


京都産業大学物理学科セミナー： 2007年11月07日

フレーバー物理への招待

— 質量と混合を手がかりとして —

小出義夫(大阪大学)

- 1 「フレーバー」とは
 - 2 フレーバーについてどこまで知っているか？
 - 3 フレーバーと対称性
 - 4 質量スペクトルの起源
 - 5 むすび
- 

1 「フレーバー」とは

議論をはじめる前に
まず用語の定義を
はっきりさせておかねばならない



1.1 物質基本粒子:クォークとレプトン

荷電	第1世代	第2世代	第3世代
$Q = +\frac{2}{3}$	u(2.33)	c(677)	t(181,000)
$Q = -\frac{1}{3}$	d(4.69)	s(93.4)	b(3,000)
$Q = 0$	$\nu_e(?)$	$\nu_\mu(?)$	$\nu_\tau(?)$
$Q = -1$	$e^-(0.511)$	$\mu^-(105.7)$	$\tau^-(1777)$

()内の数値は MeV単位の質量値

この6個の基本粒子(自由度)を「フレーバー」と呼ぶ

[参考] Color と Flavor

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$$

$$\begin{array}{l} I_3 = +\frac{1}{2} \\ I_3 = -\frac{1}{2} \end{array} \begin{pmatrix} (u_1, u_2, u_3)_L \\ (d_1, d_2, d_3)_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (c_1, c_2, c_3)_L \\ (s_1, s_2, s_3)_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (t_1, t_2, t_3)_L \\ (b_1, b_2, b_3)_L \end{pmatrix}$$

$$\begin{array}{l} I_3 = 0 \\ I_3 = 0 \end{array} \begin{pmatrix} (u_1, u_2, u_3)_R \\ (d_1, d_2, d_3)_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (c_1, c_2, c_3)_R \\ (s_1, s_2, s_3)_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (t_1, t_2, t_3)_R \\ (b_1, b_2, b_3)_R \end{pmatrix}$$

$$\begin{array}{l} I_3 = +\frac{1}{2} \\ I_3 = -\frac{1}{2} \end{array} \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$$

$$I_3 = 0$$

$$e_R$$

$$\mu_R$$

$$\tau_R$$

統一模型

- 大統一理論模型

大統一理論:「力」についての統一

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow SU(5), SO(10)$$

強い相互作用

弱い相互作用

電弱相互作用

$$\begin{pmatrix} (u_1, u_2, u_3)_L \\ (d_1, d_2, d_3)_L \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} (u_1, u_2, u_3)_R \\ (d_1, d_2, d_3)_R \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} e_R \quad \text{のみに関心}$$

