$\mu^+\mu^+$コライダーで探る二重荷電スカラーとレプトンフレーバー非保存

T. Fukuyama, Y. Mimura, & YU, arXiv:2610.31312

目次

1. $\mu^+\mu^+$ コライダーとレプトンフレーバー非保存探索 （ 6 slides ）

2. セットアップ （ 4 slides ）

3-1. $\Delta L_\mu = -\Delta L_e = 2$ LFV （ 4 slides ）

3-2. $\Delta L_\mu = \Delta L_e = \pm 1$ LFV & LNV （ 1 slide ）

4. まとめ （ 1 slide ）

上坂 優一
獨協医科大学

レプトンフレーバー保存の破れ (CLFV)

レプトンフレーバー数 3種 : 電子数(L_e), ミュー数(L_μ), タウ数(L_τ)

cf. レプトン数: $L = L_e + L_\mu + L_\tau$

- 前後で レプトンフレーバー数 のいずれかが保存しない過程 ＝ LFV 過程

⇨ **荷電レプトンにおける LFV ＝ CLFV**

- 標準模型 (SM) の枠組みで レプトンフレーバーは 保存量

allowed

$\mu^+ \to e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$

$\pi^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu$

forbidden (CLFV)

$\mu^+ \to e^+ \gamma$

$\mu^+ \to e^+ e^+ e^-$

- 多くの “SMを超える模型” が CLFV を予言

すでにニュートリノ振動でLFVは観測されている

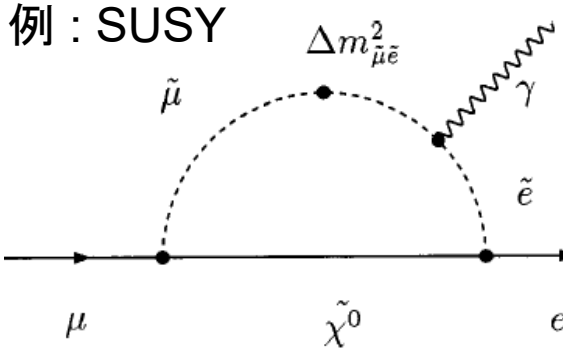
→ レプトンフレーバー保存は破れている必要あり

- ニュートリノ混合の寄与は小

予想される崩壊分岐比

$\mathrm{Br}(\mu \to e\gamma) < 10^{-54}$

例 : SUSY



- “世代” の発見以降 多くのCLFV探索が行われてきた (いずれも未発見)

ミューオンを用いた主なCLFV探索

- 大量に生成可能 (~10^8 /s)
- 長寿命 (2.2 μs)

自由ミューオン

1) $\mu^+ \to e^+\gamma$ (BR : 崩壊分岐比)

$\mathrm{BR} < 1.5\times10^{-13}$ by MEG II

Eur. Phys. J. C 85 (2025) 1177.

2) $\mu^+ \to e^+e^-e^+$

$\mathrm{BR} < 1.0\times10^{-12}$ by SINDRUM

Nucl. Phys. B 299 (1988) 1.

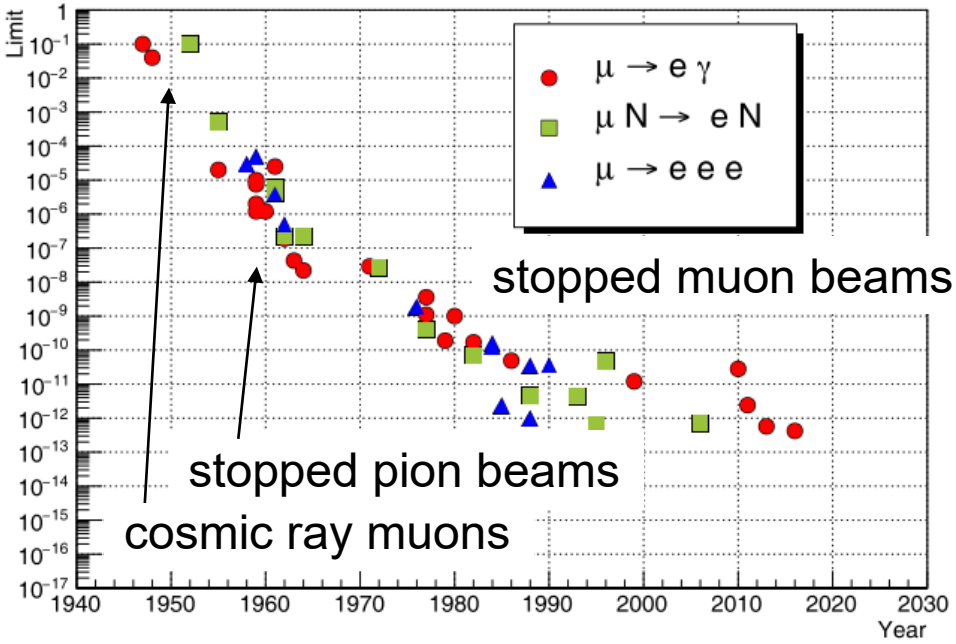
ミューオン原子

3) $\mu^-N \to e^-N$

$\mathrm{BR} < 7\times10^{-13}$ by SINDRUM II

Eur. Phys. J. C 47 (2006) 337.

