

ニュートリノ質量、ダークマター、バリオン数 非対称性を同時に説明するTeVスケールの理論

谷口 宙 (大阪大学)

共同研究者：青木真由美(金沢大)、榎本一輝(国立台湾大)、
兼村晋哉(阪大)

[JHEP06(2025)036]と論文準備中の内容に基づく

Introduction

2012年にヒッグス粒子は発見されたが、**ヒッグスセクターの構造は未知**

ヒッグス場の個数、表現、対称性…

電弱対称性の破れの物理、相転移の詳細

標準模型では説明できない現象 { **ニュートリノ振動**
ダークマター
バリオン数非対称性 } **とも関係**

現行、将来の各種実験で多角的に検証できる



ヒッグス物理から新物理へアプローチ

Q. 3つの未解決現象をTeVスケールで同時に説明できないだろうか？

M. Aoki, S. Kanemura and O. Seto (2009)

→Aoki-Kanemura-Seto(AKS)モデルに着目

Neutrino oscillation and seesaw mechanism

・ニュートリノ振動

ニュートリノのフレーバーが伝播中に変化する現象

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = |\langle \nu^\mu | \nu^e \rangle|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2}{4E} t$$

ニュートリノが微小質量を持つことを示唆

$$\begin{aligned} \Delta m_{21}^2 &= (7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{eV}^2 \\ \Delta m_{32}^2 &= (2.455 \pm 0.028) \times 10^{-3} \text{eV}^2 \\ &\text{(Normal order)} \quad \text{PDG(2024)} \end{aligned}$$

θ : フレーバーの混合角

Δm^2 : 質量固有状態での質量差

Minkowski(1977)
Yanagida(1979)
Gell-Mann(1979)

・シーソー機構(Type-Iシーソー)

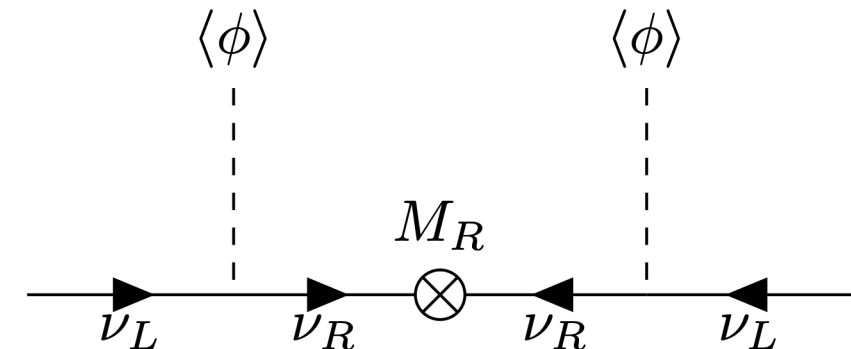
非常に重い粒子を導入して微小質量を説明する

右巻きニュートリノ ν_R (Type-Iシーソーの場合)

$$m_\nu = \frac{m_D^2}{M_R} < \text{eV}$$

$M_R \sim 10^{13-16} \text{ GeV}$ (マヨラナ質量)

$m_D = y\langle\phi\rangle \sim 100 \text{ GeV}$ (ディラック質量)



Type-I シーソー

Neutrino mass: Radiative correction

- 輻射補正による質量生成

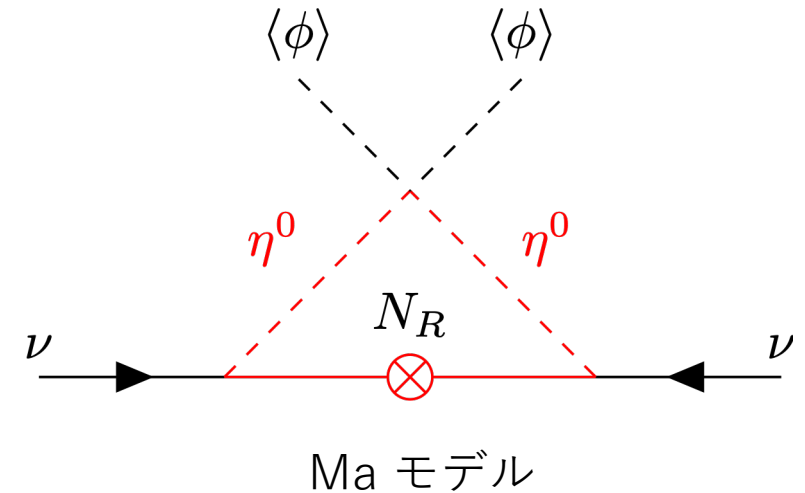
ループによる抑制効果も取り入れる

$$m_\nu \propto \left(\frac{1}{16\pi^2} \right)^n \frac{\langle \phi \rangle^2}{M}$$

ループによる抑制

n : ループ数

- Zeeモデル... Zee(1980)



非常に重い粒子は必ずしも必要ない→TeV領域にもできる

ダークマターも同時に説明できるモデルもある

- Krauss-Nasri-Troddenモデル
- Maモデル...

Krauss-Nasri-Trodden(2002)
Tao(1996), Ma(2006)

TeVスケールの物理 → コライダー実験で検証しうる

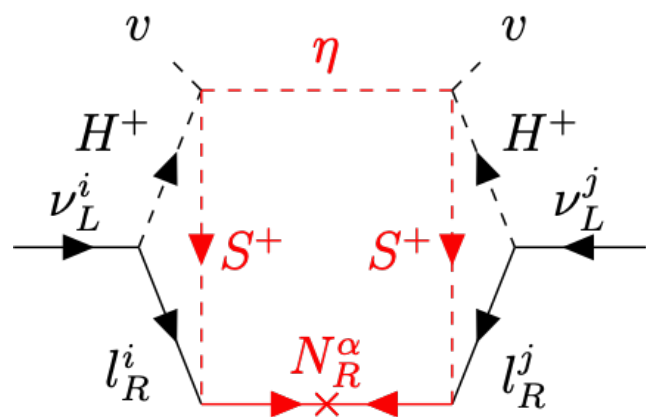
Aoki-Kanemura-Seto model

Aoki-Kanemura-Seto モデル(AKSモデル)は**3つの問題を同時に TeVスケールで説明**しうる理論模型である。 M. Aoki, S. Kanemura and O. Seto (2009)

Z_2 対称性 { ツリーのシーソーを禁止→量子効果でニュートリノ微小質量を実現
ダークマターの候補(Z_2 oddな中性粒子)