- クォーク・レプトンの統一模型

3x2x2個のフレーバーの存在をいかに理解するか？

むしろ両者の研究は互いに無縁なものではない

「フレーバー物理」では何を研究するか？

- **現象論的研究**

フレーバーが変化する反応を調べ、
その現象論的規則性を調べる

B物理：クォーク混合(小林・益川行列)の構造を探る

ニュートリノ物理：レプトン混合(牧・中川・坂田行列)の構造

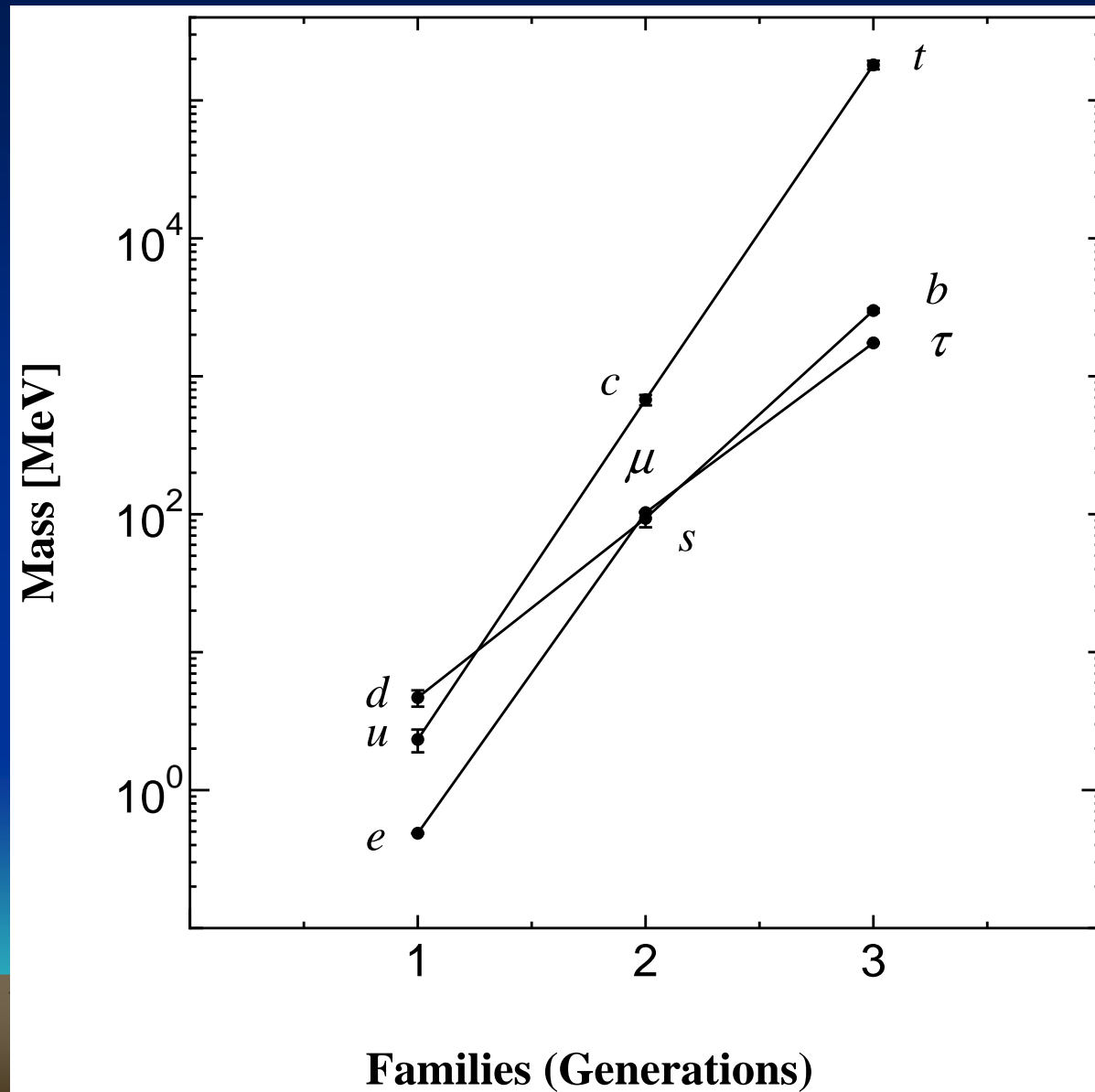
- **実体論的研究**

フレーバーの起源を探る

フレーバーを含めた統一モデルを構築



1.2 「世代」か「家族」か？



世代

(Generations)

階層構造が異なる

1st, 2nd, ...

順序が意味を持つ

「対称性」の概念はない

家族

(Families)

本来は対等

何かの理由で違いが発生

「対称性」を考えてよい

・ Democratic mass matrixの出現

H. Harari, H. Haut and J. Weyers, PL 78B (1978) 459

$$M = a \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} + \dots,$$

“Symmetry”でも理解可能と思われるようになった。

・しかし現象的には何ら「対称性」を考える必然性はない

2 フレーバーについて どこまで知っているか？

フレーバーを知らずして
素粒子を語ることなかれ

(現象論的研究の概略紹介)



2.1 概略

	クォーク	レプトン
質量	6種ともほぼ既知	荷電レプトンは正確に既知 ニュートリノは2乗質量差のみ
混合	小林・益川行列 ほぼ既知	牧・中川・坂田行列 特徴的形を示している



2.2 記号の定義

質量行列 (ディラック粒子に対して)

$$\bar{\psi}_L M \psi_R = (\bar{\psi}_{L1} \bar{\psi}_{L2} \bar{\psi}_{L3}) \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{R1} \\ \psi_{R2} \\ \psi_{R3} \end{pmatrix}$$

質量行列の対角化

$$\psi_L = U_L \psi'_L \quad \psi_R = U_R \psi'_R$$

$$\bar{\psi}_L M \psi_R = \bar{\psi}'_L U_L^\dagger M U_R \psi'_R = \bar{\psi}'_L D \psi'_R$$

$$U_L^\dagger M U_R = D \equiv \begin{pmatrix} m_1 & 0 & 0 \\ 0 & m_2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3 \end{pmatrix}$$

フレーバー混合

クォーク質量行列 (M_u, M_d)

$$\begin{aligned} (U_L^u)^\dagger M_u U_R^u &= D_u \equiv \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, \\ (U_L^d)^\dagger M_d U_R^d &= D_d \equiv \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

CKMクォーク混合行列 V

$$V = (U_L^u)^\dagger U_L^d.$$

レプトン質量行列 (M_ν, M_e)

$$(U_L^\nu)^\dagger M_\nu U_L^\nu = D_\nu \equiv \begin{pmatrix} m_{\nu 1} & 0 & 0 \\ 0 & m_{\nu 2} & 0 \\ 0 & 0 & m_{\nu 3} \end{pmatrix},$$
$$(U_L^e)^\dagger M_e U_R^e = D_e \equiv \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}.$$

MNSレプトン混合行列 U

$$U = (U_L^e)^\dagger U_L^\nu.$$

$U \neq 1, V \neq 1$ は、弱い相互作用の固有状態と質量の固有状態との間にズレが存在することを意味する

2.3 フレーバー混合の観測値

$$|V| \simeq \begin{pmatrix} 0.97 & 0.22 & 0.0037 \\ 0.22 & 0.97 & 0.041 \\ 0.008 & 0.041 & 0.99 \end{pmatrix}$$

$$U \simeq \begin{pmatrix} \frac{2}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

