Zee 型ニュートリノ質量行列と Bi-maximal 混合

松田 正久（愛知教育大学）*

1 はじめに

ニュートリノが、クォークや荷電レプトンに比べ、極めて微小な質量を持ち、また、牧-中川-坂田混合行列 V_{MNS} も、クォーク系のカビボ-小林-益川混合行列 V_{CKM} と様相を異にすることが、最近の大気ニュートリノ実験 [2] や太陽ニュートリノ実験 [3] から明らかになりつつある。電子ボルト以下の微小質量を持つニュートリノは、ディラック粒子よりも、むしろマジョラナ粒子である方が自然であり、こうした微小な質量を生成する機構として、主に次の二つが知られている。

(i). 一つはシーソー機構であり、多くの模型がこの機構に基づいて分析されている。
この場合、質量 $10^{10}-10^{15}$GeV の質量を持つ右巻マジョラナニュートリノが仮定される。

(ii). もう一つは、最低次では質量を持たないニュートリノが、高次効果によって、また高次効果であるために微小な質量を持つ、輻射機構である。

ここでは、2番目の可能性について、とくに標準模型をヒグス系において拡張し、これを実現する Zee-機構 [4] とそれから得られるニュートリノ質量行列について、検討する。この模型は、標準模型の最少の拡張であり、後で詳述するように、新しく導入するヒグスがレプトン数をもち、ヒグス系でレプトン数保存を破ることに依り、ニュートリノのマジョラナ質量項を導くものである。この場合、この系の物理は TeV 領域以下にあり、それゆえ、次世代の加速器実験で十分検証可能である。Zee 模型を詳細に検討し、現在の実験と比較検討することに依り、この模型の持つ可能な解を探ることは、輻射機構によるニュートリノの微小質量生成の適否を判断する上で重要であろう。

2 Zee 模型

Zee 模型 [4] は、標準模型の最少の拡張であり、ヒグス系に新しく $SU(2)_L$ の2重項を一つと、+荷電を持つ一重項 h^+ を一つ導入することに依り、ニュートリノのマジョラナ質量を生成する模型である。今ヒグス2重項を $\Phi_{1,2}$ とすると、次のラグランジアンが、標準模型のそれに加わることになる。ここで、Φ_1 は、荷電レプトンとダウンクォーク系に質量を与え、Φ_2 が、アップクォーク系に質量を与える。

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L} &= \sum_{l,l'=e,\mu,\tau} f_{ll'}\overline{\Psi_{lL}}i\sigma_2(\Psi_{l'L})^c h^- + \mu\Phi_1^T i\sigma_2\Phi_2 h^- + h.c. \\
&= 2f_{e\mu}[\overline{\nu_{eL}}(\mu_L)^c - \overline{e}_L(\nu_{\mu L})^c]h^- + 2f_{e\tau}[\overline{\nu_{eL}}(\tau_L)^c - \overline{e}_L(\nu_{\tau L})^c]h^- \\
&+ 2f_{\mu\tau}[\overline{\nu_{\mu L}}(\tau_L)^c - \overline{\mu}_L(\nu_{\tau L})^c]h^- + \mu(\Phi_1^+\Phi_2^0 - \Phi_1^0\Phi_2^+)h^- + h.c.\,,
\end{aligned}
$$

ここで、$\Psi_{lL}=(\nu_l\ l)_L^T$ であり、h^+ はレプトン数+2を持つ。このラグランジアンから、下図による1次のループ補正から、ニュートリノはマジョラナ質量を持つ。このファイマン図から得られ