バリオン数非対称性：電弱バリオン数生成(EWBG)の機構

理論のエネルギースケール：TeV→加速器実験で検証できる



$$M_{ij} \sim \underbrace{\left(\frac{1}{16\pi^2}\right)^3}_{\sim 10^{-6}} \times \underbrace{\left(\frac{m_l}{v}\right)^2}_{\sim 10^{-4}} \times \frac{v^2}{m_N} < \text{eV}$$

3ループのニュートリノ質量生成

FCNCを抑制するための $\tilde{Z}_2$ 対称性

	Z_2	$\tilde{Z}_2$ (Softly broken)
ϕ_1	+	+
ϕ_2	+	-
N_R^α	-	-
S^+	-	+
η	-	-

Particle content

標準模型

+

拡張ヒッグス

+

右巻きニュートリノ

- ・ 拡張ヒッグス → 追加のHiggs doublet ϕ_2 + singlet粒子 η, S^+
- ・ 右巻きニュートリノ N_R^α $\alpha = 1, 2, 3$
- ・ Softly brokenな $\tilde{Z}_2$ 対称性 → Flavor Changing Neutral Currentを抑制
- ・ Exactな Z_2 対称性 → η, S^+, N_R^α がodd

	Z_2	$\tilde{Z}_2$ (Softly broken)
ϕ_1	+	+
ϕ_2	+	−
N_R^α	−	−
S^+	−	+
η	−	−

Type-X 2HDM + 新粒子 $N_R^\alpha, S^\pm, \eta$

$$\mathcal{L} \supset -\frac{\lambda_5}{2}(\phi_1^\dagger \phi_2)^2 - h_i^\alpha (\overline{N_R^\alpha})^c l_R^i S^+ + \text{h.c.}$$

ダークマターの候補 →

CP位相 θ_5 ($\lambda_5 = |\lambda_5| e^{i\theta_5}$)

$\alpha = 1, 2, 3, i = 1, 2, 3$ で h_i^α は 3×3 の複素行列

Dark matter

$$V \supset + \sum_{a=1}^2 \left(\rho_a |\phi_a|^2 |S^+|^2 + \frac{1}{2} \sigma_a |\phi_a|^2 \eta^2 \right) \quad \eta : \text{ダークマター}$$

DM-Higgs interaction

ダークマター残存量への主要な寄与

$$\begin{array}{ccc} \eta & & H_2 \\ & \diagdown & / \\ & \eta & H_2 \end{array} \quad \tan \beta \sim 3$$

$$(\sigma_1 \sin^2 \beta + \sigma_2 \cos^2 \beta) \simeq \sigma_1$$

$$\sigma_1 = 0.0841$$

$$\rightarrow \Omega h^2 \simeq 0.12$$

ダークマター直接探索

$\eta N \rightarrow \eta N$ 過程のspin-independentな断面積は

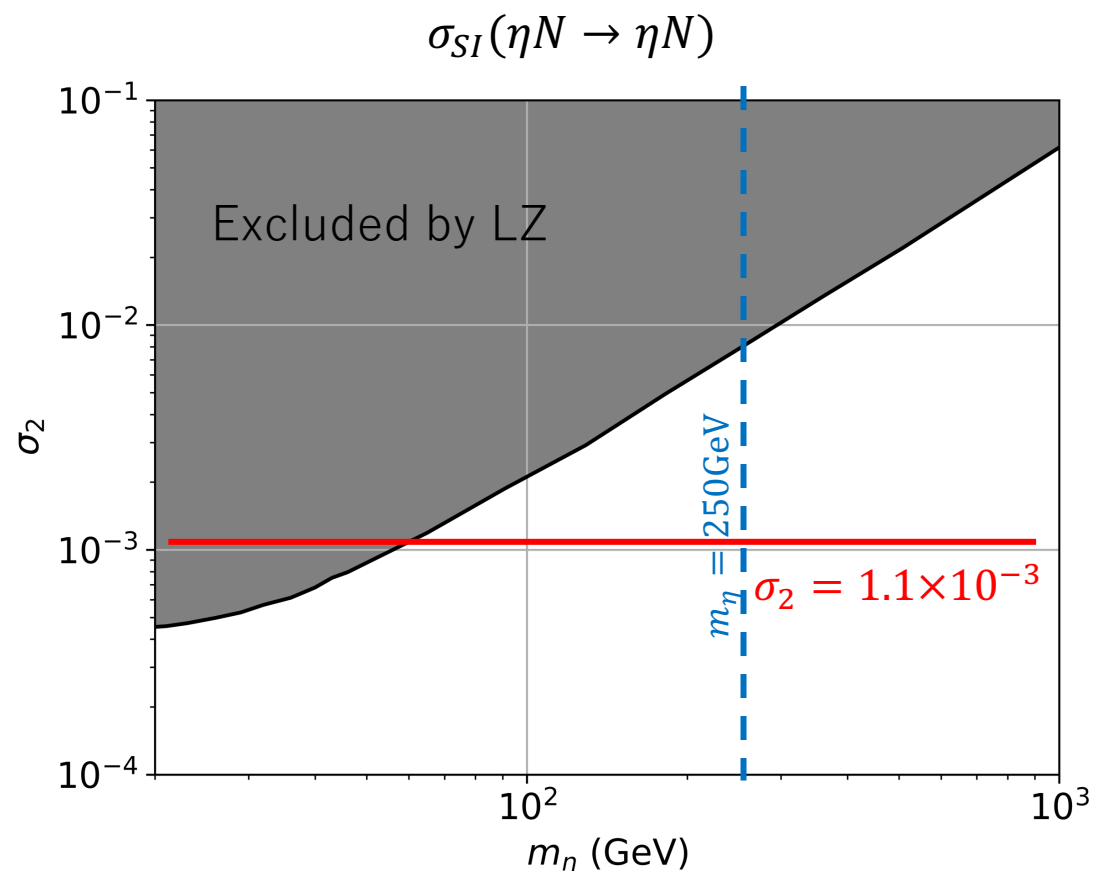
$$\sigma_{\text{SI}} \simeq \frac{g^2 m_N^2 v^2}{4\pi (m_\eta + m_N)^2 m_{H_1}^4} (\sigma_1 \cos \beta + \sigma_2 \sin \beta)^2$$

$m_N \simeq 1 \text{ GeV}$: 核子質量

$g \simeq 10^{-3}$: 核子-ヒッグス結合定数

Shifman, et al (1978)

$$(\sigma_1 \cos \beta + \sigma_2 \sin \beta) \simeq \sigma_2$$



LZ (2024)

