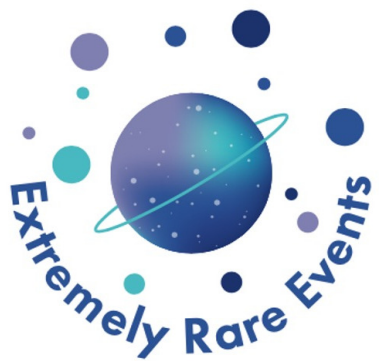




cLFV Theoretical Overview

藤間 崇 (金沢大学)



Workshop on Muon LFV and Beyond
東京大学, 2026年8月6日

もくじ

- 1 イントロ
・ cLFVについて
・ 実験の概観
- 2 理論的アプローチ
・ Effective Field Theory (EFT)
・ cLFVを引き起こす拡張模型
(特にニュートリノ質量模型、模型の特徴の比較)
・ Sub-GeV領域での模型
- 3 まとめ

イントロ

■ cLFV (charged Lepton Flavor Violation)

荷電レプトンのフレーバーを破る素粒子過程

具体例： $\ell_\alpha \rightarrow \ell_\beta \gamma$, $\ell_\alpha \rightarrow \ell_\beta \bar{\ell}_\beta \ell_\beta$, $\ell_\alpha N \rightarrow \ell_\beta N$ など

($\mu \rightarrow e \gamma$, $\tau \rightarrow \mu \gamma$, $\tau \rightarrow e \gamma$, $\mu \rightarrow 3e$, $\mu N \rightarrow e N$
 $h \rightarrow \bar{e} \mu$, $\mu \rightarrow e a$ etc)

イントロ

■ cLFV (charged Lepton Flavor Violation)

荷電レプトンのフレーバーを破る素粒子過程

具体例： $\ell_\alpha \rightarrow \ell_\beta \gamma$, $\ell_\alpha \rightarrow \ell_\beta \bar{\ell}_\beta \ell_\beta$, $\ell_\alpha N \rightarrow \ell_\beta N$ など

($\mu \rightarrow e \gamma$, $\tau \rightarrow \mu \gamma$, $\tau \rightarrow e \gamma$, $\mu \rightarrow 3e$, $\mu N \rightarrow e N$
 $h \rightarrow \bar{e} \mu$, $\mu \rightarrow e a$ etc)

■ cLFVは新物理の決定的証拠となる

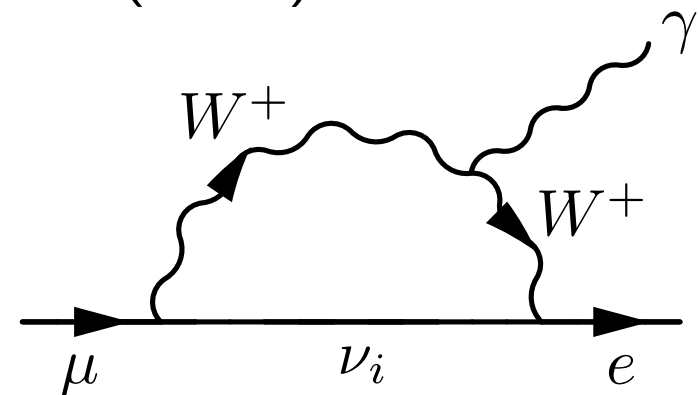
SM+ ν 質量ではcLFVはほぼ起こらない [S. T. Petcov, Sov.J.Nucl.Phys 25 \(1977\) 340](#)

$$\text{Br}(\mu \rightarrow e \gamma) = \frac{3\alpha_{\text{em}}}{32\pi} \left| \sum_i U_{\mu i}^* U_{ei} \frac{m_{\nu_i}^2}{m_W^2} \right|^2 = \mathcal{O}(10^{-54})$$

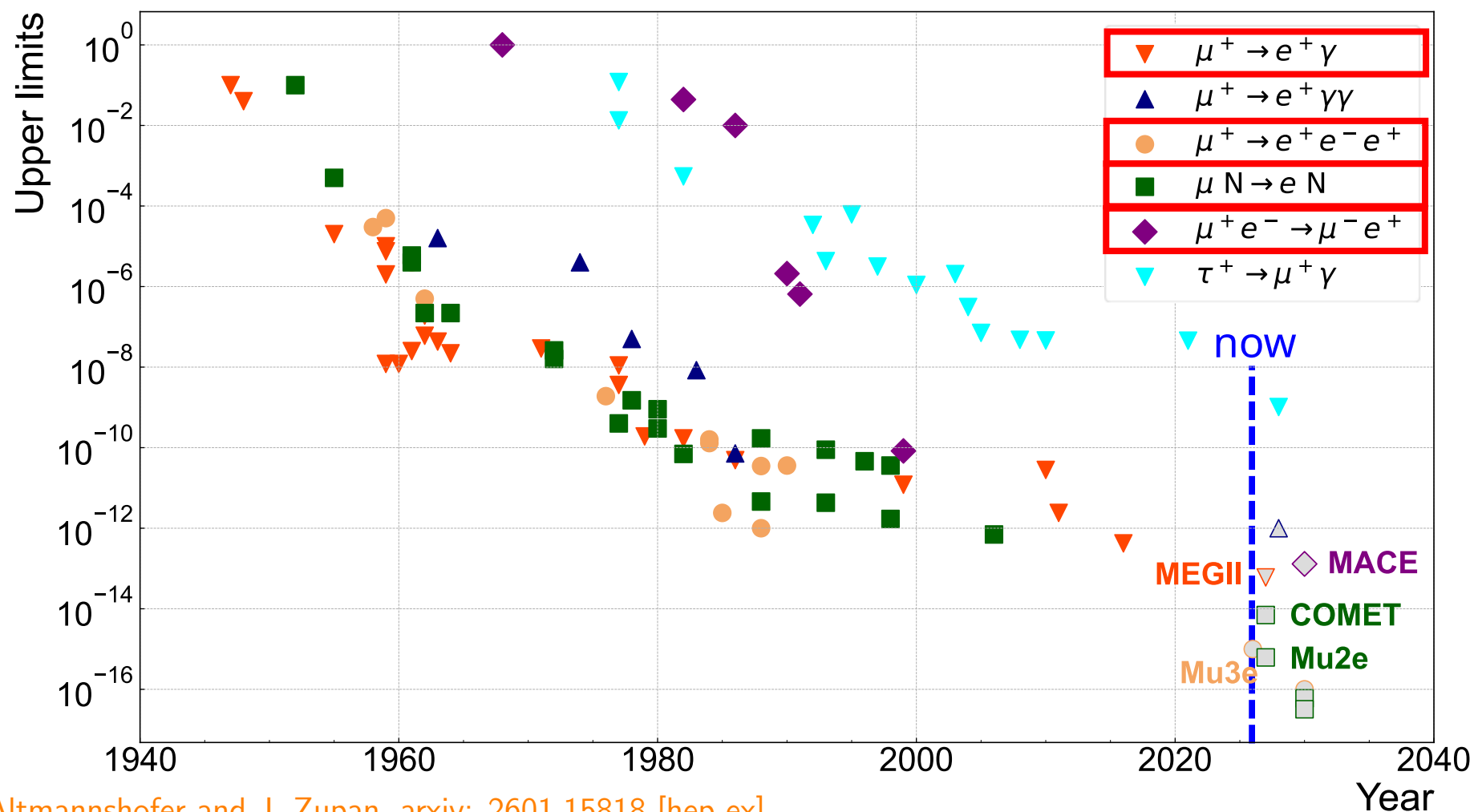
一方、現在の実験の感度:

$$\text{Br}(\mu \rightarrow e \gamma) = \mathcal{O}(10^{-14})$$

ν 質量生成機構と関係づく



実験の制限と将来実験



W. Altmannshofer and J. Zupan, arxiv: 2601.15818 [hep-ex]

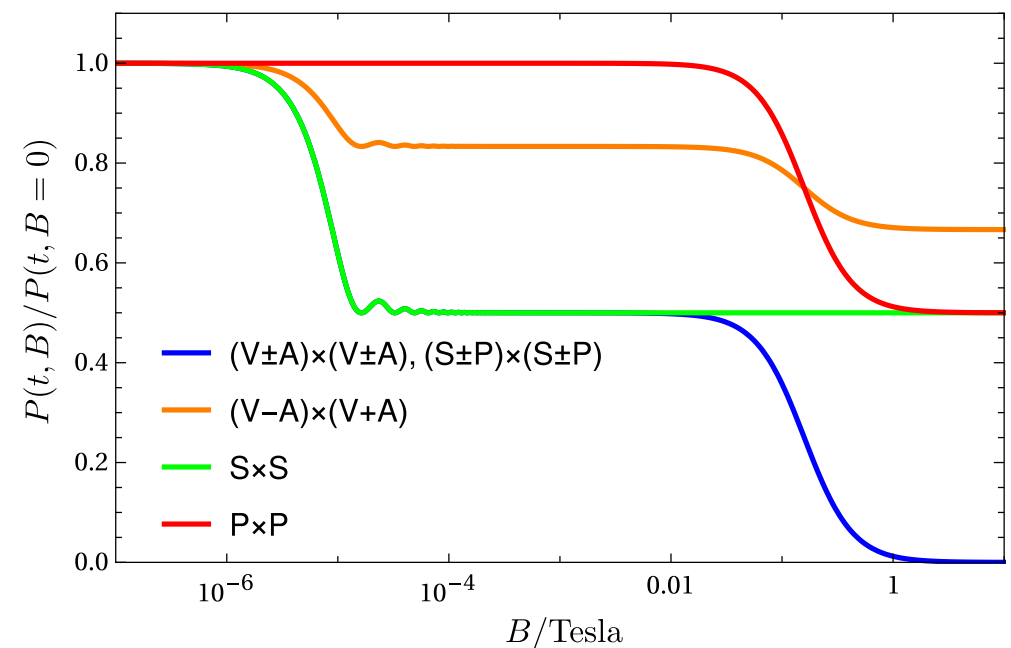
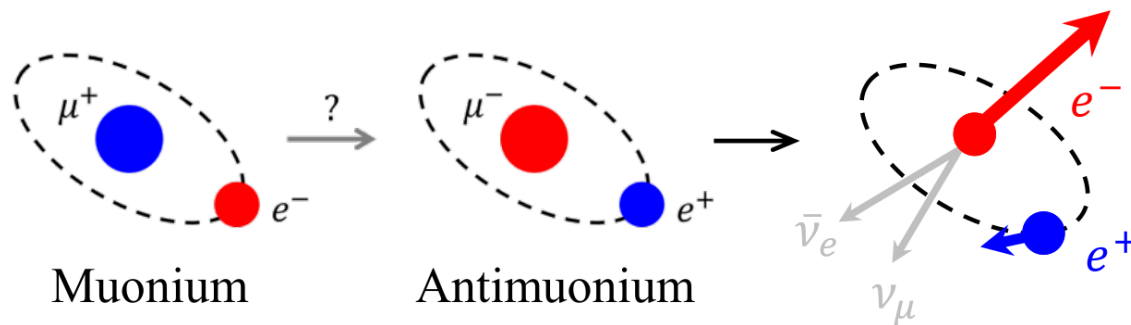
■ ミューオンのcLFV将来実験4桁改善