* この話は、主として、Ref.[1] に基づいている。

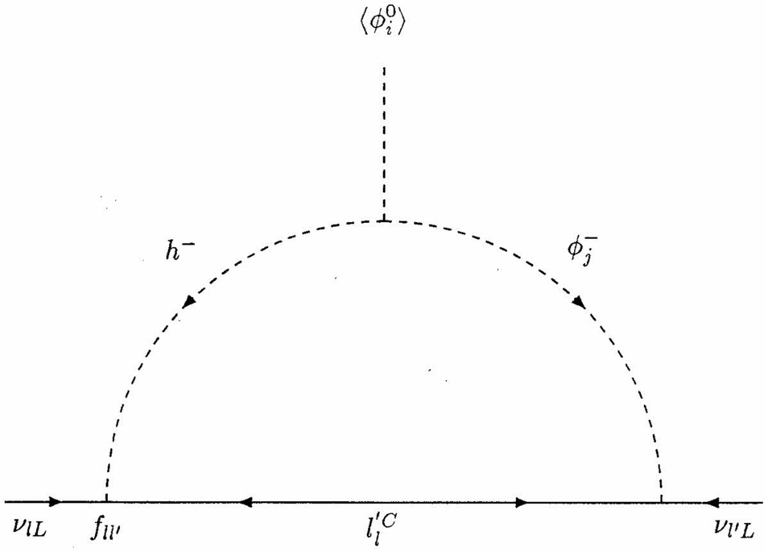

図 1: Feynman diagram to generate neutrino masses in Zee model

るニュートリノの質量行列は、

$$\begin{pmatrix} 0 & m_{e\mu} & m_{e\tau} \\ m_{e\mu} & 0 & m_{\mu\tau} \\ m_{e\tau} & m_{\mu\tau} & 0 \end{pmatrix} \tag{1}$$

であり、ここで

$$m_{ll'} = f_{ll'}(m_l^2 - m_l'^2)\frac{\mu v_u}{v_d}F(M_1^2, M_2^2)F(M_1^2, M_2^2) = \frac{1}{16\pi^2}\frac{1}{M_1^2 - M_2^2}ln\frac{M_1^2}{M_2^2} \tag{2}$$

である。M_1 and M_2 は次式で定義される荷電ヒグス場の物理的質量である。

$$H_1^+ = h^+\cos\phi - \Phi^+\sin\phi \quad , \quad H_2^+ = h^+\sin\phi + \Phi^+\cos\phi\,. \tag{3}$$

また Φ^+ は、ヒグス 2 重項が二つあり、h^+ がない場合の物理的荷電ヒグス場を表している。上で定義された、H_1, H_2 の混合角は、

$$\tan 2\phi = \frac{4\sqrt{2}\mu M_W}{g\sqrt{(M_1^2 - M_2^2)^2 - (4\sqrt{2}g^{-1}\mu M_W)^2}} = \frac{4\mu v}{M_h^2 - M_\Phi^2} \tag{4}$$

となる。このニュートリノの質量行列は、以下のような特徴を持っている。

(i). 結合定数の反対称性の性質 $f_{ll'} = -f_{l'l}$ から、対角要素が 0 になる。

(ii). 質量行列の 3 個の位相は、三つのマジョラナニュートリノ場に吸収できるため、CP の破れは、この模型ではない† 。

† Ref.[5] によれば、2 次の補正まで考慮すると、対角要素が 0 にならず、その結果 CP の破れが可能となるという分析がある。

(iii). $f_{e\mu} \simeq f_{e\tau} \simeq f_{\mu\tau}$ を仮定すれば、$m_{ij} \propto f_{ij}(m_i^2 - m_j^2)$ なので、$m_{\mu\tau} \simeq m_{e\tau} \gg m_{e\mu}$ が期待できる [6]。しかし、この場合には、質量行列が、

$$M_\nu \propto \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{pmatrix} \tag{5}$$

から、混合行列が

$$U_{MNS} \approx \begin{pmatrix} -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{6}$$

となって、CHOOZ の実験 [7] と矛盾する。

したがって、この分析では、ニュートリノ質量行列 (1) を Zee 型ニュートリノ質量行列と呼び、$f_{e\mu} \simeq f_{e\tau} \simeq f_{\mu\tau}$ という条件を外し、一般的に Zee 型ニュートリノ質量行列と矛盾しない解を、探すことを目的に次章で分析を進める‡ 。

3 Zee 型質量行列の一般的解析と Bi-maximal 混合

質量行列 (1) に基づき、全ての可能な解に付いて考察する。この質量行列は、対称行列であり、ユニタリー行列 (今の場合は直交行列)U で、$M_\nu = U_{MNS} M^{diag} U_{MNS}^T (M_{ii}^{diag} = m_i (i = 1, 2, 3))$ のように対角化でき、混合行列

$$U_{MNS} = \begin{pmatrix} c_1 c_3 & s_1 c_3 & s_3 \\ -s_1 c_2 - c_1 s_2 s_3 & c_1 c_2 - s_1 s_2 s_3 & s_2 c_3 \\ s_1 s_2 - c_1 c_2 s_3 & -c_1 s_2 - s_1 c_2 s_3 & c_2 c_3 \end{pmatrix}, \tag{7}$$