K. Enomoto, S.Kanemura, ST (2024)

Electroweak Baryogenesis

電弱バリオン数生成(Electroweak Baryogenesis)

Kuzmin, Rubakov and Shaposhnikov (1985)

(1) バリオン数の破れ

➡ スファレロン遷移

(2) CとCPの破れ

➡ 弱い相互作用でのCの破れ
拡張ヒッグスセクターでのCPの破れ

(3) 熱平衡からの離脱

➡ スファレロン遷移がdecoupleする
→ 強い電弱一次相転移

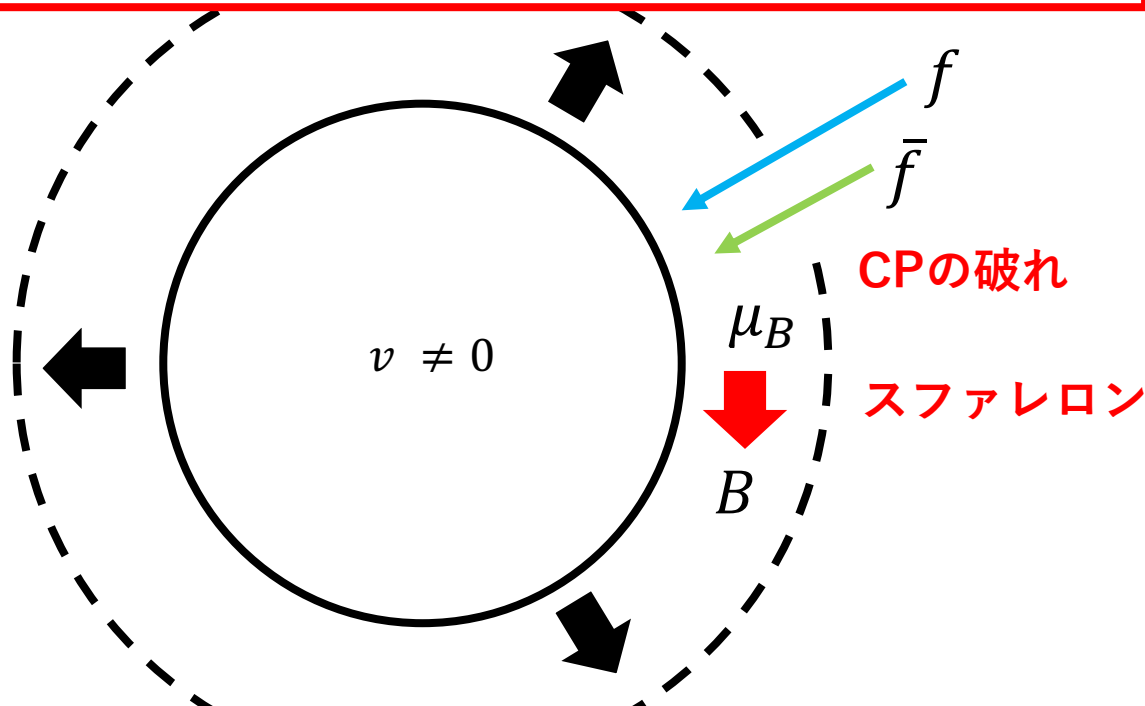
Sakharov (1967)

CPの破れにより泡の壁の周りの粒子、
反粒子の運動に違いが現れる

↓
壁の内外にチャージが蓄積する

↓
スファレロン遷移でB数が生成

↓
B数が破れた相に飲み込まれスファレロン
遷移がdecoupleしB数が凍結して残る



Multiple scalars

スファレロン遷移のdecouple条件 $\rightarrow \Gamma_{sph}^{br} < H(T_c)$ Γ_{sph}^{br} :破れた相でのスファレロン遷移率
 $H(T_c)$:相転移温度でのハッブル定数

➡ 強い電弱一次相転移 $\frac{\varphi_c}{T_c} > 1$

→追加のスカラー粒子($\eta, S^\pm, H_3$)のnon-decoupling効果で実現

十分大きなBAU($\eta_B \simeq 6 \times 10^{-10}$)には大きなスカラーカップリングが必要

→ $\lambda_4 \simeq 5.7, \Lambda \simeq 2 \text{ TeV}$ Based on Mass-dependent beta func.
S. Kanemura and Y. Mura (2024)

複数個の $\eta, S^\pm$ がある場合にはより小さいスカラーカップリングでBAUを実現できる

N_S 個の $S^\pm$ と N_η 個の η を導入する

$$S \rightarrow S_A \quad (A = 1, 2, \dots, N_S)$$
$$\eta \rightarrow \eta_B \quad (B = 1, 2, \dots, N_\eta)$$

例： $N_S = N_\eta = 3$ の場合、 $\lambda_4 \leq 3, \Lambda \simeq 10 \text{ TeV}$

Result for Baryon asymmetry

Observed : $\eta_B = \frac{n_B}{n_\gamma} = (6.04 - 6.20) \times 10^{-10}$ From CMB [Planck \(2018\)](#)

$$N_S = N_\eta = 3$$

$$\begin{aligned}\eta_B &\simeq 6.19 \times 10^{-10} \\ R_{hhh} &\simeq 42 \% \\ v_n/T_n &\simeq 1.37\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\tan \beta &= 3.30, \quad M = 206 \text{ GeV}, \\ m_{H_1} &= 125 \text{ GeV}, m_{H_2} = 191 \text{ GeV}, m_{H_3} = 470 \text{ GeV}, \\ m_{H^\pm} &= 191 \text{ GeV}, \theta_5 = -0.124\pi, \\ m_S &= 299 \text{ GeV}, m_{\eta_1} = 250 \text{ GeV}, m_{\eta_{2,3,4}} = 271 \text{ GeV}.\end{aligned}$$

$$N_S = N_\eta = 4$$

$$\begin{aligned}\eta_B &\simeq 6.14 \times 10^{-10} \\ R_{hhh} &\simeq 47 \% \\ v_n/T_n &\simeq 1.83\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\tan \beta &= 3.30, \quad M = 206 \text{ GeV}, \\ m_{H_1} &= 125 \text{ GeV}, m_{H_2} = 199 \text{ GeV}, m_{H_3} = 471 \text{ GeV}, \\ m_{H^\pm} &= 199 \text{ GeV}, \theta_5 = -0.115\pi, \\ m_S &= 297 \text{ GeV}, m_{\eta_1} = 250 \text{ GeV}, m_{\eta_{2,3,4}} = 280 \text{ GeV}.\end{aligned}$$