$\tau \rightarrow \mu \gamma$ でも2桁改善

将来実験について

2026年4月のcLFV workshop at MIAPbPにて

- ミューオニウム-反ミューオニウム変換 ($\text{Mu}-\overline{\text{Mu}}$ 変換)
レプトンフレーバーを2破る ($\mu^+e^- \rightarrow \mu^-e^+$)
- 変換率への制限: $P < 8.3 \times 10^{-11}$ (MACS at PSI) (1998)
 $\Rightarrow$ 中国のMACEにより2桁の改善が期待
- 純粋に4-レプトン演算子のみが関係
磁場をかけることで分離可能



T. Fukushima, Y. Mimura, Y. Uesaka, PRD 108 (2023) 9, 095029 [arxiv: 2309.02060 [hep-ph]]

理論的アプローチ

1 SM Effective Field Theory (SMEFT) $\Rightarrow$ 高次元演算子で展開

$$\mathcal{L} = \text{SM} + \sum_i \frac{C_i}{\Lambda^2} \mathcal{O}_i$$

○ 模型に依らない

○ 多くの演算子がある (888個の6次元cLFV演算子)
(フレーバー) $\times$ (カイラリティ) $\times$ (演算子タイプ)

$\alpha, \beta, \gamma, \delta$

P_L, P_R

S, V

$\Rightarrow$ カットオフ Λ への制限

理論的アプローチ

1 SM Effective Field Theory (SMEFT) $\Rightarrow$ 高次元演算子で展開

$$\mathcal{L} = \text{SM} + \sum_i \frac{C_i}{\Lambda^2} \mathcal{O}_i$$

- 模型に依らない
- 多くの演算子がある (888個の6次元cLFV演算子)
(フレーバー) $\times$ (カイラリティ) $\times$ (演算子タイプ)

 $\alpha, \beta, \gamma, \delta$
 P_L, P_R
 S, V

$\Rightarrow$ カットオフ Λ への制限

2 各々の拡張模型でcLFVを調べる方法

- 模型依存
- 少ないパラメータ
- 特にニュートリノ質量模型との関係
ニュートリノ質量行列のLFV $\Rightarrow$ cLFV
cLFV過程の間に相関を予言

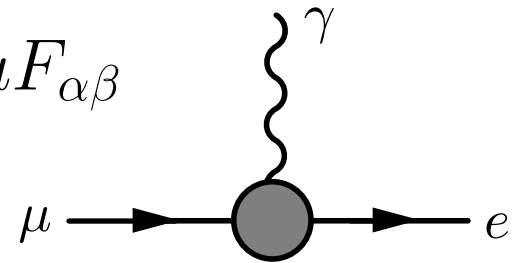
EFT アプローチ

EFT アプローチ

cLFV (μ - e) に関する演算子 (C : ウィルソン係数)

■ ダイポール演算子

$$\mathcal{L} = \frac{m_\mu}{\Lambda^2} \sum_{X=L,R} C_D^X \bar{e} \sigma^{\alpha\beta} P_X \mu F_{\alpha\beta} \Leftarrow \frac{C_D^X}{\Lambda^2} H \bar{e} \sigma^{\alpha\beta} P_L \mu F_{\alpha\beta}$$

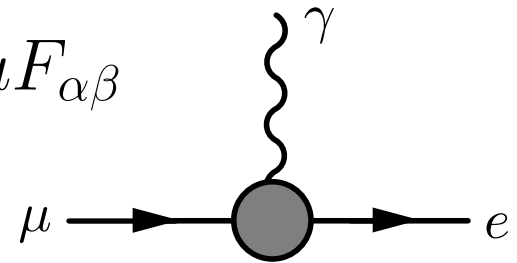


EFT アプローチ

cLFV (μ - e) に関する演算子 (C : ウィルソン係数)

■ ダイポール演算子

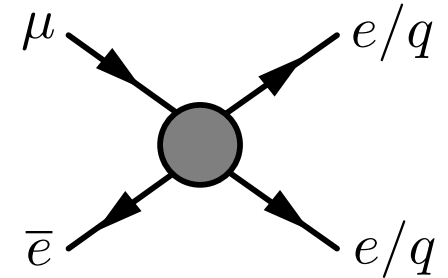
$$\mathcal{L} = \frac{m_\mu}{\Lambda^2} \sum_{X=L,R} C_D^X \bar{e} \sigma^{\alpha\beta} P_X \mu F_{\alpha\beta} \Leftarrow \frac{C_D^X}{\Lambda^2} H \bar{e} \sigma^{\alpha\beta} P_L \mu F_{\alpha\beta}$$



■ 4-フェルミ演算子

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\Lambda^2} \sum_X C_S^{XX} (\bar{e} P_X \mu) (\bar{e} P_X e) \text{ スカラー}$$

$$+ \frac{1}{\Lambda^2} \sum_{X,Y} C_V^{XY} (\bar{e} \gamma^\alpha P_X \mu) (\bar{e} \gamma_\alpha P_Y e) \text{ ベクトル}$$

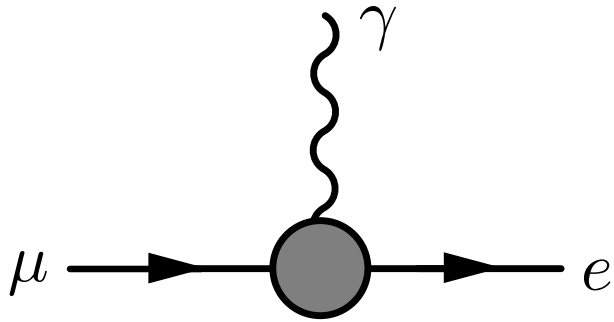


$$+ \frac{1}{\Lambda^2} \sum_X \sum_{N=p,n} \left[C_S^{NX} (\bar{e} P_X \mu) (\bar{N} N) + C_V^{NX} (\bar{e} \gamma^\alpha P_X \mu) (\bar{N} \gamma_\alpha N) \right]$$

■ スカラー $(\bar{e} P_L \mu)(\bar{e} P_R e)$ はフィルツ変換でベクトル型へ

EFT アプローチ

- それぞれ関係する cLFV 過程が異なる
 - ・ ダイポール $\Rightarrow \mu \rightarrow e\gamma$

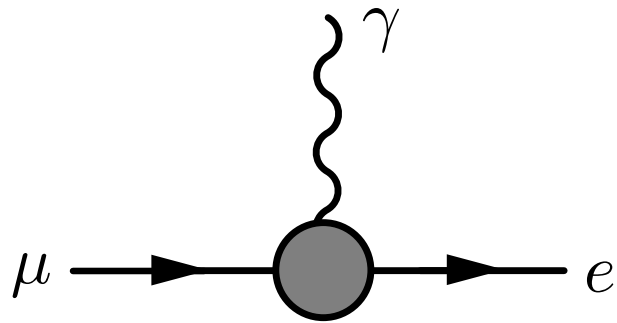


$$\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{48\pi^2}{G_F^2 \Lambda^4} (|C_D^L|^2 + |C_D^R|^2)$$

EFT アプローチ

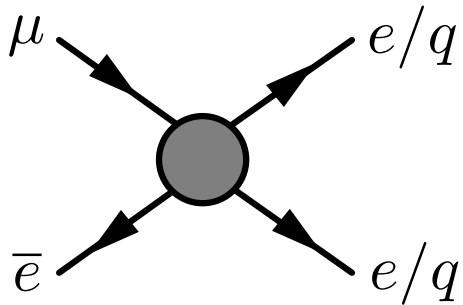
■ それぞれ関係する cLFV 過程が異なる

・ダイポール $\Rightarrow \mu \rightarrow e\gamma$



$$\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{48\pi^2}{G_F^2 \Lambda^4} (|C_D^L|^2 + |C_D^R|^2)$$

・ダイポール } $\Rightarrow \mu \rightarrow 3e$
 ・4-フェルミ } $\mu N \rightarrow eN$



ダイポールが支配的な場合

$$\text{Br}(\mu \rightarrow 3e) = \frac{16\pi\alpha_{\text{em}}}{G_F^2 \Lambda^4} (|C_D^L|^2 + |C_D^R|^2) \left(\log \frac{m_\mu^2}{m_e^2} - \frac{11}{4} \right)$$

