

$U(1)_{\mu-\tau}$ ニュートリノモデルへの Z-Z' 混合を介した新しい制限

based on



New constraints on gauged $U(1)_{L_{\mu}-L_{\tau}}$ models via Z-Z' mixing
K. Asai, C. Miyao, S. Okawa, K. Tsumura
JHEP 12 (2024) 018, [2401.17613](https://arxiv.org/abs/2401.17613) [hep-ph]

Phenomenology of Dark Matter and Neutrino in μ - τ Flavored Models
C. Miyao
Ph. D. Thesis

28. 4. 26

Coh Miyao (東京理科大)

セミナー@東京理科大野田キャンパス

今日の内容

1. イントロダクション
2. ニュートリノ質量行列構造への模型によらない制限
3. $U(1)_{L\mu-L\tau}$ ゲージ対称なニュートリノ模型への新しい制限
4. まとめ

今日のサマリー

$U(1)_{L_\mu-L_\tau}$ ゲージ対称性の観点からSMを拡張し、ニュートリノ質量の起源、およびミュオン $g-2$ の乖離を統一的に説明する可能性を探ることを目的として研究.



- 最小構成の $U(1)_{L_\mu-L_\tau}$ ゲージ模型が、模型依存な制限 (Z - Z' 混合からの制限, Higgsセクターの制限) によってロバストに排除されることを確認.
- 最小構成からさらに拡張した模型のミュオン $g-2$ を説明できるパラメータ領域を特定.

イントロダクション

素粒子標準模型

- 標準模型は以下のような粒子からなる：



- 2012年のHiggs発見により完成. ほとんどの実験結果を高精度で説明できる.

標準模型の課題

- 標準模型を超える現象がある

- ニュートリノ質量（振動）

- ミューオン $g-2$

- 暗黒物質

} 今日の話では
これらに注目

- 理論だけでは決まらないパラメータも多いという不満もある.

→ フレーバー対称性 というアプローチ

(真空中の)ニュートリノ振動

- 真空をとぶニュートリノは確率的にフレーバーが変化する.
- Flavor basis ($\alpha = e, \mu, \tau$) と mass basis ($i = 1, 2, 3$) はユニタリー (PMNS) 行列でつながる.

$$\begin{array}{ccc} \text{Flavor basis} & & \text{mass basis} \\ |\nu_\alpha\rangle_t & = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} & |\nu'_i\rangle_t \end{array}$$

(NotationはNuFITに合わせた)

- $|\nu'_i\rangle$ の時間発展は Schrödinger 方程式に従うので以下のように書ける.

$$|\nu'_i\rangle_t = e^{-iE_i t} |\nu'_i\rangle$$

- 時刻tで $\alpha \rightarrow \beta$ と振動する確率：

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle_t|^2 = \left| \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} U_{i\beta}^\dagger \right|^2$$

- ニュートリノが相対論的な場合は以下のように書ける：

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} \simeq \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}[V_{ij}] \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2}{4|\mathbf{p}|} t - 2 \sum_{i>j} \text{Im}[V_{ij}] \sin \frac{\Delta m_{ij}^2}{2|\mathbf{p}|} t$$

$E_i \simeq |\mathbf{p}| + \frac{m_i^2}{2|\mathbf{p}|}$ $|\mathbf{p}|$ はフレーバーごとに変わらないとして位相の再定義で消去。

$$V_{ij} = V_{ji}^* \equiv U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}$$

(真空中の) ニュートリノ振動は、質量二乗差と
飛んだ時間t (相対論的には距離L) に依存する。

解析で用いた振動のデータ

IC24 with SK atmospheric data

Parameter	Normal Ordering (best fit)		Inverted Ordering ($\Delta\chi^2 = 6.1$)	
	bfp $\pm 1\sigma$	3σ range	bfp $\pm 1\sigma$	3σ range
$\sin^2 \theta_{12}$	$0.308^{+0.012}_{-0.011}$	0.275 \rightarrow 0.345	$0.308^{+0.012}_{-0.011}$	0.275 \rightarrow 0.345
θ_{12} [°]	$33.68^{+0.73}_{-0.70}$	31.63 \rightarrow 35.95	$33.68^{+0.73}_{-0.70}$	31.63 \rightarrow 35.95
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.470^{+0.017}_{-0.013}$	0.435 \rightarrow 0.585	$0.550^{+0.012}_{-0.015}$	0.440 \rightarrow 0.584
θ_{23} [°]	$43.3^{+1.0}_{-0.8}$	41.3 \rightarrow 49.9	$47.9^{+0.7}_{-0.9}$	41.5 \rightarrow 49.8
$\sin^2 \theta_{13}$	$0.02215^{+0.00056}_{-0.00058}$	0.02030 \rightarrow 0.02388	$0.02231^{+0.00056}_{-0.00056}$	0.02060 \rightarrow 0.02409
θ_{13} [°]	$8.56^{+0.11}_{-0.11}$	8.19 \rightarrow 8.89	$8.59^{+0.11}_{-0.11}$	8.25 \rightarrow 8.93
δ_{CP} [°]	212^{+26}_{-41}	124 \rightarrow 364	274^{+22}_{-25}	201 \rightarrow 335
Δm_{21}^2 [10^{-5}eV^2]	$7.49^{+0.19}_{-0.19}$	6.92 \rightarrow 8.05	$7.49^{+0.19}_{-0.19}$	6.92 \rightarrow 8.05
$\Delta m_{3\ell}^2$ [10^{-3}eV^2]	$+2.513^{+0.021}_{-0.019}$	+2.451 \rightarrow +2.578	$-2.484^{+0.020}_{-0.020}$	-2.547 \rightarrow -2.421

- NuFITによって統合解析を行なった結果が公開されている。
- 今回の解析ではNuFITv6.0のデータを用いた。

宇宙論的な制限

- CMBやBAOの解析によって $\Omega_m \equiv \Omega_b + \Omega_c + \Omega_\nu$ と H_0 を決定.
 - ニュートリノ質量和(Ω_ν)へ制限.
- 解析時の仮定：
 - Λ CDM 模型 & $\sum m_\nu > 0$
 - 3つのニュートリノ質量の縮退
- NOやIOを仮定した場合についても制限をつけている.
 - 最も軽い質量を0として質量和の下限を仮定.

- 階層性を仮定しない場合の制限：

$$\sum m_\nu < 0.21 \text{ eV (95\%C.L., CMB)}$$

$$\sum m_\nu < 0.072 \text{ eV (95\%C.L., DESI BAO + CMB)}$$

- NOの場合の制限：

$$\sum m_\nu < 0.113 \text{ eV (95\%C.L., DESI BAO + CMB), } \sum m_\nu > 0.059 \text{ eV)}$$

- IOの場合の制限：

$$\sum m_\nu < 0.145 \text{ eV (95\%C.L., DESI BAO + CMB), } \sum m_\nu > 0.10 \text{ eV)}$$

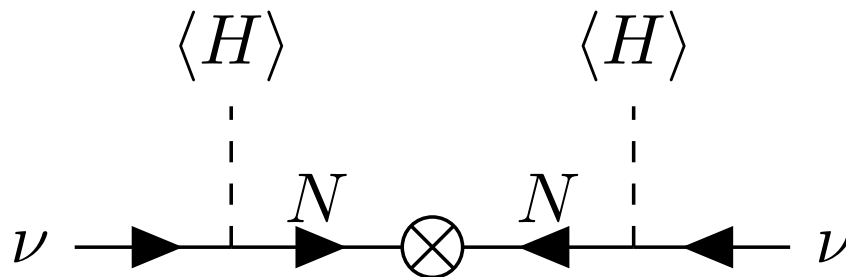
ニュートリノの質量生成機構

- ニュートリノ質量はSM内では書けない.
- ニュートリノ質量は次元5の演算子.

$$\frac{c_{\alpha\beta}}{\Lambda} (\overline{L}_\alpha^c \tilde{H}^*) (\tilde{H}^\dagger L_\beta) + \text{h.c.}$$



- 重い右巻きニュートリノが飛んでいると思う.



- 質量項は以下のように書ける.

$$\mathcal{L} \supset - (\bar{\nu} \quad \overline{N^c}) \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu^c \\ N \end{pmatrix}$$

- 直行行列をつかってブロック対角化.

$$U^T \mathcal{M} U = \begin{pmatrix} m_\nu & 0 \\ 0 & M_N \end{pmatrix}$$

$$U \simeq \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2} \Theta \Theta^T & \Theta \\ -\Theta^T & 1 - \frac{1}{2} \Theta^T \Theta \end{pmatrix}, \quad \Theta \equiv m_D M^{-1}, \quad M \gg m_D$$

- 小さなニュートリ質量が得られる = [Seesaw機構](#)

$$m_\nu \simeq -m_D M^{-1} m_D^T,$$

$$M_N \simeq M$$

ミューオン g-2

- 磁気モーメントと磁場の相互作用：

$$H \supset -\boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{B} = g \frac{e}{2m_{\mu}} \boldsymbol{S} \cdot \boldsymbol{B}$$

- Dirac方程式に基づいて計算すると $g = 2$.
- 実際は量子補正でずれる = 異常磁気能率.
- ミューオンの異常磁気能率が実験値とSM理論値で乖離している可能性あり.