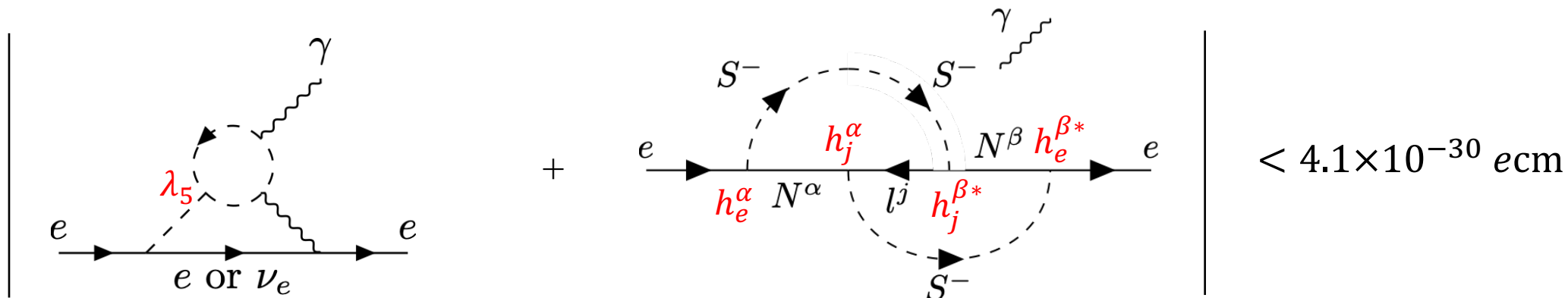
Electric dipole moment in our model

電弱バリオン数生成に必要なCP位相($\theta_5 \sim \mathcal{O}(1)$)はelectron EDM実験により厳しく制限されている。

($|d_e| < 4.1 \times 10^{-30}$ ecm) Roussy et al. (JILA) (2023)

$$\mathcal{L} \supset -\boxed{h_i^\alpha} (\overline{N_R^\alpha})^c l_R^i S^+ + \text{h.c.}$$

Electron EDMの値は次の2つの寄与を考えることによって小さくできる



Barr, Zee (1990)
Altmannshofer, et al(2020) 2HDMからの寄与

CPを破るAKSモデルによる追加の寄与

$$N_S = N_\eta = 3 \quad |d_e| \simeq 1.9 \times 10^{-30} \text{ ecm} < 4.1 \times 10^{-30} \text{ ecm}$$

$$\theta_5 \simeq -0.124\pi$$

$$N_S = N_\eta = 4 \quad |d_e| \simeq 2.8 \times 10^{-31} \text{ ecm} < 4.1 \times 10^{-30} \text{ ecm}$$

$$\theta_5 \simeq -0.115\pi$$

$$\propto |h_e^\alpha|^2$$

1ループは虚部が0

Lepton flavor violation(LFV)

レプトンフレーバーの破れは実験で厳しく制限されている

$$Br(\mu \rightarrow e\gamma) < 1.1 \times 10^{-13} \quad \text{MEG-II (2024)}$$

$$Br(\mu \rightarrow 3e) < 1.0 \times 10^{-12} \quad \text{Mu3e (2023)}$$

...

→ **LFVは新物理模型を検証する重要なチャンネル**

AKS模型では $\mathcal{L} \supset -h_i^\alpha \overline{(N_R^\alpha)^c} l_R^i S^+ + \text{h.c.}$

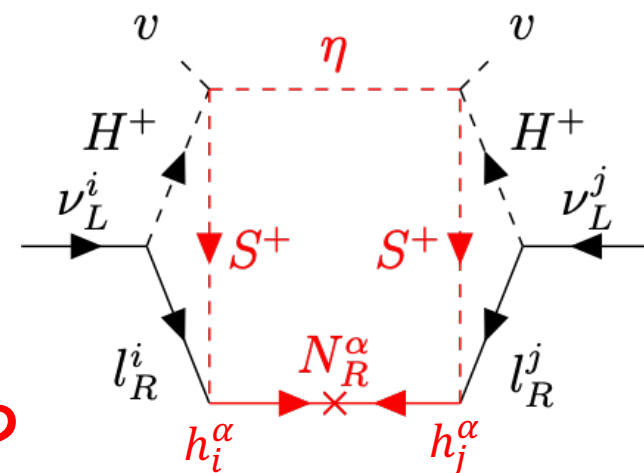
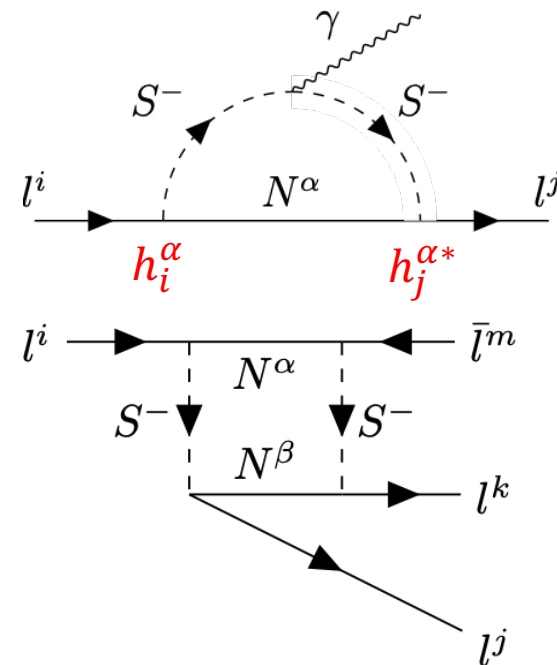
の相互作用によってレプトンフレーバーを破る過程が現れる

特にニュートリノ質量を説明するためには

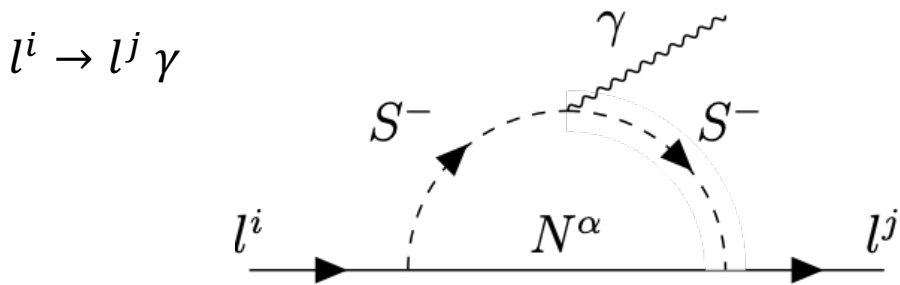
$$M_{ij} \sim h^2 \times \underbrace{\left(\frac{1}{16\pi^2}\right)^3}_{\sim 10^{-6}} \times \underbrace{\left(\frac{m_l}{v}\right)^2}_{\sim 10^{-4}} \times \frac{v^2}{m_N} < \text{eV}$$