EFT アプローチ

- $\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{48\pi^2}{G_F^2 \Lambda^4} (|C_D^L|^2 + |C_D^R|^2) < 1.5 \times 10^{-13} \text{ (MEGII bound)}$

$$\Rightarrow \Lambda \gtrsim 2.2 \times 10^3 \text{ TeV}$$

EFT アプローチ

$$\blacksquare \text{ Br}(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{48\pi^2}{G_F^2\Lambda^4} (|C_D^L|^2 + |C_D^R|^2) < 1.5 \times 10^{-13} \text{ (MEGII bound)}$$

$$\Rightarrow \Lambda \gtrsim 2.2 \times 10^3 \text{ TeV}$$

$$\blacksquare \text{ Br}(\mu \rightarrow 3e) = \frac{16\pi\alpha_{\text{em}}}{G_F^2\Lambda^4} (|C_D^L|^2 + |C_D^R|^2) \left(\log \frac{m_\mu^2}{m_e^2} - \frac{11}{4} \right) < 1.0 \times 10^{-12} \text{ (SINDRUM)}$$

$$\Rightarrow \Lambda \gtrsim 3.8 \times 10^2 \text{ TeV}$$

EFT アプローチ

- $\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{48\pi^2}{G_F^2\Lambda^4} (|C_D^L|^2 + |C_D^R|^2) < 1.5 \times 10^{-13}$ (MEGII bound)

$$\Rightarrow \Lambda \gtrsim 2.2 \times 10^3 \text{ TeV}$$

- $\text{Br}(\mu \rightarrow 3e) = \frac{16\pi\alpha_{\text{em}}}{G_F^2\Lambda^4} (|C_D^L|^2 + |C_D^R|^2) \left(\log \frac{m_\mu^2}{m_e^2} - \frac{11}{4} \right) < 1.0 \times 10^{-12}$ (SINDRUM)

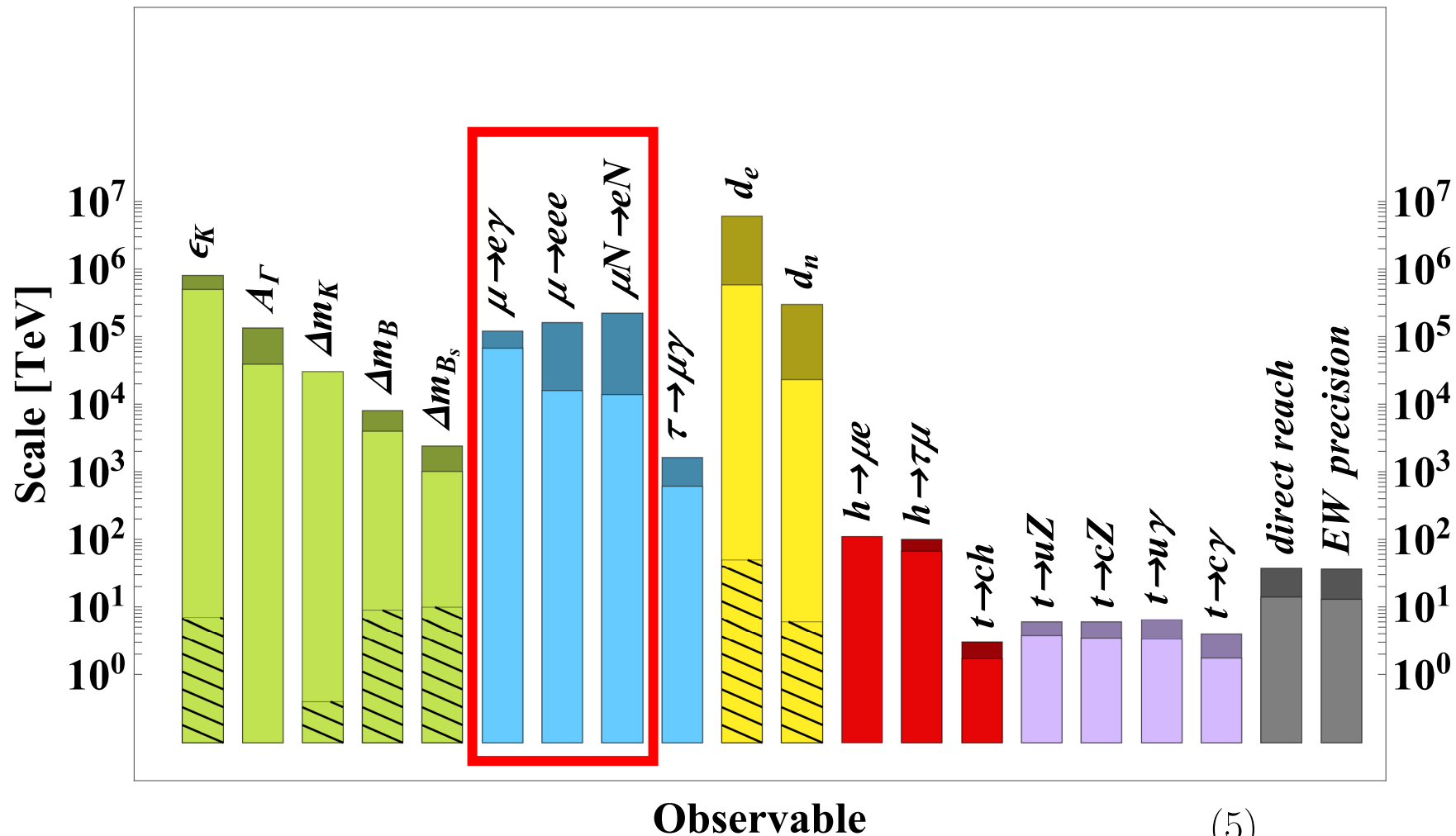
$$\Rightarrow \Lambda \gtrsim 3.8 \times 10^2 \text{ TeV}$$

- 分岐比の比をとると

$$\frac{\text{Br}(\mu \rightarrow 3e)}{\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma)} = \frac{\alpha_{\text{em}}}{3\pi} \left(\log \frac{m_\mu^2}{m_e^2} - \frac{11}{4} \right) \approx 0.00615$$

- もし $\mu \rightarrow 3e$ が先に見つかれば4フェルミ相互作用が支配的

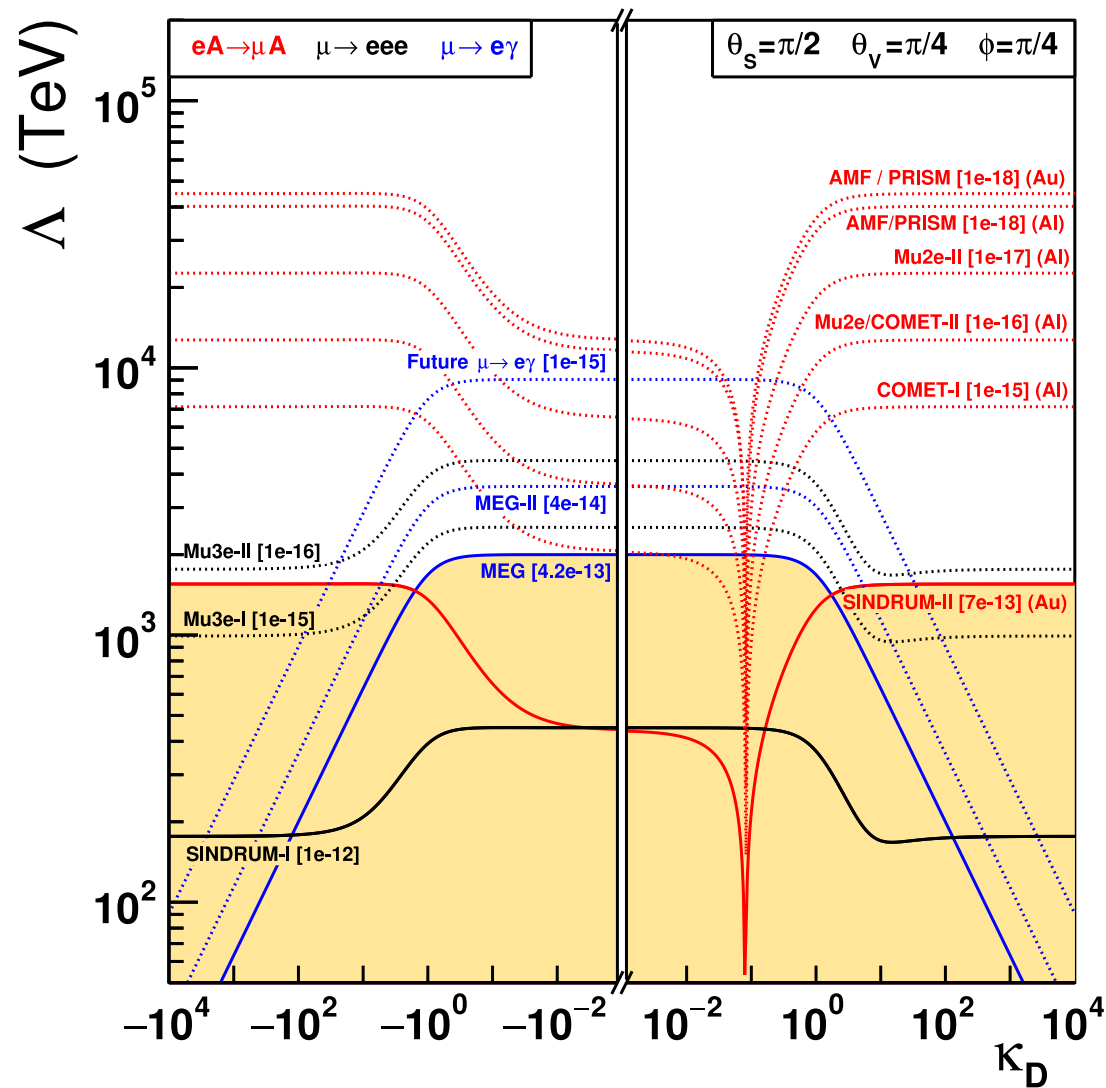
Λ への制限と将来感度



W. Altmannshofer and J. Zupan, arxiv: 2203.07726 [hep-ph]

$$\mathcal{L} = \text{SM} + \sum_i \frac{c_i^{(5)}}{\tilde{\Lambda}} \mathcal{O}_i^{(5)} + \sum_i \frac{c_i^{(6)}}{\tilde{\Lambda}^2} \mathcal{O}_i^{(6)}$$

■ カットオフスケール $\Lambda^2/v \simeq \tilde{\Lambda} = 10^4\text{--}10^5\text{TeV}$ まで探索可能

cLFV と Λ 

S. Davidson et al., arxiv: 2209.00142 [hep-ph]

■ SMEFT による展開

$$\Delta\mathcal{L} = \sum_i \frac{C_i^{(6)}}{\Lambda^2} \mathcal{O}_i^{(6)}$$

■ LEFT (Low energy EFT) による展開

$$\Delta\mathcal{L} = \sum_i \frac{c_i^{(5)}}{\tilde{\Lambda}} \mathcal{O}_i^{(5)} + \sum_i \frac{c_i^{(6)}}{\tilde{\Lambda}^2} \mathcal{O}_i^{(6)}$$