→ ミューオンg-2乖離問題

ミューオン g-2の実験値

- 以下の量を定義：

$$a_{\mu} = \frac{g - 2}{2}$$

- Brookhaven National Lab (BNL)とFermilab National Accelerator Laboratory (FNAL)の結果を合わせた現在の世界平均：

$$a_{\mu}^{\text{exp}} = 116592071.5(14.5) \times 10^{-11}$$

ミュオン $g-2$ の理論値

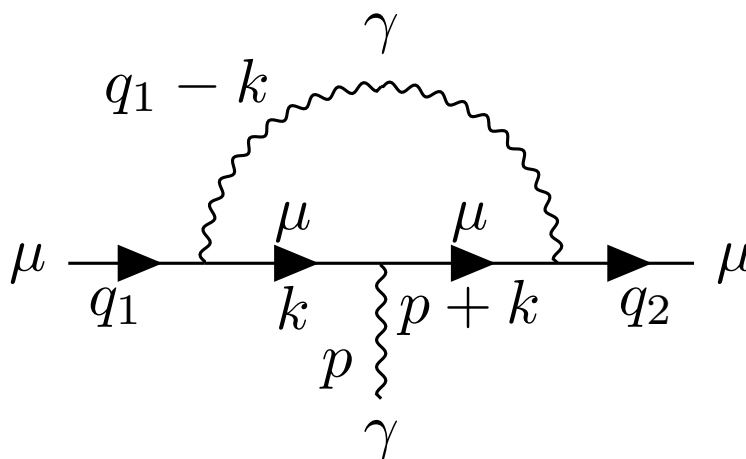
- 理論値はQEDの寄与, Electroweakの寄与, Hadronの寄与による補正の和で与えられる:

$$a_{\mu}^{\text{SM}} = a_{\mu}^{\text{QED}} + a_{\mu}^{\text{EW}} + a_{\mu}^{\text{Had}}$$

- 2020年のホワイトペーパー(WP20)は実験値と理論値の乖離を示唆.
- 2025年のホワイトペーパー(WP25)はLattice計算に基づいた値を掲示していて実験値とも一致.

ミュオン $g-2$ の理論値 (QED)

- 以下のようなdiagramが寄与：



- 現在は5-loopまで計算されている：

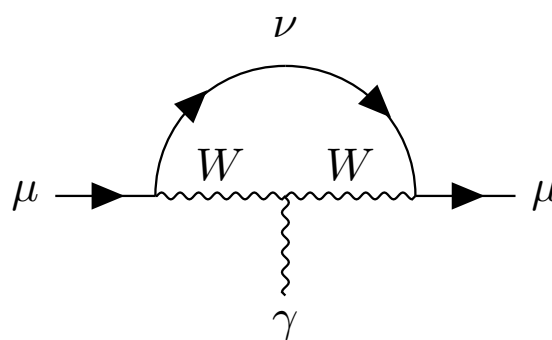
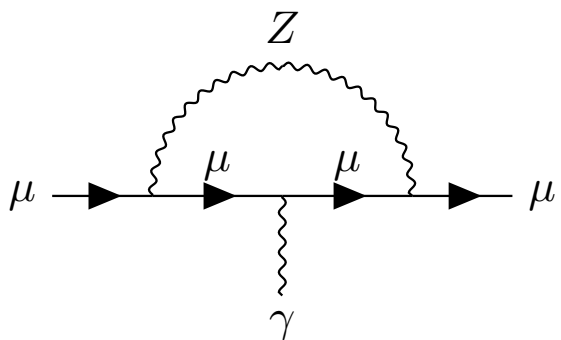
$$\text{WP20} : a_{\mu}^{\text{QED}} = 116584718.931(104) \times 10^{-11}$$

$$\text{WP25} : a_{\mu}^{\text{QED}} = 116584718.8(2) \times 10^{-11}$$

この違いには α の定義の変化などが効いているらしい？

ミューオン $g-2$ の理論値 (EW)

- たとえば以下のようなdiagramが寄与：



- 2-loopレベルで以下のように与えられる：

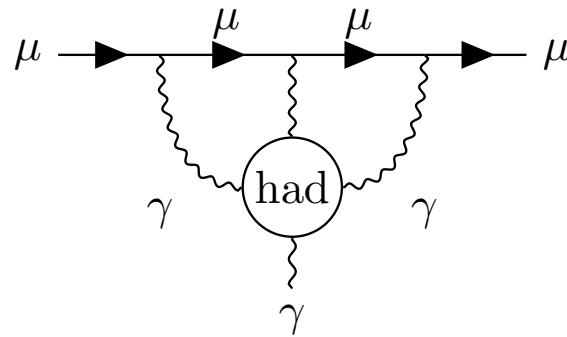
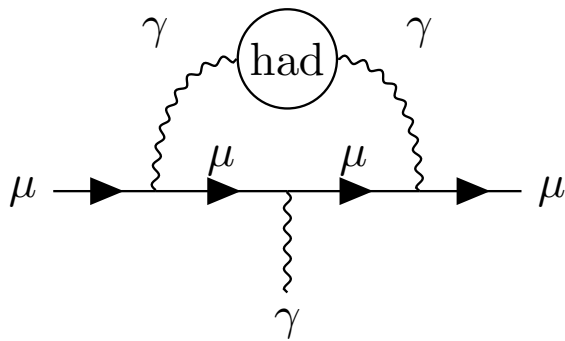
$$\text{WP20} : a_{\mu}^{\text{EW}} = 153.6(1.0) \times 10^{-11}$$

$$\text{WP25} : a_{\mu}^{\text{EW}} = 154.4(4) \times 10^{-11}$$

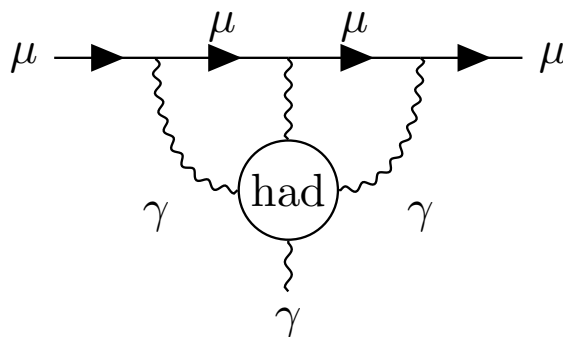
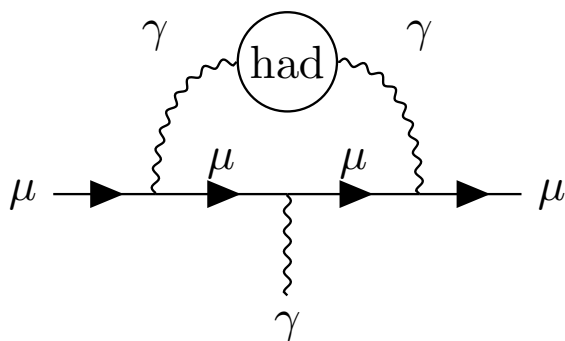
- 真空偏極を通じた軽いクォークの非摂動効果の寄与などが不定性を生んでいる。

ミューオンg-2の理論値 (ハドロン)

- Hadron真空偏極(HVP, 左図)とHadron Light by Light(HLbL, 右図)の寄与がある :



- HVPが主に寄与する.
- g-2の計算に最も大きな不定性を生んでいる.



- データドリブンの計算に必要な $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ の最新の測定結果(CMD-3)がBaBarやKLOEと大きく乖離. (CMD-3だけだと実験に合う?)
- Lattice計算精度は向上している.

→WP25ではLattice計算の結果を主に採用.