で表される§ 。Zee 型質量行列では、対角要素が 0 になることから、次の条件が導かれる。

$$\begin{aligned} &(1,1) \qquad m_1 c_1^2 c_3^2 + m_2 s_1^2 c_3^2 + m_3 s_3^2 = 0\,, \\ &(2,2) \qquad m_1 (s_1 c_2 + c_1 s_2 s_3)^2 + m_2 (c_1 c_2 - s_1 s_2 s_3)^2 + m_3 s_2^2 c_3^2 = 0\,, \\ &(3,3) \qquad m_1 (s_1 s_2 - c_1 c_2 s_3)^2 + m_2 (c_1 s_2 + s_1 c_2 s_3)^2 + m_3 c_2^2 c_3^2 = 0\,. \end{aligned}$$

これより、

$$m_2 = -\frac{\cos^2\theta_1 - \tan^2\theta_3}{\sin^2\theta_1 - \tan^2\theta_3} m_1, \qquad m_3 = -m_1 - m_2$$

$$\cos 2\theta_1 \cos 2\theta_2 \cos 2\theta_3 = \frac{1}{2} \sin 2\theta_1 \sin 2\theta_2 (3\cos^2\theta_3 - 2) \sin\theta_3 \tag{8}$$

‡ 同様な観点からの類似した解析が、Ref.[8] で与えられている

§ 以下の議論は荷電レプトンの質量が対角化されているベースで考えている。)

の関係がある。特に、トレースが0であることから、$m_3 \gg m_2 \gg m_1$ となるような階層的質量解はこの模型では禁止される。

ここで、大気ニュートリノの結果 [2] から、大角度混合が得られる必要条件として、$\theta_2 \simeq \pi/4$ を要請する。式 (8) より、可能な解は $\theta_3 \simeq 0, \theta_1 \simeq 0$ または $\theta_3 \simeq \arctan\sqrt{1/2}$ であることが分かる。しかし、後者二つは、$\theta_1 \simeq \theta_3 \simeq 0$ の場合を除き、$|U_{e3}| > 0.22$ となるので、CHOOZ の実験 [7] と矛盾することが分かる。したがって、$\theta_3 \simeq 0$ の場合を考察すれば十分である。実験によれば、二つの階層的質量差 $\Delta m^2_{atm} \gg \Delta m_{solar}$ が、存在することからこの模型では、二つが縮退している解のみが許される。

許される解である $\theta_3 \simeq 0$ をおくと、U_{MNS} の式 (7) と $\tan^2\theta_1 = -\frac{m_1}{m_2} > 0$ から、

$$U_{MNS} \simeq \begin{pmatrix} c_1 & s_1 & 0 \\ -\frac{s_1}{\sqrt{2}} & \frac{c_1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{s_1}{\sqrt{2}} & -\frac{c_1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{|m_2|}{|m_1|+|m_2|}} & \sqrt{\frac{|m_1|}{|m_1|+|m_2|}} & 0 \\ -\sqrt{\frac{|m_1|}{2(|m_1|+|m_2|)}} & \sqrt{\frac{|m_2|}{2(|m_1|+|m_2|)}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \sqrt{\frac{|m_1|}{2(|m_1|+|m_2|)}} & -\sqrt{\frac{|m_2|}{2(|m_1|+|m_2|)}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{9}$$

となる。このとき、質量行列は

$$M_\nu = \begin{pmatrix} 0 & -\sqrt{\frac{|m_1 m_2|}{2}} & \sqrt{\frac{|m_1 m_2|}{2}} \\ -\sqrt{\frac{|m_1 m_2|}{2}} & 0 & -m_1 - m_2 \\ \sqrt{\frac{|m_1 m_2|}{2}} & -m_1 - m_2 & 0 \end{pmatrix} \tag{10}$$

で与えられる。二つの質量が縮退した解は、次の3通りの場合のみだから、これらの解を検討する。

(i). $\theta_1 \simeq 0$ の場合は、$|m_2| \simeq |m_3| \gg |m_1|$, $\Delta m^2_{21} \simeq \Delta m^2_{31} = \Delta m^2_{atm}$, $\Delta m^2_{23} = \Delta m^2_{\odot}$ であるので、混合行列は

$$U_1^{Zee} = \begin{pmatrix} 1 & \epsilon_1 & 0 \\ -\frac{\epsilon_1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{\epsilon_1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \qquad (\epsilon_1 \simeq \sqrt{|m_1/m_2|}) \tag{11}$$

