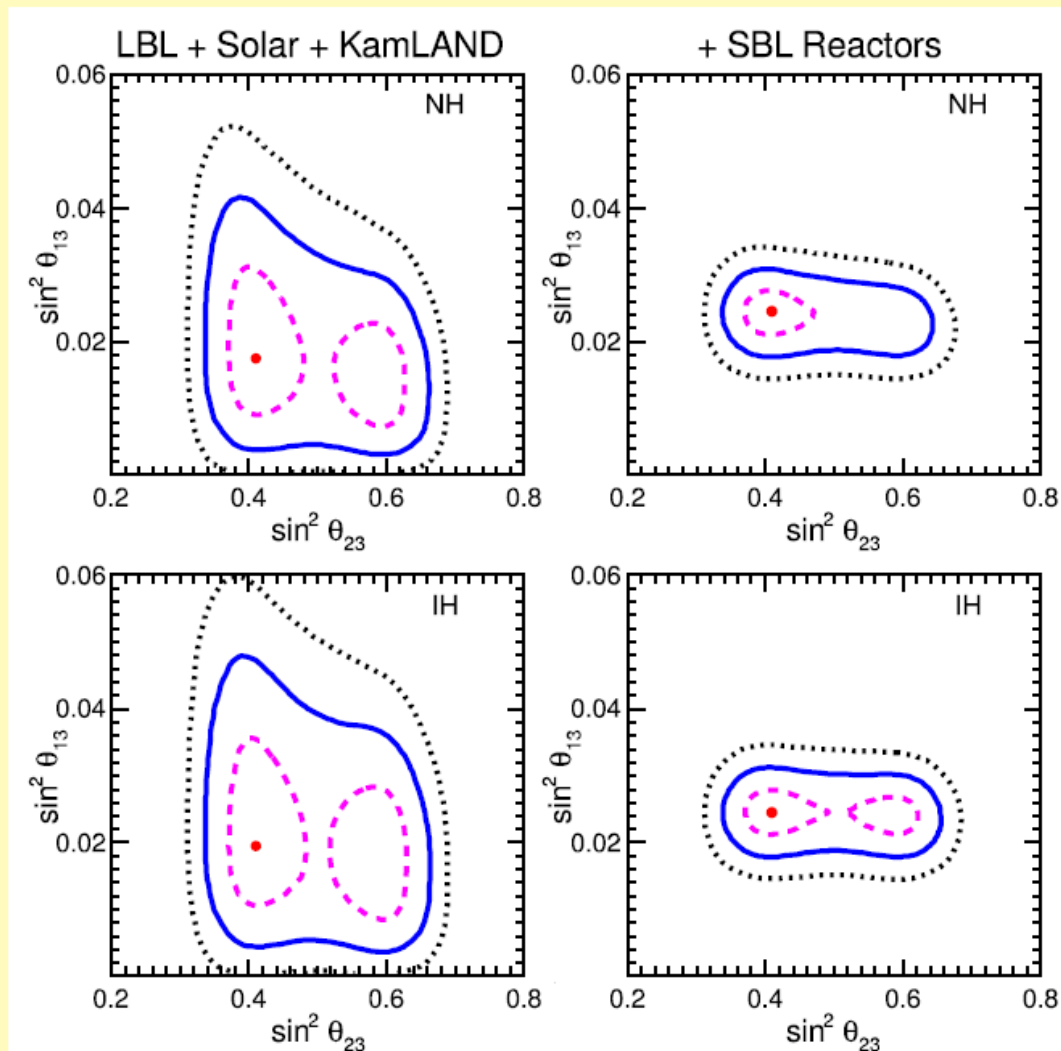
Moreover:

- a weaker constraint on θ_{13} for inverted hierarchy (as already known from T2K, MINOS)

Adding SBL reactor data (Chooz, Double Chooz, Daya Bay, RENO):

normal
hierarchy

inverted
hierarchy



for both NH & IH
large θ_{13} preferred !

NH

further preference for
the solution with

- higher θ_{13}
- lower θ_{23}
(1st octant)

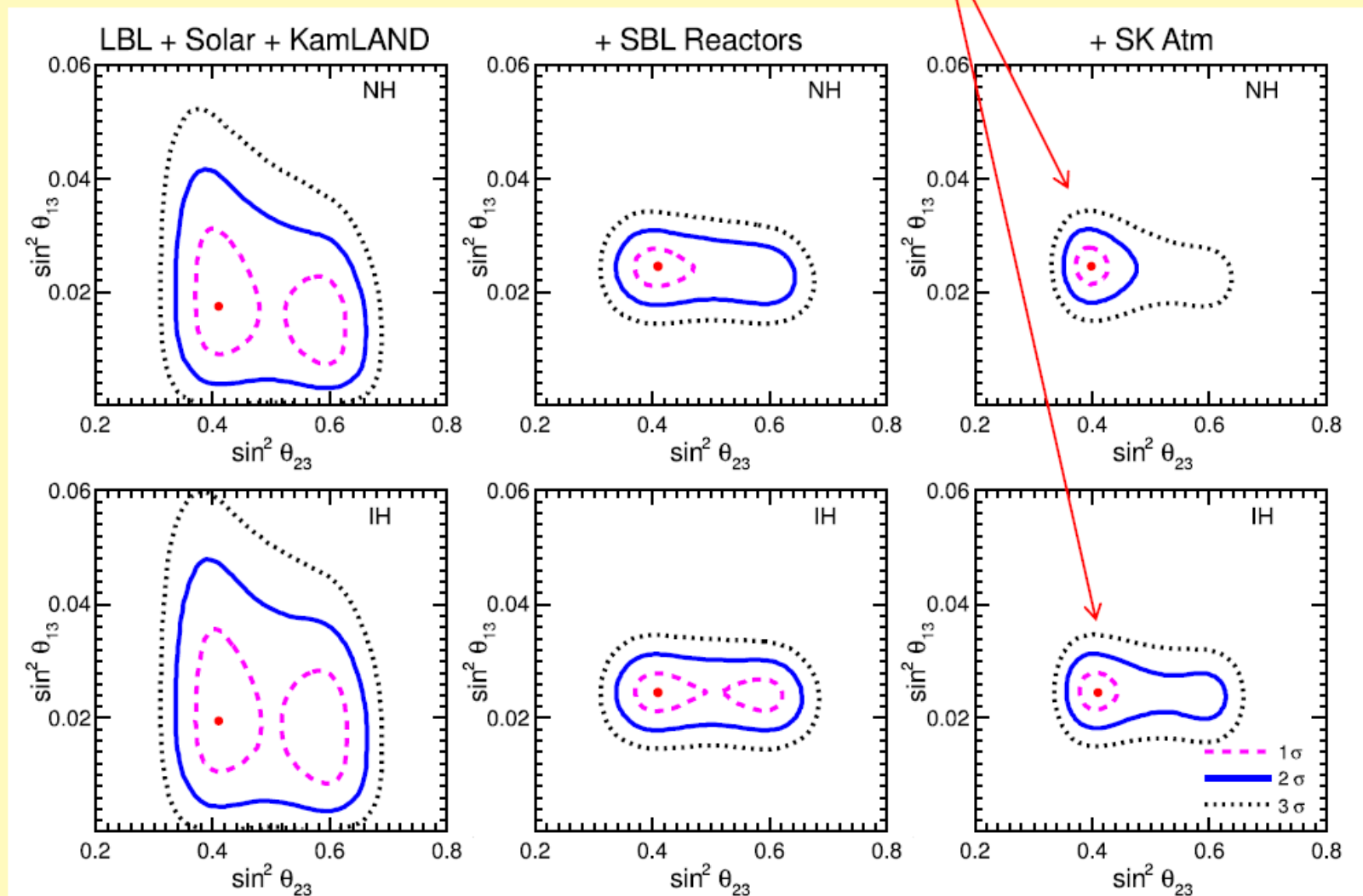
IH

only a marginal
preference for 1st octant

Adding SK atm data; the preference for θ_{23} in the 1st octant is corroborated

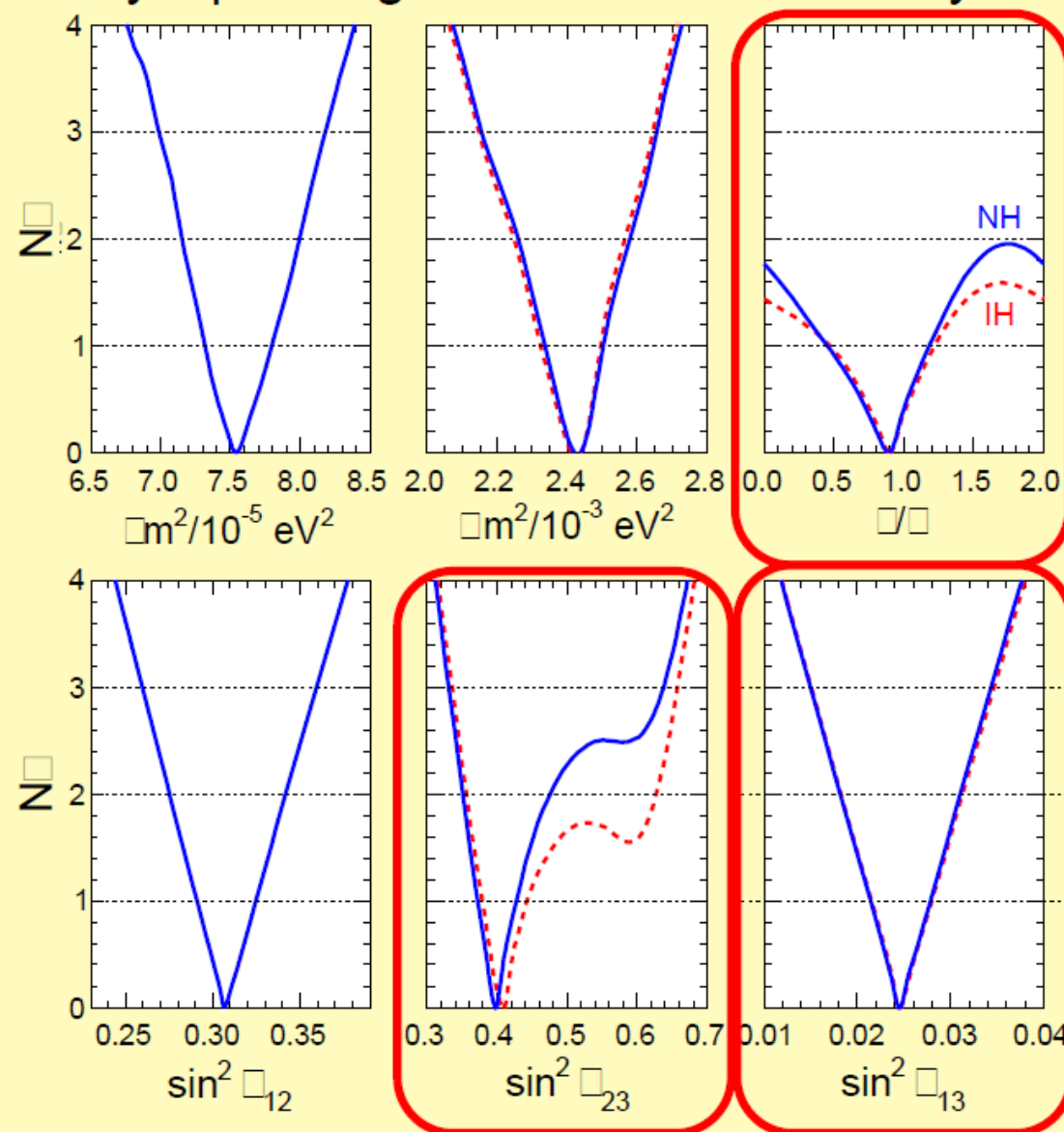
normal
hierarchy

inverted
hierarchy



Note: overall goodness of fit very similar in NH and IH. No hint about hierarchy yet...