- 具体的な数値は以下：

$$\text{WP20} : a_{\mu}^{\text{Had, HVP}} = 6845(40) \times 10^{-11}$$

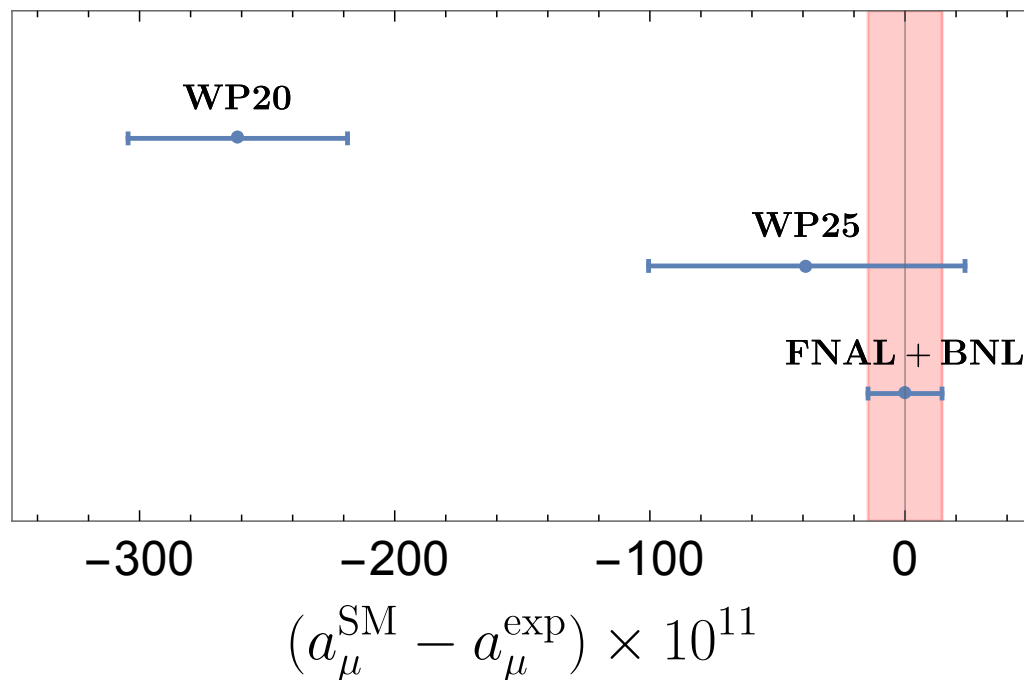
$$\text{WP20} : a_{\mu}^{\text{Had, HLbL}} = 92(18) \times 10^{-11}$$

$$\text{WP25} : a_{\mu}^{\text{Had, HVP}} = 7045(61) \times 10^{-11}$$

$$\text{WP25} : a_{\mu}^{\text{Had, HLbL}} = 115.5(9.9) \times 10^{-11}$$

ミュオンg-2の乖離問題の現状

$$a_{\mu}^{\text{exp}} = 116592071.5(14.5) \times 10^{-11}$$
$$a_{\mu}^{\text{SM,WP20}} = 116591810(43) \times 10^{-11}$$
$$a_{\mu}^{\text{SM,WP25}} = 116592033(62) \times 10^{-11}$$



(Aguillard, 2025)
(Aoyama, 2020)
(Aliberti, 2025)

- WP25は実験値と合っている。
- WP20は実験と $O(100) \times 10^{-11}$ 程度の乖離。

もし乖離があれば電弱スケール程度の新物理を示唆

フレーバー対称性の導入

- フレーバー対称性は相互作用の構造を規定.
- フレーバー構造を仮定すると色々説明できる.
 - ニュートリノ振動 ($U(1)_{L\mu-L\tau}, Z_4, \dots$)
 - 階層性の説明 (Froggatt-Nielsen機構)
 - 暗黒物質の性質 (Z_4, \dots)

→フレーバー対称性はSM拡張の有力な枠組み

イントロダクションのまとめ

- 標準模型は完璧ではなく、それを超える物理がある。
- ニュートリノは質量を持つ。
- ニュートリノ振動は実験的にますます精密に観測されつつある。
- ミューオン $g-2$ の理論値と実験値がずれている場合は電弱スケールの新物理で説明可能。
- フレーバー対称性はこういった問題を見通しよくする。

ニュートリノ質量行列構造への 模型によらない制限

JHEP 12 (2024) 018

質量行列構造の解析

- ニュートリノ質量を記述する最小の演算子.
→ 次元5の演算子.

$$\frac{c_{\alpha\beta}}{\Lambda} (\overline{L_{\alpha}^c} \tilde{H}^*) (\tilde{H}^{\dagger} L_{\beta}) + \text{h.c.}$$

- 模型の詳細によらず一般構造を議論可能.
- 質量行列に構造的制約を課すことで、理論パラメータに関係式を得られる.

Two Zero Texture (Minor)

- 2つの独立な0成分をもつ質量行列の分類.
- 混合角・CP位相・質量比に強い制約 → 予言

$A1: \begin{pmatrix} 0 & 0 & * \\ 0 & * & * \\ * & * & * \end{pmatrix}$	$A2: \begin{pmatrix} 0 & * & 0 \\ * & * & * \\ 0 & * & * \end{pmatrix}$		
$B1: \begin{pmatrix} * & * & 0 \\ * & 0 & * \\ 0 & * & * \end{pmatrix}$	$B2: \begin{pmatrix} * & 0 & * \\ 0 & * & * \\ * & * & 0 \end{pmatrix}$	$B3: \begin{pmatrix} * & 0 & * \\ 0 & 0 & * \\ * & * & * \end{pmatrix}$	$B4: \begin{pmatrix} * & * & 0 \\ * & * & * \\ 0 & * & 0 \end{pmatrix}$
$C: \begin{pmatrix} * & * & * \\ * & 0 & * \\ * & * & 0 \end{pmatrix}$			
$D1: \begin{pmatrix} * & * & * \\ * & 0 & 0 \\ * & 0 & * \end{pmatrix}$	$D2: \begin{pmatrix} * & * & * \\ * & * & 0 \\ * & 0 & 0 \end{pmatrix}$		
$E1: \begin{pmatrix} 0 & * & * \\ * & 0 & * \\ * & * & * \end{pmatrix}$	$E2: \begin{pmatrix} 0 & * & * \\ * & * & * \\ * & * & 0 \end{pmatrix}$	$E3: \begin{pmatrix} 0 & * & * \\ * & * & 0 \\ * & 0 & * \end{pmatrix}$	
$F1: \begin{pmatrix} * & 0 & 0 \\ 0 & * & * \\ 0 & * & * \end{pmatrix}$	$F2: \begin{pmatrix} * & 0 & * \\ 0 & * & 0 \\ * & 0 & * \end{pmatrix}$	$F3: \begin{pmatrix} * & * & 0 \\ * & * & 0 \\ 0 & 0 & * \end{pmatrix}$	

\mathcal{M}_{ν_L}
→ Two zero texture

$\mathcal{M}_{\nu_L}^{-1}$
→ Two zero minor

(Frampton, 2002)

フレーバー対称性と ニュートリノ質量行列

- 構造の自然な実現→フレーバー対称性.
- フレーバー対称性の下では荷重割り当てや選択則により自動的に出現する場合がある.

たとえばこれから見る $U(1)_{L_\mu-L_\tau}$ ゲージモデルではB3 textureやB4 textureが出てくる.

- Non-invertible symmetry により, 従来の群論では不可能だった構造も生成できることが近年指摘. (Kobayashi et al., 2024)

例：U(1) $_{L_\mu-L_\tau}$ ゲージ対称な模型の ニュートリノ質量行列

- 場：SM + 右巻きニュートリノ N_i + スカラー
- 対称性：SM gauge \times U(1) $_{L_\mu-L_\tau}$ gauge

Fields	(L_e L_μ L_τ)	(e_R μ_R τ_R)	(N_e N_μ N_τ)	Φ_{+1} SU(2) doublet
U(1) $_{L_\mu-L_\tau}$ charge	(0 +1 -1)	(0 +1 -1)	(0 +1 -1)	+1

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} \supset & -y_e e_R^c (L_e \cdot H^\dagger) - y_\mu \mu_R^c (L_\mu \cdot H^\dagger) - y_\tau \tau_R^c (L_\tau \cdot H^\dagger) - y_{\mu e} e_R^c (L_\mu \cdot \Phi_{+1}^\dagger) - y_{e\tau} \tau_R^c (L_e \cdot \Phi_{+1}^\dagger) \\
 & - \lambda_e N_e^c (L_e \cdot H) - \lambda_\mu N_\mu^c (L_\mu \cdot H) - \lambda_\tau N_\tau^c (L_\tau \cdot H) - \lambda_{\tau e} N_e^c (L_\tau \cdot \Phi_{+1}) - \lambda_{e\mu} N_\mu^c (L_e \cdot \Phi_{+1}) \\
 & - \frac{1}{2} M_{ee} N_e^c N_e^c - M_{\mu\tau} N_\mu^c N_\tau^c + \text{H.c.}
 \end{aligned}$$

- ニュートリノの質量行列を書き下すと,

$$\mathcal{M}_\nu \simeq -\mathcal{M}_D \mathcal{M}_R^{-1} \mathcal{M}_D^T = \begin{pmatrix} * & 0 & * \\ 0 & 0 & * \\ * & * & * \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{M}_D = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \lambda_e v_1 & \lambda_{e\mu} v_2 & 0 \\ 0 & \lambda_\mu v_1 & 0 \\ \lambda_{\tau e} v_2 & 0 & \lambda_\tau v_1 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{M}_R = \begin{pmatrix} M_{ee} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{\mu\tau} \\ 0 & M_{\mu\tau} & 0 \end{pmatrix}$$