ニュートリノ湯川結合がレプトン質量の逆階層 $h_i \propto 1/m_{l_i}$ になる

→ AKSモデルは **ミューオンのLFVが大きくなるという特徴を持つ**



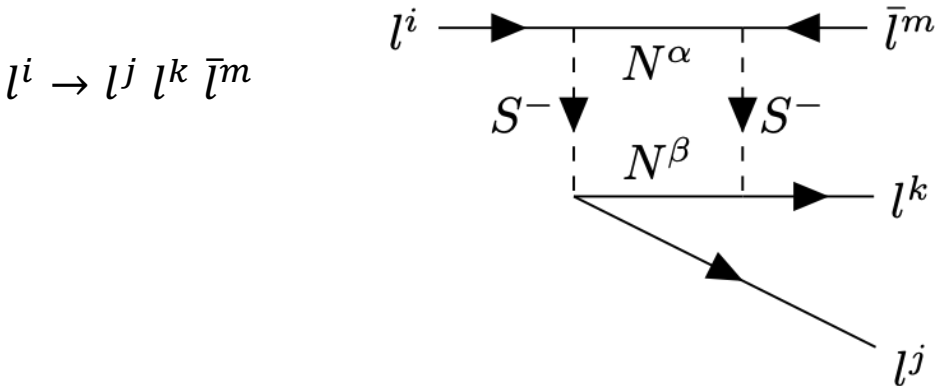
Constraints from lepton flavor violation



K. Enomoto, S.Kanemura, ST (2024)

$$N_S = N_\eta = 3$$

	Prediction	Exp. bounds
$\mu \rightarrow e \gamma$	6.4×10^{-14}	1.5×10^{-13}
$\tau \rightarrow e \gamma$	2.4×10^{-13}	3.3×10^{-8}
$\tau \rightarrow \mu \gamma$	1.4×10^{-15}	4.4×10^{-8}
$\mu \rightarrow 3e$	4.2×10^{-13}	1.0×10^{-12}
$\tau \rightarrow 3e$	1.1×10^{-11}	2.5×10^{-8}
$\tau \rightarrow 3\mu$	5.6×10^{-23}	1.9×10^{-8}
$\tau \rightarrow e \mu \bar{e}$	4.3×10^{-15}	1.6×10^{-8}
$\tau \rightarrow \mu \mu \bar{e}$	1.1×10^{-18}	1.3×10^{-8}
$\tau \rightarrow e \mu \bar{\mu}$	1.3×10^{-19}	2.4×10^{-8}



$$N_S = N_\eta = 4$$

	Prediction	Exp. bounds
$\mu \rightarrow e \gamma$	1.1×10^{-13}	1.5×10^{-13}
$\tau \rightarrow e \gamma$	1.4×10^{-12}	3.3×10^{-8}
$\tau \rightarrow \mu \gamma$	1.3×10^{-17}	4.4×10^{-8}
$\mu \rightarrow 3e$	1.3×10^{-13}	1.0×10^{-12}
$\tau \rightarrow 3e$	4.3×10^{-13}	2.5×10^{-8}
$\tau \rightarrow 3\mu$	4.7×10^{-25}	1.9×10^{-8}
$\tau \rightarrow e \mu \bar{e}$	1.4×10^{-16}	1.6×10^{-8}
$\tau \rightarrow \mu \mu \bar{e}$	6.4×10^{-21}	1.3×10^{-8}
$\tau \rightarrow e \mu \bar{\mu}$	3.4×10^{-21}	2.4×10^{-8}

MEG-II(2024)

BaBar(2010)

BaBar(2010)

Mu3e(2023)

Belle II(2025)

Belle II(2025)

Belle II(2025)

Belle II(2025)

Belle II(2025)

Test of our benchmark scenario

フレーバー実験

	$N_S = N_\eta = 3$	$N_S = N_\eta = 4$	Exp. bound	Expected sensitivity
$\mu \rightarrow e\gamma$	6.4×10^{-14}	1.1×10^{-13}	1.5×10^{-13}	6×10^{-14}
$\mu \rightarrow 3e$	2.4×10^{-13}	1.3×10^{-13}	1.0×10^{-12}	1×10^{-16}
$\tau \rightarrow 3e$	1.1×10^{-11}	4.3×10^{-13}	2.5×10^{-8}	4×10^{-10}

MEG-II(2018)

Mu3e phase-II(2020)

Belle-II(2018)

これらの過程は将来フレーバー実験で検証できる可能性がある

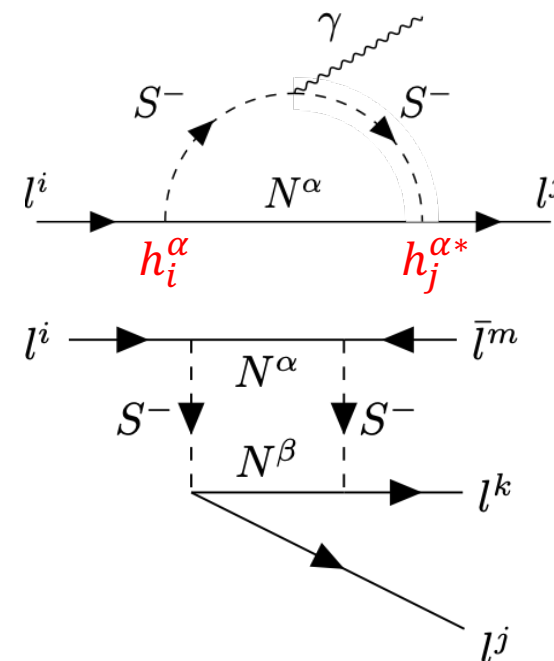
Electron EDM実験

将来のACME-III実験では、上限が $|d_e| < 10^{-30}$ ecmとなることを目標としている

$$N_S = N_\eta = 3 \quad \begin{aligned} |d_e| &\simeq 1.9 \times 10^{-30} \text{ ecm} < 4.1 \times 10^{-30} \text{ ecm} \\ \theta_5 &\simeq -0.124\pi \end{aligned}$$

$$N_S = N_\eta = 4 \quad \begin{aligned} |d_e| &\simeq 2.8 \times 10^{-31} \text{ ecm} < 4.1 \times 10^{-30} \text{ ecm} \\ \theta_5 &\simeq -0.115\pi \end{aligned}$$