探索の歴史



L. Calibbi & G. Signorelli, Riv. Nuovo Cim. **41**, 1 (2018).

⇨ $\Delta L_\mu = -\Delta L_e = \pm 1$ の過程は実験的に強く制限

禁止する対称性が存在する?

$\Delta L_\mu = -\Delta L_e = \pm 1$ 以外のミューオンCLFV

$\mu^+ \to e^+\gamma,\ \mu^+ \to e^+e^-e^+,\ \mu^-N \to e^-N$

(今回 L_τ の破れは考慮しない)

		$(\Delta L_e, \Delta L_\mu)$	例
$\Delta L = 0$	1	$(\pm 2, \mp 2)$	$\mu^+\mu^+ \to e^+e^+$
$\Delta L = \pm 2$	2	$(0, \pm 2)$	$\mu^+\mu^+ \to X^{++}$
	3	$(\pm 1, \pm 1)$	$\mu^+\mu^+ \to \mu^+e^-X^{++}$

X^{++}: レプトン数やレプトンフレーバー数を持たない粒子の集合

- $\Delta L_\mu = -\Delta L_e = \pm 1$ を禁止しつつ上記のCLFVを許す離散対称性の例
  - ✓ フレーバーごとのZ_2対称性 $(Z_{2e}\times Z_{2\mu}\times Z_{2\tau})$: $e(1,0,0)$ $\mu(0,1,0)$ $\tau(0,0,1)$
    2つずつであれば各フレーバーの増減が可能 (cases 1 & 2)
  - ✓ Z_3対称性:

	e^-	μ^-	e^+	μ^+	$\tau^\mp$
Z_3	2	1	1	2	0

$L_e - L_\mu$ が保存

レプトン数保存を破れば $\mu^+ \to e^-X^{++}$ のようなCLFVが可能 (case 3)

doubly-charged スカラー

- ✓ 荷電レプトンと直接結合可 ($SU(2)_L$ singlet or triplet)
- ✓ $(\Delta L_e, \Delta L_\mu) = (\pm 2, \mp 2), (0, \pm 2), (\pm 1, \pm 1)$ のいずれも実現可

$$-\mathcal{L} \supset y_{ab} \overline{l_a^c} l_b S^{++}$$

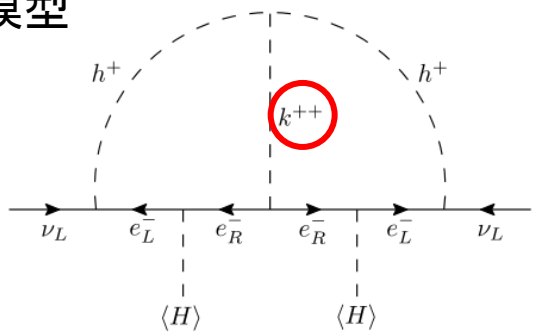
+レプトン数の破れ　　+レプトン数の破れ

$$Z_{2e}\times Z_{2\mu}\times Z_{2\tau}:\ y = \begin{pmatrix} y_{ee} & 0 & 0 \\ 0 & y_{\mu\mu} & 0 \\ 0 & 0 & y_{\tau\tau} \end{pmatrix} \qquad Z_3:\ y = \begin{pmatrix} 0 & y_{e\mu} & 0 \\ y_{e\mu} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & y_{\tau\tau} \end{pmatrix}$$