クォークとレプトンでは、なぜこんなに異なるのか？

2.4 CPの破れ

C: 粒子・反粒子変換

P: 空間反転

CPT=1定理に従えば, CPの破れは「時間反転」の破れを意味する

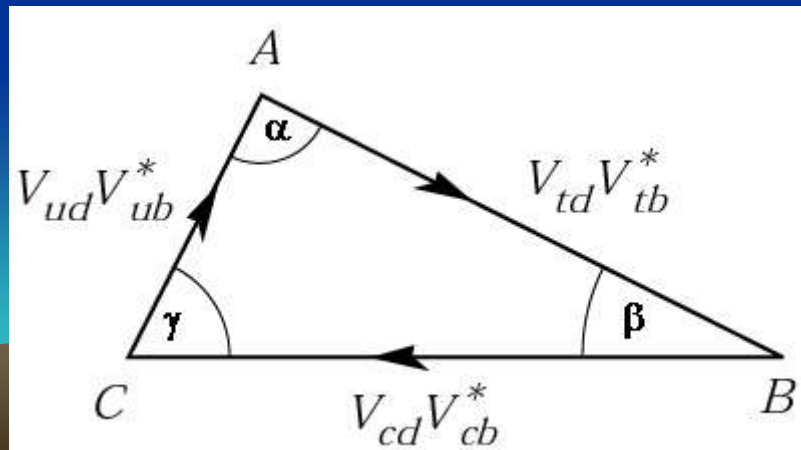
(例) 小林・益川行列

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

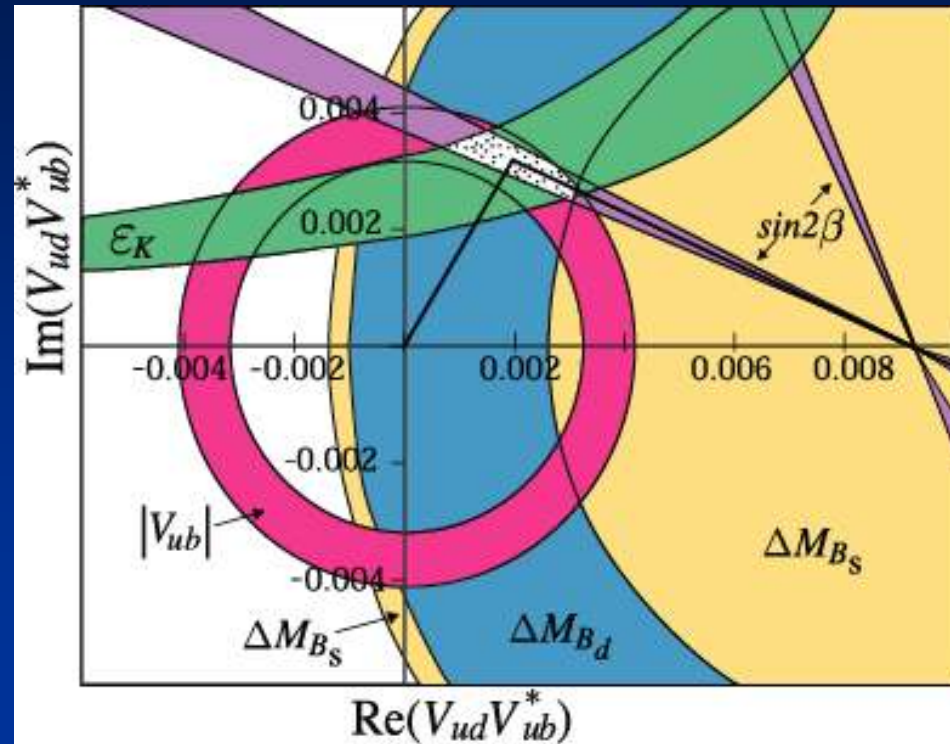
ユニタリ条件

$$V^\dagger V = 1, \text{ i.e. } \sum_k V_{ki}^* V_{kj} = \delta_{ij};$$

$$V_{ud}^* V_{ub} + V_{cd}^* V_{cb} + V_{td}^* V_{tb} = 0$$



ユニタリー三角形の実験的現状



B_d 崩壊実験より

$$\beta = 23.7^\circ + {}^{+2.2^\circ}_{-2.0^\circ}$$

CKMパラメターのベストフィット

$$\gamma = 60^\circ \pm 14^\circ, \quad \beta = 23.4^\circ \pm 2^\circ$$

(参考)CKM行列へ位相の入れ方

標準CKM行列

$$V = R_1(\theta_{23})P_3(\delta_{13})R_2(\theta_{13})P_3^\dagger(\delta_{13})R_3(\theta_{12})$$
$$= \begin{pmatrix} c_{13}c_{12} & c_{13}s_{12} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -c_{23}s_{12} - s_{23}c_{12}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{12} - s_{23}s_{12}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{23}s_{12} - c_{23}c_{12}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -s_{23}c_{12} - c_{23}s_{12}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