→将来のACME-III実験で検証できる可能性がある



Summary

- ニュートリノ振動、ダークマター、バリオン数非対称性の3つの現象は標準模型では説明できない。
- AKSモデルは3つの未解決問題をTeVスケールで同時に解決できる可能性のある物理模型である。
- 本研究では、オリジナルのAKSモデル(2009)にバリオン数非対称性を説明するために新たにCPの破れを導入した。
- 複数個のSingletスカラー粒子を導入したモデルにおいて強い電弱一次相転移およびバリオン数の評価を行い、観測値を説明できることを確認した。
- このモデルはミューオンのLFV過程を持ち、検証する上で重要なチャンネルである。
- 今後の展望
 - 各種実験(加速器、フレーバー、ダークマター、ニュートリノ、EDM、重力波など)での検証

Back up

Top transport scenario

トップのlocalな質量がCP位相をもつ $m_t(z) = \frac{m_t}{vs_\beta} \varphi_2 e^{i\theta_t(z)}$ $\partial_z \theta_t(z) = \frac{\varphi_h^2}{\varphi_h^2 + \varphi_2^2} \partial_z \theta_h$

→湯川の大きいトップが主要な寄与

$$\phi_1^{cl} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \varphi_h e^{i\theta_h} \end{pmatrix} \quad \phi_2^{cl} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \varphi_2 \end{pmatrix}$$

ボルツマン方程式 $(\partial_t + v \cdot \partial_x + F \cdot \partial_p) f_i = C[f_i, f_j, \dots]$

輸送方程式



WKB近似

Cline, Joyce, Kainulainen (2000)
Fromme, Huber (2006)

$$\begin{cases} -D_{1t} \mu'_t + u'_t + \gamma v_w (m_t^2)' Q_{2t} \mu_t - K_{0t} \bar{\Gamma}_t = -S_{1t}, \\ -D_{2t} \mu'_t - v_w u'_t + \gamma v_w (m_t^2)' Q_{t2} \mu_t + (m_t^2)' \bar{R}_t u_t + \Gamma_{t,\text{tot}} u_t + v_w K_{0t} \bar{\Gamma}_t = -S_{2t}. \end{cases}$$
$$S_{li} = -\gamma v_w (m_i^2 \theta'_i)' Q_{li}^8 + \gamma v_w m_i^2 \theta'_i (m_i^2)' Q_{li}^9, \quad (l = 1, 2).$$

バリオン数密度 $\frac{\partial n_B}{\partial t} = \frac{3}{2} \Gamma_{sph} \left(\mu_{B_L} - A \frac{n_B}{T^2} \right)$ Γ_{sph} : スファレロン遷移率

定数 A は熱浴中のフェルミオンの種類数で決まる ($A = \frac{15}{2}$)

Tau transport scenario in the AKS model

一方、タウのlocalな質量は $m_\tau(z) = \frac{m_\tau}{v c_\beta} \varphi_h e^{i\theta_\tau(z)}$ $\partial_z \theta_\tau(z) = -\frac{\varphi_2^2}{\varphi_h^2 + \varphi_2^2} \partial_z \theta_h$

通常、 $m_t \gg m_\tau$ なので、EWBGではタウの影響は無視して評価する

しかし、**Type-X 2HDMで $\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$ が大きいときには、タウの効果はトップに比べて $O(0.1)$ 程度の影響になりうる**

また、AKSモデルには右巻きレプトンのLFV

$$\mathcal{L} \supset -h_i^\alpha \overline{(N_R^\alpha)^c} l_R^i S^+ + \text{h.c.}$$

があり、電弱相転移時には熱平衡



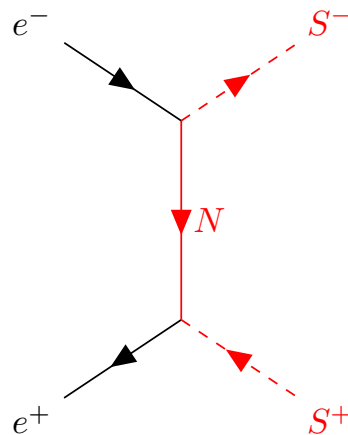
$$\frac{\partial n_B}{\partial t} = \frac{3}{2} \Gamma_{sph} \left(\mu_{B_L} - A \frac{n_B}{T^2} \right)$$

熱浴にタウ以外の右巻きレプトンが存在し $A = \frac{13}{2}$ となる

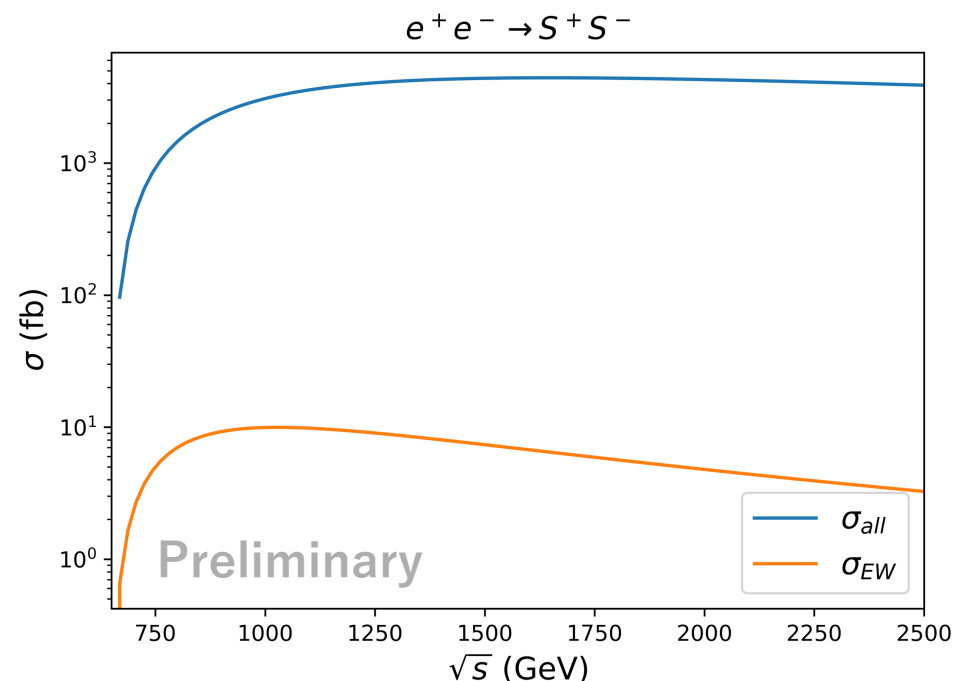
Phenomenology in lepton collider

$S^\pm$ の物理

Production : Drell-Yan process
t-channel process
(lepton collider)