Synopsis of global 3ν oscillation analysis



- Previous hints of $\theta_{13} > 0$ are now **measurements!** (and basically independent of old/new reactor fluxes)
- Some hints of θ_{23} in the **1st octant** are emerging at $\sim 2\sigma$, worth exploring by means of atm. and LBL+reac. data
- A possible hint of $\delta_{CP} \sim \pi$ is emerging from **atm. data** [Is the PMNS matrix real?]
- So far, **no hints** for
NH $\longleftrightarrow$ IH

C-1. 物理模型への影響とその帰結

ニュートリノ質量(とレプトン混合)を説明する必要がある。

Lepton Flavorの破れ

★ **中性の粒子** (<1eV)

★ **0ではないが非常に小さい質量(さらには質量のパターンも)**

○中性

Dirac型 : 相方の粒子が必要。通常、標準理論に対して中性のフェルミオン、いわゆる Right-Handed(RH) ニュートリノ ν_R を導入。H:Higgs doublet

$$y H \bar{\nu}_R L \supset m \bar{\nu}_R \nu_L$$

Majorana型 : 自分自身で質量を組む。繰り込み可能な範囲では ϕ をSU(2) tripletとして

$$y \phi L^T C L \supset m \nu_L^T C \nu_L$$

繰り込み不可能でよければ新しい粒子を導入することなく

$$\frac{h_{ij}}{2\Lambda} (H L_i)(H L_j)$$

ただし、 Λ は何か新しい物理が存在するスケールを示唆するので
結局それを説明する必要がある

例えば、 ν_R が存在すれば、これのMajorana質量項が存在する。

$$M \nu_R^T C \nu_R$$

これを、 $m \bar{\nu}_R \nu_L$ と組み合わせると、ラグランジアンには

$$(\nu_L, \nu_R^C) \begin{pmatrix} 0 & m \\ m & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^C \end{pmatrix}$$

という質量項が存在することになる。この行列の固有値が中性粒子の質量となるが、

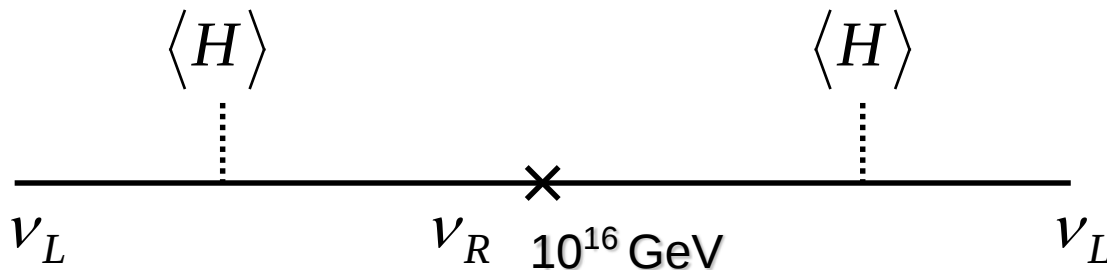
特に $m \ll M$ とすれば、 $-\frac{m}{M}, M$
その固有値は、

Seesaw機構

であり、固有状態はほぼ ν_L, ν_R

Gell-mann et al, Yanagida

Λ は、RHニュートリノのMajorana質量として与えられる。絵的には



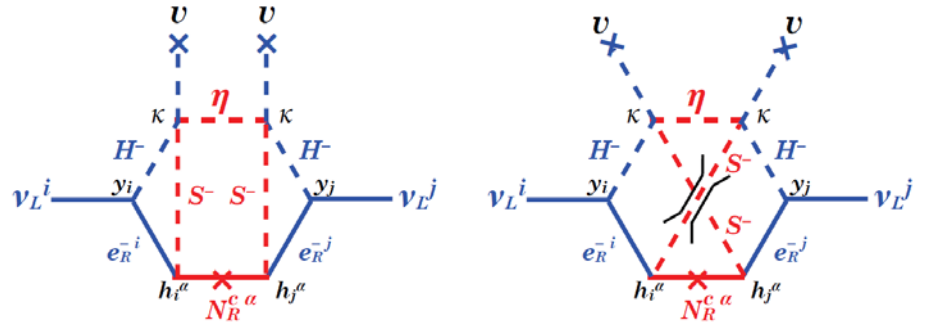
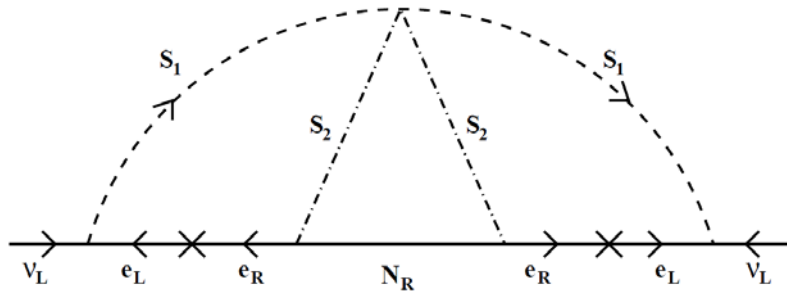
$$m_\nu = \frac{(100)^2}{10^{16}} \sim 10^{-12} \text{ GeV} \sim 10^{-3} \text{ eV}$$

$m \ll M$ である必要は必ずしもない。その場合はまた違う模型。

他にも量子補正(loop correction)で出す模型もある。Zee模型・radiative seesaw

Krauss et al

Aoki et al



いずれも通常のニュートリノにMajorana型質量項を与える。

$$\frac{h_{ij}}{2\Lambda} (H L_i) (H L_j)$$

つまり、必ず ~~は~~必要なのではない。

が、

標準理論の「バランス」、特に一世代を統一するSO(10)との整合性から導入する模型が、いわゆるSeesaw模型が最も研究されている。

○ Majorana質量項

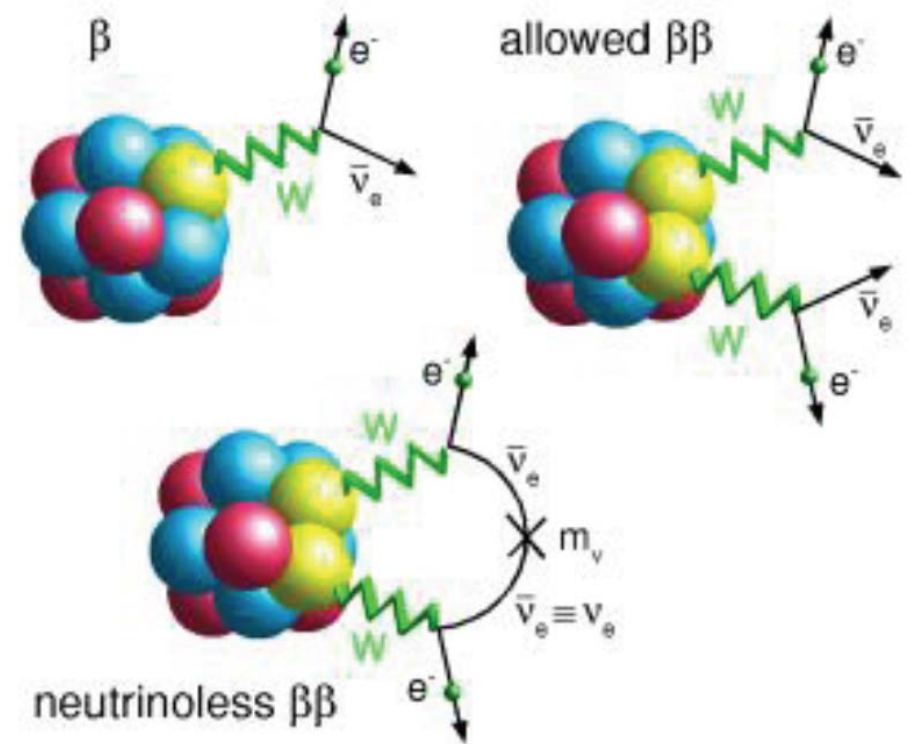
Lepton数が定義できなくなる。
(「破れる」ということが多い。)

➡ Lepton数が変化する過程が存在

代表例 (唯一!?)

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^-$$

($0\nu 2\beta$) decay



Romanino

$$m_{ee} = U_{eh}^2 m_h = c_{13}^2 (m_1 c_{12}^2 + m_2 s_{12}^2 e^{2i\alpha}) + m_3 s_{13}^2 e^{2i\beta'}$$

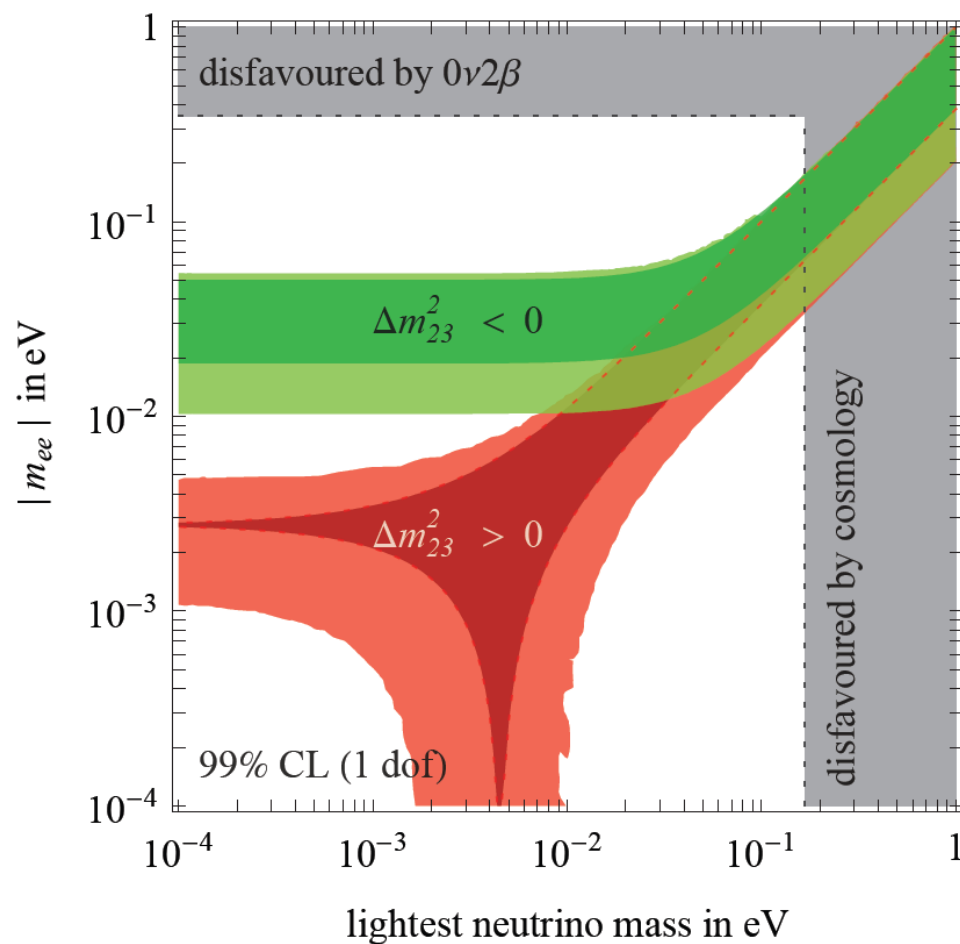
$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\beta} \end{pmatrix}$$