となり、これは、太陽ニュートリノの小角度混合 MSW 解にあたるが、この時、ミューニュートリノの振動解は、

$$P(\nu_\mu \to \nu_\tau) = -4\sum_{i>j} U_{\mu i} U^*_{\tau j} U^*_{\mu j} U_{\tau i} \sin^2\frac{\Delta m^2_{ij} L}{4E} = \epsilon_1^4 \sin^2\frac{\Delta m^2_{atm} L}{4E} \tag{12}$$

となり、実験で得られている大角度解にはならない。

(ii). $\theta_1 \simeq \arctan 1/\sqrt{2}$ の場合は、$|m_1| \simeq |m_3| \gg |m_2|$, $\Delta m^2_{12} \simeq \Delta m^2_{32} = \Delta m^2_{atm}$, $\Delta m^2_{13} = \Delta m^2_{\odot}$ となり、同様に混合行列は

$$U_2^{Zee} = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{2}{3}} & \sqrt{\frac{1}{3}} & 0 \\ -\sqrt{\frac{1}{6}} & \sqrt{\frac{1}{3}} & \sqrt{\frac{1}{2}} \\ \sqrt{\frac{1}{6}} & -\sqrt{\frac{1}{3}} & \sqrt{\frac{1}{2}} \end{pmatrix} \tag{13}$$

となって、$\sin^2 2\theta_{\rm CHOOZ} = 4U_{e2}^2(1-U_{e2}^2) \simeq \frac{8}{9}$, $\sin^2 2\theta_{atm} = 4U_{\mu 2}^2 U_{\tau 2}^2 \simeq \frac{4}{9}$ となるので、これも実験を再現できない。

(iii). $\theta_1 \simeq \pi/4$ の場合は、$|m_1| \simeq |m_2| \gg |m_3|$, $\Delta m_{13}^2 \simeq \Delta m_{23}^2 = \Delta m_{atm}^2$, $\Delta m_{12}^2 = \Delta m_\odot^2$ に相当する解であるが、この時、

$$U_3^{Zee} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \\ -\frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{14}$$

が得られ、この時は、太陽ニュートリノは大角度解(MSWまたは真空解)になり、ミューニュートリノ振動は

$$P(\nu_\mu \to \nu_\tau) \simeq \sin^2 \frac{\Delta m_{atm}^2 L}{4E}, \tag{15}$$

となって、大気ニュートリノ実験の大角度混合を与える。

以上のことから、3番目の解である、$\theta_1 \simeq \pi/4, \theta_2 \simeq \pi/4, \theta_3 \simeq 0$ のみが実験と矛盾しない解を与える。このとき、MNS混合行列は、bi-maximal型になる。また、質量固有値は、$|m_1| \simeq |m_2| \simeq \sqrt{\Delta m_{atm}^2}$, $|m_3| \simeq \frac{\Delta m_\odot^2}{2\sqrt{\Delta m_{atm}^2}}$ を満たし、逆転した質量構造を与え、$m_1 \simeq -m_2$ であるので、pseudo-Dirac解になる。

角度 $\theta_i (i=1,2,3)$ を上の極限値から、それぞれ δ_i だけずらした場合の一般解は、混合行列が

$$U_{Zee} \simeq \begin{pmatrix} \frac{1-\delta_1}{\sqrt{2}}c_3 & \frac{1+\delta_1}{\sqrt{2}}c_3 & \delta_3 \\ -\frac{1+\delta_1-\delta_2+\delta_3}{2} & \frac{1-\delta_1-\delta_2-\delta_3}{2} & \frac{1+\delta_2}{\sqrt{2}}c_3 \\ \frac{1+\delta_1+\delta_2-\delta_3}{2} & -\frac{1-\delta_1+\delta_2+\delta_3}{2} & \frac{1-\delta_2}{\sqrt{2}}c_3 \end{pmatrix}, \quad (c_3 = \sqrt{1-\delta_3^2}) \tag{16}$$

で与えられ、$\delta_i (\ll 1)$ には、$\delta_3 \simeq 8\delta_1\delta_2$ の関係がある。この時、質量行列は

$$M_\nu \simeq \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1-2\delta_1-\delta_2}{\sqrt{2}} & \frac{1-2\delta_1+\delta_2}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1-2\delta_1-\delta_2}{\sqrt{2}} & 0 & -4\delta_1 \\ \frac{1-2\delta_1+\delta_2}{\sqrt{2}} & -4\delta_1 & 0 \end{pmatrix} m_1 . \tag{17}$$