元祖小林益川

$$V = R_1^T(\theta_2)P_3(\delta_{KM} + \pi)R_3(\theta_1)R_1(\theta_3)$$
$$= \begin{pmatrix} c_1 & -s_1c_3 & -s_1s_3 \\ s_1c_2 & c_1c_2c_3 - s_2s_3e^{i\delta_{KM}} & c_1c_2s_3 + s_2c_3e^{i\delta_{KM}} \\ s_1s_2 & c_1s_2c_3 + c_2s_3e^{i\delta_{KM}} & c_1s_2s_3 - c_2c_3e^{i\delta_{KM}} \end{pmatrix}$$

$$R_1(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c & s \\ 0 & -s & c \end{pmatrix}, R_2(\theta) = \begin{pmatrix} c & 0 & s \\ 0 & 1 & 0 \\ -s & 0 & c \end{pmatrix}, R_3(\theta) = \begin{pmatrix} c & s & 0 \\ -s & c & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

(参考) Maximal CP violation 仮説

KM行列の位相の選び方(phase convention)に依存する?

Standard phase convention

$$J = c_{13}^2 s_{13} c_{12} s_{12} c_{23} s_{23} \sin \delta_{13}$$

$$\Rightarrow \alpha = 68.5^\circ, \beta = 21.5^\circ, \gamma = 89.96^\circ$$

Original Kobayasi-Maskawa phase convention

$$J = c_1 s_1^2 c_2 s_2 c_3 s_3 \sin \delta_{KM}$$

$$\Rightarrow \alpha = 89.96^\circ, \beta = 23.2^\circ, \gamma = 66.8^\circ$$

c.f. 実験値

$$\beta = 23.4^\circ \pm 2^\circ, \quad \gamma = 60^\circ \pm 14^\circ$$

3 フレーバーと対称性

古きよき時代は
SU(3)対称性によって切り拓かれた
さて、新しい時代は？



3.1 対称性の考え方

クォークとレプトンのすべてのセクターにおいて、
3つの世代間の質量は互いに異なった値をとっている

→ いかなるタイプの対称性であろうと

最終的には完全に破れているべき

対称性のタイプ

- はじめに厳密な対称性ありき

自発的またはダイナミカルに順次破れる

- はじめから対称性は破れている

近似的にのみ対称性を考える

最近では、離散対称性の適用が流行している

開拓期

Permutation symmetry S_3

Pakvasa-Sugawara, PL B73 (1978) 61;

Harari-Haut-Weyers, PL B78 (1978) 459.

現代

$S_3 \dashrightarrow A_4 \dashrightarrow S_4 \dots$



レプトンの質量と混合に注目

観測値は特徴的な様相を示している

(1) 荷電レプトンの質量

$$m_e + m_\mu + m_\tau = \frac{2}{3}(\sqrt{m_e} + \sqrt{m_\mu} + \sqrt{m_\tau})^2$$

(2) ニュートリノ混合

Tribimaximal mixing

$$\tan^2 \theta_{12}^{exp} = 0.46_{-0.05}^{+0.04}$$

$$U_{TB} = \begin{pmatrix} \frac{2}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

単なるパラメータ調整を超えた何かを示唆している

これらは交換群 S_3 に関係？

3.2 S_3 対称性とレプトンセクター

Permutation symmetry

S_3 : doublet (ψ_π, ψ_η) と singlet ψ_σ を次のように定義:

$$\begin{pmatrix} \psi_\pi \\ \psi_\eta \\ \psi_\sigma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{2}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{6}} \\ \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

掛算則 $2 \times 2 = 2 + 1 + 1'$

$$2 = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{\psi}_\pi\psi_\eta + \bar{\psi}_\eta\psi_\pi) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{\psi}_\pi\psi_\pi - \bar{\psi}_\eta\psi_\eta) \end{pmatrix} \quad \begin{matrix} 1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{\psi}_\pi\psi_\pi + \bar{\psi}_\eta\psi_\eta) \\ 1' = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{\psi}_\pi\psi_\eta - \bar{\psi}_\eta\psi_\pi) \end{matrix}$$

(3.2)

3.3 Tribimaximal Mixing

S_3 : doublet (ψ_π, ψ_η) と singlet ψ_σ を次のように定義:

$$\begin{pmatrix} \psi_\pi \\ \psi_\eta \\ \psi_\sigma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{2}{\sqrt{6}} & -\frac{1}{\sqrt{6}} & -\frac{1}{\sqrt{6}} \\ \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

このとき

$$\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{2}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_\eta \\ \psi_\sigma \\ \psi_\pi \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

すなわち,

荷電レプトンでは (e_1, e_2, e_3) が質量の固有状態であるとき,

ニュートリノでは $(\nu_\eta, \nu_\sigma, \nu_\pi)$ が質量の固有状態であればよい

$$\Rightarrow \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{2}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\eta \\ \nu_\sigma \\ \nu_\pi \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

ただし, mass hierarchy $m_\eta^2 < m_\sigma^2 \ll m_\pi^2$

(または $m_\pi^2 \ll m_\eta^2 < m_\sigma^2$) を持つこと!