- ✓ ニュートリノ質量模型との相性良

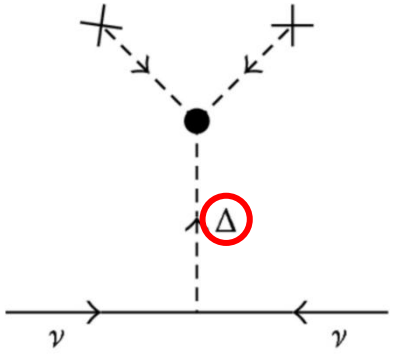
- 輻射 ν 質量模型

Zee-Babu 模型



k^{++}: $SU(2)_L$ singlet スカラー

- type-II seesaw模型



Δ: $SU(2)_L$ triplet スカラー

μ^+ の冷却と再加速

- 正ミューオンの冷却と再加速の実証実験 @ J-PARC

https://www.kek.jp/ja/press/202608311400

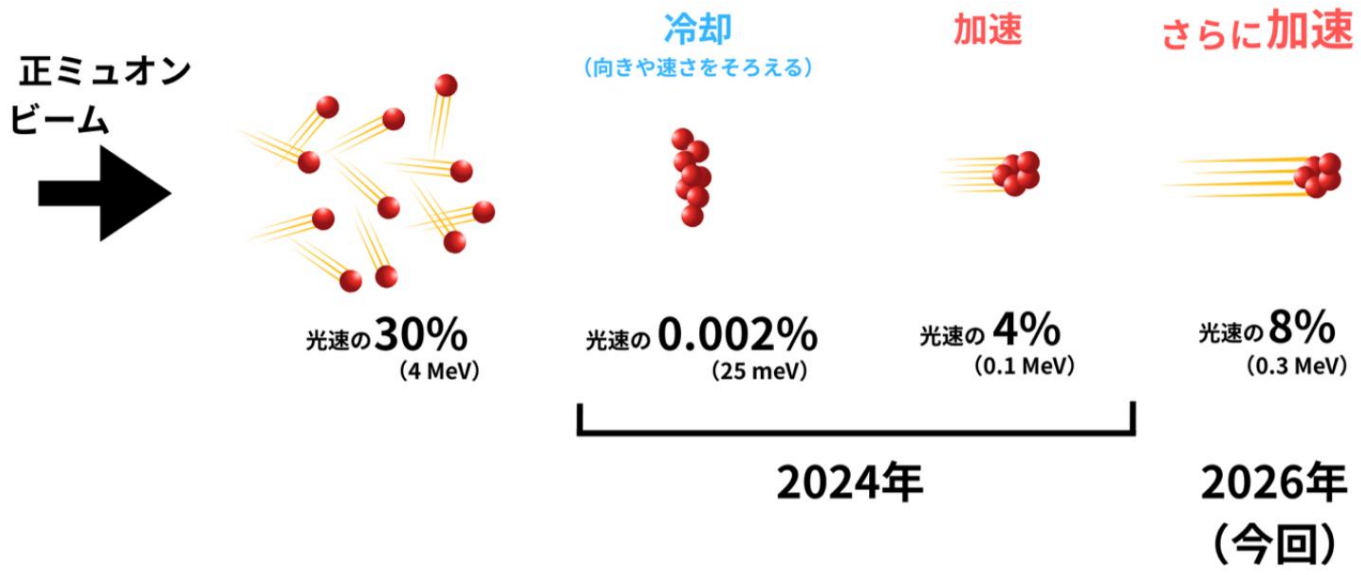
ミュオン加速、実証から実装へ

新実験エリアで冷却ミュオンの0.3 MeV加速に成功

加速器研究施設 | 大強度陽子加速器施設 | 物質構造科学研究所 | 素粒子原子核研究所

研究成果

公開日 2026/08/31



$\mu^+\mu^+$ コライダー

- “**μTRISTAN**” 構想 Y. Hamada et al., PTEP2022, 053B02 (2022).

  ミューオン質量は電子の約200倍

  → シンクロトロン放射によるエネルギー損失 小

  周長 3 kmのリングで μ^+ を 1 TeV まで加速

  ⇨
  - ◆ $\mu^+\mu^+$ コライダー: $\sqrt{s} = 2$ TeV　積分ルミノシティ 12 fb^{-1}/年

    スレプトンの対生成 ($\mu^+\mu^+ \to \tilde{\mu}^+\tilde{\mu}^+$)
  - ◆ μ^+e^- コライダー: $\sqrt{s} = 346$ GeV ($E_{e^-} = 30$ GeV)　100 fb^{-1}/年

    ヒッグスの精密測定 ($\mu^+e^- \to \bar{\nu}_\mu \nu_e h$)

- <u>レプトンフレーバーの物理</u>を調べる上でも $\mu^+\mu^+$コライダーは有用
  - ✓ doubly-chargedスカラーに関するLFV研究の例

    $\mu^+\mu^+ \to \mu^+\tau^+$ in the type-II seesaw　K. Fridell et al., JHEP06 (2023) 086.
  - ✓ その他のLFV研究の例

    $\mu^+\mu^+ \to \mu^+\tau^+ a$ (ALP production)　L. Calibbi et al., PRD**110**, 115009 (2024).

模型1: $SU(2)_L$ singlet scalar

$S^{++} = k^{++}$
$y_{ab} = g_{ab}$

$$-\mathcal{L} \supset g_{ab}\overline{l_{aR}^{c}}l_{bR}k^{++} + m_{hhk}h^{-}h^{-}k^{++} + m_{\Phi\Phi h}\Phi_1\Phi_2 h^{+} + H.c.$$

	l_R	k^{++}	h^{+}	Φ_1	Φ_2
$SU(2)_L$	**1**	**1**	**1**	**2**	**2**
$U(1)_Y$	-1	2	1	$-1/2$	$-1/2$

右巻き荷電レプトン

Higgs doublets

- ✓ $g_{\mu\mu} \neq 0$ であれば $\mu^{+}\mu^{+} \to h^{+}h^{+}$ が生じる.

  $m_{\Phi\Phi h}$ により h^{+} はヒッグスの荷電成分と混合し, $h^{+} \to t\bar{b}$ 崩壊が可能

  ⇨ $\mu^{+}\mu^{+} \to h^{+}h^{+} \to t\bar{b}t\bar{b}$ (LNV)

- ✓ $m_{\Phi\Phi h}$ 項に加えて $f_{ab}\overline{\ell_a^c}\ell_b h^{+}$ 項があると ν 質量が1ループで生成

  → 大きな ν 質量を出さないよう f は小さいとする.