で与えられる。ここで、$\delta_1 \approx \frac{1}{8}\frac{\Delta m_{sol}^2}{\Delta m_{atm}^2} \simeq \mathcal{O}(10^{-3}, 10^{-8})$(前者はMSW解、後者は真空解に対応)である。

さて、Zee模型における変数は、$m_{e\mu} \simeq m_{e\tau}$ から、

$$\frac{f_{e\mu}}{f_{e\tau}} \simeq \frac{m_\tau^2}{m_\mu^2} \simeq 2.9 \times 10^2 \tag{18}$$

と

$$\frac{m_{e\tau}}{m_{\mu\tau}} = \frac{f_{e\tau}}{f_{\mu\tau}} \simeq \frac{\sqrt{2}\Delta m_{atm}^2}{\Delta m_\odot^2} \simeq 10^2 \text{ or } 10^7 \tag{19}$$

が $\Delta m^2_{atm} \simeq 10^{-3}\mathrm{eV}^2$ と $\Delta m^2_{\odot} \simeq 10^{-5}$ or $10^{-10}\mathrm{eV}^2$ に対して得られる。また、 $0.02 < m_{e\mu} < 0.08\mathrm{eV}$ なので

$$f_{e\mu} \simeq (2 \sim 7)\left(\frac{100\mathrm{GeV}}{\mu}\frac{1}{\tan\beta}\right) \times 10^{-4} \qquad (\tan\beta = v_2/v_1) \tag{20}$$

でなければならない。このように、実験と矛盾しないためには結合定数の階層性

$f_{e\mu} \gg f_{e\tau} \gg f_{\mu\tau}$ が必要である。

4 まとめ

対角要素が 0 であるような Zee 型質量行列では、3 個のニュートリノ質量 $\mathcal{O}(1)$eV が縮退し、それぞれの質量の自乗の差が、Δm^2_{sol} や Δm^2_{atm} になるような解は、$m_1 + m_2 + m_3 = 0$ と自乗差の階層構造から許されない。この模型での実験と矛盾しない唯一の解は、bi-maximal 混合の解で、太陽ニュートリノ振動の大角度 MSW 解もしくは真空解に相当する解である。V_{MNS} の角度は、

$$\theta_1 = \frac{\pi}{4} + \delta_1\ , \qquad \theta_2 = \frac{\pi}{4} + \delta_2\ , \qquad \theta_3 = \delta_3 \tag{21}$$

で、$\delta_i\ (i = 1, 2, 3) \ll 1$ で与えられる。また、ニュートリノの質量は、$|m_1| \simeq |m_2| \simeq 0.02 \sim 0.08\mathrm{eV}(|m_3| \ll |m_1| \simeq |m_2|)$ となる。ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊に寄与するニュートリノ質量は $\langle m_\nu \rangle = |\sum_i U_{ei}^2 m_{\nu i}| \approx 0 \Leftrightarrow (1,1) \approx 0$ であることから、この崩壊は禁止されることに注意しよう。重いニュートリノ ν_1, ν_2 と最も軽い ν_3 は

$$\begin{aligned} \nu_1 &\simeq \frac{1}{\sqrt{2}}\nu_e - \frac{1}{2}\nu_\mu + \frac{1}{2}\nu_\tau\ , \\ \nu_2 &\simeq \frac{1}{\sqrt{2}}\nu_e + \frac{1}{2}\nu_\mu - \frac{1}{2}\nu_\tau\ , \\ \nu_3 &\simeq \frac{1}{\sqrt{2}}\nu_\mu + \frac{1}{\sqrt{2}}\nu_\tau\ . \end{aligned}$$

で表される。

Zee 型質量行列の解は、$f_{e\mu} \gg f_{e\tau} \gg f_{\mu\tau}$ の関係式を要求する。次のレプトン数 $L_{new} \equiv L_e - L_\mu - L_\tau$ 保存を要請することによって

$f_{\mu\tau} = 0$ となるので、$m_{\mu\tau} = 0$ は得られる。しかし、これでは実験と矛盾するので、この保存則は破る必要がある。拡張された Zee 模型として、新たに $SU(2)_L$ 一重項の電荷+2 を持つヒグス場 $k^{++}(L_{new} = -2)$ を導入し、2-loop の効果で $m_{\mu\tau}$ を導く事も考えられている [9]。この場合には、質量行列

$$M_\nu \sim \begin{pmatrix} 0 & m_0 & m_0 \\ m_0 & Af^2_{e\mu} & Af_{e\mu}f_{e\tau} \\ m_0 & Af_{e\mu}f_{e\tau} & Af^2_{e\tau} \end{pmatrix} \tag{22}$$