■ ダイポール演算子に対する対応

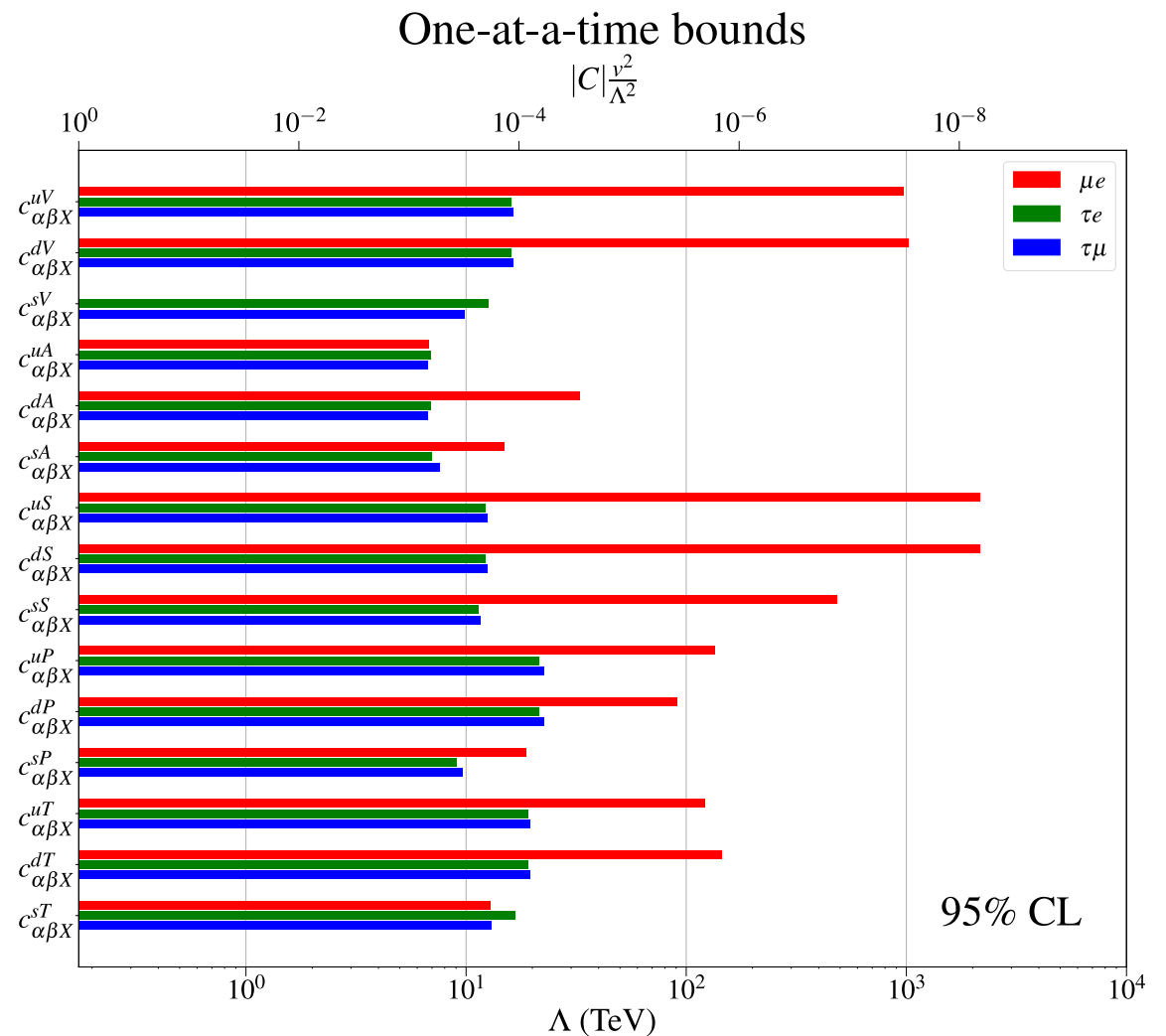
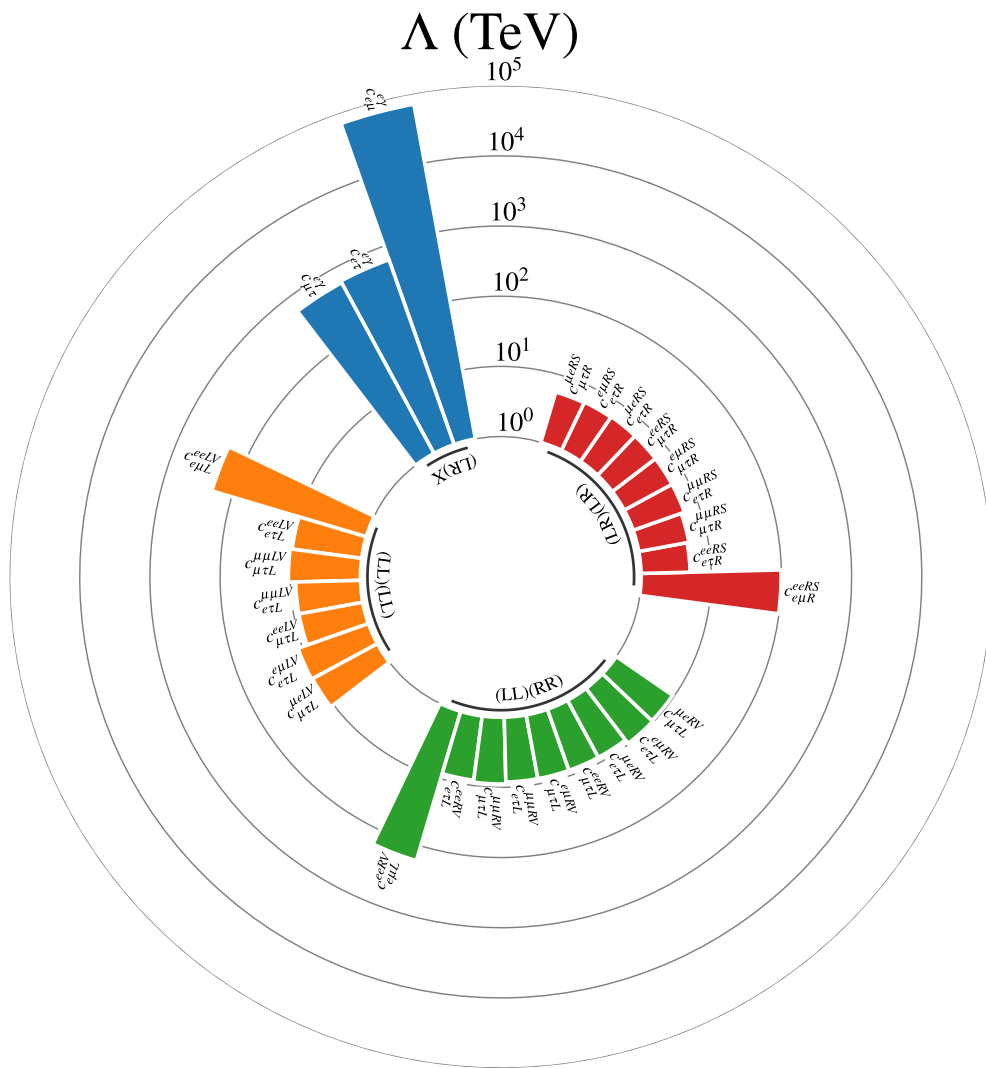
$$\frac{C_i \langle H \rangle}{\Lambda^2} \Leftrightarrow \frac{c_i}{\tilde{\Lambda}}$$

図について

$\kappa_D \ll 1 \Rightarrow$ ダイポールが支配的

$\kappa_D \gg 1 \Rightarrow$ 4-フェルミが支配的

LEFTでのglobal解析



E. Fernandez-Martinez et al., [arXiv: 2403.09772 [hep-ph]], S. Davidson and B. Echenard, [arXiv: 2204.00564 [hep-ph]]

Operator 多すぎる問題

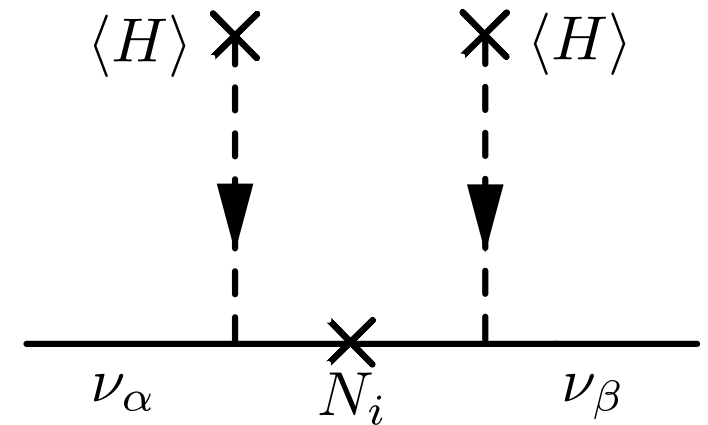
888個の独立な cLFV ($B = 0$) 演算子

- 各々の拡張模型を調べる
⇒ 限られたパラメータの数
- 特にニュートリノ質量模型との関係
ニュートリノ質量行列 $\Rightarrow$ cLFV
Seesaw, Inverse seesaw Radiative seesaw etc
- cLFV 過程の間に相関を予言

拡張模型

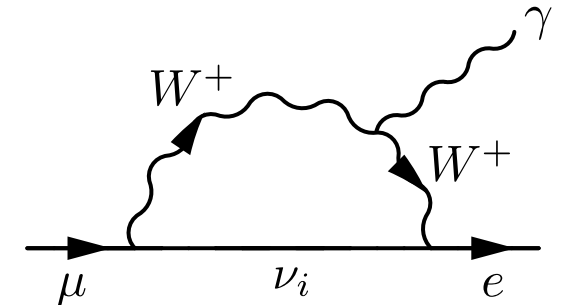
Type-I Seesaw

- SM + 右巻きニュートリノ N_i
- $\mathcal{L} = y_{i\alpha} H \bar{N}_i P_L L_\alpha - \frac{M_i}{2} N_i P_R N_i + \text{H.c.}$
- ν 質量: $m_\nu \simeq -m_D^T M^{-1} m_D$
 $m_D = y \langle H \rangle, \quad U \sim \sqrt{m_\nu / M}$