模型2: $SU(2)_L$ triplet scalar

$S^{++} = \Delta^{++}$
$y_{ab} = \kappa_{ab}$

$$-\mathcal{L} \supset \kappa_{ab}\overline{\ell_a^c}\ell_b\Delta + m_{\Delta\Phi\eta}\Delta\Phi\eta + H.c.$$

	$\ell = (\nu_L, l_L)$	Δ	η	Φ
$SU(2)_L$	**2**	**3**	**2**	**2**
$U(1)_Y$	$-1/2$	1	$-1/2$	$-1/2$

左巻き荷電レプトン　“inert” doublet　SM Higgs

- ✓ ニュートリノ質量　$m_\nu = \kappa\langle\Delta^0\rangle = \kappa\left(m_{\Delta\Phi\eta}\langle\Phi^0\rangle\langle\eta^0\rangle + m_{\Delta\Phi\Phi}\langle\Phi^0\rangle^2\right)/M_\Delta^2$
  → 大きな ν 質量を出さないよう $\langle\eta\rangle$ および $m_{\Delta\Phi\Phi}$ は小さいとする.
- ✓ η とレプトンの湯川結合があるとループで ν 質量が生成 → この結合は小さいとする.
- ✓ $\mu^+\mu^+ \to \Delta^+\Delta^+$ や $\mu^+\mu^+ \to W^+W^+$ の振幅は $\kappa_{\mu\mu}\langle\Delta^0\rangle \sim (m_\nu)_{\mu\mu}$ に比例して小さい.
- ✓ $m_{\Delta\Phi\eta}\langle\Phi^0\rangle$ による Δ^+-η^+ 混合, η^+ のクォーク湯川結合を通じて $\Delta^+ \to t\bar{b}$ 崩壊が可能

⇨ $\mu^+\mu^+ \to W^+\Delta^+ \to W^+t\bar{b}$ (LNV)

pp コライダーによる探索

- LHC でのdoubly-chargedスカラー探索

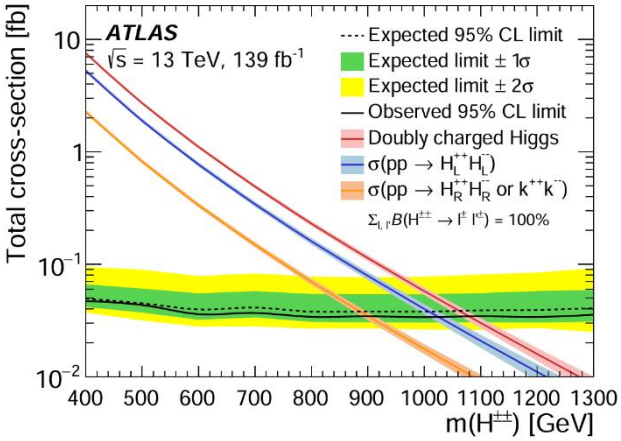
$$q\bar{q} \to Z^*/\gamma^* \to S^{++}S^{--},\ S^{\pm\pm} \to l_a^{\pm} l_b^{\pm}$$

✓ 質量 m_S: 同符号荷電レプトン対の不変質量のピーク位置により決定

現状の制限　$m_{k^{++}} > 900\ \mathrm{GeV}$

$m_{\Delta^{++}} > 1\ \mathrm{TeV}$

注: S がレプトン以外に崩壊する場合は制限が弱まる



ATLAS Collaboration, EPJC**83**, 605 (2023).

✓ 結合 y_{ab} の比: 崩壊分岐比の比較により決定

$$\frac{\mathrm{Br}(S^{++} \to e^+e^+)}{\mathrm{Br}(S^{++} \to \mu^+\mu^+)} = \left|\frac{y_{ee}}{y_{\mu\mu}}\right|^2$$

✓ triplet Δ^{++} or singlet k^{++}: Z 結合の違いにより生成断面積から区別可

Δ の場合さらに $u\bar{d} \to W^{+*} \to \Delta^{++}\Delta^{-}$ が生成

$\mu^+\mu^+$ コライダー関連の設定

- 重心系エネルギー: $\sqrt{s} = 2\ \mathrm{TeV}$ $(E_{\mu^+} = 1\ \mathrm{TeV})$
- ビーム偏極: 両ビームとも $P = -\dfrac{\langle \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{p} \rangle}{|\boldsymbol{p}|} = \dfrac{1}{2}$ を仮定

- 横運動量カット: $p_T^l > 5\ \mathrm{GeV}$ $p_T^\gamma > 5\ \mathrm{GeV}$ $p_T^j > 10\ \mathrm{GeV}$
- 粒子間距離によるカット: $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ (η: 擬ラピディティ, ϕ: 方位角)

  $\Delta R_{ll} > 0.05$ $\Delta R_{l\gamma} > 0.05$ $\Delta R_{lj} > 0.05$ $\Delta R_{jj} > 0.1$
- ビーム軸からの角度によるカット: $10^\circ < \theta < 170^\circ$