B₃ texture が現れる

フレーバー対称性がニュートリノの
質量行列構造に反映

ニュートリノ質量行列

- 一般のニュートリノ質量行列：

$$\mathcal{M}_{\nu_L} = U_{\text{PMNS}}^* \text{diag}(m_1 \ m_2 \ m_3) U_{\text{PMNS}}^\dagger \equiv \mathcal{M}_{\nu_L}^{\text{gen}}.$$

$$U_{\text{PMNS}} \equiv \begin{pmatrix} V_{11} & V_{12} & V_{13} \\ V_{21} & V_{22} & V_{23} \\ V_{31} & V_{32} & V_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & & \\ & e^{\frac{i\alpha_2}{2}} & \\ & & e^{\frac{i\alpha_3}{2}} \end{pmatrix}.$$

m_i : 軽いニュートリノ質量 α_i : マヨラナ位相
 V_{ij} : 混合角とCP位相からなる行列成分

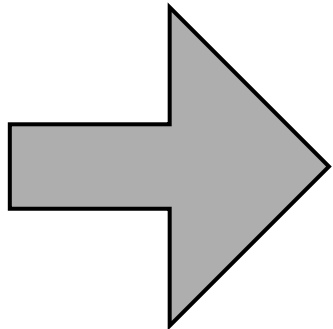
- シーソー機構による質量行列：

$$\mathcal{M}_{\nu_L} \simeq -\mathcal{M}_D \mathcal{M}_R^{-1} \mathcal{M}_D^T.$$

B₃ texture 構造の解析

- **B₃ texture** : $(\mathcal{M}_{\nu L})_{[1,2],[2,2]} = 0$

$$\left\{ \begin{array}{l} (\mathcal{M}_\nu^{\text{gen}})_{12} = m_1 V_{11} V_{21} + m_2 e^{i\alpha_2} V_{12} V_{22} + m_3 e^{i\alpha_3} V_{13} V_{23} = 0 \quad (= (\mathcal{M}_\nu)_{12}). \\ (\mathcal{M}_\nu^{\text{gen}})_{22} = m_1 V_{21}^2 + m_2 e^{i\alpha_2} V_{22}^2 + m_3 e^{i\alpha_3} V_{23}^2 = 0 \quad (= (\mathcal{M}_\nu)_{22}). \end{array} \right.$$



$$\left\{ \begin{array}{l} e^{i\alpha_2} \equiv \frac{m_1}{m_2} R_2(\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, \delta) \equiv \frac{R_2}{|R_2|} \\ e^{i\alpha_3} \equiv \frac{m_1}{m_3} R_3(\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, \delta) \equiv \frac{R_3}{|R_3|} \end{array} \right.$$

V_{ij} : components of PMNS matrix , θ_{ij} : mixing angle, δ : CP phase, α : Majorana phase

- 順階層 (NO, $m_1 < m_2 < m_3$) の質量二乗差 :

$$\Delta m_{31}^2 = m_3^2 - m_1^2 = m_1^2 (|R_3|^2 - 1)$$

$$\Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2 = m_1^2 (|R_2|^2 - 1)$$

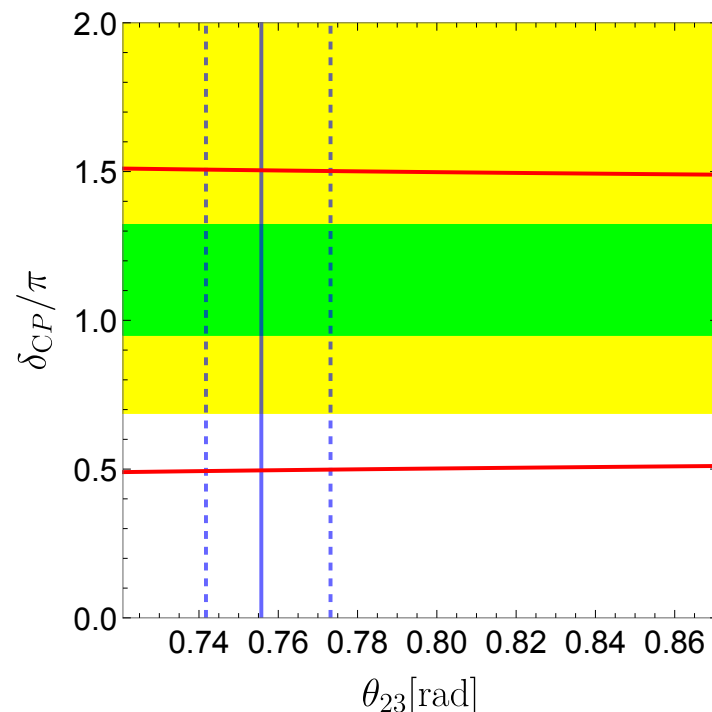
逆階層 (IO) なら
 $m_3 < m_1 < m_2$

Solid : Best fit
Dashed : 1σ
Frame : 3σ



$$(|R_2|^2 - 1) = \frac{\Delta m_{21}^2}{\Delta m_{31}^2} (|R_3|^2 - 1)$$

- $\theta_{12}, \theta_{13}, \Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2$ を NuFIT6.0 (Esteban, 2024) のベストフィット値に固定.
- δ の θ_{23} 依存性は左図.



ニュートリノの質量を θ_{23} のみで書く.

ニュートリノの質量

$$m_3 = \sqrt{\frac{\Delta m_{31}^2}{1 - \frac{1}{|R_3(\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, \delta_{CP})|^2}}}$$

NOの場合の
ニュートリノの質量.

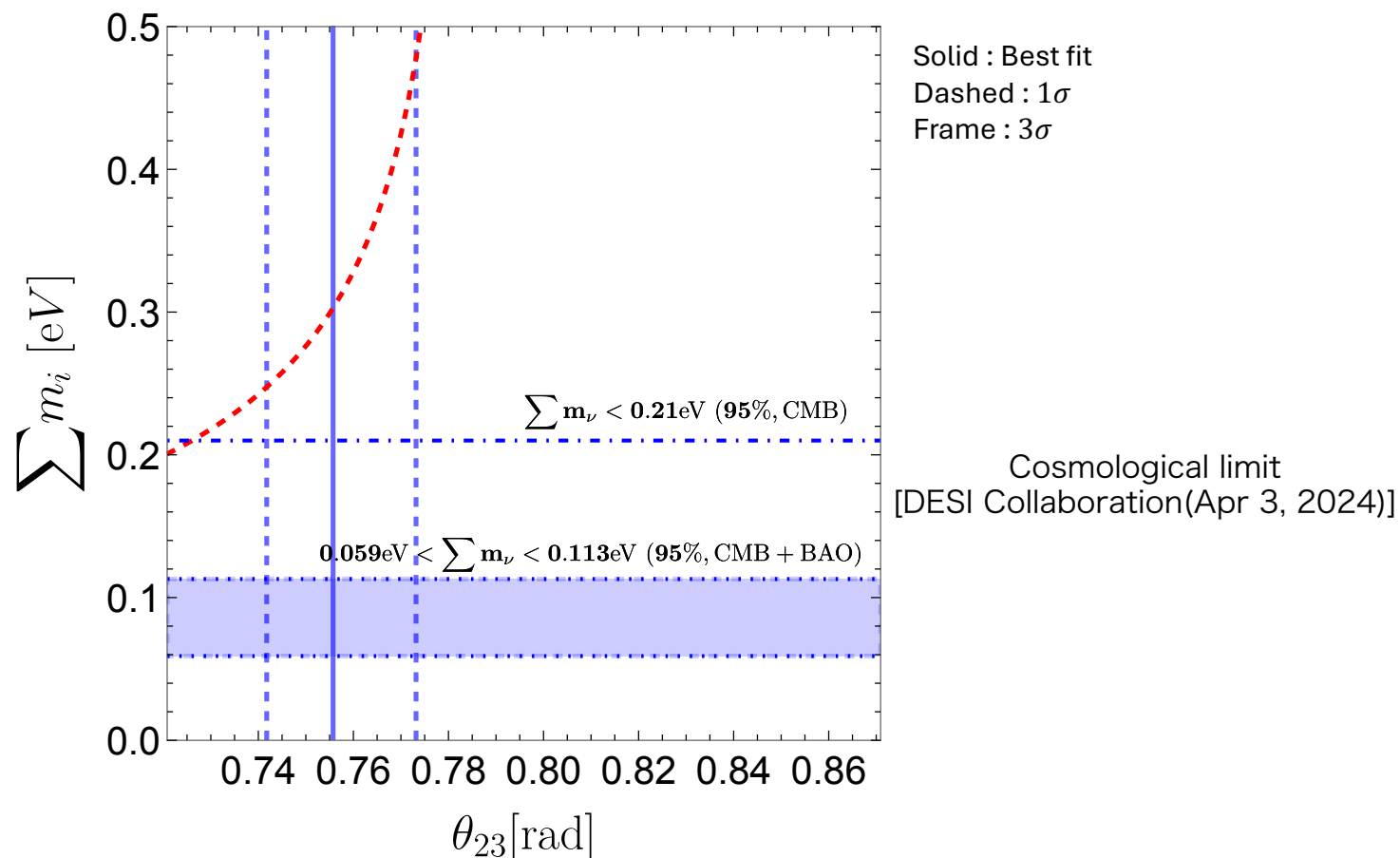
$$m_1 = \sqrt{m_3^2 - \Delta m_{31}^2}$$

$$m_2 = \sqrt{m_1^2 + \Delta m_{21}^2} = \sqrt{m_3^2 + \Delta m_{21}^2 - \Delta m_{31}^2}$$

- θ_{23} でニュートリノ質量を書けた.