- $\mu \rightarrow e \gamma$ (ダイポールが支配的)

$$\text{Br}(\mu \rightarrow e \gamma) = \frac{3\alpha_{\text{em}}}{2\pi} \left| \sum_{i=1}^{3+n} U_{\mu i}^* U_{ei} G_\gamma \left(\frac{m_i^2}{m_W^2} \right) \right|^2$$



重いニュートリノもループを回る

$$G_\gamma(x) = \frac{x - 6x^2 + 3x^3 + 2x^4 - 6x^3 \log x}{4(1-x)^4} = \begin{cases} \frac{x}{4} & \text{for } x \ll 1 \\ \frac{1}{2} & \text{for } x \gg 1 \end{cases}$$

⇒ 結局、分岐比は小さ過ぎる

Type-II Seesaw

J. Chakraborty, P. Ghosh, W. Rodejohann, arXiv: 1204.1000 [hep-ph]

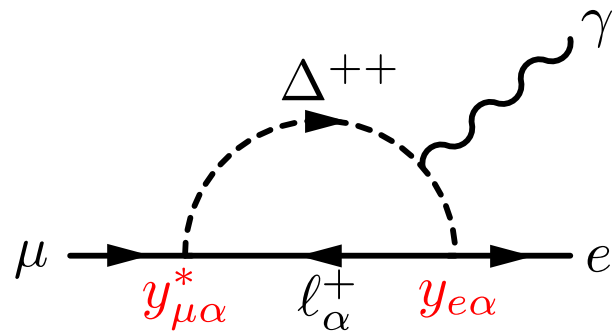
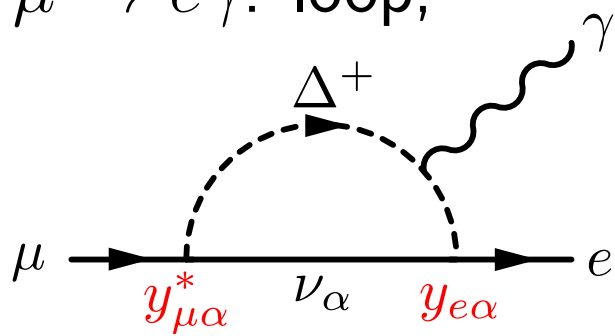
- トリプレットスカラー Δ with hypercharge $Y = 2$

$$\Rightarrow \mathcal{L} = y_{\alpha\beta} L_{\alpha}^T \Delta L_{\beta} + \text{H.c.}$$

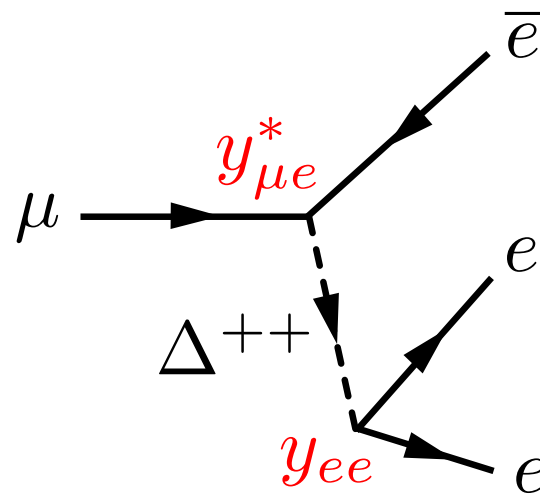
- ν 質量: $(m_{\nu})_{\alpha\beta} = \sqrt{2} y_{\alpha\beta} v_{\Delta}$ $\Delta = \begin{pmatrix} \Delta^+/\sqrt{2} & \Delta^{++} \\ \Delta^0 & -\Delta^+/\sqrt{2} \end{pmatrix}$

$\Rightarrow v_{\Delta}$ が小さければ湯川が大きくなる $\Rightarrow$ cLFV 大

- $\mu \rightarrow e\gamma$: loop,



- $\mu \rightarrow 3e$: **tree**



Type-II Seesaw

J. Chakraborty, P. Ghosh, W. Rodejohann, arXiv: 1204.1000 [hep-ph]

$$\blacksquare \text{ Br}(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{27\alpha_{\text{em}}}{256\pi G_F^2 m_{\Delta^{\pm\pm}}^4} \frac{|(m_\nu m_\nu^\dagger)_{e\mu}|^2}{v_\Delta^4}$$

$$\text{Br}(\mu \rightarrow 3e) = \frac{1}{16G_F^2 m_{\Delta^{++}}^4} \frac{|(m_\nu)_{\mu e}|^2 |(m_\nu)_{ee}|^2}{v_\Delta^4}$$

■ cLFV の分岐比は $(m_\nu)_{\alpha\beta}$ で決まる

$(m_\nu)_{\alpha\beta}$ はニュートリノ振動から決まる

$$(m_\nu = U \text{diag}(m_1, m_2, m_3) U^T)$$

$\Rightarrow \ell_\alpha \rightarrow \ell_\beta \gamma$ の間に強い相関を予言

$$\text{Br}(\tau \rightarrow \mu\gamma) \simeq 23\text{Br}(\tau \rightarrow e\gamma) \simeq 3.5\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma)$$

■ $\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) < 1.5 \times 10^{-13}$ をインプットすると

$$\Rightarrow \text{Br}(\tau \rightarrow \mu\gamma) \lesssim 5.3 \times 10^{-13}$$

$$\text{Br}(\tau \rightarrow e\gamma) \lesssim 1.2 \times 10^{-12}$$

N. D. Barrie and S. T. Petcov, JHEP 01 (2023) 001, arXiv: 2210.02110 [hep-ph]

Inverse Seesaw

- 複数個のシングレットフェルミオン (N_R^c, S_L) を導入
- ν 質量行列 ($\mu \ll m_D \ll M_R$)

$$\begin{pmatrix} 0 & m_D^T & 0 \\ m_D & 0 & M_R \\ 0 & M_R^T & \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ N^c \\ S \end{pmatrix} \Rightarrow \text{ブロック対角化}$$

small ν mass : $m_\nu = m_D^T M_R^{T-1} \mu M_R^{-1} m_D$
 heavy ν mass : $m_\pm = M_R \pm \mu m_D M_R^{-1}$

$\Rightarrow$ 擬-ディラックフェルミオン $m_+ - m_- \sim \mathcal{O}(\mu)$

- 質量パラメータの例

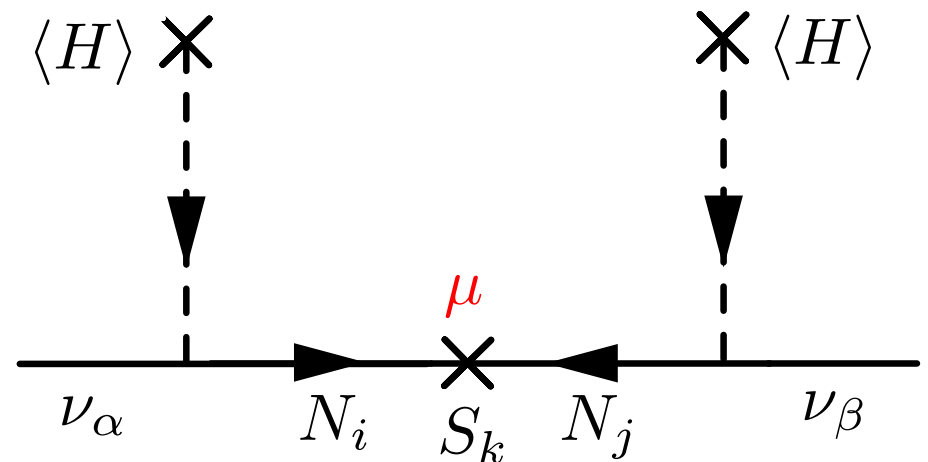
$$M_R = \mathcal{O}(1) \text{ TeV}$$

$$m_D = \mathcal{O}(10) \text{ GeV}$$

$$\mu = \mathcal{O}(1) \text{ keV}$$

$$\Rightarrow m_\nu = 0.1 \text{ eV}$$

$$\text{混合} \sim m_D M_R^{-1} = \mathcal{O}(0.1)$$

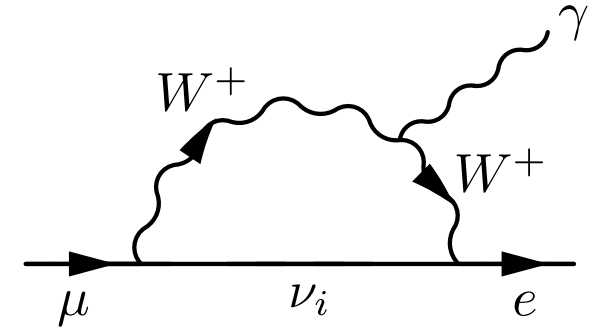


Inverse Seesaw

A. Abada et al., JHEP 11 (2014) 048, arXiv:1408.0138 [hep-ph]

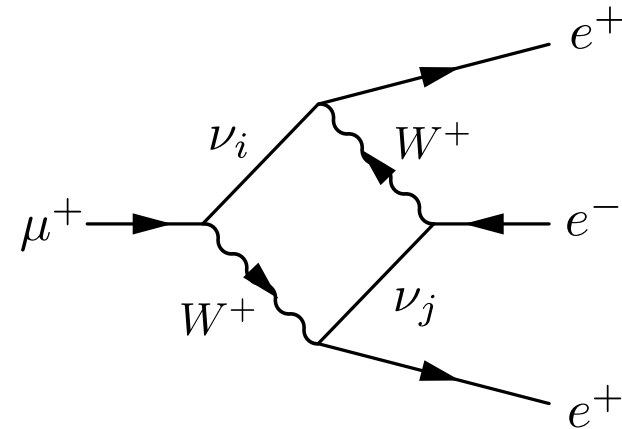
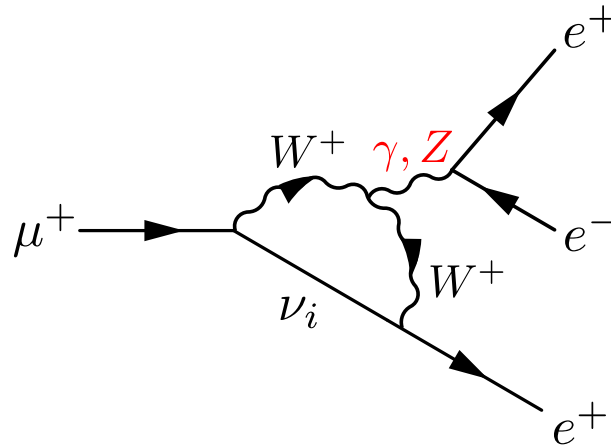
■ $\mu \rightarrow e\gamma$

$$\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{3\alpha_{\text{em}}}{2\pi} \left| \sum_i U_{\mu i}^* U_{ei} G_\gamma \left(\frac{m_i^2}{m_W^2} \right) \right|^2$$