に比例。

通常の混合角だけでなく、Majorana位相にも依存

(Majorana質量項に比例するのだから当然ですが)

m_{ee} の値。現在分かっているパラメタの値を代入したもの。Majorana位相などはすべての値を振る

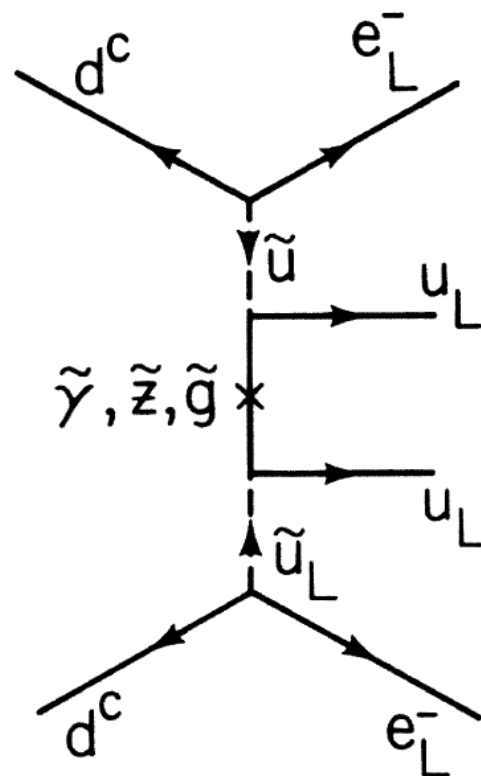


質量パターンについても結論を下せるかもしれない。

ただし、レプトン数が破れていることが本質なので、模型によっては、もっと違う機構により同じ現象が引き起こされることもある。

$$\lambda'_{ijk} L_i Q_j D_k^c$$

Mohapatra 1986



Leptogenesis

Fukugita, Yanagida

宇宙のバリオン数生成

宇宙にはバリオンしかないことの説明 一般に **Baryogenesis**

宇宙誕生時にバリオンと反バリオンが同数存在したとしても

以下の条件(Sakharovの3条件)を満たせば宇宙の発展においてバリオン数が多くなりうる

Sakharovの3条件

- 1 バリオン数が破れている
- 2 CP & Cが破れている
- 3 熱欲から離脱



Sakharovの3条件*

- 1 レプトン数が破れている
- 2 CP & Cが破れている
- 3 熱欲から離脱

Spharelon過程=B+Lを0にする過程の発見後
Lの一部を消して-Bを作ることによってB+L=0とする

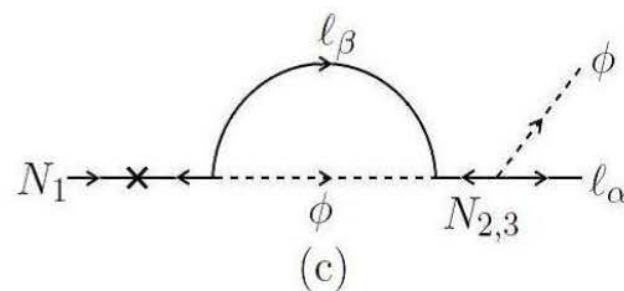
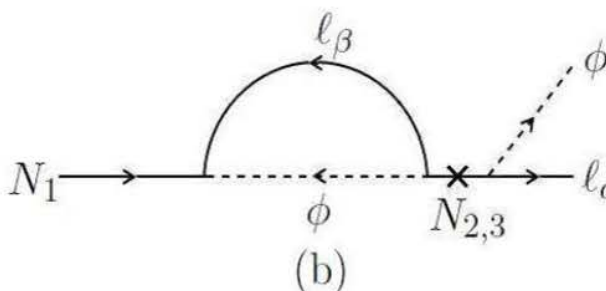
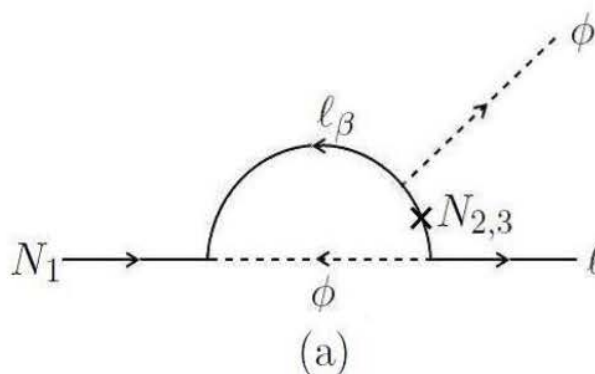
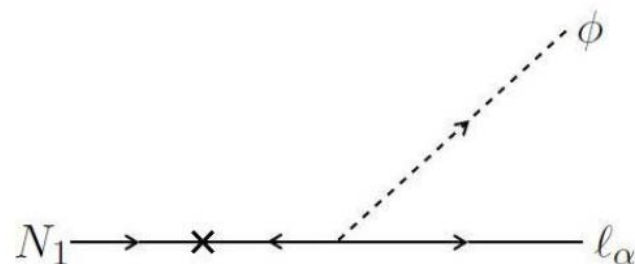
Majorana質量項 = 1の種！！

RHニュートリノはMajorana粒子 (粒子 = 反粒子) なのでレプトンにも反レプトンにも崩壊できる。崩壊率に違いがあればレプトン数が生成される

クォークとの散乱など他にも種はある

$$\epsilon_{\alpha\alpha} \equiv \frac{\Gamma(N_1 \rightarrow \phi \ell_\alpha) - \Gamma(N_1 \rightarrow \bar{\phi} \bar{\ell}_\alpha)}{\Gamma(N_1 \rightarrow \phi \ell) + \Gamma(N_1 \rightarrow \bar{\phi} \bar{\ell})}$$

干渉項



$$\mathcal{W} = (\hat{y}_\ell)_\alpha L_\alpha H_d E_\alpha^c + (y_\nu)_{\alpha i} L_\alpha H_u N_i^c + (\hat{M}_R)_i N_i^c N_i^c + h.c.$$

$$\sum \epsilon_{\alpha\alpha} \propto \text{Im}(y^\dagger y)_{1j} g \left(\frac{M_j^2}{M_1^2} \right)$$

RHニュートリノが持つMajorana位相 (CPを破る) に依存
それらしいパラメタで現在のバリオン数を説明できる

LFV --- New Physics in Oscillation Experiments

Lepton Flavor Violation を内包するように標準理論は拡張されなければならない
しかも、レプトンの混合は大きい

大きなLepton Flavor Violationがニュートリノ振動以外でも見えるはず！！

(おそらく) もっとも調べられた例

MSSM with RH neutrino (Seesaw Model) Borzumati, Masiero; Hisano et al
Large Flavor Changing Slepton Mass through renormalization

$$W = f_{\nu}^{i\beta} \bar{N}_i L_{\beta} H_u$$

$$\mu \frac{d(m_{\tilde{L}}^2)_{\alpha}^{\beta}}{d\mu} = \left(\mu \frac{d(m_{\tilde{L}}^2)_{\alpha}^{\beta}}{d\mu} \right)_{\text{MSSM}} (= 0)$$

$$+ \frac{1}{16\pi^2} \left[m_{\tilde{L}}^2 f_{\nu}^{\dagger} f_{\nu} + f_{\nu}^{\dagger} f_{\nu} m_{\tilde{L}}^2 + 2(f_{\nu}^{\dagger} m_{\tilde{\nu}}^2 f_{\nu} + \tilde{m}_{H_u}^2 f_{\nu}^{\dagger} f_{\nu} + A_{\nu}^{\dagger} A_{\nu}) \right]_{\alpha}^{\beta}$$

SUSY breaking $m_{\tilde{L}}^2$ scalar lepton doublet

$m_{\tilde{\nu}}^2$ right-handed sneutrino

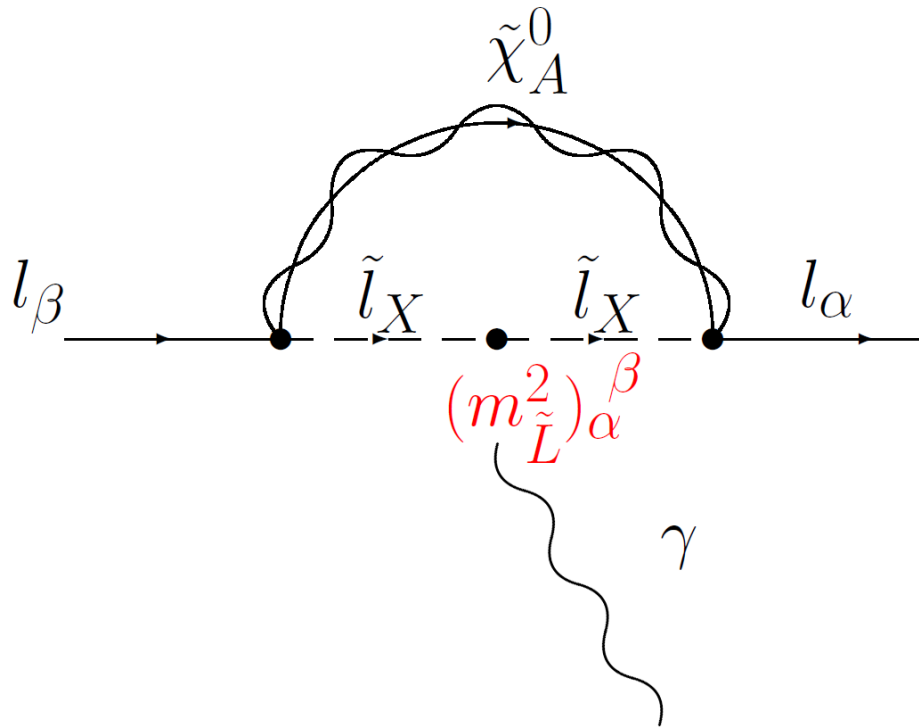
$\tilde{m}_{H_u}^2$ doublet Higgs

$$V^{Dirac\dagger} f_{\nu}^{i\beta} U^{Dirac} = \text{diag}(f_{\nu 1}, f_{\nu 2}, f_{\nu 3})$$

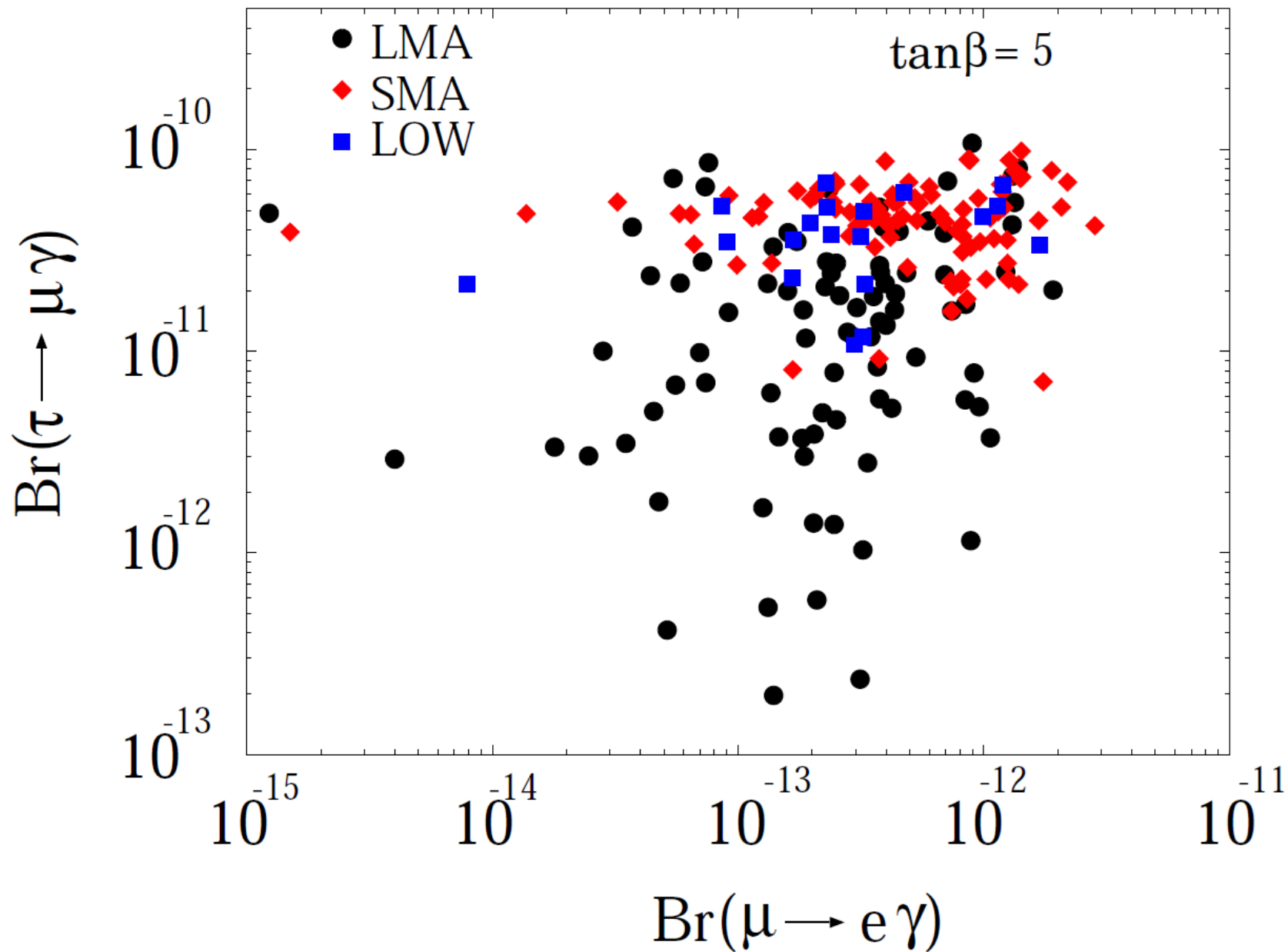
Lepton mixing SUSY Breaking Mass

a_0 :: universal A term

$$\begin{aligned}(m_{\tilde{L}}^2)_\alpha^\beta &\simeq -\frac{(6+a_0^2)m_0^2}{16\pi^2}(f_\nu^\dagger f_\nu)_\alpha^\beta \log \frac{M_G}{M_R} \\ &\simeq -\frac{(6+a_0^2)m_0^2}{16\pi^2}U_{\alpha k}^{Dirac}(U^{Dirac*})^{\beta k}|f_{\nu k}|^2 \log \frac{M_G}{M_R}\end{aligned}$$



$$M_2 = 150 \text{ GeV} \quad m_{\tilde{e}_L} = 300 \text{ GeV} \quad a_0 = 0 \quad \mu > 0$$