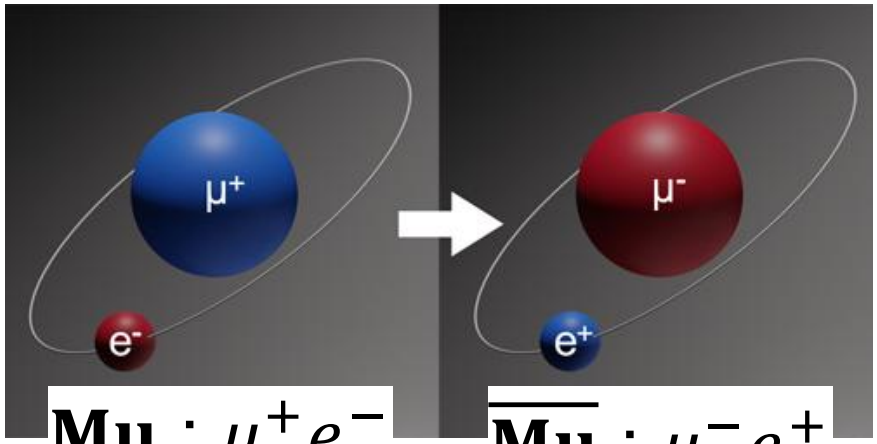
  ($\mu^+ \to e^+\nu\bar{\nu}$ に由来する背景事象から検出器を守るためのshielding nozzleによる制約)
- missing energy veto:

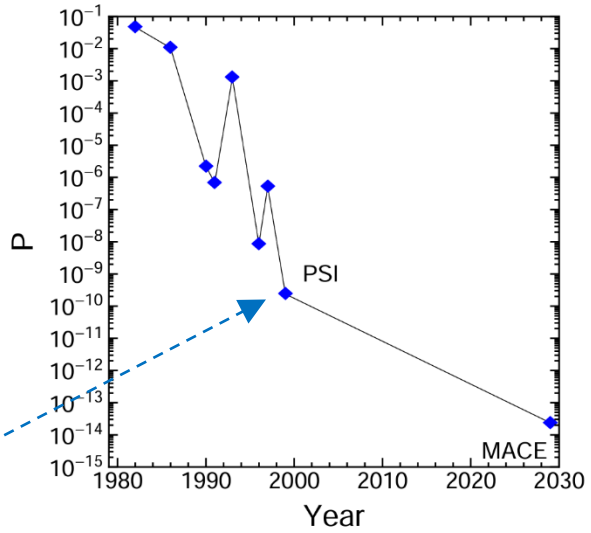
  粒子のエネルギー和 $\sum E \simeq \sqrt{s}$ を要求 $\to \nu$放出を伴うSM背景を抑制

  (レプトンコライダーの利点)

ミューオニウム-反ミューオニウム転換

Pontecorvo (1957), Weinberg & Feinberg (1961).





A. Y. Bai et al., arXiv:2203.11406 (2022).

✓ 現状の実験的制限

$P_{\text{Mu}\to\overline{\text{Mu}}} < 8.3\times10^{-11}$ (磁場 0.1 T)

MACS実験 @ Paul Scherrer Institut (PSI)

L. Willmann *et al.*, PRL**82**, 49 (1999).

$$\Rightarrow \frac{|G_i|}{G_F} = \frac{1}{4\sqrt{2}G_F}\frac{|y_{ee}y_{\mu\mu}|}{m_S^2} < 3\times10^{-3}$$