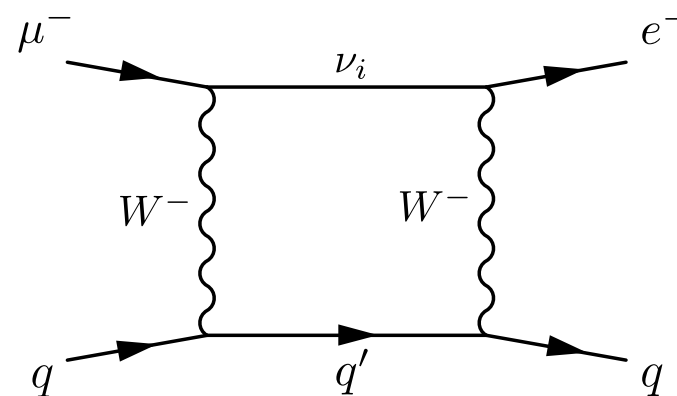
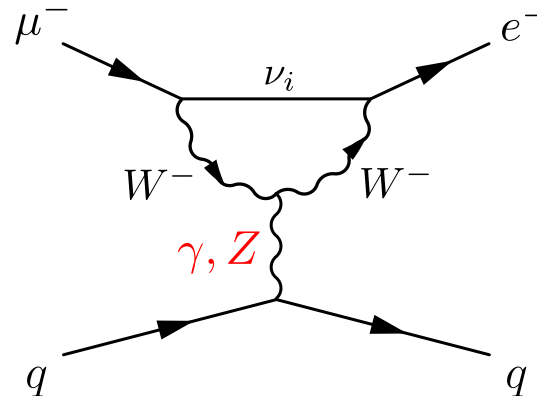


重いニュートリノもループを回る

■ $\mu \rightarrow 3e$



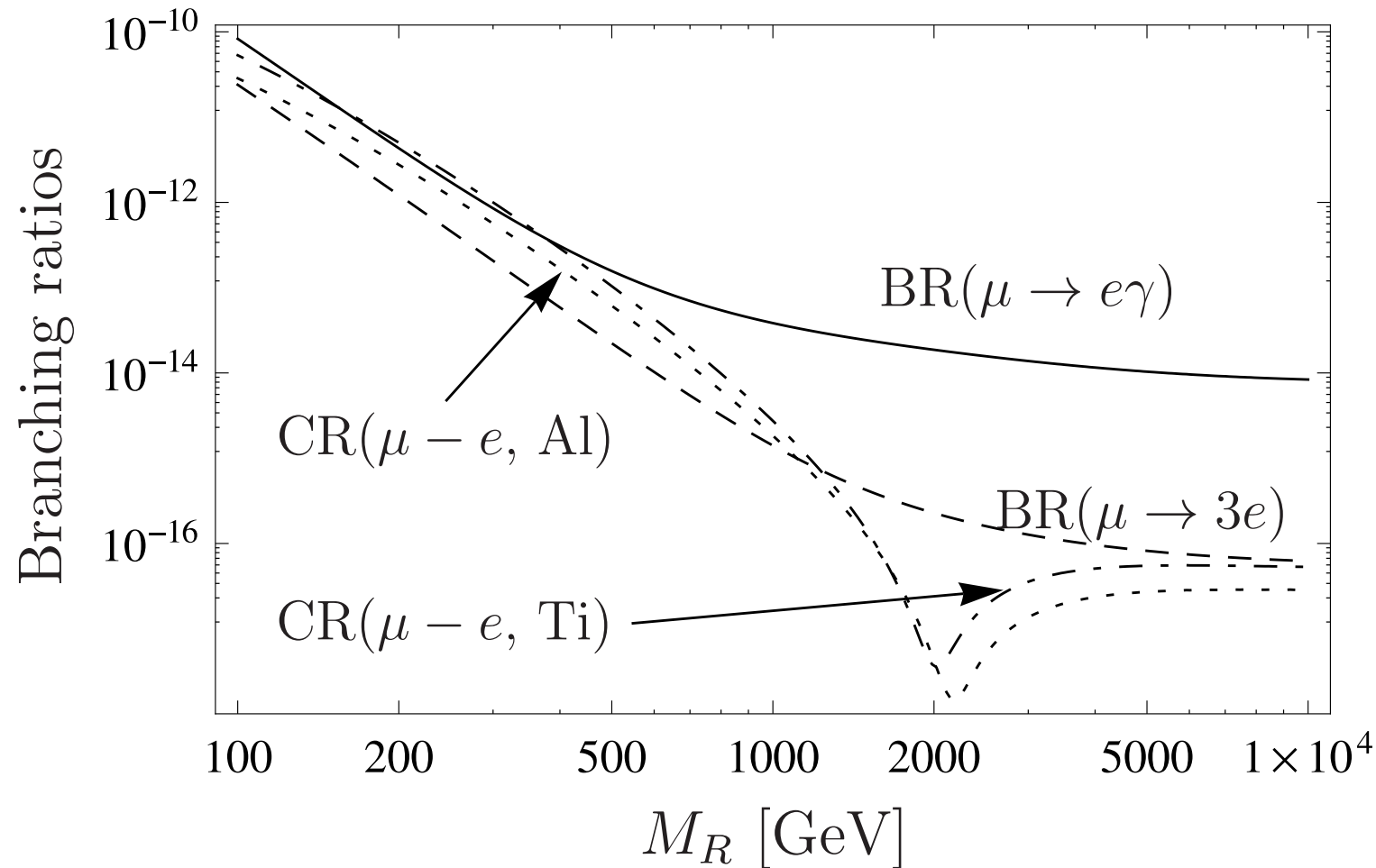
■ $\mu N \rightarrow eN$



Inverse Seesaw

A. Abada et al., JHEP 11 (2014) 048, arXiv:1408.0138 [hep-ph]

■ レートの比較



- M_R が小さいと Z-penguin が支配的
 $\Rightarrow \mu \rightarrow 3e$ と $\mu N \rightarrow e N$ が大きくなる

Scotogenic model (Ma-Tao model) Ma, PRD (2006), Tao, PRD (1996)

skotos (ギリシャ語) = darkness

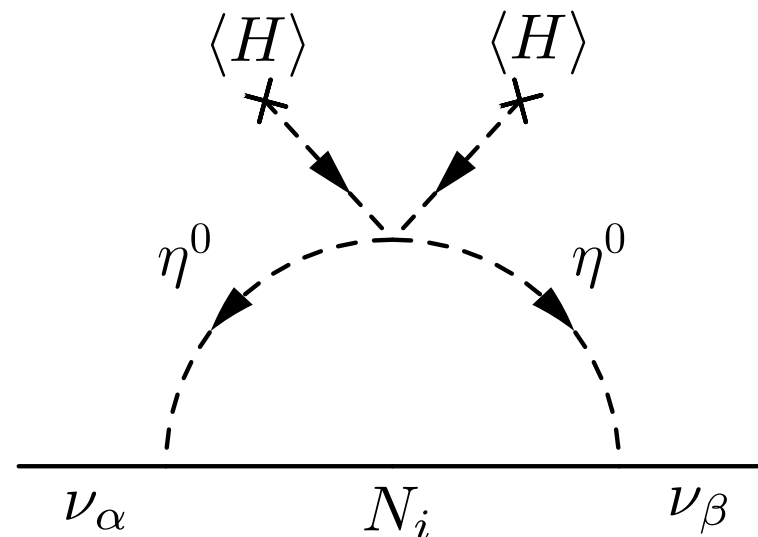
新粒子

	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	$\mathbb{Z}_2$
N_i	1	0	-1
η	2	1/2	-1

- 1-ループで ν 質量生成
(シンプルな輻射 ν 質量模型)
- イナート η : $\langle \eta \rangle = 0$
- DM: N_1 もしくは η^0 の軽い方
- H と η は混合しない

- 相互作用 $\mathcal{L} = y_{i\alpha} \eta \overline{N_i} L_\alpha + \text{H.c.}$

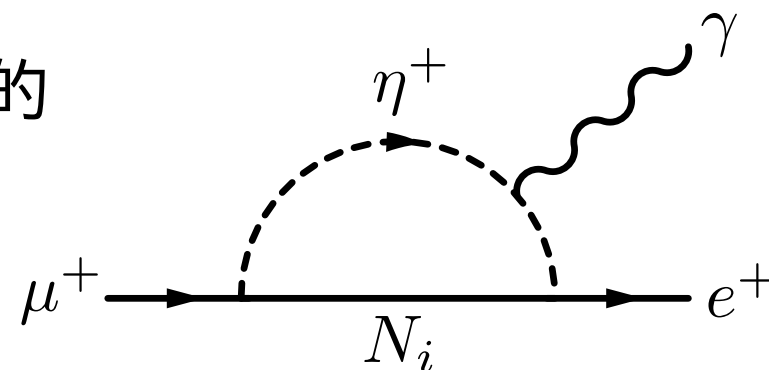
- ν 質量: $m_\nu \sim \frac{y^T M y}{(4\pi)^2}$



cLFV

TT and A. Vicente, JHEP 01 (2014) 160 [arxiv: 1312.2840 [hep-ph]]