(解析では $\theta_{12}, \theta_{13}, \Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2$ はNuFITのbest-fitの値にあわせている.)

解析結果 (質量和)



- 宇宙論的な質量和の制限によって大部分が排除。

Textureの解析結果

○→viable, ×→dead

Structure		A1	A2	B1	B2	B3	B4	C
CMB	NO	○	○	○	○	○	○	Null
	IO	Null	Null	○	×	○	×	○
<u>CMB+BAO</u>	NO	○	○	×	×	×	×	Null
	IO	Null	Null	×	×	×	×	×

Structure		D1	D2	E1	E2	E3	F1	F2	F3
CMB	NO	Null	Null	Null	Null	Null	Null	Null	Null
	IO	Null	Null	Null	Null	Null	Null	Null	Null
<u>CMB+BAO</u>	NO	Null	Null	Null	Null	Null	Null	Null	Null
	IO	Null	Null	Null	Null	Null	Null	Null	Null

Minorの解析結果

○→viable, ×→dead

Structure		A1	A2	B1	B2	B3	B4	C
CMB	NO	Null	Null	○	○	○	○	○
	IO	Null	Null	×	○	×	○	Null
<u>CMB+BAO</u>	NO	Null	Null	×	×	×	×	×
	IO	Null	Null	×	×	×	×	Null

Structure		D1	D2	E1	E2	E3	F1	F2	F3
CMB	NO	○	○	Null	Null	Null	Null	Null	Null
	IO	Null	Null	Null	Null	Null	Null	Null	Null
<u>CMB+BAO</u>	NO	○	○	Null	Null	Null	Null	Null	Null
	IO	Null	Null	Null	Null	Null	Null	Null	Null

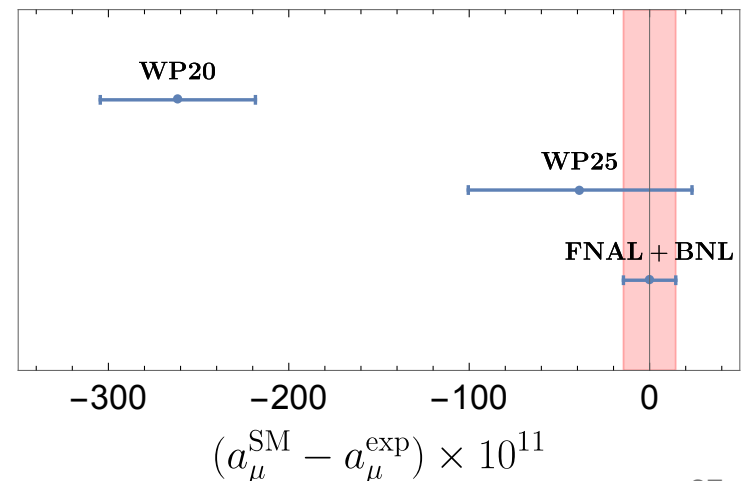
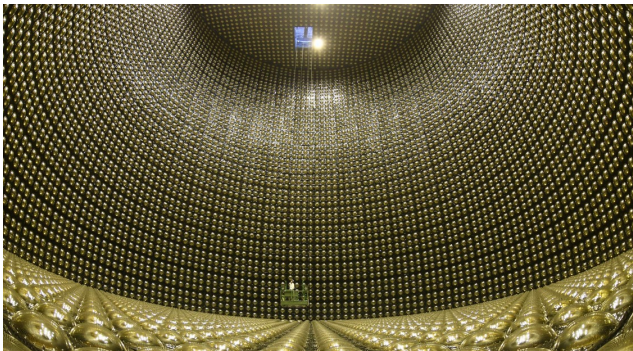
$U(1)_{L\mu-L\tau}$ ゲージ対称な ニュートリノ模型への新しい制限

JHEP 12 (2024) 018

背景

- $U(1)_{L_\mu-L_\tau}$ ゲージ模型はニュートリノ質量を記述可能.
 - ニュートリノ振動実験の結果は最小な模型が排除される可能性を示している.
- ミューオン $g-2$ の理論値と実験値に乖離.
 - $U(1)_{L_\mu-L_\tau}$ ゲージ模型ではこれを解決可能.

(Aguillard, 2025)
(Aoyama, 2020)
(Aliberti, 2025)



Cited from <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/>

サマリー

- 最小構成の $U(1)_{L_\mu-L_\tau}$ ゲージ模型が、模型依存な制限(Z - Z' 混合からの制限, Higgsセクターの制限)によってロバストに排除されることを確認.
- 最小構成からさらに拡張した模型のミューオン $g-2$ を説明できるパラメータ領域を特定.

最小構成の $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージ模型

- 場：SM + 右巻きニュートリノ N_i + スカラー場1つ
- 対称性：SM ゲージsym $\times U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ ゲージsym

レプトン	$(L_e \ L_\mu \ L_\tau)$	$(e_R \ \mu_R \ \tau_R)$	$(N_e \ N_\mu \ N_\tau)$
$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 電荷	$(0 \ +1 \ -1)$	$(0 \ +1 \ -1)$	$(0 \ +1 \ -1)$

スカラー	Φ_{+1} SU(2)二重項	Φ_{-1} SU(2)二重項
$U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ 電荷	+1	-1

$$\mathcal{L} \supset - (\nu_e \ \nu_\mu \ \nu_\tau) \mathcal{M}_D \begin{pmatrix} N_e^c \\ N_\mu^c \\ N_\tau^c \end{pmatrix} - \frac{1}{2} (N_e^c \ N_\mu^c \ N_\tau^c) \mathcal{M}_R \begin{pmatrix} N_e^c \\ N_\mu^c \\ N_\tau^c \end{pmatrix} + \text{H.c.}$$

最小構成の模型：Type 2₊₁

- ディラック質量とマヨラナ質量は以下.

$$\mathcal{M}_D = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \lambda_e v_1 & \lambda_{e\mu} v_2 & 0 \\ 0 & \lambda_\mu v_1 & 0 \\ \lambda_{\tau e} v_2 & 0 & \lambda_\tau v_1 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{M}_R = \begin{pmatrix} M_{ee} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{\mu\tau} \\ 0 & M_{\mu\tau} & 0 \end{pmatrix}$$



シーソー機構 $\mathcal{M}_\nu \simeq -\mathcal{M}_D \mathcal{M}_R^{-1} \mathcal{M}_D^T$

- ニュートリノ質量行列：

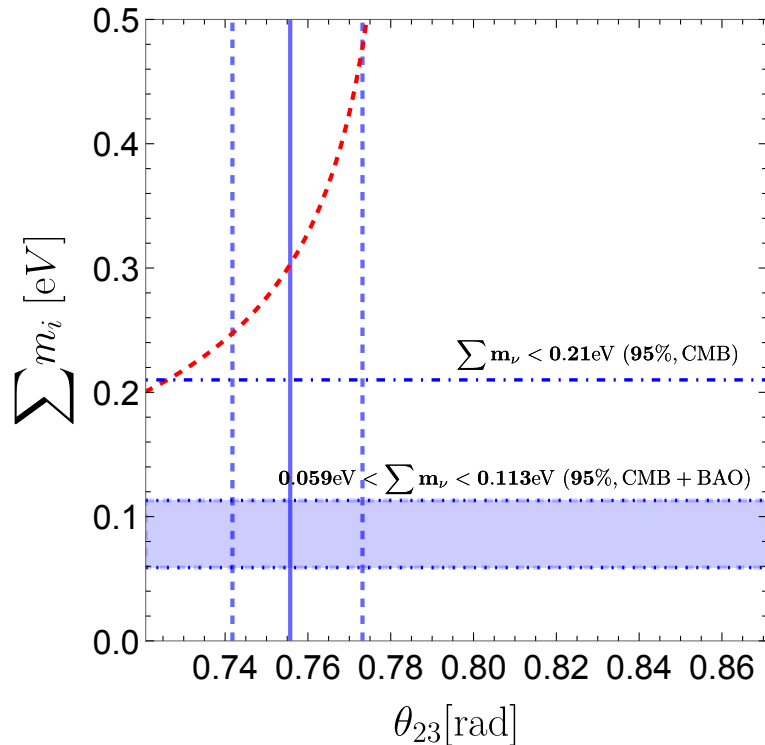
$$\mathcal{M}_\nu = \begin{pmatrix} -\frac{\lambda_e^2 v_1^2}{2M_{ee}} & 0 & -\frac{v_1 v_2 (\lambda_e \lambda_{\tau e} M_{\mu\tau} + \lambda_\tau \lambda_{e\mu} M_{ee})}{2M_{ee} M_{\mu\tau}} \\ 0 & 0 & -\frac{\lambda_\mu \lambda_\tau v_1^2}{2M_{\mu\tau}} \\ -\frac{v_1 v_2 (\lambda_e \lambda_{\tau e} M_{\mu\tau} + \lambda_\tau \lambda_{e\mu} M_{ee})}{2M_{ee} M_{\mu\tau}} & -\frac{\lambda_\mu \lambda_\tau v_1^2}{2M_{\mu\tau}} & -\frac{\lambda_{\tau e}^2 v_2^2}{2M_{ee}} \end{pmatrix}$$