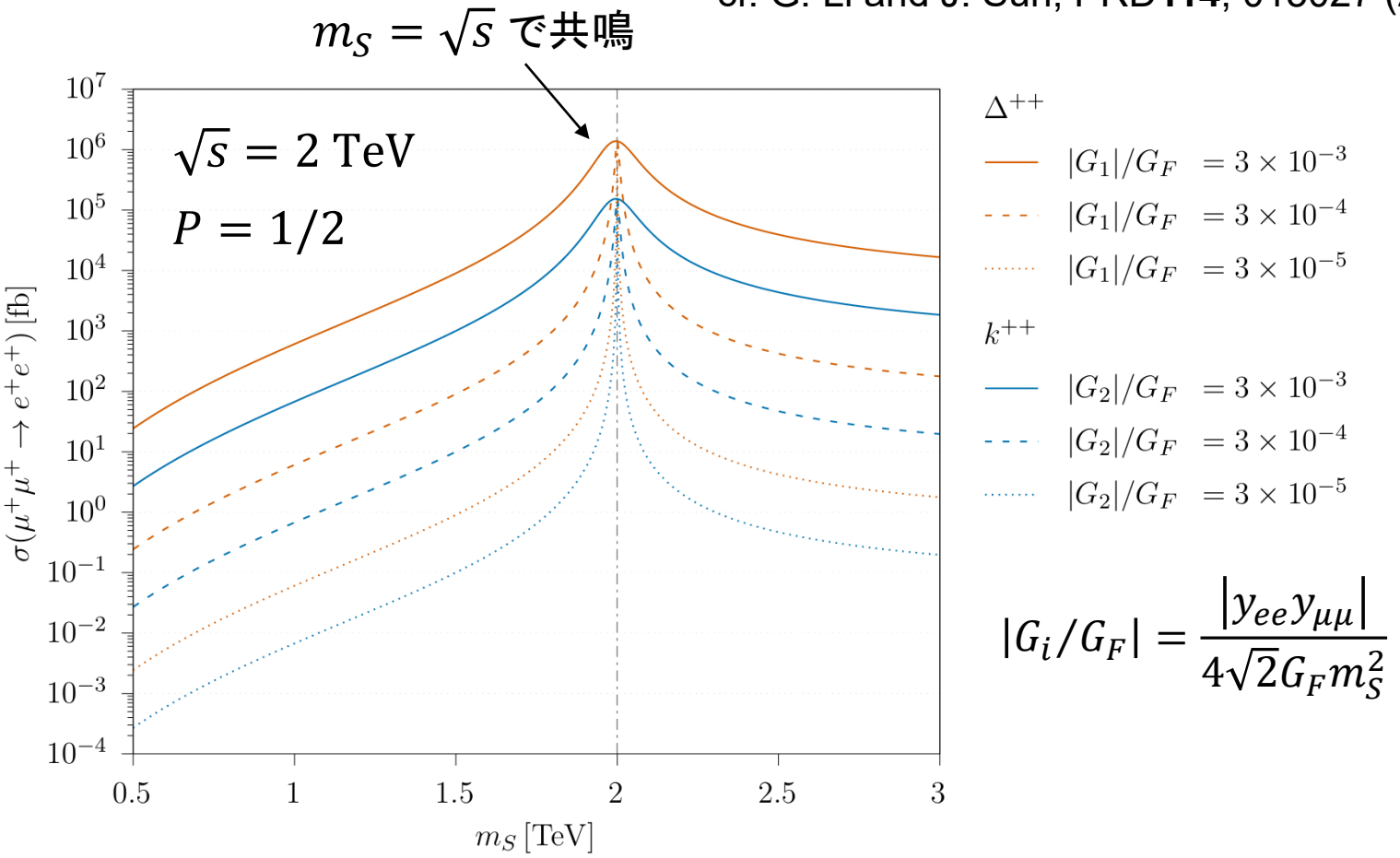
結合定数とスカラー質量の比を制限

cf. LEPでの $e^+e^- \to e^+e^-$ 測定による制限も同程度: $|y_{ee}|^2/\left(4\sqrt{2}G_F m_S^2\right) < 3\times10^{-3}$

✓ 将来実験では $|G_i|/G_F \simeq O(10^{-4})$ まで探索できる見込み

$\mu^+\mu^+ \to e^+e^+$

cf. G. Li and J. Sun, PRD**114**, 015027 (2026).



$$|G_i/G_F| = \frac{|y_{ee}y_{\mu\mu}|}{4\sqrt{2}G_F m_S^2}$$

✓ 同じ質量, 全幅, $|G_i|$ の場合, ビーム偏極により $\sigma_\Delta > \sigma_k$

$$\sigma_\Delta/\sigma_k = (1+P)^2/(1-P)^2 = 9$$

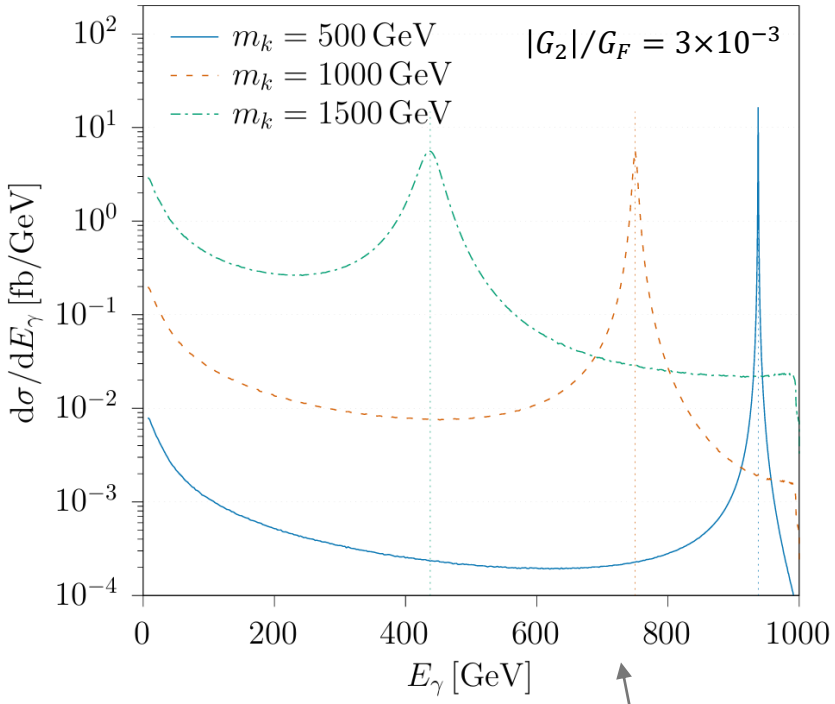
cf. SM背景: $\sigma\left(\mu^+\mu^+ \to e^+e^+\nu_e\nu_e\bar{\nu}_\mu\bar{\nu}_\mu\right) = 1.9$ fb (missing-energy veto前)