Sato, Tobe

Charged Lepton Flavor Violation (cLFV)

もうすぐ見える！？

Neutral Lepton Flavor Violation, nLFV, 例えば

$$\pi \rightarrow \mu + \nu_e$$

も存在する！？

Weak Interaction に対する結合定数の比を ε として

$$\frac{\text{Br}(\pi \rightarrow \mu \nu_e)}{\text{Br}(\pi \rightarrow \mu \nu_\mu)} = \varepsilon^2$$

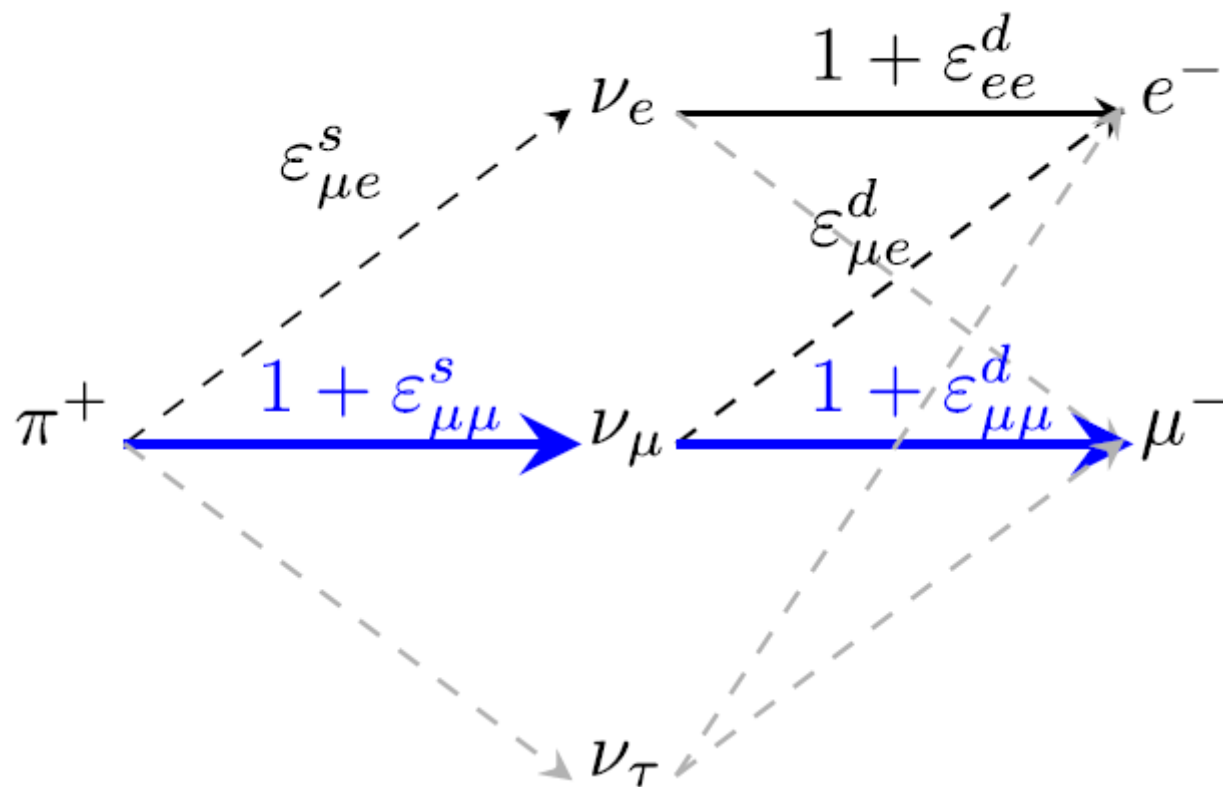
Universalityに影響する。が、 ε^2 の寄与なのでそれほど強い制限はかからない。

しかし、

$$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$$

振動実験への寄与は ε で効く。

ニュートリノは中間状態であって物理的状态ではない



振動を見ているわけではなく

π が崩壊し遠方で電子を作る

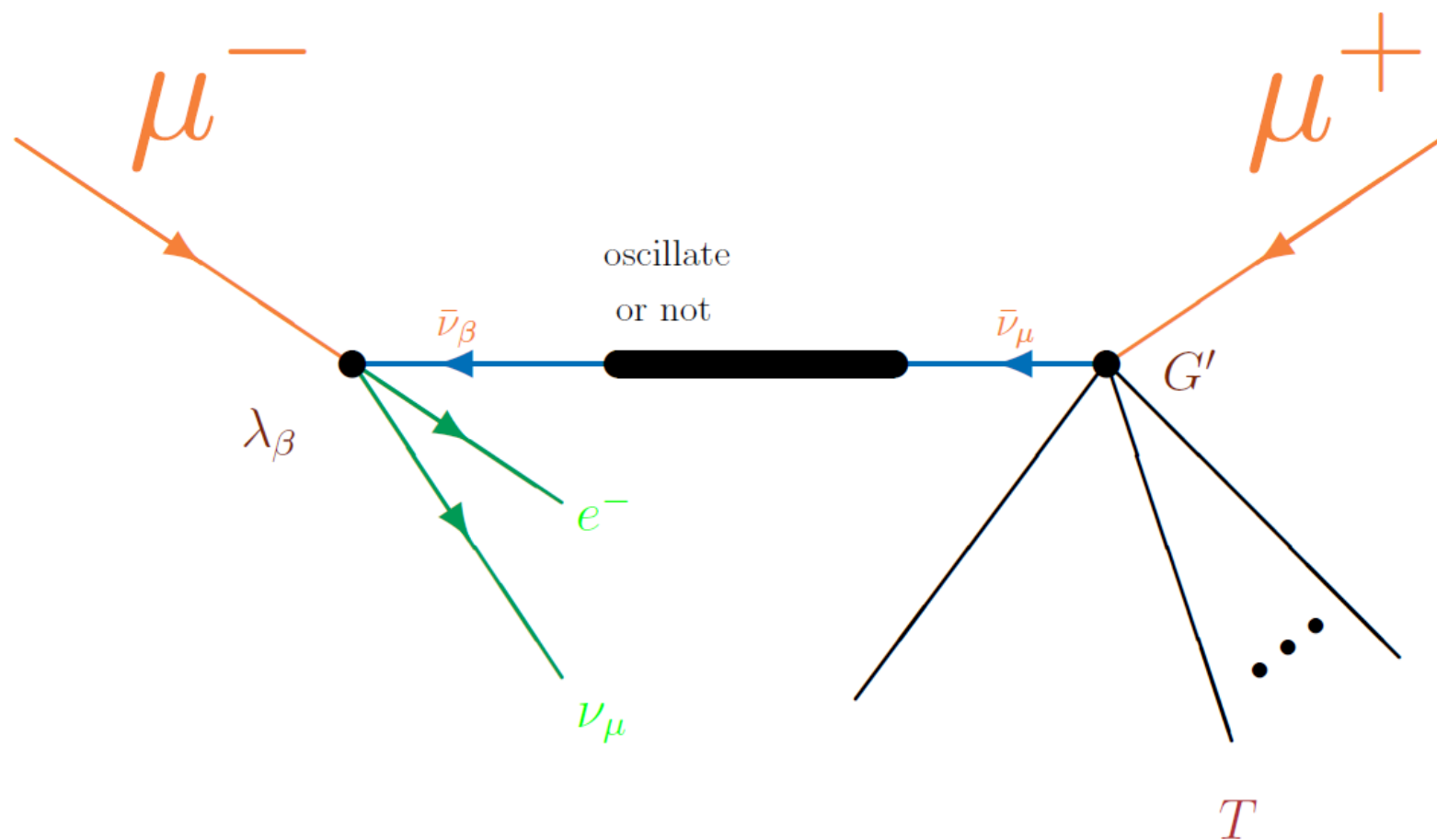
という現象を見ている。よって、振動確率は ε に比例

$$|\mathcal{A}(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + \mathcal{A}(\nu_e \rightarrow \nu_e)|^2 \sim (1 + 2\varepsilon)|\mathcal{A}(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)|^2$$

ニュートリノは中間状態！！

厳密には、干渉するのはこの現象に関わる全ての粒子が同じ状態を与える過程

Neutrino Factoryの例だと



$$\nu_e \longrightarrow \nu_\mu$$

と解釈する

干渉があるので、結合定数に比例して寄与がある。

定式化

初期状態 s:source

$$|\nu_\alpha^s\rangle = |\nu_\alpha\rangle + \sum_{\beta=e,\mu,\tau} \varepsilon_{\alpha\beta}^s |\nu_\beta\rangle$$

終状態 d:detection

$$\langle \nu_\beta^d | = \langle \nu_\beta | + \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \varepsilon_{\alpha\beta}^d \langle \nu_\alpha |$$

$$\sum_{\alpha=e,\mu,\tau} |\nu_\alpha^s\rangle \langle \nu_\alpha^s| \neq 1, \quad \sum_{\beta=e,\mu,\tau} |\nu_\beta^d\rangle \langle \nu_\beta^d| \neq 1,$$

$$\langle \nu_\alpha^s | \nu_\beta^s \rangle \neq \delta_{\alpha\beta}, \quad \langle \nu_\alpha^d | \nu_\beta^d \rangle \neq \delta_{\alpha\beta}.$$

直交しない

Hamiltonian

$$\tilde{V}_{\text{MSW}} = a_{\text{CC}} \begin{pmatrix} 1 + \varepsilon_{ee}^m & \varepsilon_{e\mu}^m & \varepsilon_{e\tau}^m \\ \varepsilon_{e\mu}^{m*} & \varepsilon_{\mu\mu}^m & \varepsilon_{\mu\tau}^m \\ \varepsilon_{e\tau}^{m*} & \varepsilon_{\mu\tau}^{m*} & \varepsilon_{\tau\tau}^m \end{pmatrix}$$

$$H_{\alpha\beta} = \frac{1}{2E} \left[U_{\alpha j} \begin{pmatrix} 0 & \Delta m_{21}^2 \\ & \Delta m_{31}^2 \end{pmatrix}_{jk} (U^\dagger)_{k\beta} + (\tilde{V}_{\text{MSW}})_{\alpha\beta} \right]$$

物質効果に変化

遷移確率

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha^s \rightarrow \nu_\beta^d} &= |\langle \nu_\beta^d | e^{-iHL} | \nu_\alpha^s \rangle|^2 \\ &= |(1 + \varepsilon^d)_{\gamma\beta} (e^{-iHL})_{\gamma\delta} (1 + \varepsilon^s)_{\alpha\delta}|^2 \\ &= |[(1 + \varepsilon^d)^T e^{-iHL} (1 + \varepsilon^s)^T]_{\beta\alpha}|^2, \end{aligned}$$

ε の上限

Universalityから $< \mathcal{O}(10^{-3})$

ε の上限になる場合(Weak Interactionに同じ過程がある場合) と、

ε^2 の上限になる場合(Weak Interactionに同じ過程がない場合) とが存在

c LFVから SU(2) で関係がつく! ?

$$\mu \rightarrow e\gamma \longrightarrow \nu_\mu \leftrightarrow eW \quad (+W\bar{e}\nu_e \text{ で物質効果 } \varepsilon_{e\mu}^m)$$

$$\nu_e \leftrightarrow \mu W \quad (+W\bar{u}d \text{ で } \pi \rightarrow \mu + \nu_e)$$

単純には同じくらいの制限? ε^2 の上限?