B3 Texture構造

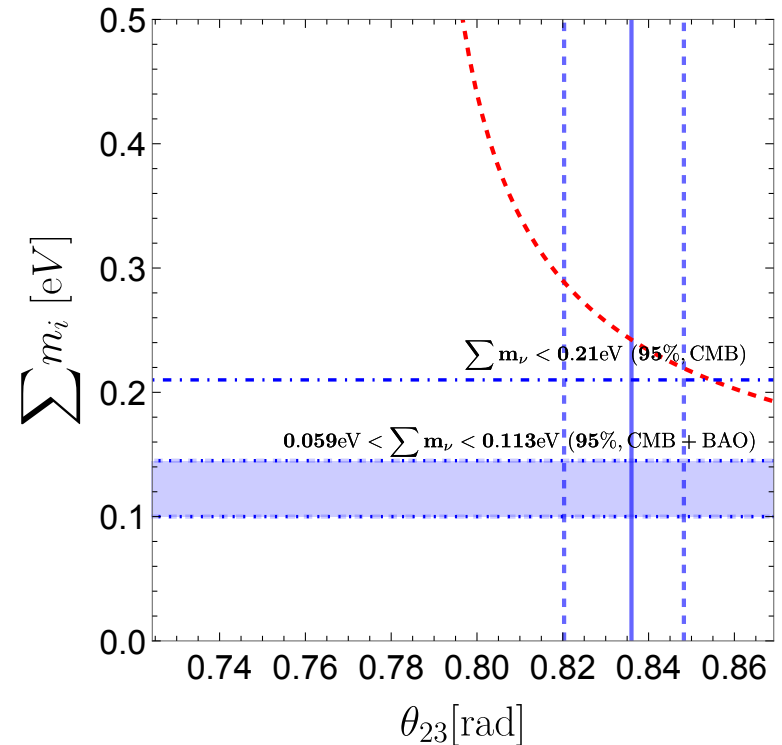
B3 Textureの解析結果(Type2₊₁)

Solid : Best fit
Dashed : 1 σ
Frame : 3 σ

- 順階層 (NO)



- 逆階層 (IO)



- 宇宙論的な制限の下で，模型は θ_{23} の3 σ の範囲で生存。

最小構成の模型：Type 2₁

- ディラック質量とマヨラナ質量は以下.

$$\mathcal{M}_D = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \lambda_e v_1 & 0 & \lambda_{e\tau} v_2 \\ \lambda_{\mu e} v_2 & \lambda_\mu v_1 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_\tau v_1 \end{pmatrix}, \quad \mathcal{M}_R = \begin{pmatrix} M_{ee} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M_{\mu\tau} \\ 0 & M_{\mu\tau} & 0 \end{pmatrix}$$



シーソー機構 $\mathcal{M}_\nu \simeq -\mathcal{M}_D \mathcal{M}_R^{-1} \mathcal{M}_D^T$

- ニュートリノ質量行列：

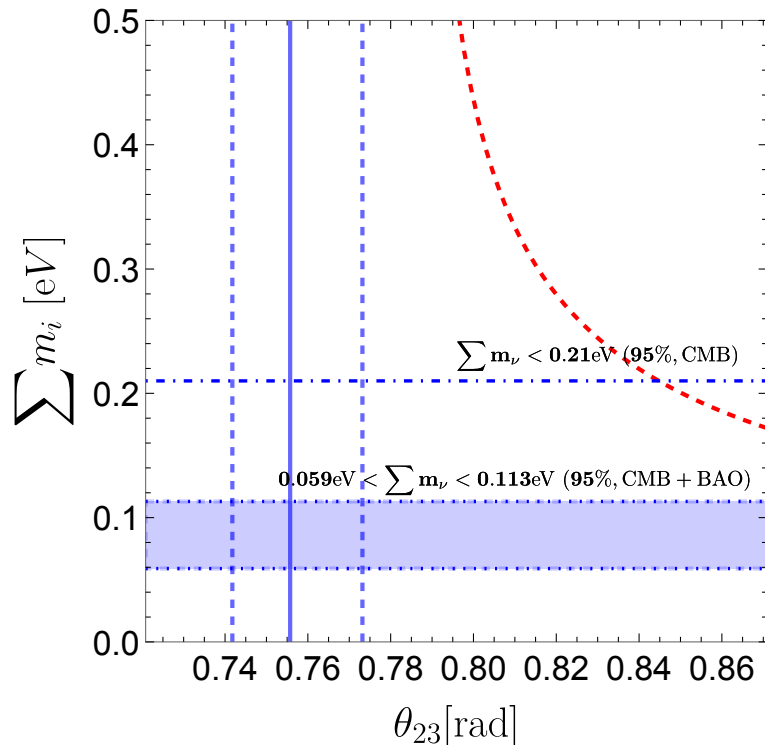
$$\mathcal{M}_\nu = \begin{pmatrix} -\frac{\lambda_e^2 v_1^2}{2M_{ee}} & -\frac{v_1 v_2 (\lambda_e \lambda_{\mu e} M_{\mu\tau} + M_{ee} \lambda_\mu \lambda_{e\tau})}{2M_{ee} M_{\mu\tau}} & 0 \\ -\frac{v_1 v_2 (\lambda_e \lambda_{\mu e} M_{\mu\tau} + \lambda_{e\tau} \lambda_\mu M_{ee})}{2M_{ee} M_{\mu\tau}} & -\frac{\lambda_{\mu e}^2 v_2^2}{2M_{ee}} & -\frac{\lambda_\mu \lambda_\tau v_1^2}{2M_{\mu\tau}} \\ 0 & -\frac{\lambda_\mu \lambda_\tau v_1^2}{2M_{\mu\tau}} & 0 \end{pmatrix}$$

B4 Texture構造

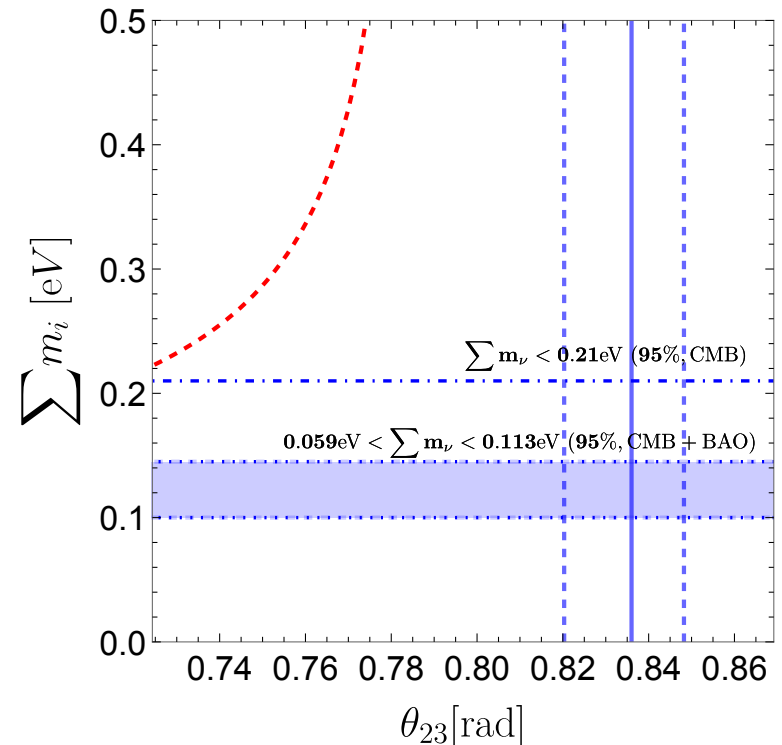
B4 Textureの解析結果(Type2₁)

Solid : Best fit
Dashed : 1 σ
Frame : 3 σ

• 順階層 (NO)



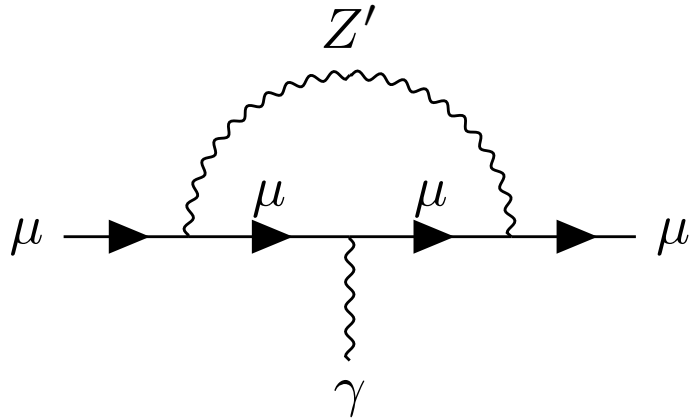
• 逆階層 (IO)