3.4 荷電レプトン質量公式

いかによく合うか！

$$m_e + m_\mu + m_\tau = \frac{2}{3}(\sqrt{m_e} + \sqrt{m_\mu} + \sqrt{m_\tau})^2 \quad (3.6)$$

YK, Lett.Nuov.Cim. 342 (1982) 201; PLB 120B, (1983) 161

実験値 $m_e = 0.51099892 \pm 0.00000004 \text{ MeV}$

$$m_\mu = 105.658369 \pm 0.000009 \text{ MeV}$$

から m_τ を計算 $m_\tau = \left[2(\sqrt{m_\mu} + \sqrt{m_e}) + \sqrt{3} \sqrt{m_\mu + m_e + 4\sqrt{m_e m_\mu}} \right]^2$
 $= 1776.97 \text{ MeV}$

$$m_\tau^{exp} = 1776.99_{-0.26}^{+0.29} \text{ MeV}$$

(注)この実験値が報告されたのは、この数値の予言の10年後！

1982年当時の実験値は $1784.2 \pm 3.2 \text{ MeV}$ であった

実験値

$$\frac{m_\mu}{m_\tau} = 0.0594592, \quad \frac{m_e}{m_\tau} = 0.000287564.$$

しかしながら $m_e \rightarrow 0$ では実験値を再現できない

$$\frac{m_\mu}{m_\tau} = \left(\frac{\sqrt{3} - 1}{\sqrt{3} + 1} \right)^2 = 0.071797 .$$

$$m_\tau = 1471.63 \text{ MeV}$$

$$m_\tau^{\text{exp}} = 1776.99^{+0.29}_{-0.26} \text{ MeV}$$

m_e の値はたとえ小さくてもそれは意味を持つ値である！

Scalar potential model (1990)の簡単な紹介

YK, MPL, A5 (1990) 2319

(i) S_3 不変なスカラーポテンシャルを仮定

$$V(\phi) = m^2(\phi_\pi^2 + \phi_\eta^2 + \phi_\sigma^2) + \lambda_1(\phi_\pi^2 + \phi_\eta^2 + \phi_\sigma^2)^2 + \lambda_2\phi_\sigma^2(\phi_\pi^2 + \phi_\eta^2) \quad (3.7)$$

(ii) V の極小条件は次の条件を導く

$$v_\pi^2 + v_\eta^2 = v_\sigma^2 \quad (3.8)$$

これは次の関係を意味する

$$v_1^2 + v_2^2 + v_3^2 = v_\pi^2 + v_\eta^2 + v_\sigma^2 = 2v_\sigma^2 = 2 \left(\frac{v_1 + v_2 + v_3}{\sqrt{3}} \right)^2. \quad (3.9)$$

However, the potential (3.7) is not a general form of S_3 invariant potential. We need a further constraint in addition to the S_3 symmetry.

従って、荷電レプトンの質量公式の理解には
[1] いかに関真空期待値(VEV)についての関係式

$$v_1^2 + v_2^2 + v_3^2 = \frac{2}{3} (v_1 + v_2 + v_3)^2 \quad (3.10)$$

を理論的に導くか？

[2] いかに関

$$m_{ei} \propto v_i^2 \quad (3.11)$$

なる関係を与えるモデルを構築するか？

の問題を克服すれば、公式(3.6)が得られる

3.5 フレーバー対称性の問題点

- フレーバー対称性の定式化

クォーク・レプトン f_L, f_R が

$$f_L \rightarrow f'_L = T_L^\dagger f_L \quad f_R \rightarrow f'_R = T_R^\dagger f_R$$

と変換されるなら,

$$\bar{f}_L M f_R = \bar{f}'_L T_L^\dagger M T_R f'_R$$

変換Tのもとでの対称性の要求は, 質量行列 M に

$$T_L^\dagger M T_R = M$$

なる関係を要求する. 従って

$$T_L^\dagger M M^\dagger T_L = M M^\dagger$$

- (u_L, d_L) は同じ $SU(2)_L$ の仲間なので、
同じ T による変換を受ける

従って

$$T^\dagger M_u M_u^\dagger T = M_u M_u^\dagger$$
$$T^\dagger M_d M_d^\dagger T = M_d M_d^\dagger$$

[定理] このとき、小林・益川混合 $V = (U_L^u)^\dagger U_L^d$ は、
2ファミリー間の混合しか与えることはできない

YK, PR D71, 093001 (2005)

牧・中川・坂田ニュートリノ混合行列についても同様

もし、何か1つでも「フレーバー対称性」が存在していたら、リアリスティックなCKM行列 V も、MNS行列 U も得られない。

従って、フレーバー対称性が存在していたとしても、必ずそれは、 $SU(2)_L$ が破れる以前に(もっと高いエネルギースケールで)、完全に破れていなければならない。

現象論的モデルの中には、 M_u と M_d (M_e と M_ν) とで、全く気にすることなく別々の対称性の破れを導入しているものがある → **要注意**



4 質量スペクトルの起源

質量の起源の探求は
フレーバーの起源の探求へと
つながる



4.1 従来の立場

- 質量はヒグスメカニズム

$$H = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix} \rightarrow \langle H \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_H \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