$S^+ \rightarrow H^{\pm*} \eta \rightarrow \tau \nu \eta$ が主な崩壊チャンネルなので、
 $e^+e^- \rightarrow S^+S^- \rightarrow \tau\bar{\tau}E$ (E はmissing energy)

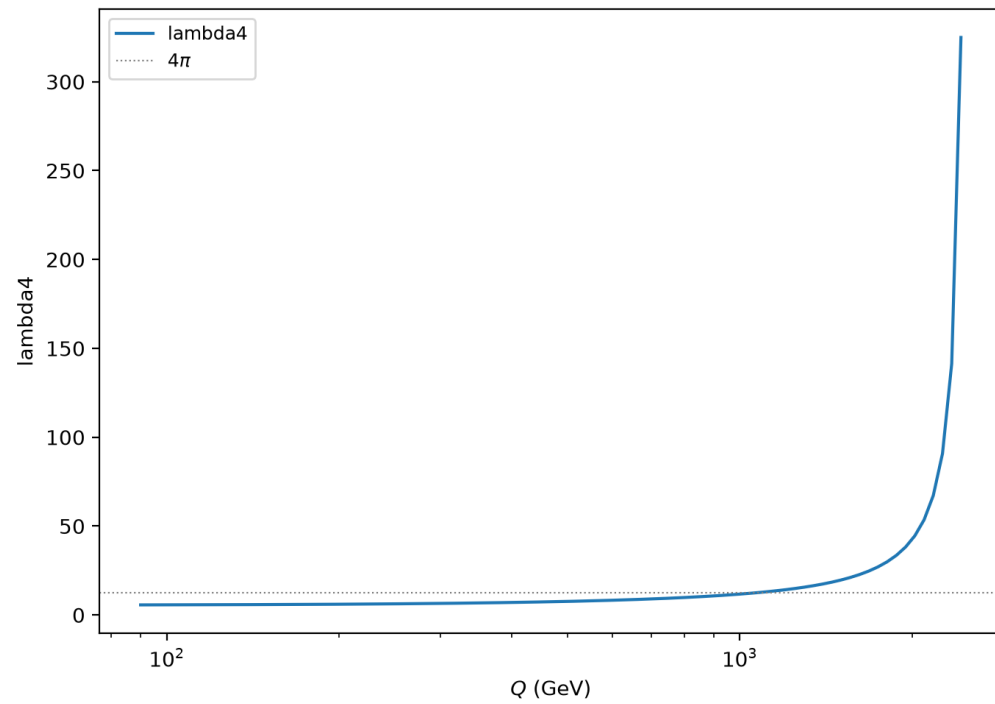


Hhhの精密測定

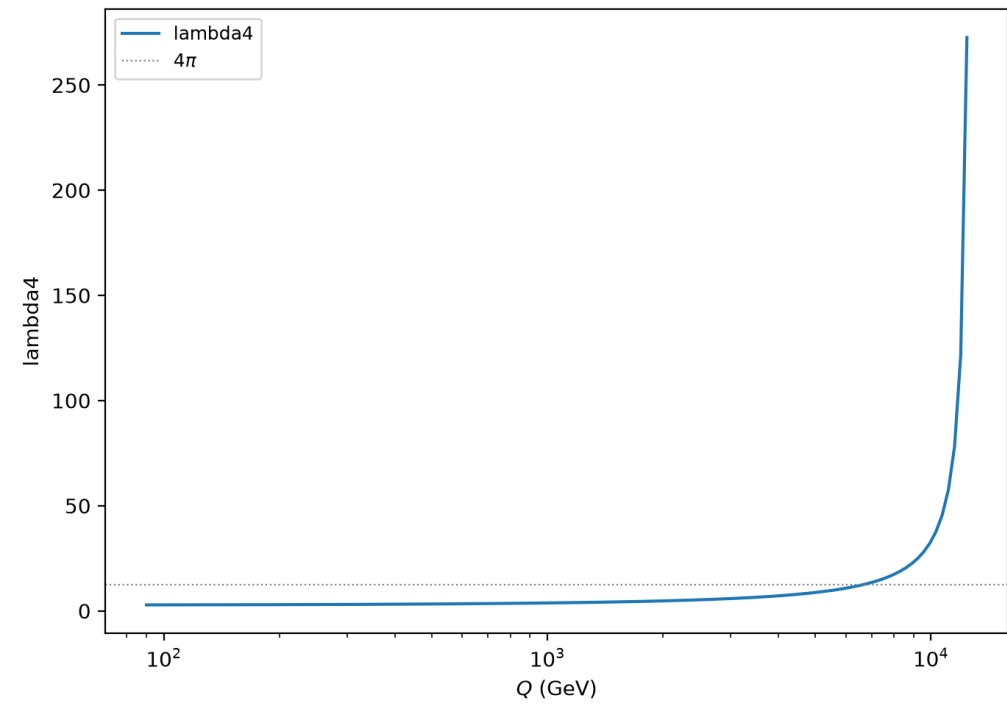
$$\Delta R \equiv \frac{\lambda_{hhh} - \lambda_{hhh}^{SM}}{\lambda_{hhh}^{SM}} \simeq 36 \%$$

Landau poles

$$N_S = N_\eta = 1$$



$$N_S = N_\eta = 3$$



$$N_S = N_\eta = 5$$

$$N_S = N_\eta = 5$$

$$\begin{aligned}\eta_B &\simeq 6.04 \times 10^{-10} \\ R_{hhh} &\simeq 53 \% \\ \nu_n/T_n &\simeq 1.71\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\tan \beta &= 3.10, M = 206 \text{ GeV}, \\ m_{H_1} &= 125 \text{ GeV}, m_{H_2} = 203 \text{ GeV}, m_{H_3} = 469 \text{ GeV}, \\ m_{H^\pm} &= 203 \text{ GeV}, \theta_5 = -0.0955\pi, \\ m_S &= 297 \text{ GeV}, m_{\eta_1} = 250 \text{ GeV}, m_{\eta_{2,3,4,5}} = 287 \text{ GeV}.\end{aligned}$$