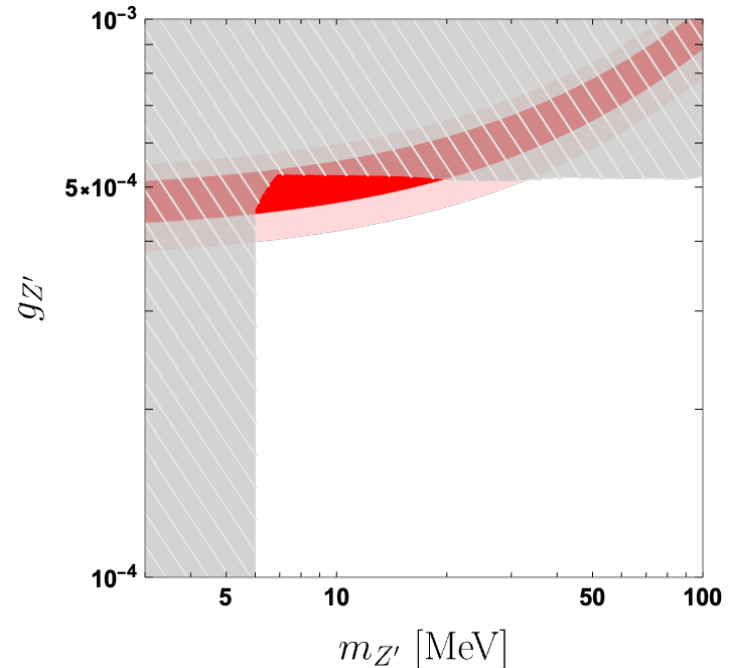
- 宇宙論的な制限の下で， 順階層の場合のみモデルは θ_{23} の3 σ の範囲で生存.

ミューオンg-2への補正

赤: 1σ
ピンク: 2σ



$$a_\mu = \frac{g_{Z'}^2}{8\pi^2} \int_0^1 dx \frac{2x(1-x)^2 m_\mu^2}{(1-x)^2 m_\mu^2 + x m_{Z'}^2}$$



- Z' ボソンによるミューオンg-2への寄与.
- 右図の赤い領域が乖離を説明できる領域.
- 灰色の領域はNA64 _{μ} 実験(Andreev, 2024), 白色矮星冷却(Bauer, 2018), および有効ニュートリノ数 N_{eff} (Ghosh, 2023)によって除外.

Z-Z' 混合

- 新たなU(1)_{L_μ-L_τ} ゲージ対称性はZ-Z'混合を引き起こす.

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}Z'_{\mu\nu}Z'^{\mu\nu} + \frac{1}{2} \frac{\varepsilon}{\cos \theta_W} B_{\mu\nu}Z'^{\mu\nu} \quad \varepsilon_Z = \frac{m_{Z'}}{m_Z} \delta$$

$$\mathcal{L}_{\varepsilon_Z} = \frac{m_Z^2}{2} \begin{pmatrix} Z_\mu & Z'_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -\varepsilon_Z \\ -\varepsilon_Z & m_{Z'}^2/m_Z^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^\mu \\ Z'^\mu \end{pmatrix} \quad \delta = \frac{v_2}{v}$$

$$m_{Z'} = g_{Z'} v_2$$



カノニカルな基底へ

- Z'のフェルミオンカレントとの相互作用は以下になる.

$$\mathcal{L} \supset Z'_\mu (g_{Z'} J_{L_\mu-L_\tau}^\mu + \varepsilon e J_{\text{em}}^\mu + \varepsilon_Z g_Z J_{\text{NC}}^\mu)$$

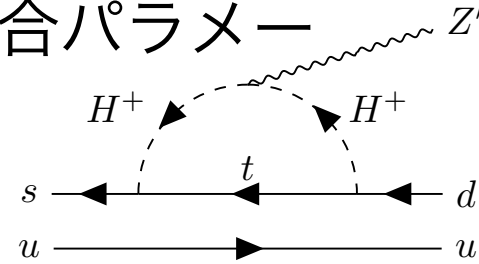
(今回の解析では, kinetic混合 $\varepsilon \sim g_{Z'}/70$ がmass混合 ε_Z に比べ二桁くらい小さい領域に注目しているため, 基本的には ε を無視する.)

フレーバーを変える中間子崩壊 (Flavor Changing Meson Decay ; FCMD)

- 軽いZ'ボソンを探索する上でフレーバーを変える中間子崩壊の過程は良いターゲット.

- $K^+ \rightarrow \pi^+ Z'$ の崩壊分岐比は以下のように混合パラメータ

$\delta = \frac{m_Z}{m_{Z'}} \varepsilon_Z$ で特徴づけられる :



$$\text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+ Z') = 6.2 \times 10^{-4} \times \delta^2 \times \left[X1(m_{H^+}) + \frac{X2(m_{H^+})}{\tan^2 \beta} \right] \sqrt{\lambda(m_K^2, m_\pi^2, m_{Z'}^2)}$$

(Davoudiasl, 2014)

$X1, X2$: ループ関数 $\tan \beta = v_1/v_2$ $\lambda(a, b, c) \equiv a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2bc - 2ca$

- 実験からの制限は以下 :

$$\text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+ Z') \leq (1 - 6) \times 10^{-11} \quad (90\% \text{ CL})$$

(The NA62 collaboration, 2021)

Atomic Parity Violation (APV)

- APVの測定実験から決まるセシウムの弱電荷は以下：

$$Q_W^{\text{exp}}(^{133}_{55}\text{Cs}) = -72.94(43)$$

(M. Cadeddu et al., 2021)

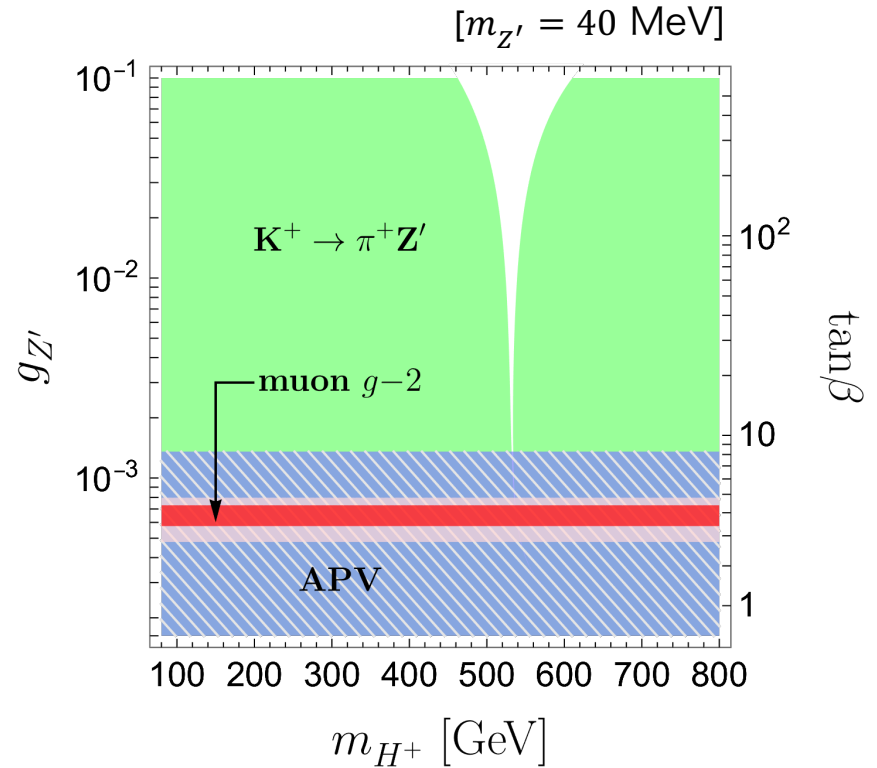
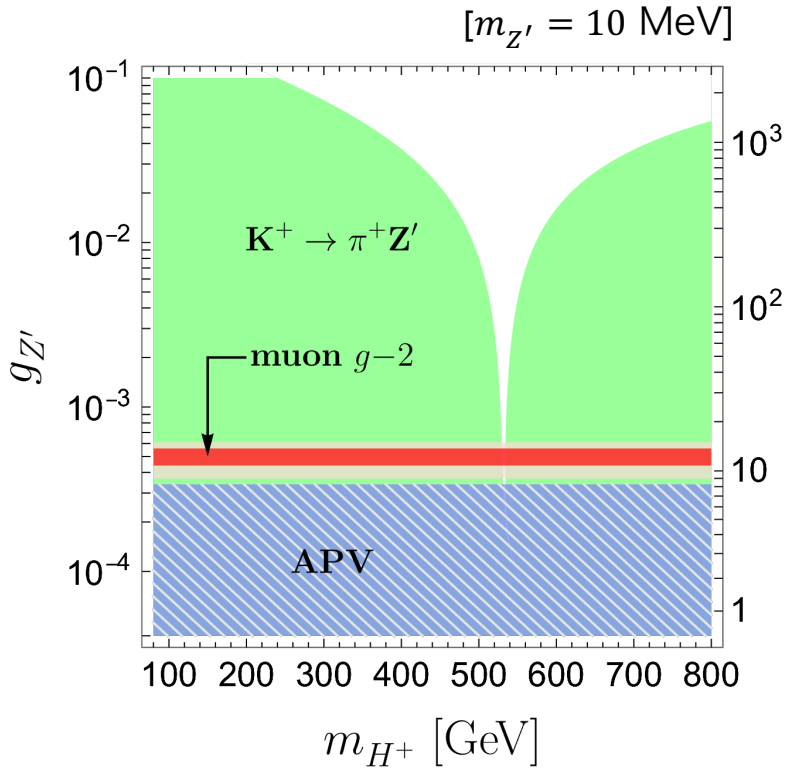
- Z-Z'混合によるセシウムの弱電荷の理論値のSMの値からずれは以下のように $\delta = \frac{m_Z}{m_{Z'}} \varepsilon_Z$ で特徴づけられる：

$$Q_W(^{133}_{55}\text{Cs}) \simeq Q_W^{\text{SM}}(^{133}_{55}\text{Cs}) (1 + \delta^2)$$