を通して, 湯川相互作用

$$H_{mass} = Y_{ij} (\bar{\nu}_{Li} \ \bar{e}_{Li}) \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \end{pmatrix} e_{Rj} \quad (4.2)$$

から生まれる. すなわち,

$$M_{ij} = Y_{ij} v_H \quad (4.3)$$

- 対称性の要求

Lagrangianは, 変換

$$f_L \rightarrow f'_L = T_L f_L, \quad f_R \rightarrow f'_R = T_R f_R \quad (4.4)$$

のもとで不変:

$$\bar{f}_L M f_R = \bar{f}'_L T_L M T_R^\dagger f'_R \quad (4.5)$$

即ち,

$$T_L M T_R^\dagger = M \quad (4.6)$$

このようにして, 対称性の要求から質量行列に制限を加え, 質量と混合の予言を行う

注: Sec.3.5のNO-GO定理を思い起こせ!

湯川結合定数を考える限り

フレーバー対称性を持ち込むことはできない

$$T^\dagger Y_u Y_u^\dagger T = Y_u Y_u^\dagger \quad T^\dagger Y_d Y_d^\dagger T = Y_d Y_d^\dagger \quad (4.7)$$

しかし, Y が数値行列ではなく, fields なら

$$Y_f \rightarrow Y'_f = T^\dagger Y_f T \quad (4.8)$$

という変換が起こるだけであり

Sec.3.5のNO-GO定理は当てはまらない!

4.2 新しい考え

- 「質量の起源」と「質量スペクトルの起源」を分離して考える:

質量の起源: 従来通りヒグススカラーのVEV

質量スペクトルの起源: U(3) nonet scalar のVEV

$$M_{ij} = Y_{ij}v_H \rightarrow M_{ij} = y_0 \frac{1}{M} \langle \Phi_{ij} \rangle v_H$$

最近の仕事

YK, JHEP 08 (2007) 086;

Haba & Koide, to be published in PLB (2007) (hep-ph/0708.3913)

4.3 ニュートリノ質量の起源

"Seesaw" or "Radiative"?

なぜニュートリノはそんなに小さな質量をもつのか？

アイディア A

アイディア B

Is there ν_R ?