$\varepsilon_{\mu e}^{s,d}$

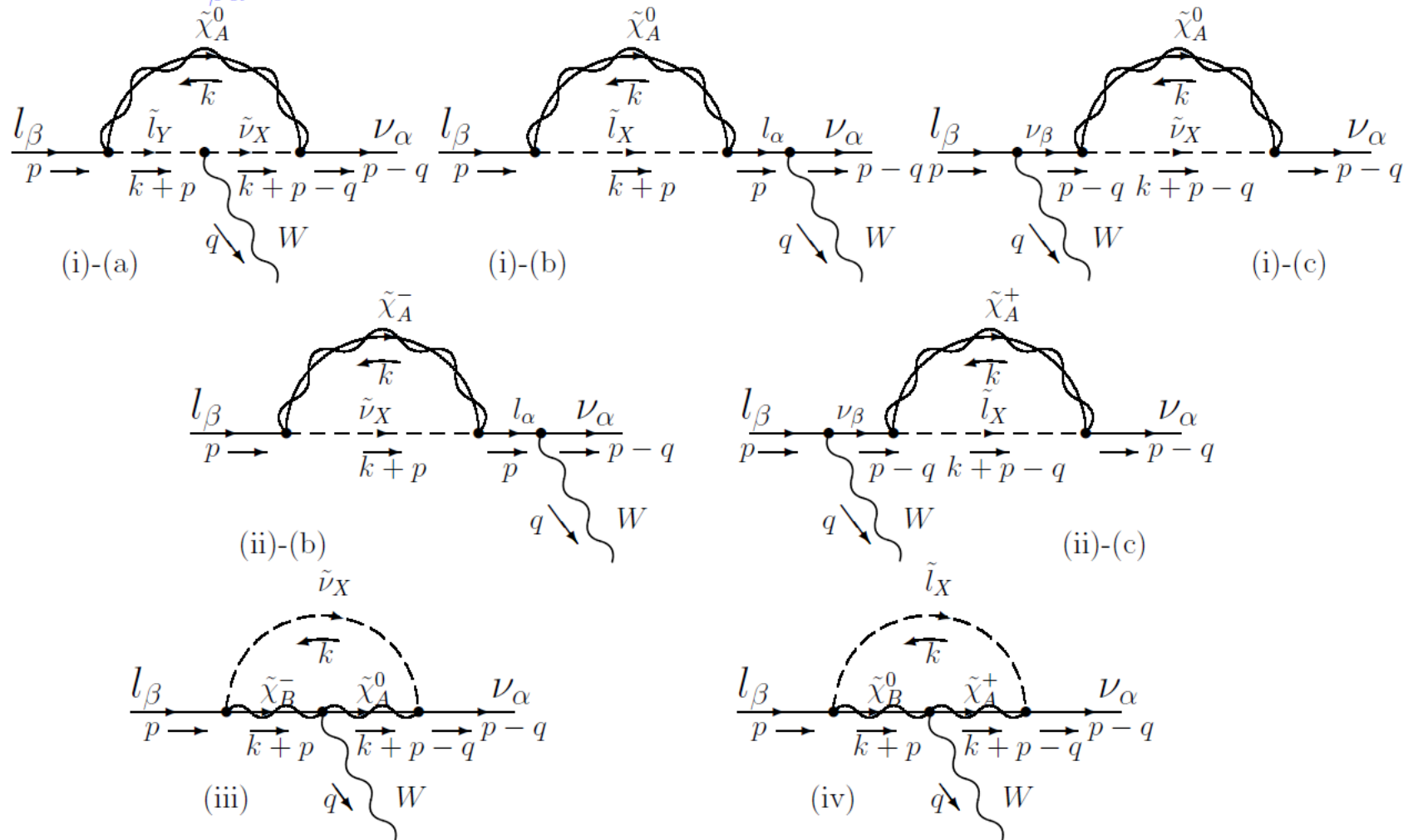
しかしBoxやtreeからの寄与もある



模型による

MSSM with RH neutrino (Seesaw Model)の例 Ota,Sato

Example of $\epsilon_{\beta\alpha}^s$ (Source): W-penguin diagrams



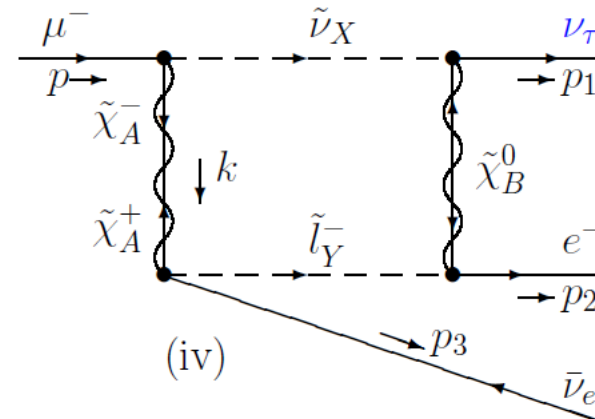
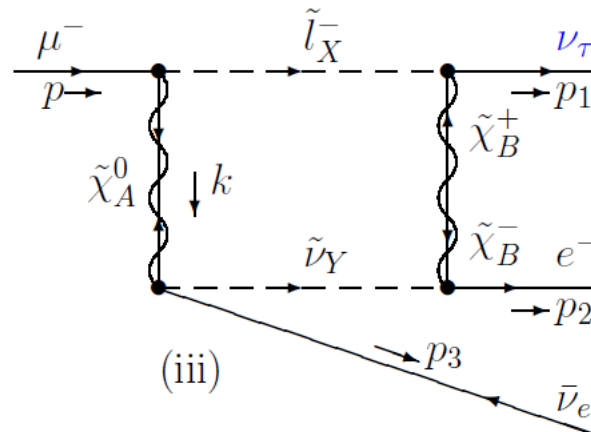
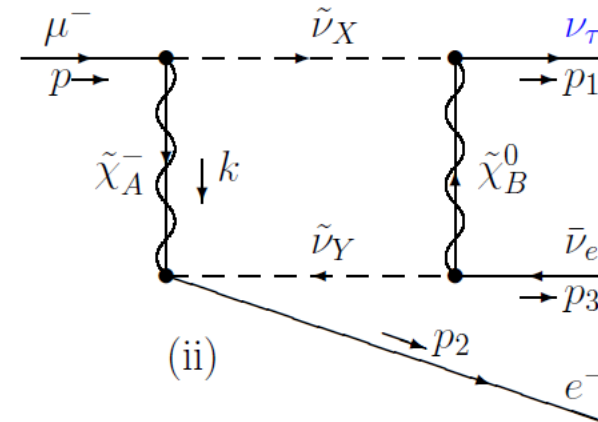
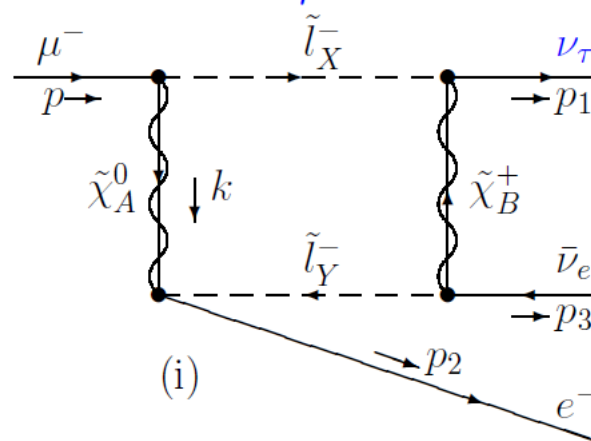
○ $\bar{\nu}_\gamma l_\gamma^-$ attaced.

○SU(2) limit, Divergence cansels among them

MSSM with RH neutrino (Seesaw Model)の例

Ota, Sato

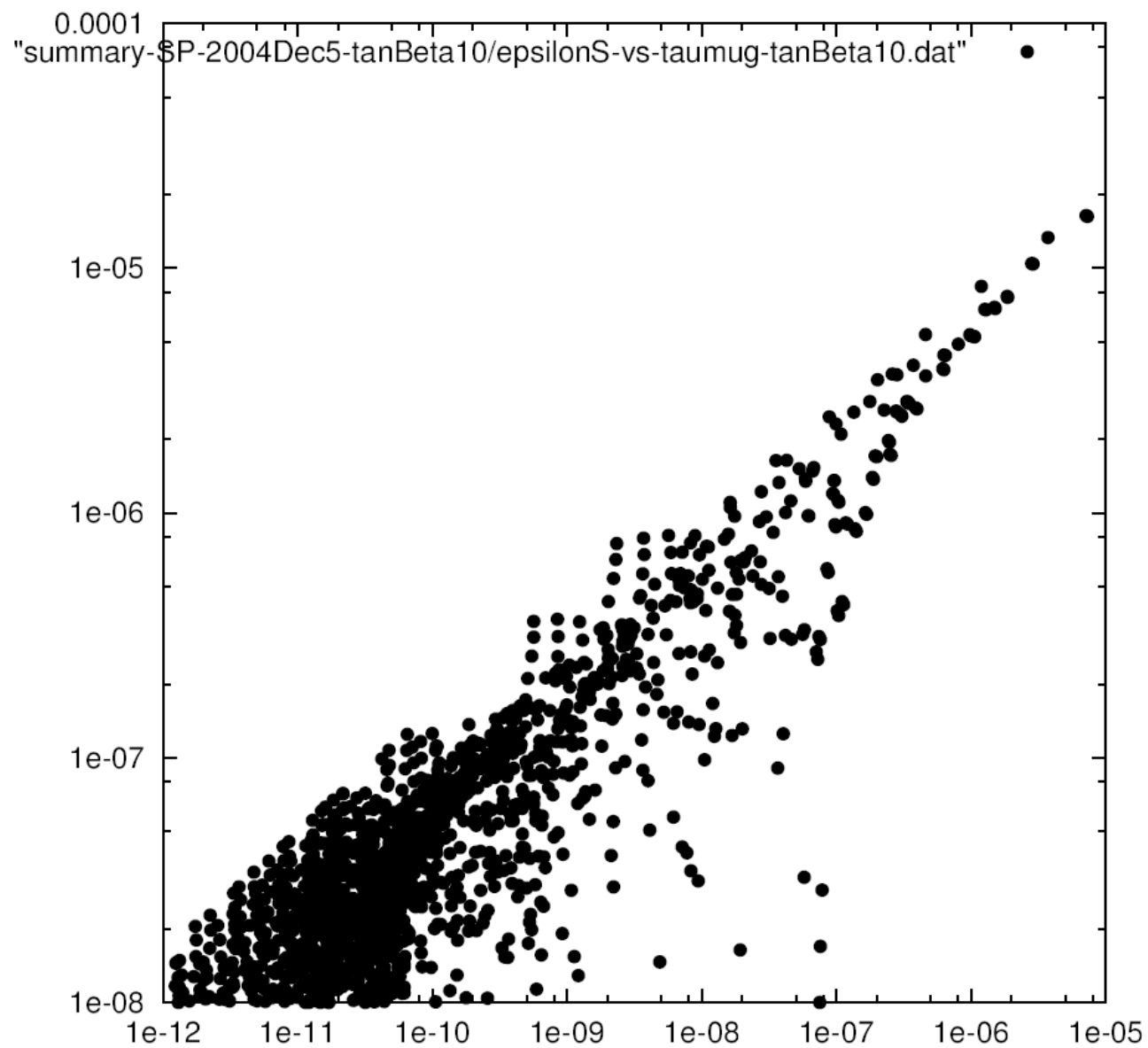
Box diagrams for $\epsilon_{\mu\tau}^s$



- Calculation straightforward
- For $\epsilon_{\mu e}^s$ there are other graphs.