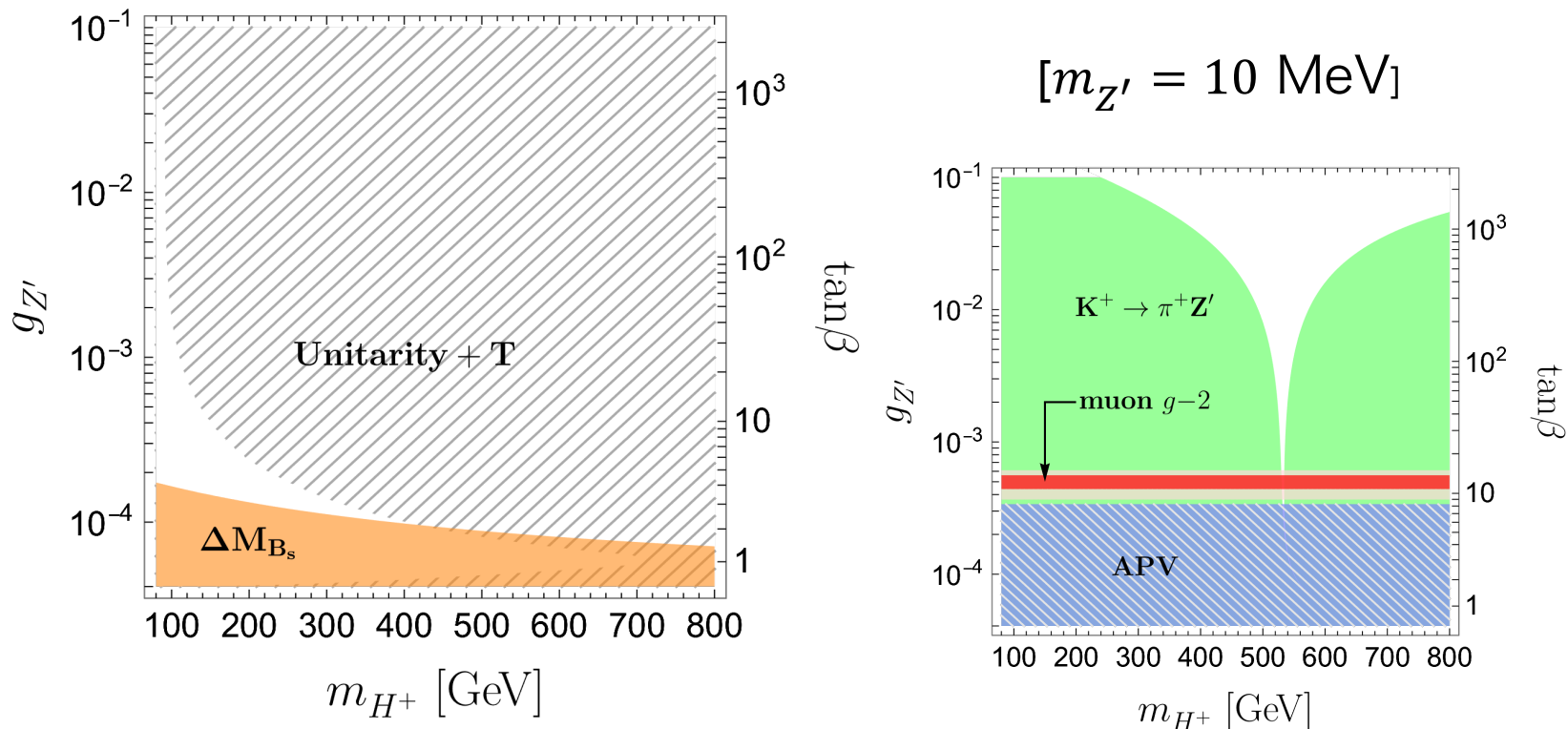
$$|\delta|^2 \lesssim 5.7 \times 10^{-3} \quad (90\% \text{ CL})$$

最小模型への制限図



- 最小模型での混合パラメータ： $\delta = \frac{1}{v} \frac{m_{Z'}}{g_{Z'}}$.
- 緑の領域はFCMD, 青斜線の領域はAPVで排除.
- $m_{Z'} = 10 \text{ MeV}$ では少しだけ生きている領域がある？

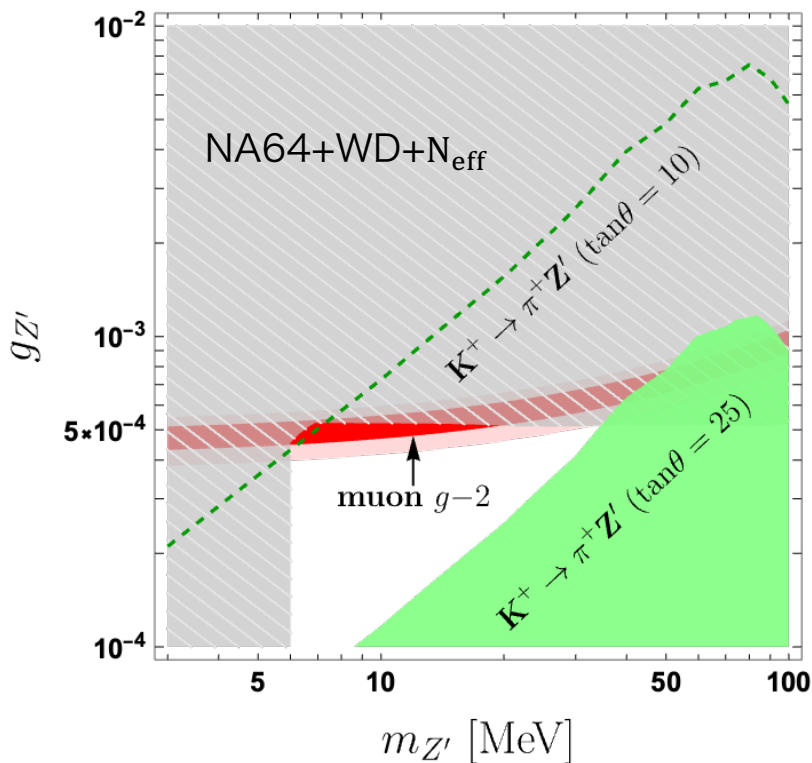
Higgsセクターからの制限図



- 斜線の領域はユニタリティ制限とTパラメータのスキャン、オレンジの領域はB中間子振動(ENOMOTO, 2016)(A.Giorgi et al., 2023)からの制限で排除。
- 前述の制限と合わせることで**最小模型は完全に排除**。

拡張模型(with Φ_{+1}, σ_{+1})への制限

$[m_{H^+} = 300 \text{ GeV}]$



拡張模型では,
$$\delta = \frac{\text{sign}(Q_\Phi)}{1 + \tan^2 \theta} \frac{1}{v} \frac{m_{Z'}}{g_{Z'}}.$$

↓ $\tan \theta \equiv \frac{v_\sigma}{v_\Phi}$ ($v_{\Phi(\sigma)}$ は $\Phi(\sigma)$ のVEV).

Cs APV : FCMDに比べて非常に小さい.

$$g_{Z'} \gtrsim \frac{5.4 \times 10^{-4}}{1 + \tan^2 \theta} \left(\frac{m_{Z'}}{10 \text{ MeV}} \right)$$

$K^+ \rightarrow \pi^+ Z'$:

$$g_{Z'} \gtrsim \frac{1.6 \times 10^{-1}}{1 + \tan^2 \theta} \sqrt{\frac{1 \times 10^{-11}}{\text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+ Z')_{\text{exp}}}} \left(\frac{m_{Z'}}{10 \text{ MeV}} \right)$$

- $\tan \theta \gtrsim 10$ ならミューオンg-2を説明できる領域もある.

まとめ

今日のサマリー

$U(1)_{L_\mu-L_\tau}$ ゲージ対称性の観点からSMを拡張し、ニュートリノ質量の起源、およびミュオン $g-2$ の乖離を統一的に説明する可能性を探ることを目的として研究.



- 最小構成の $U(1)_{L_\mu-L_\tau}$ ゲージモデルが、モデル依存な制限 (Z - Z' 混合からの制限, Higgsセクターの制限) によってロバストに排除されることを確認.
- 最小構成からさらに拡張したモデルのミュオン $g-2$ を説明できるパラメータ領域を特定.