$\mu^+\mu^+ \to e^+e^+\gamma$

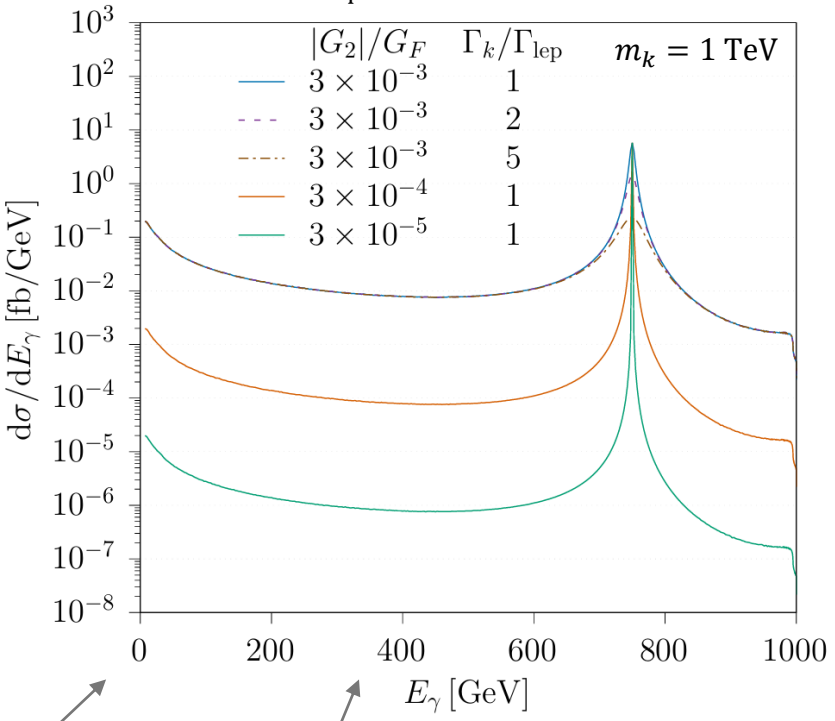
$$E_\gamma^{\text{peak}} = \frac{s - m_S^2}{2\sqrt{s}}$$

- γ の放出を伴うことにより $\sqrt{s} > m_S$ でスカラーを on-shell 生成可

$SU(2)_L$ singlet スカラー k^{++} の例:



$\Gamma_{\text{lep}} = \Gamma(k^{++} \to e^+e^+) + \Gamma(k^{++} \to \mu^+\mu^+)$



- ✓ E_γ のピーク位置から m_S を決定
- ✓ ピーク形状から全崩壊幅 Γ_S を決定
- ✓ ピーク外での断面積値は $|G_i| \propto |y_{ee}y_{\mu\mu}|/m_S^2$ と関連

測定からの情報抽出手順

✓ $m_S < \sqrt{s}$ の場合

1. 質量 m_S と全崩壊幅 Γ_S : $\mu^+\mu^+ \to e^+e^+\gamma$ の E_γ 分布
   ⇨ ピーク位置から m_S, ピーク幅から Γ_S を決定
2. 結合定数の積 $|y_{ee}y_{\mu\mu}|$: $\mathrm{Mu} \to \overline{\mathrm{Mu}}$ 転換で $|G_i|$ を測定
   ⇨ m_S と組合せて $|y_{ee}y_{\mu\mu}| = 4\sqrt{2}m_S^2|G_i|$ を決定
3. singlet k or triplet Δ: 偏極ビームでの $\sigma_{\mu^+\mu^+\to e^+e^+}$ や $\sigma_{\mu^+\mu^+\to e^+e^+\gamma}$
   ⇨ 両模型の予測と比較し, k か Δ かを識別
4. $|y_{ee}|$, $|y_{\mu\mu}|$: $\mu^+\mu^+ \to \mu^+\mu^+$ のSMからのズレ ⇨ $|y_{\mu\mu}|$ を決定
   ⇨ 積から $|y_{ee}|$ を決定
5. k と Δ で Z 結合が異なることを利用し, $\mu^+\mu^+ \to e^+e^+Z$ を通じた検証が可能