MSSM with RH neutrino (Seesaw Model)の例

Ota,Sato



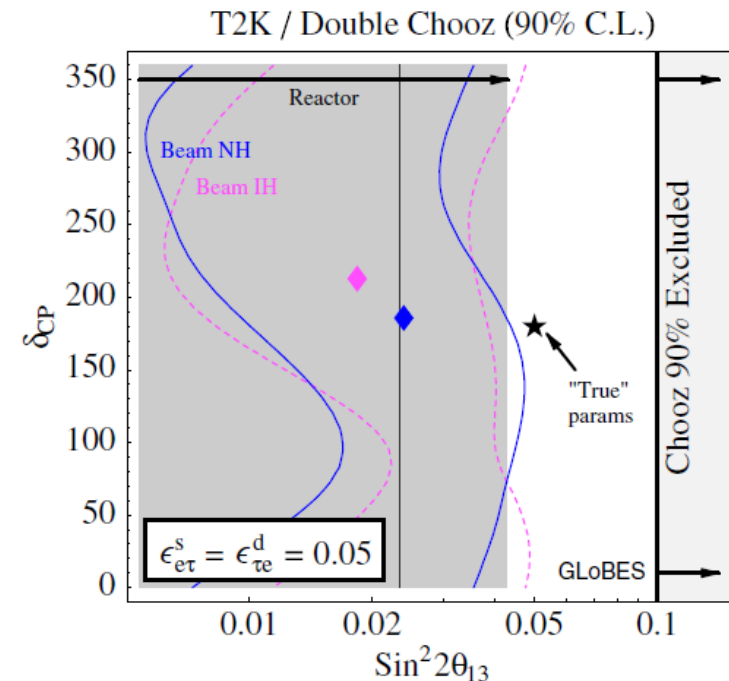
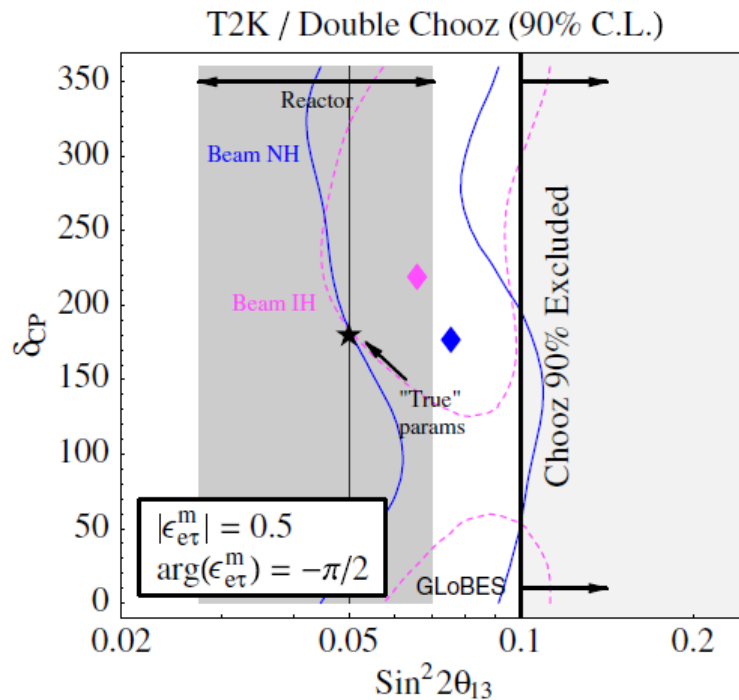
強い相関

$\text{Br}(\tau \rightarrow \mu \gamma)$

一方、Treeが寄与する場合は大きくなることもある

もし大きいとすると、三世代決めうちのフィットだと実験結果に矛盾？
極端な例

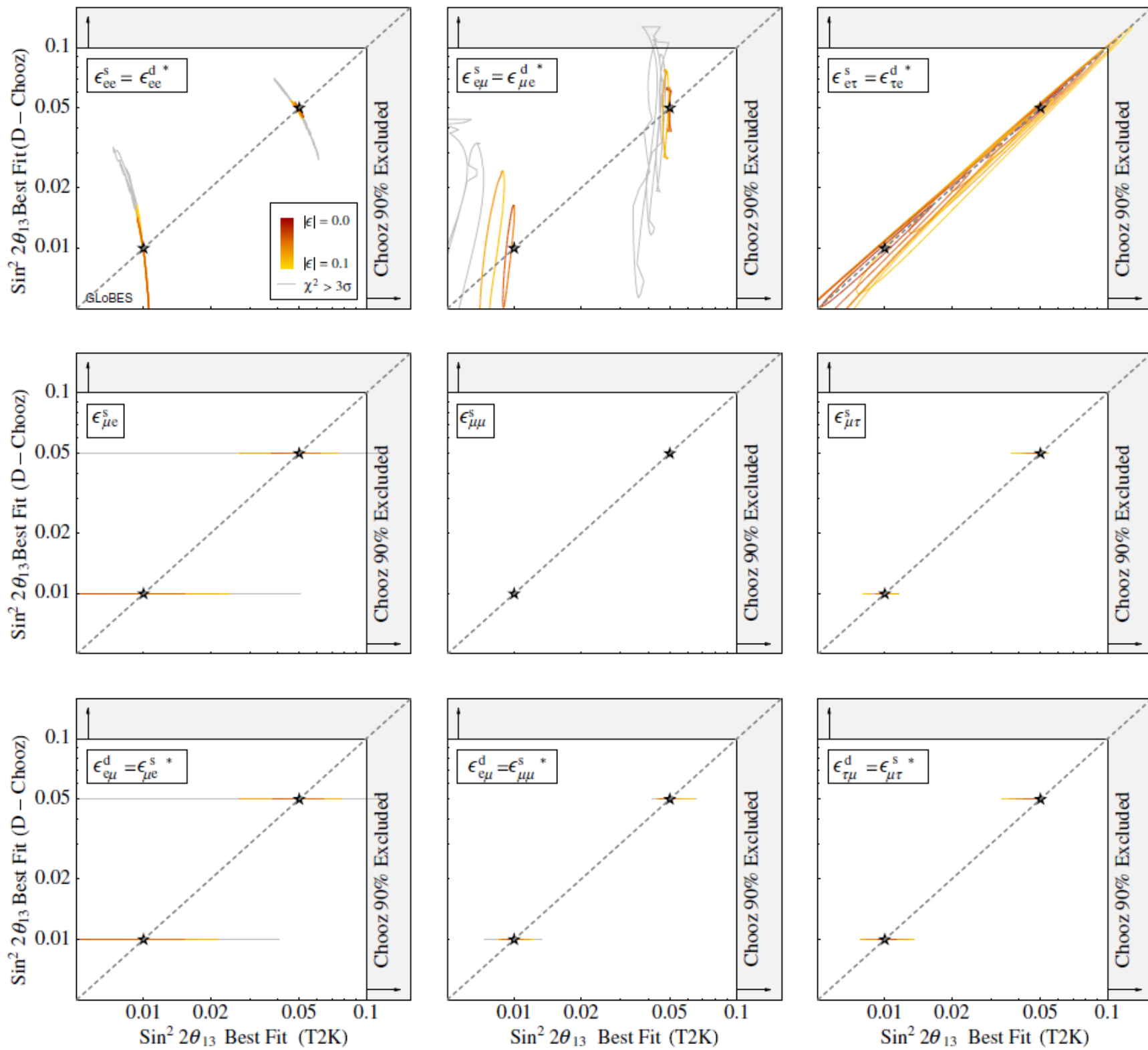
KOPP, LINDNER, OTA, AND SATO



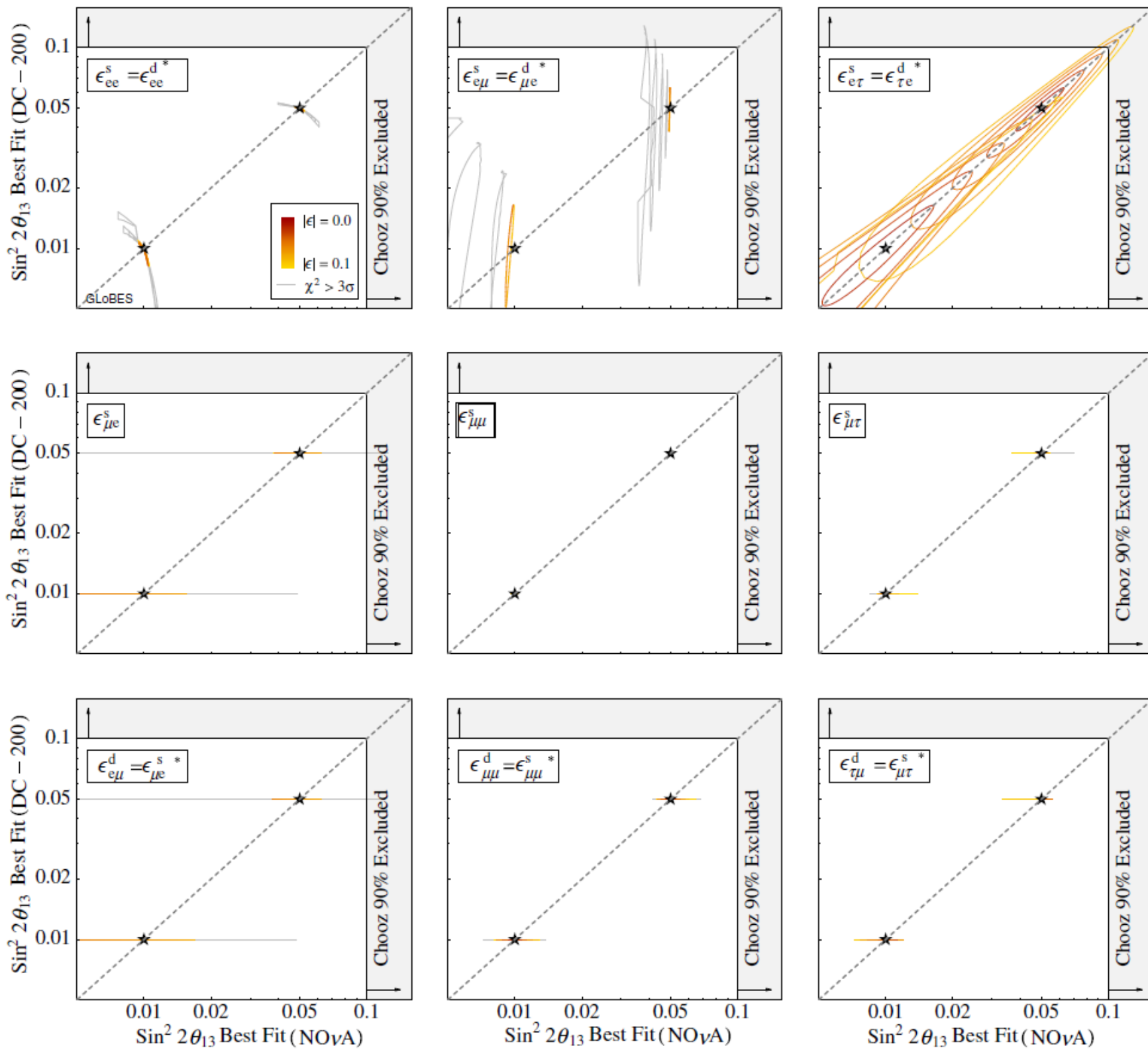
物質効果のみ
長基線実験に影響

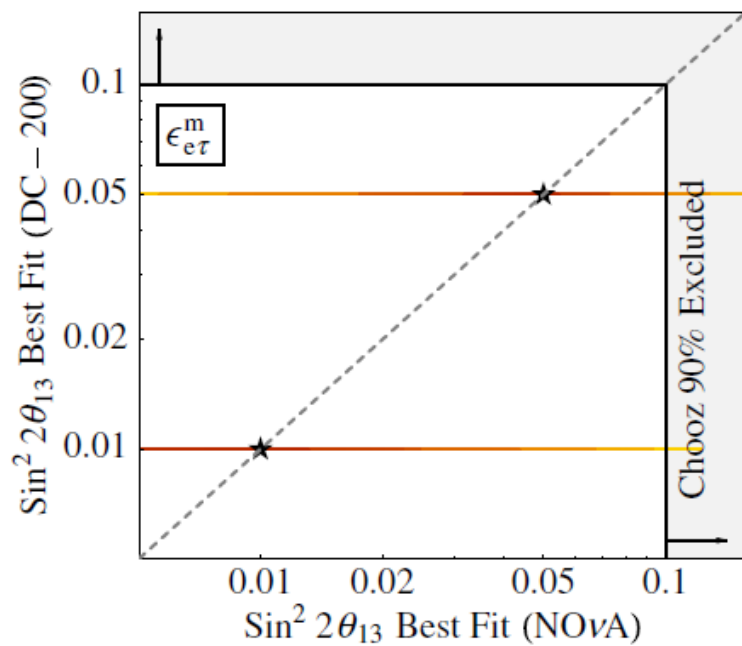
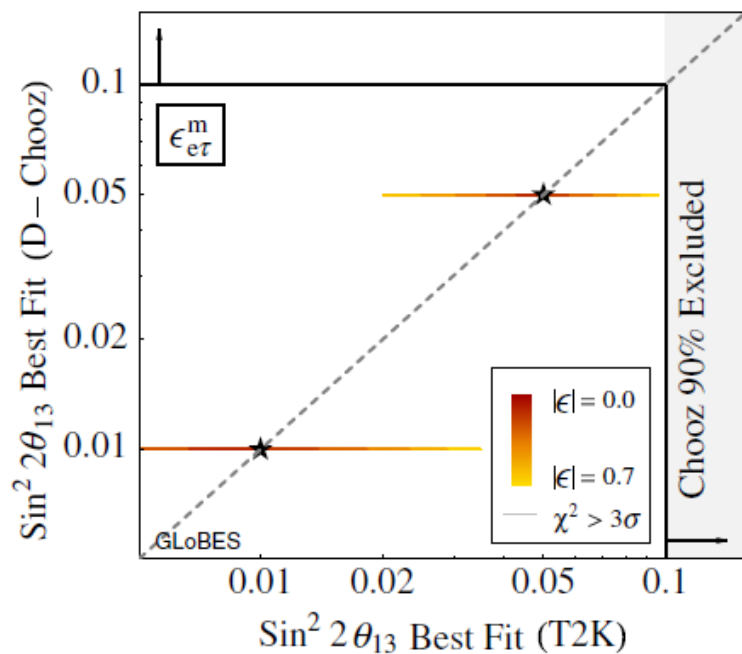
初期状態と終状態
両方に影響。ともに正しい値を外す