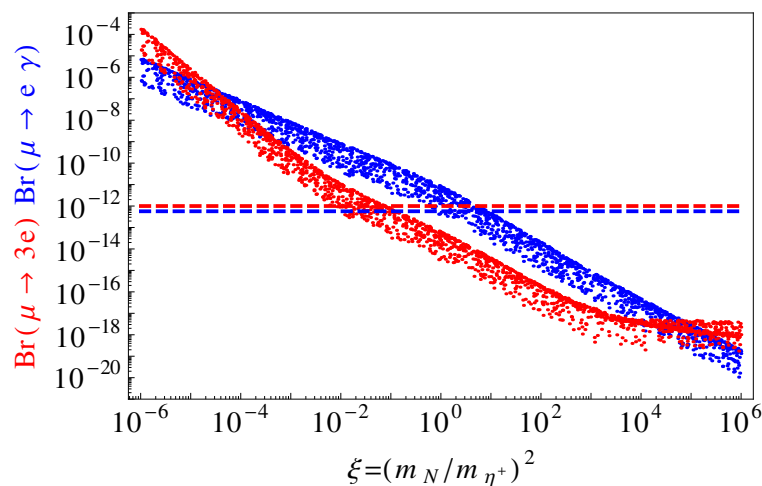
- $\mu \rightarrow e\gamma$ 、 $\mu^+ \rightarrow 3e$ 両方ループで起こる
- $y = \mathcal{O}(1)$ でない限りダイポールが支配的
 $\Rightarrow \text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) \gg \text{Br}(\mu \rightarrow 3e)$
 $\propto y^4$ $\propto y^4 + y^8$



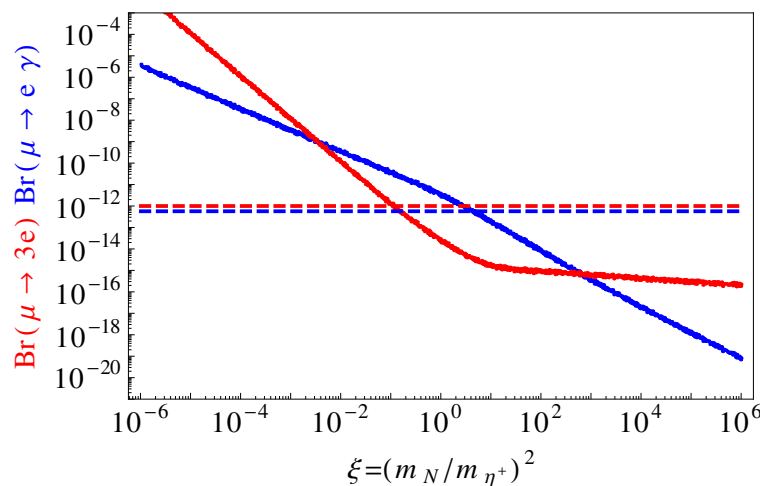
3体崩壊に対する位相空間の抑制

- $$\frac{\text{Br}(\mu \rightarrow 3e)}{\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma)} \simeq \frac{\alpha_{\text{em}}}{3\pi} \left(\log \left(\frac{m_\mu^2}{m_e^2} \right) - \frac{11}{4} \right) \approx 0.006$$

順階層性



逆階層性



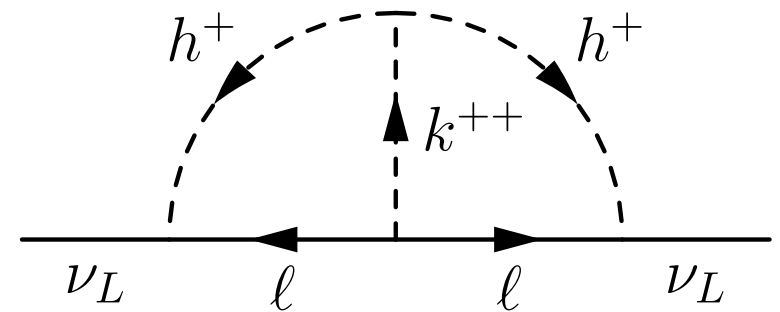
Zee-Babu model

- 荷電スカラー h^+ 、2重荷電スカラー k^{++}

- $\mathcal{L} = f_{\alpha\beta} \ell_\alpha P_L \ell_\beta h^+ + g_{\alpha\beta} e_\alpha P_R e_\beta k^{++} + \text{H.c.}$
 f : 反対称 g : 対称

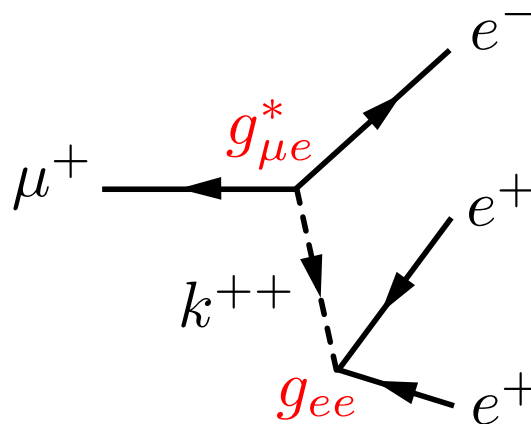
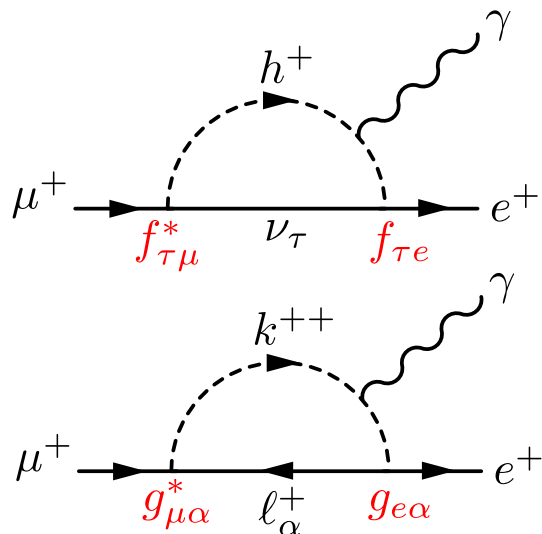
- ν 質量 : 2-ループ

$$m_\nu \sim \frac{\mu}{(4\pi)^4 M^2} f m_\ell g m_\ell f^T$$



- $\mu \rightarrow e\gamma$: loop

$\mu \rightarrow 3e$: tree (支配的)



Zee-Babu model

$$\blacksquare \text{ Br}(\mu \rightarrow e\gamma) \propto \left| \frac{(ff^\dagger)_{e\mu}}{m_h^2} + \frac{(gg^\dagger)_{e\mu}}{m_k^2} \right|^2 \propto \frac{|(ff^\dagger)_{e\mu}|^2}{m_h^2} + \frac{|(gg^\dagger)_{e\mu}|^2}{m_k^2}$$

$$\blacksquare \text{ Br}(\mu \rightarrow 3e) \propto \frac{|g_{\mu e}g_{ee}|^2}{m_k^4}$$

$$\blacksquare \text{ Br}(\mu \rightarrow 3e) \gg \text{ Br}(\mu \rightarrow e\gamma)$$

■ Type II seesaw より自由度高い

$$m_\nu \sim \frac{\mu}{(4\pi)^4 M^2} f m_\ell g m_\ell f^T$$

$$m_\nu \sim \sqrt{2} y v_\Delta \text{ (Type II)}$$

Zee-Babu model

A. Jueid et al., PRD 109 (2024) 7 075011, arxiv: 2306.01255 [hep-ph]

Process	Experiment (90% CL)	Bound (90% CL)
$\mu^- \rightarrow e^+ e^- e^-$	$\text{BR} < 1.0 \times 10^{-12}$	$ g_{e\mu} g_{ee}^* /m_\kappa^2 < 2.33 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-2}$
$\tau^- \rightarrow e^+ e^- e^-$	$\text{BR} < 2.7 \times 10^{-8}$	$ g_{e\tau} g_{ee}^* /m_\kappa^2 < 9.07 \times 10^{-9} \text{ GeV}^{-2}$
$\tau^- \rightarrow e^+ e^- \mu^-$	$\text{BR} < 1.8 \times 10^{-8}$	$ g_{e\tau} g_{e\mu}^* /m_\kappa^2 < 5.23 \times 10^{-9} \text{ GeV}^{-2}$
$\tau^- \rightarrow e^+ \mu^- \mu^-$	$\text{BR} < 1.7 \times 10^{-8}$	$ g_{e\tau} g_{\mu\mu}^* /m_\kappa^2 < 7.20 \times 10^{-9} \text{ GeV}^{-2}$
$\tau^- \rightarrow \mu^+ e^- e^-$	$\text{BR} < 1.5 \times 10^{-8}$	$ g_{\mu\tau} g_{ee}^* /m_\kappa^2 < 6.85 \times 10^{-9} \text{ GeV}^{-2}$
$\tau^- \rightarrow \mu^+ e^- \mu^-$	$\text{BR} < 2.7 \times 10^{-8}$	$ g_{\mu\tau} g_{e\mu}^* /m_\kappa^2 < 6.50 \times 10^{-9} \text{ GeV}^{-2}$
$\tau^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^-$	$\text{BR} < 2.1 \times 10^{-8}$	$ g_{\mu\tau} g_{\mu\mu}^* /m_\kappa^2 < 8.11 \times 10^{-9} \text{ GeV}^{-2}$
$\mu^+ e^- \rightarrow \mu^- e^+$	$G_{M\bar{M}} < 0.003 \times G_F$	$ g_{ee} g_{\mu\mu}^* /m_\kappa^2 < 1.97 \times 10^{-7} \text{ GeV}^{-2}$