ν_R あり

ν_R なし

Dirac mass

$m_D \sim m_{e,q}$

$m_D = 0$

Why $m_\nu \sim 0$

1979 Yanagida

1980 Zee

Seesaw mechanism

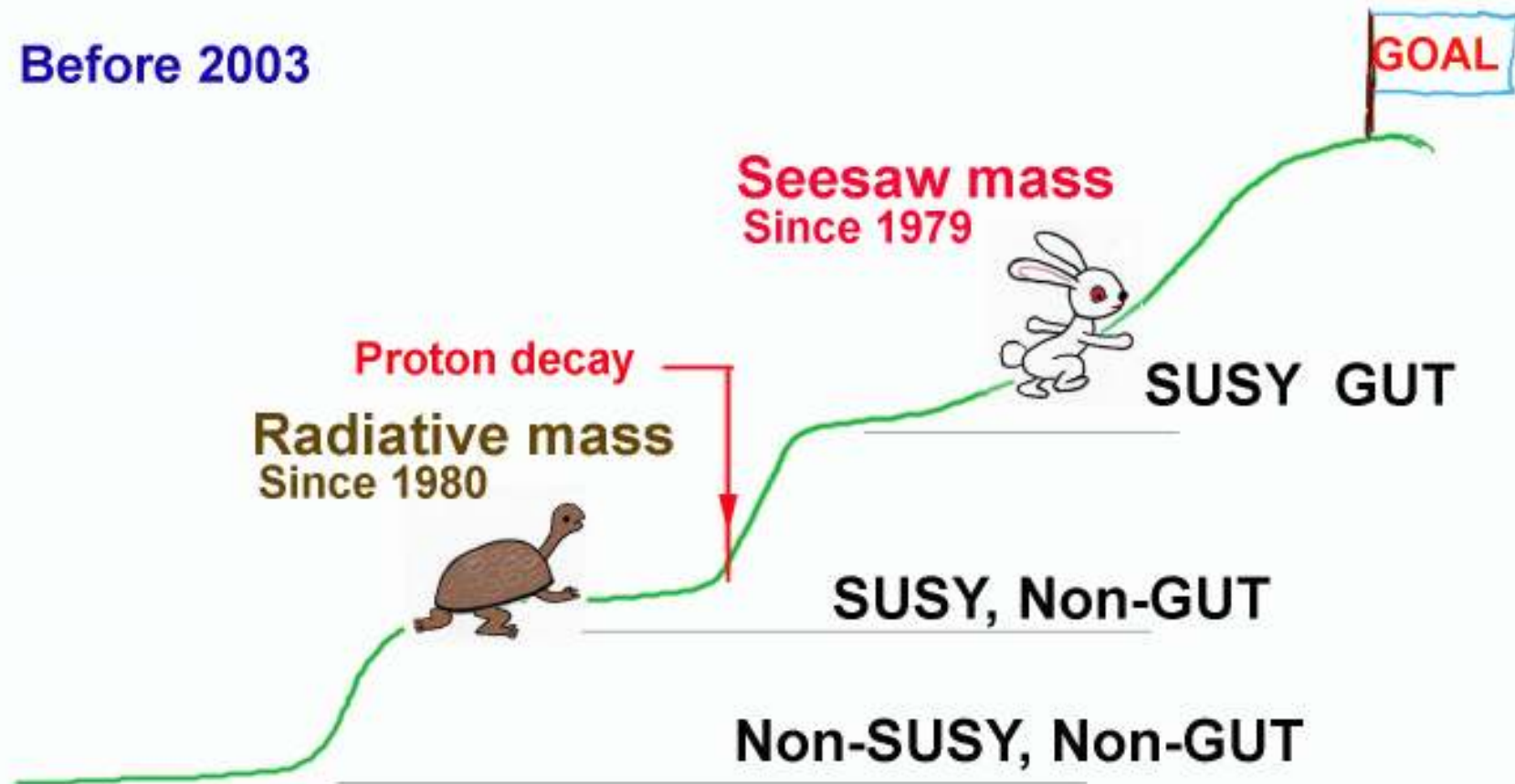
Radiative mass

$$M_\nu \simeq m_D M_R^{-1} m_D^T$$

$$M_\nu = \nu_L \text{---} e^- \text{---} \bar{\nu}_L$$

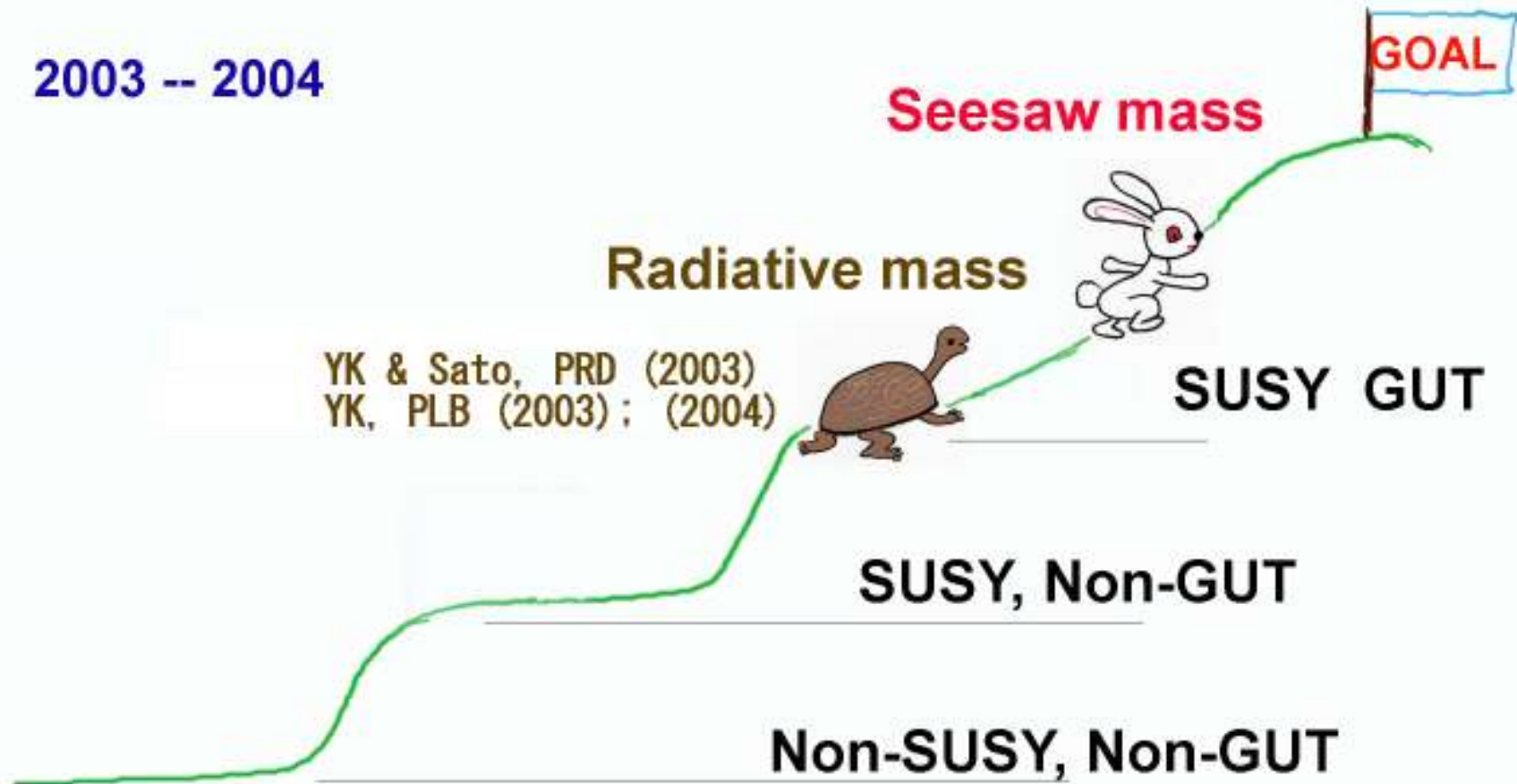
Origin of the Neutrino Mass

Before 2003



Origin of the Neutrino Mass

2003 -- 2004

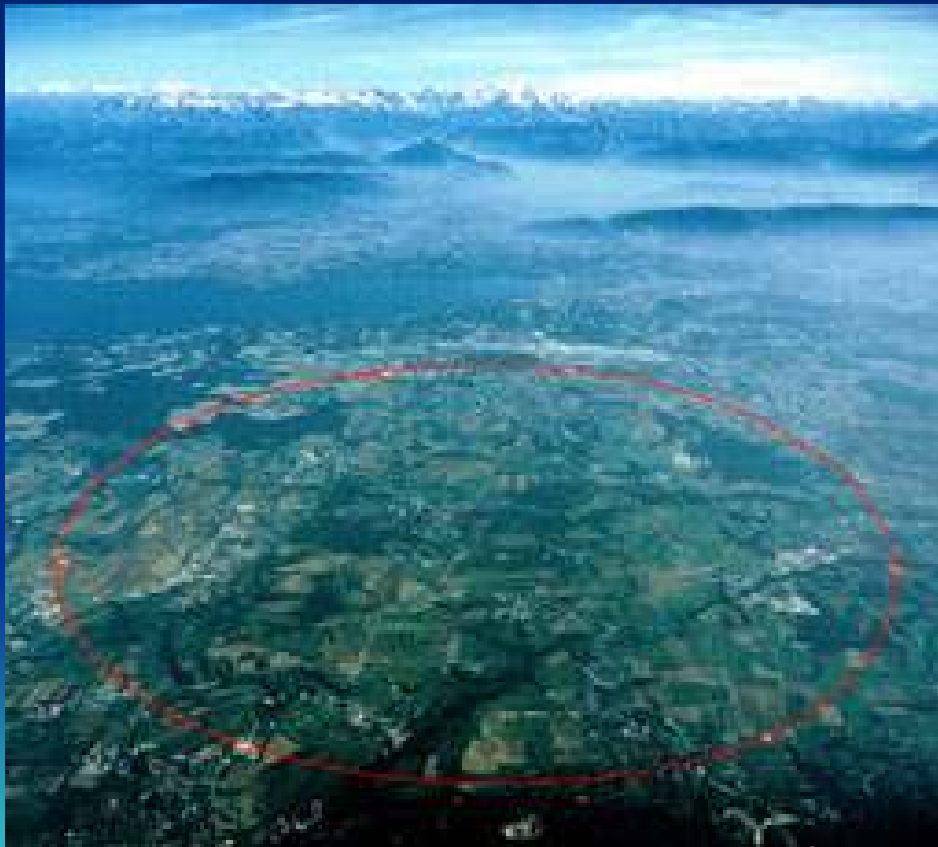


これらニュートリノ質量の起源についても
新しい「質量スペクトルの起源2007」版の
立場からはどのように考えて行くか？



《考える人》

5 むすび



まもなく
フレーバー物理は
世紀の瞬間を
迎えようとしている

<http://lhc-milestones.web.cern.ch/LHC-Milestones/LHCMilestones-en.html>

2008年 いよいよ LHCが始動

5.2 My recent work with Haba

How to get the bilear mass form

N.Haba and YK, hep-ph/1708.3913

(1) Yukawa 相互作用

$$W_Y = Y_{ij}(L_j H_d E_i) \quad (5.26)$$

の存在を認める. すなわち, はじめから対称性は破れている

(2) Y は対称性の破れのパラメーターであり,

$W_\Phi(\Phi)$ にも tadpole項を通して, 普遍的に登場する