T2K vs Double Chooz

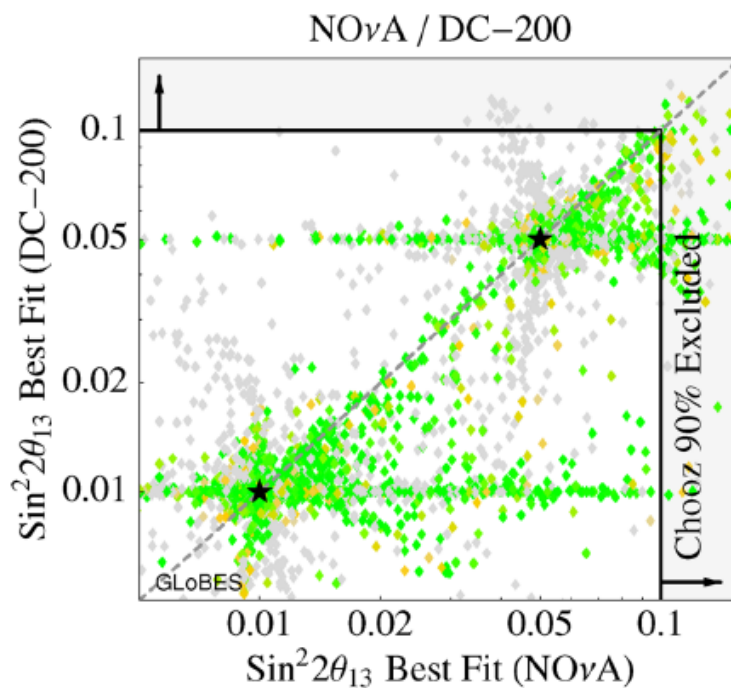
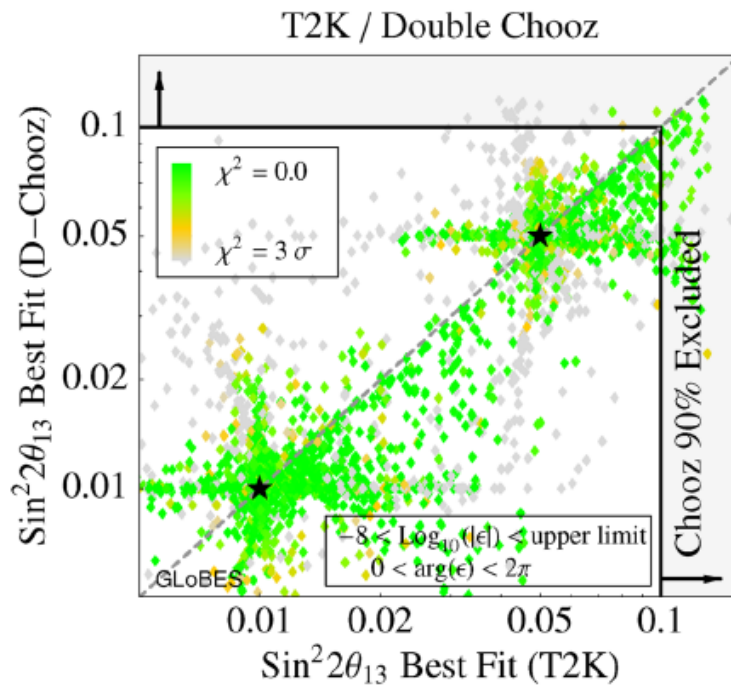


**T2K vs
NO ν A**





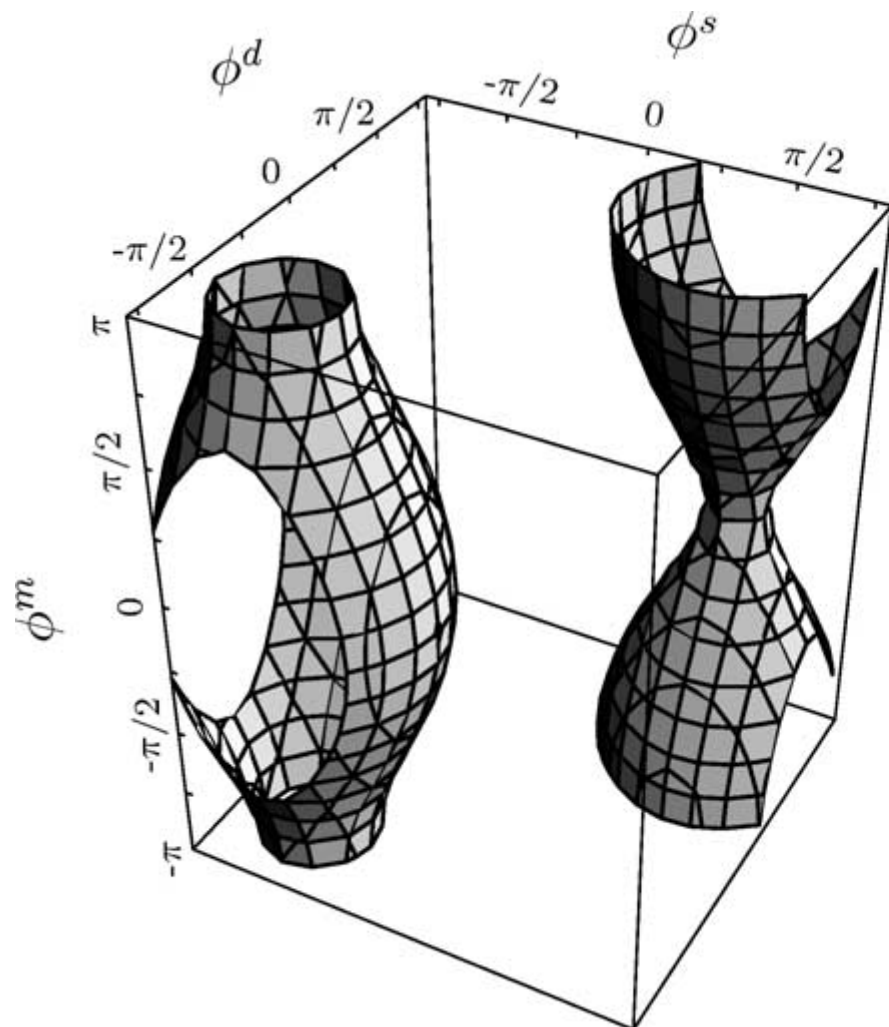
物質効果



ランダムに振った場合

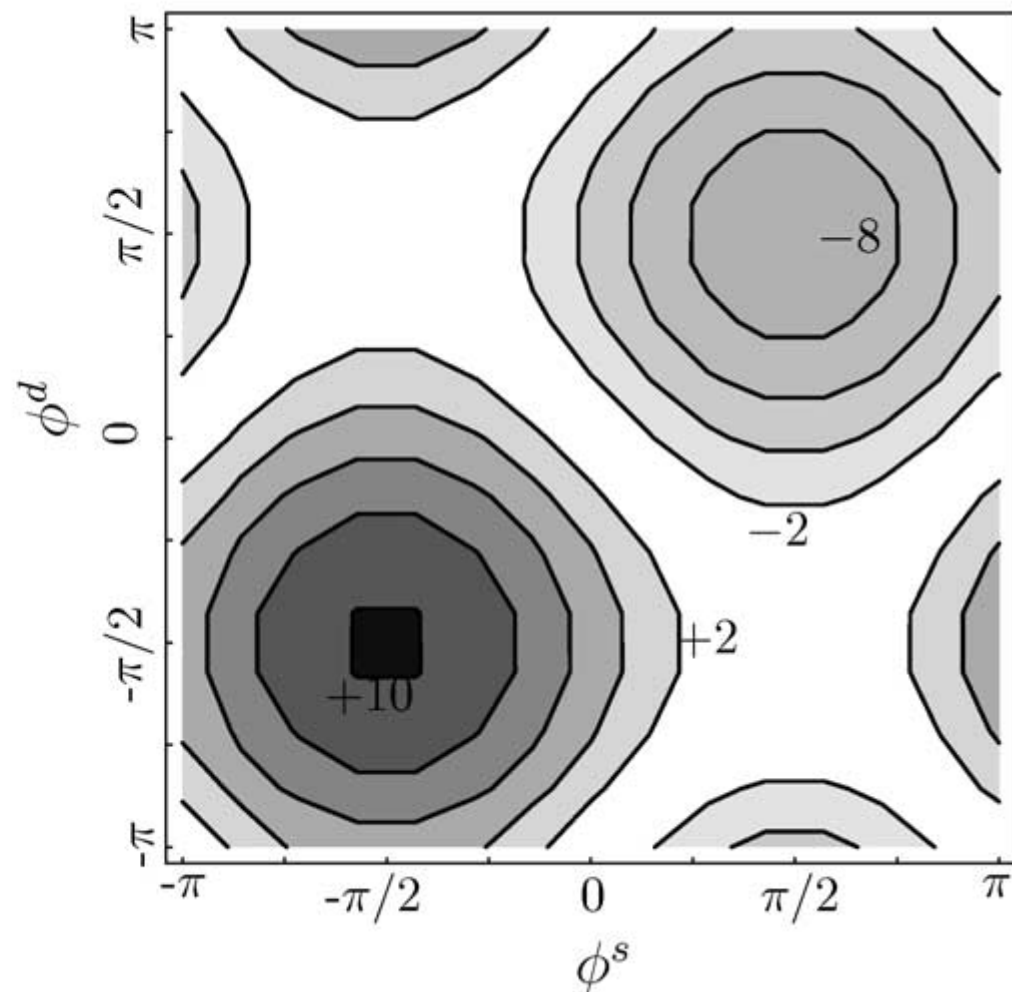
OPERAでも多少は見えるかも

T. Ota, J. Sato



壺の中にパラメタがあれば期待されるappearanceより有意にずれる。

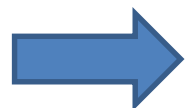
⇔ 他の実験と「矛盾」



$|\epsilon_{\mu\tau}^{s,m,d}|$ are assumed to be 0.01

もう一つの見方

NSIを特徴つけるパラメタはいっぱい



どれが本当に必要なのか、フィットの良さの基準は？

三世代決めうちのフィットが悪いということ



MNS行列はユニタリ？

本当は12 (=18-1-3-2) パラメタ

混合行列がユニタリであるかをチェックすることで
新しい物理の存在の示唆を得られる。

かも！？

Oscillation probability $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$
for $E \sim \mathcal{O}(100)$ MeV and $L \sim \mathcal{O}(100)$ Km

$$\begin{aligned}
 &P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \\
 &= 4|U_{e3}U_{\mu 3}|^2 \sin^2 \frac{\Delta_{31}}{2} \\
 &+ 4\text{Re}(U_{e3}^*U_{\mu 3}U_{e2}U_{\mu 2}^*) + \frac{\delta m_{21}^2}{\delta m_{31}^2} \Delta_{31} \sin \Delta_{31} \\
 &- 4\text{Im}(U_{e3}^*U_{\mu 3}U_{e2}U_{\mu 2}^*) + \frac{\delta m_{21}^2}{\delta m_{31}^2} \Delta_{31} \sin^2 \frac{\Delta_{31}}{2} \\
 &- 4\text{Re}(U_{e2}^*U_{\mu 2}U_{e1}U_{\mu 1}^*) \left(\frac{\delta m_{21}^2}{\delta m_{31}^2} \right)^2 \left(\frac{\Delta_{31}^2}{2} \right)^2 \\
 &\equiv A \sin^2 \frac{\Delta_{31}}{2} \\
 &+ \frac{B}{2} \Delta_{31} \sin \Delta_{31} \\
 &+ C \Delta_{31} \sin^2 \frac{\Delta_{31}}{2} \\
 &+ D \left(\frac{\Delta_{31}^2}{2} \right)^2
 \end{aligned}$$

$\delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ mass square difference
 E Neutrino energy
 L Distance
 $\Delta_{ij} = \frac{\delta m_{ij}^2}{2E} L$ phase of oscillation
 $J \equiv \text{Im}(U_{e3}^*U_{\mu 3}U_{e2}U_{\mu 2}^*)$ Jarlskog Parameter (CP measure)

Up to the leading(second) order of small values,

U_{e3} and $\frac{\delta m_{21}^2}{\delta m_{31}^2}$.