Experiment	Bound (90%CL)
$\delta a_e = 2.8 \times 10^{-13}$	$\frac{ f_{e\mu} ^2 + f_{e\tau} ^2}{m_\phi^2} + 4 \frac{ g_{ee} ^2 + g_{e\mu} ^2 + g_{e\tau} ^2}{m_\kappa^2} < 2.53 \times 10^{-4} \text{ GeV}^{-2}$
$\delta a_\mu = 2.61 \times 10^{-9}$	$\frac{ f_{e\mu} ^2 + f_{\mu\tau} ^2}{m_\phi^2} + 4 \frac{ g_{e\mu} ^2 + g_{\mu\mu} ^2 + g_{\mu\tau} ^2}{m_\kappa^2} < 5.53 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$
$\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) < 4.2 \times 10^{-13}$	$\frac{ f_{e\tau}^* f_{\mu\tau} ^2}{m_\phi^4} + 16 \frac{ g_{ee}^* g_{e\mu} + g_{e\mu}^* g_{\mu\mu} + g_{e\tau}^* g_{\mu\tau} ^2}{m_\kappa^4} < 1.10 \times 10^{-18} \text{ GeV}^{-4}$
$\text{BR}(\tau \rightarrow e\gamma) < 3.3 \times 10^{-8}$	$\frac{ f_{e\mu}^* f_{\mu\tau} ^2}{m_\phi^4} + 16 \frac{ g_{ee}^* g_{e\tau} + g_{e\mu}^* g_{\mu\tau} + g_{e\tau}^* g_{\tau\tau} ^2}{m_\kappa^4} < 4.85 \times 10^{-13} \text{ GeV}^{-4}$
$\text{BR}(\tau \rightarrow \mu\gamma) < 4.4 \times 10^{-8}$	$\frac{ f_{e\mu}^* f_{e\tau} ^2}{m_\phi^4} + 16 \frac{ g_{e\mu}^* g_{e\tau} + g_{\mu\mu}^* g_{\mu\tau} + g_{\mu\tau}^* g_{\tau\tau} ^2}{m_\kappa^4} < 6.65 \times 10^{-13} \text{ GeV}^{-4}$

模型比較

	ν 質量	$\mu \rightarrow e\gamma$	$\mu \rightarrow 3e$	$\mu N \rightarrow eN$	特徴
Type I Seesaw	tree	loop	loop	loop	Dipole dominant 分岐比小さ過ぎ
Type II Seesaw	tree	loop	tree	loop	$\ell_\alpha \rightarrow \ell_\beta \gamma$ 間に強い相関 Large $\mu \rightarrow 3e$
Type III Seesaw	tree	loop	tree	tree	Large Z contribution
Inverse Seesaw Linear Seesaw	tree	loop	loop	loop	Large Z -penguin Large $\mu - e$ 変換
Ma-Tao	1-loop	loop	loop	loop	Dipole dominant
Zee-Babu	2-loop	loop	tree	loop	Large $\mu \rightarrow 3e$ Large $\text{Mu-to-}\overline{\text{Mu}}$
KNT	3-loop	loop	loop	loop	Large box contribution
Cocktail	3-loop	loop	tree	loop	Large $\mu \rightarrow 3e$

■ cLFVを通じて模型の選別が可能

- $\mu \rightarrow e\gamma \Rightarrow$ Type I seesaw, Inverse seesaw, Ma-Tao etc
- $\mu \rightarrow 3e \Rightarrow$ Type II seesaw, Zee-Babu
- $\mu N \rightarrow eN \Rightarrow$ Inverse Seesaw
- $\text{Mu-to-}\overline{\text{Mu}} \Rightarrow$ Zee-Babu

模型比較

Model	$\mu \rightarrow eee$	$\mu N \rightarrow eN$	$\frac{\text{BR}(\mu \rightarrow eee)}{\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma)}$	$\frac{\text{CR}(\mu N \rightarrow eN)}{\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma)}$
MSSM	Loop	Loop	$\approx 6 \times 10^{-3}$	$10^{-3} - 10^{-2}$
Type-I seesaw	Loop*	Loop*	$3 \times 10^{-3} - 0.3$	$0.1 - 10$
Type-II seesaw	Tree	Loop	$(0.1 - 3) \times 10^3$	$\mathcal{O}(10^{-2})$
Type-III seesaw	Tree	Tree	$\approx 10^3$	$\mathcal{O}(10^3)$
LFV Higgs	Loop [†]	Loop* [†]	$\approx 10^{-2}$	$\mathcal{O}(0.1)$
Composite Higgs	Loop*	Loop*	$0.05 - 0.5$	$2 - 20$

L. Callibi and G. Signorelli, arxiv: 1709.00294 [hep-ph]

■ cLFVを通じて模型の選別が可能

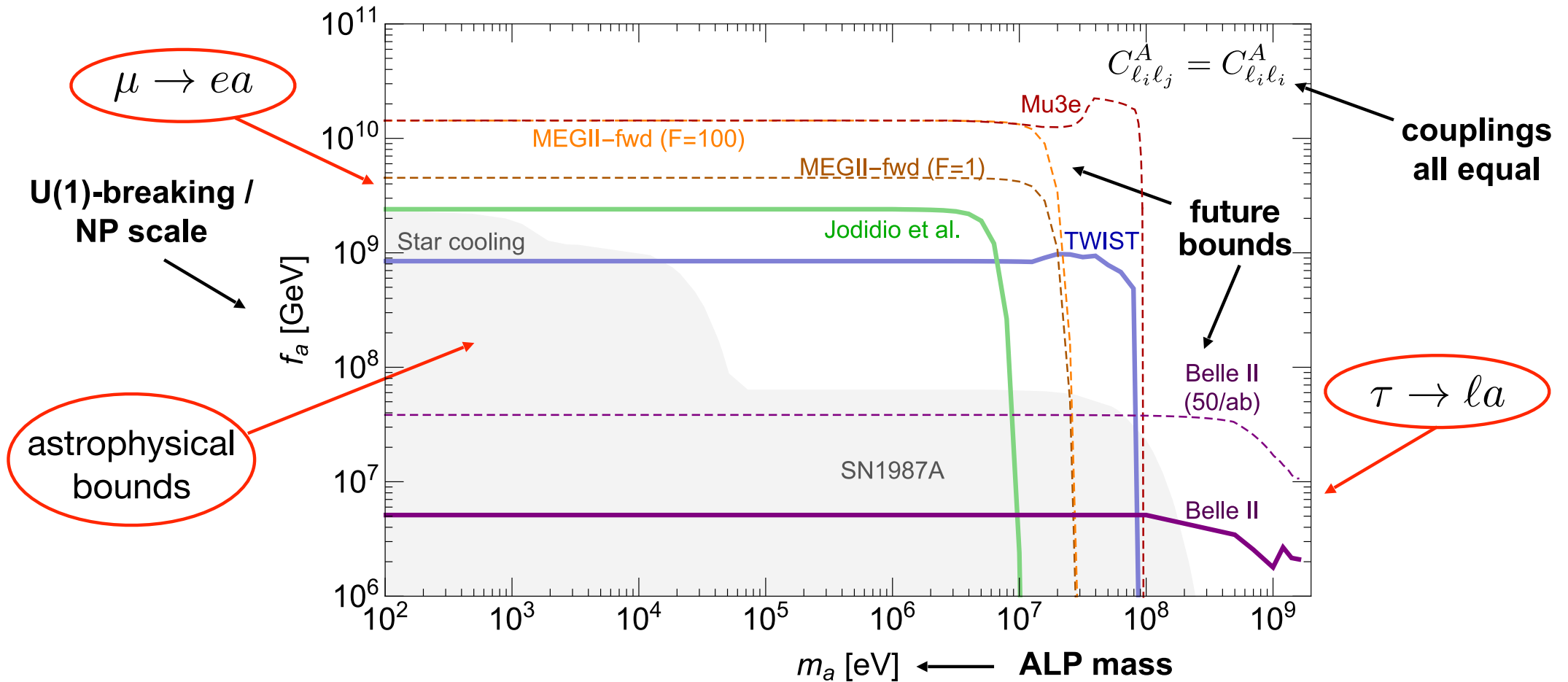
- $\mu \rightarrow e\gamma \Rightarrow$ Type I seesaw, Inverse seesaw, Ma-Tao etc
- $\mu \rightarrow 3e \Rightarrow$ Type II seesaw, Zee-Babu
- $\mu N \rightarrow eN \Rightarrow$ Inverse Seesaw
- $\text{Mu-to-}\overline{\text{Mu}} \Rightarrow$ Zee-Babu

軽い粒子を含む拡張模型

- Sub-GeV以下の軽い粒子を含む拡張模型においてもcLFVが起こる
ALP, dark photon, sub GeV dark matter, majoron, ...
(cf: LHCやDM直接検出実験による強い制限)
- $\mu \rightarrow ea, \tau \rightarrow \mu a, K \rightarrow \pi a, D \rightarrow \pi a, B \rightarrow Ka, \dots$
- ALP: $\mathcal{L} = \frac{\partial^\mu a}{2f_a} \left(C_{ij}^V \bar{\ell}_i \gamma_\mu \ell_j + C_{ij}^A \bar{\ell}_i \gamma_\mu \gamma_5 \ell_j \right)$ (5次元演算子)
 $\Rightarrow$ 6次元演算子より大きなスケールまで制限
- 崩壊幅: $\Gamma(\ell_i \rightarrow \ell_j a) = \frac{m_{\ell_i}^3}{64\pi f_a^2} \left(|C_{ij}^V|^2 + |C_{ij}^A|^2 \right) \left(1 - \frac{m_a^2}{m_i^2} \right)^2$
- $\text{Br}(\mu \rightarrow ea) < 2.6 \times 10^{-6}$ (Jodidio et al., 1986)
 $\Rightarrow f_a > 2.4 \times 10^9 \text{ GeV}$

ALP

L. Calibbi et al., JHEP 09 (2021) 173, arxiv: 2006.04795 [hep-ph]



- cLFV が astrophysical bound よりも強い制限を与える
MEGII, Mu3e により $f_a \gtrsim 10^{10}$ GeV が期待

まとめ

- 1 cLFVは見つかればBSMシグナル
特にニュートリノ質量生成機構と深い関係あり
- 2 EFTと各々の拡張モデルによる2つのアプローチ
- 3 SMEFTでは10–100 TeVスケールを既に排除、
今後さらにもう1桁感度上昇が期待
- 4 拡張モデルによって、支配的なcLFV過程は異なる
- 5 最近はSub-GeV以下の軽い領域でのcLFVも盛ん