が得られる。ただし、

$$A \sim \frac{\kappa}{(16\pi^2)^2} h_{ee} \frac{m_e^2}{m_k^2}, \qquad \mathcal{L} \sim \kappa h^- h^- k^{++} + h_{ee}\overline{e}_R^C e_L k^{++} \tag{23}$$

である。

また、2-loop の補正まで考慮したときの、Zee 模型の効果は、

$$M_\nu \sim \begin{pmatrix} r & a & b \\ a & s & c \\ b & c & t \end{pmatrix}, \qquad a \sim b \gg c > r \sim s \gg t \tag{24}$$

の質量行列を与える [5]。

Zee 型質量行列を与える模型として、R-パリティを破る SUSY で考察した分析 [10] がある。また、gauge mediated SUSY で Zee 型質量行列をより自然に導く模型が提案されている [11]。一方、3 世代模型にステライルニュートリノを 1 世代加えた模型での分析が、Ref.[12] にある。また、h^+ の現象論的分析もなされている [13]。

対角要素が近似的を含め 0 になるような型のいわゆる Zee 型質量行列では、重い二つが縮退し、一つが軽い質量を持つ解のみが許され、この時の混合行列は bi-maximal 型 (式 (16)) となる。したがって、太陽ニュートリノ振動解が小角度 MSW 解になれば、この模型は排除される。いずれにしても、低エネルギー領域の模型として微小ニュートリノ質量を生成する模型の適否は、今後の実験、とりわけ太陽ニュートリノ振動解の正確な決定にかかっている。

参考文献

[1] C. Jarlskog, M. Matsuda, S. Skadhauge and M. Tanimoto, Phys. Lett. **B449**, (1999) 240.

[2] the Super-Kamiokande Collaboration, Talk given by T.Toshito at this meeting. See also Y. Fukuda et. al., Phys. Lett. **B436**, (1998) 33; Phys. Rev. Lett. **81**, (1998) 1562; Y. Suzuki, talk given at the 17th International workshop on Weak Interactions and Neutrinos, Cape Town, South Africa, January 1999; and references their in.

[3] The Super-Kamiokande Collaboration, Talk given by Y.Takeuchi at this meeting. See also Phys.Rev.Lett. 82 (1999) 2430-2434; GALLEX Collaboration, P. Anselmann et al., Phys. Lett. **327B** (1994) 377; **388B** (1996) 384; SAGE Collaboration, J. N. Abdurashitov et al., Phys.Rev.Lett. **77** (1996) 4708;Homestake Collaboration, R. Davis et al., Nucl. Phys. **B38** (Proc. Suppl.) (1995) 47.

[4] A. Zee, Phys. Lett. **93B**, (1980) 389; **161B** (1985) 141; L. Wolfenstein, Nucl. Phys. **B175** (1980) 92; S. T. Petcov, Phys. Lett. **115B** (1982) 401; J. Liu, Phys.Lett. **B216** (1989) 367; W. Grimus and H. Neufeld, Phys. Lett. **237B** (1990) 521; B. K. Pal, Phys.Rev. **D44** (1991) 2261; W. Grimus and G. Nardulli, Phys.Lett. **B271** (1991) 161.

[5] D. Chang and A. Zee,hep-ph/9912380.

[6] A. Yu. Smirnov and Z. Tao, Nucl. Phys. **B426**, (1994) 415; A.Y.Smirnov and M.Tanimoto,Phys. Rev. **D55**, (1997) 1665.

[7] The CHOOZ collaboration, M. Apollonio et al., Phys.Lett. **B420** (1998) 397.

[8] P.H. Frampton and S.L.Glasow, Phys. Lett. **B461**, (1999) 95.

[9] A.S.Josipura and S.D.Rindani,Phys. Lett. **B464**, (1999) 239.

[10] K.Cheung and Q.C.W.Kong, hep-ph/9912238.

[11] N.Haba, M.Matsuda and M.Tanimoto, hep-ph/9911511(to be published in Phy. Lett. B).

[12] N.Gaur, Phys. Rev. **D58**, (1998) R7131.

[13] G.C.McLaughlin and J.N.Ng, Phys. Lett. **B456**, (1999) 224.