必要に応じて物質効果も取り入れる

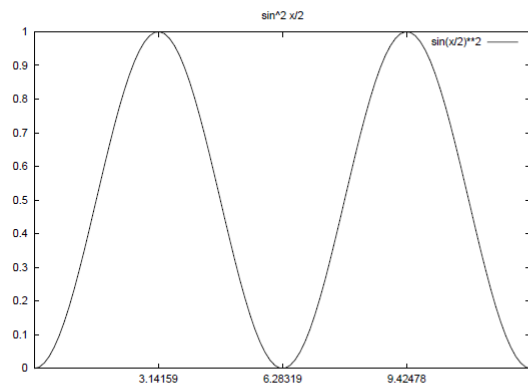
CPV

基底

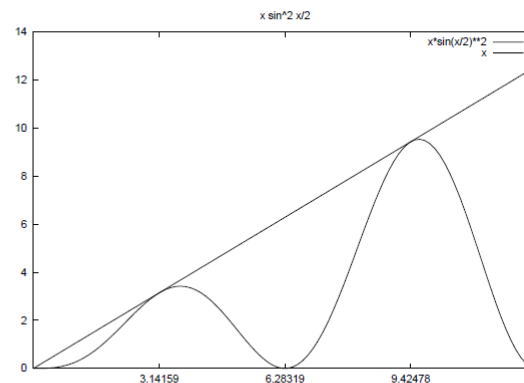
$$\sin^2 \frac{\Delta_{31}}{2}, \Delta_{31} \sin \Delta_{31}, \Delta_{31} \sin^2 \frac{\Delta_{31}}{2}, \Delta_{31}^2$$

直交してないが独立(なはず)

$$\sin^2 \frac{\Delta_{31}}{2}$$



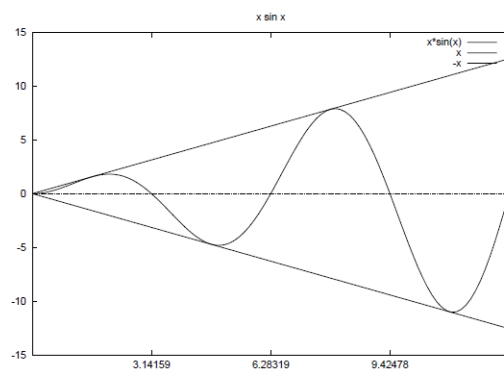
$$\Delta_{31} \sin^2 \frac{\Delta_{31}}{2}$$



$$\Delta_{31}$$

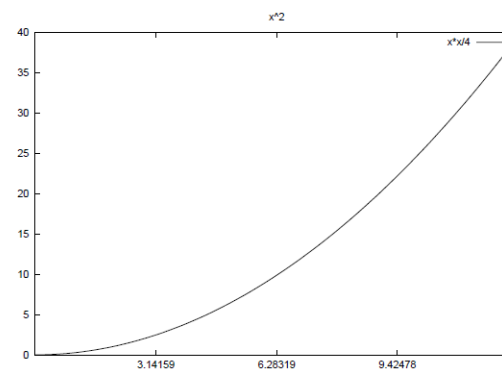
$$\Delta_{31}$$

$$\sin^2 \Delta_{31}$$



$$\Delta_{31}$$

$$\Delta_{31}^2$$



$$\Delta_{31}$$

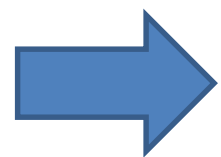
基底の係数を、三世代・ユニタリ、などを忘れて取り出す

もし三世代でかつ新しい物理がなければユニタリティから要求される

$$4AD = B^2 + C^2$$

が、成立。これを見ればdegeneracyは明らか

成立していなければNSIがある証拠となる。



NSIを議論するためにはCPをまず測る必要がある

6.まとめ

レプトンフレーバー

非常にいい対称性。厳密ではないことも確認されている。

標準模型の変更

色々ある。どのように絞っていくか？

まずは破れに構造を。

とりあえず、CPの破れまで決めよう。

模型ごとの特色

がんばれば、振動実験でもある程度はわかる！？

是非、LFVも測れますように。

LHCや荷電レプトンの崩壊も

COMET Collaboration (as of April, 2013)

3

The COMET Collaboration

R. Akhmetshin, A. Bondar, L. Epshteyn, G. Fedotovitch, D. Grigoriev, V. Kazanin,
A. Ryzhenkov, D. Shemyakin, Yu. Yudin
Budker Institute of Nuclear Physics (BINP), Novosibirsk, Russia

R. Palmer
Department of Physics, Brookhaven National Laboratory, USA

Y. Arimoto, K. Hasegawa, Y. Igarashi, M. Ikeno, S. Ishimoto, Y. Makida, T. Mibe,
S. Mihara, T. Nakamoto, H. Nishiguchi, T. Ogitsu, C. Omori, N. Saito, K. Sasaki,
M. Sugano, Y. Takubo, M. Tanaka, M. Tomizawa, T. Uchida, A. Yamamoto,
M. Yamanaka, M. Yoshida, Y. Yoshii, K. Yoshimura
High Energy Accelerator Research Organization (KEK), Tsukuba, Japan

Yu. Bagaturia
Ilia State University (ISU), Tbilisi, Georgia

P. Dauncey, P. Dornan, B. Krikler, A. Kurup, J. Nash, J. Pasternak, Y. Uchida
Imperial College London, UK

P. Sarin, S. Umasankar
Indian Institute of Technology Bombay, India

Y. Iwashita
Institute for Chemical Research, Kyoto University, Kyoto, Japan

V.V. Thuan
Institute for Nuclear Science and Technology, Vietnam

H.-B. Li, C. Wu, Y. Yuan
Institute of High Energy Physics (IHEP), China

A. Liparteliani, N. Mosulishvili, Yu. Tevzadze, I. Trekov, N. Tsverava
Institute of High Energy Physics of I.Javakishvili State University (HEPI TSU), Tbilisi, Georgia

S. Dymov, P. Evtoukhovich, V. Kalinnikov, A. Khvedelidze, A. Kulikov,
G. Macharashvili, A. Moiseenko, B. Sabirov, V. Shmakova, Z. Tsmalaidze, E. Velicheva
Joint Institute for Nuclear Research (JINR), Dubna, Russia

M. Danilov, A. Drutskoy, V. Rusinov, E. Tarkovsky
Institute for Theoretical and Experimental Physics (ITEP), Russia

T. Ota
Max-Planck-Institute for Physics (Werner-Heisenberg-Institute), Munchen, Germany

Y. Mori, Y. Kuriyama, J.B. Lagrange

Kyoto University Research Reactor Institute, Kyoto, Japan

C.V. Tao
College of Natural Science, National Vietnam University, Vietnam

M. Aoki, I.H. Hasim T. Hayashi, Y. Hino, T. Iwami, T. Itahashi, S. Ito, Y. Kuno*,
Y. Matsumoto, T.H. Nam, H. Sakamoto, A. Sato, N.D. Thong, N.M. Truong, K. Yai
Osaka University, Osaka, Japan

M. Koike, J. Sato
Saitama University, Japan

D. Bryman
University of British Columbia, Vancouver, Canada

S. Cook, R. D'Arcy, A. Edmonds, M. Lancaster, M. Wing
University College London, UK

J.F. Solehan, W.A. Tajuddin
University of Malaya, Malaysia

R.B. Appleby, W. Bertsche, M. Gersabeck, H. Owen, C. Parkes, G. Xia
University of Manchester, UK

F. Azfar, M. John
University of Oxford, UK

Md. I. Hossain
University Technology Malaysia

T. Numao
TRIUMF, Canada

* Contact Person

4



117 collaborators
27 institutes
12 countries

COMET Collaboration (as of April, 2013)

3

The COMET Collaboration

R. Akhmetshin, A. Bondar, L. Epshteyn, G. Fedotovitch, D. Grigoriev, V. Kazanin,
A. Ryzhenenkov, D. Shemyakin, Yu. Yudin
Budker Institute of Nuclear Physics (BINP), Novosibirsk, Russia

R. Palmer
Department of Physics, Brookhaven National Laboratory, USA

Y. Arimoto, K. Hasegawa, Y. Igarashi, M. Ikeno, S. Ishimoto, Y. Makida, T. Mibe,
S. Mihara, T. Nakamoto, H. Nishiguchi, T. Ogitsu, C. Omori, N. Saito, K. Sasaki,
M. Sugano, Y. Takubo, M. Tanaka, M. Tomizawa, T. Uchida, A. Yamamoto,
M. Yamanaka, M. Yoshida, Y. Yoshii, K. Yoshimura
High Energy Accelerator Research Organization (KEK), Tsukuba, Japan

Yu. Bagaturia
Ilia State University (ISU), Tbilisi, Georgia

P. Dauncey, P. Dornan, B. Krikler, A. Kurup, J. Nash, J. Pasternak, Y. Uchida
Imperial College London, UK

P. Sarin, S. Umasankar
Indian Institute of Technology Bombay, India

Y. Iwashita
Institute for Chemical Research, Kyoto University, Kyoto, Japan

V.V. Thuan
Institute for Nuclear Science and Technology, Vietnam

H.-B. Li, C. Wu, Y. Yuan
Institute of High Energy Physics (IHEP), China

A. Liparteliani, N. Mosulishvili, Yu. Tevzadze, I. Trekov, N. Tsverava
Institute of High Energy Physics of I.Javakishvili State University (HEPI TSU), Tbilisi, Georgia

S. Dymov, P. Evtoukhovich, V. Kalinnikov, A. Khvedelidze, A. Kulikov,
G. Macharashvili, A. Moiseenko, B. Sabirov, V. Shmakova, Z. Tsmalaidze, E. Velicheva
Joint Institute for Nuclear Research (JINR), Dubna, Russia

M. Danilov, A. Drutskoy, V. Rusinov, E. Tarkovsky
Institute for Theoretical and Experimental Physics (ITEP), Russia

T. Ota
Max-Planck-Institute for Physics (Werner-Heisenberg-Institute), Munchen, Germany

Y. Mori, Y. Kuriyama, J.B. Lagrange

Kyoto University Research Reactor Institute, Kyoto, Japan

C.V. Tao
College of Natural Science, National Vietnam University, Vietnam

M. Aoki, I.H. Asim T. Hayashi, Y. Hino, T. Iwami, T. Itahashi, S. Ito, Y. Kuno*,
Y. Matsumoto, T.H. Nam, H. Sakamoto, A. Sato, N.D. Thong, N.M. Truong, K. Yai
Osaka University, Osaka, Japan

M. Koike, J. Sato
Saitama University, Japan

D. Bryman

University of British Columbia, Vancouver, Canada
S. Cook, R. D'Arcy, A. J. Sato

J.F. So
University of Toronto, Canada

R.B. Appleby, W. Bertsche, J. Sato, G. Xia

University of Tokyo, Japan

University Technology Malaysia

T. Numao
TRIUMF, Canada

* Contact Person

4



117 collaborators
27 institutes
12 countries