$$W_\Phi = \lambda[\Phi^{(8)}\Phi^{(8)}\Phi^{(8)}] + m[\Phi\Phi] - \mu^2[Y\Phi]$$

(5.27)

$$[\Phi^{(8)}\Phi^{(8)}\Phi^{(8)}] = [\Phi\Phi\Phi] - [\Phi] \left([\Phi\Phi] - \frac{2}{9}[\Phi]^2 \right) \quad (5.28)$$

であることに注意すれば,

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial \Phi} &= 3\lambda\Phi\Phi - \mu^2 Y \\ &+ 2(m - \lambda[\Phi])\Phi - \lambda \left([\Phi\Phi] - \frac{2}{3}[\Phi]^2 \right) \mathbf{1} \end{aligned} \quad (5.29)$$

を得る. ここで特別解

$$Y = \frac{3\lambda}{\mu^2} \langle \Phi \rangle \langle \Phi \rangle \quad (5.30)$$

を選ぶ. このとき

$$f_1(\Phi)\Phi + f_0(\Phi)\mathbf{1} = 0 \quad (5.31)$$

In order to get the non-zero and non-degenerate eigenvalues of $\langle \Phi \rangle$, we must take $f_1=0$ and $f_0=0$. The condition $f_0=0$ just means the VEV relation (5.9):

$$f_0 = -\lambda \left[\text{Tr}(\Phi\Phi) - \frac{2}{3}(\text{Tr}\Phi)^2 \right] = 0 \quad (5.32)$$