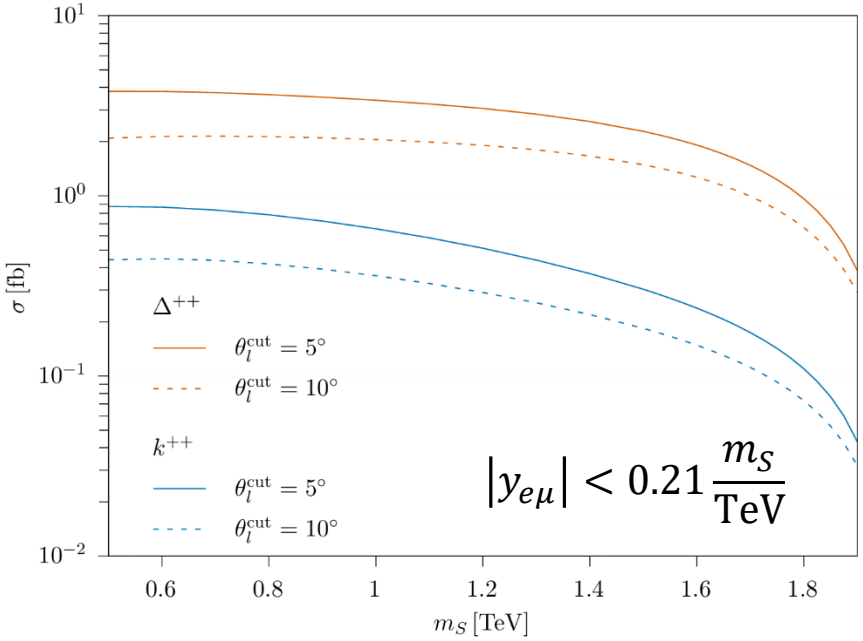
✓ $m_S > \sqrt{s}$ の場合

m_S が $\sqrt{s}$ と比べて大き過ぎず $\mu^+\mu^+ \to e^+e^+Z$ の統計が十分ならば,
$\mathrm{Mu} \to \overline{\mathrm{Mu}}$ 転換とコライダー断面積を用いて質量 m_S と “k or Δ” が決定可

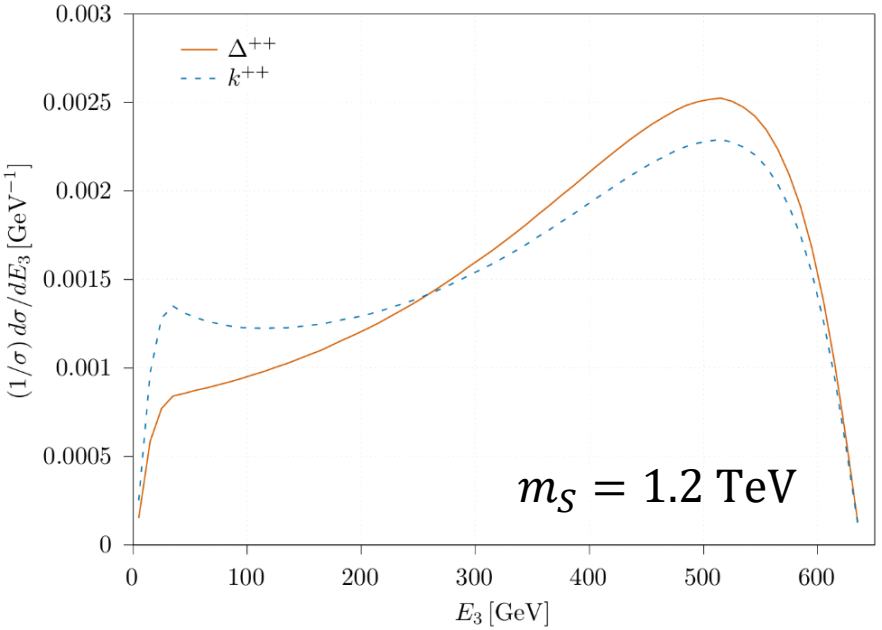
$\mu^+\mu^+ \to \mu^+ e^- S^{++}$

- S^{++} が非レプトンへ崩壊するとLFV(LNV)として観測可

結合 $y_{e\mu}$ のLEP制限による生成断面積上限



$E_3 = E_{\mu^+}$ 分布



- ✓ LEP制限下で許される最大の断面積は Δ の場合で約 2 fb ($\theta_l^{\rm cut} = 10°$)
- ✓ 終状態粒子の運動量分布の違いから k と Δ の判別ができる可能性

($\mu^+_{L/R}\mu^+_{L/R} \to \mu^+ e^- S^{++}$ と $\mu^+_{L/R}\mu^+_{R/L} \to \mu^+ e^- S^{++}$ で分布が変化するため)

まとめ

◆ $\mu^+\mu^+$ コライダーを用いたCLFV探索

- $\mu^+ \to e^+\gamma$ のような $\Delta L_\mu = -\Delta L_e = \pm 1$ のCLFV過程は実験的に強く制限

⇨ $\Delta L_\mu = -\Delta L_e = \pm 1$ を禁止しつつLFVを出すような模型も構築可

特にdoubly-chargedスカラーと相性が良い

$\mu^+\mu^+$ コライダーによる検証

✓ $\Delta L_\mu = -\Delta L_e = \pm 2$

on-shell 生成できれば $\mu^+\mu^+ \to e^+e^+\gamma$ で質量と幅が測定可

$\mathrm{Mu} \to \overline{\mathrm{Mu}}$ 転換と偏極断面積を組合せ, 結合の積と singlet/triplet を決定可

✓ $\Delta L_\mu = \pm 2, \Delta L_e = 0$

$\mu^+\mu^+ \to h^+h^+ \to t\bar{b}t\bar{b}$ ($SU(2)_L$ singlet)　　$\mu^+\mu^+ \to W^+\Delta^+ \to W^+t\bar{b}$ ($SU(2)_L$ triplet)

✓ $\Delta L_\mu = \Delta L_e = \pm 1$

$\mu^+\mu^+ \to \mu^+e^-S^{++} + S^{++}$ の非レプトン崩壊

終状態粒子の運動量分布が singlet/triplet 識別に利用できる可能性