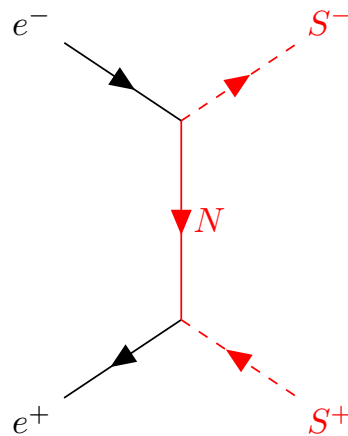
$$N_S = N_\eta = 5$$

	Prediction	Exp. bounds
$\mu \rightarrow e\gamma$	7.9×10^{-14}	3.1×10^{-13}
$\tau \rightarrow e\gamma$	5.5×10^{-13}	3.3×10^{-8}
$\tau \rightarrow \mu\gamma$	5.8×10^{-18}	4.4×10^{-8}
$\mu \rightarrow 3e$	4.6×10^{-13}	1.0×10^{-12}
$\tau \rightarrow 3e$	6.5×10^{-12}	2.7×10^{-8}
$\tau \rightarrow 3\mu$	1.6×10^{-25}	2.1×10^{-8}
$\tau \rightarrow e\mu\bar{e}$	1.3×10^{-16}	1.8×10^{-8}
$\tau \rightarrow \mu\mu\bar{e}$	2.8×10^{-21}	1.7×10^{-8}
$\tau \rightarrow e\mu\bar{\mu}$	3.6×10^{-22}	2.7×10^{-8}

Phenomenology in collider experiments

$S^\pm$ の生成

Production : Drell-Yan process
t-channel process
(lepton collider)



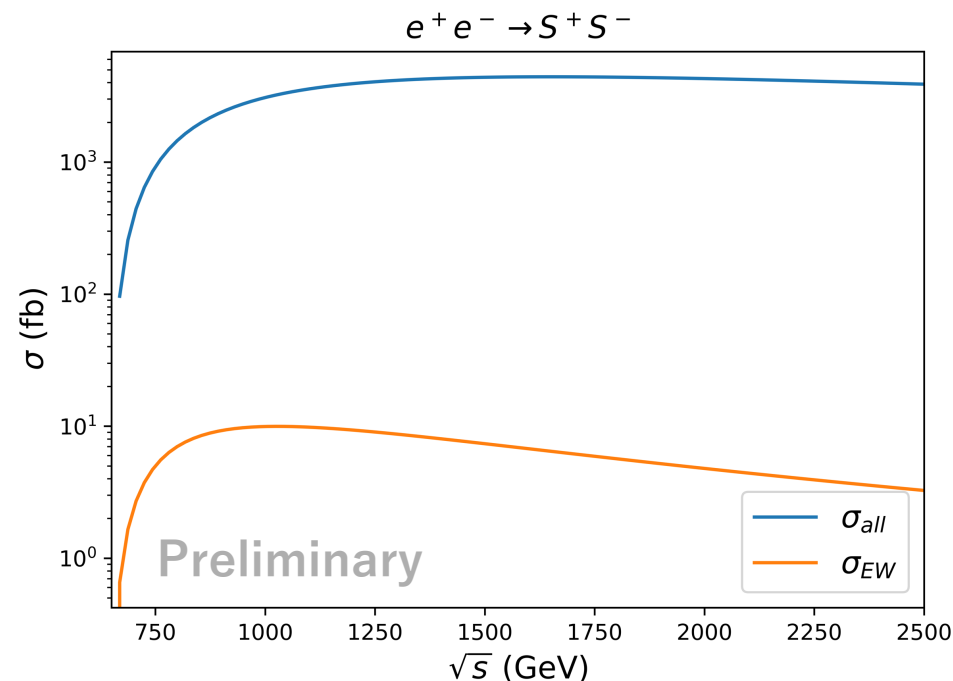
$S^+ \rightarrow H^{\pm*} \eta \rightarrow \tau \nu \eta$ が主な崩壊チャンネルなので、
 $e^+ e^- \rightarrow S^+ S^- \rightarrow \tau \bar{\tau} E$ (E はmissing energy)

LHCでもDrell-Yan過程で生成できる

追加のヒッグス粒子 H_2, H_3 は、将来のHL-LHC実験において

$$H_2, H_3 \rightarrow \tau \bar{\tau}, t \bar{t} \quad H_2, H_3 \rightarrow Z H_1, H_1 H_1$$

などのチャンネルで検証できる可能性がある



$pp \rightarrow S^+ S^-$ (MadGraph)

$$\sqrt{s} = 13 \text{ TeV} : \sigma = 0.976 \text{ fb}$$

$$\sqrt{s} = 14 \text{ TeV} : \sigma = 1.14 \text{ fb}$$

Lagrangian

Type-X 2HDM + 新粒子 $N_R^\alpha, S^\pm, \eta$

停留条件 $\text{Im} [\mu_{12}^2] - \frac{1}{2} \text{Im} [\lambda_5] v_1 v_2 = 0$

より μ_{12}^2 と λ_5 は独立ではない

ヒッグスポテンシャル

$$\begin{aligned} V = & -\mu_1^2 |\phi_1|^2 - \mu_2^2 |\phi_2|^2 - (\mu_{12}^2 \phi_1^\dagger \phi_2 + \text{h.c.}) + \mu_S^2 |S|^2 + \frac{\mu_\eta^2}{2} \eta^2 + \frac{\lambda_1}{2} |\phi_1|^4 + \frac{\lambda_2}{2} |\phi_2|^4 \\ & + \lambda_3 |\phi_1|^2 |\phi_2|^2 + \lambda_4 |\phi_1^\dagger \phi_2|^2 + \left(\frac{\lambda_5}{2} (\phi_1^\dagger \phi_2)^2 + \text{h.c.} \right) + \frac{\lambda_S}{4} |S|^4 + \frac{\lambda_\eta}{4!} \eta^4 + \frac{\xi}{2} |S|^2 \eta^2 \\ & + \sum_{a=1}^2 \left(\rho_a |\phi_a|^2 |S|^2 + \frac{1}{2} \sigma_a |\phi_a|^2 \eta^2 \right) + (2\kappa \tilde{\phi}_1^\dagger \phi_2 S^- \eta + \text{h.c.}) \end{aligned}$$

CP位相 θ_5 ($\lambda_5 = |\lambda_5| e^{i\theta_5}$)

κ の位相は S^- の rephasing によって 0 にできる

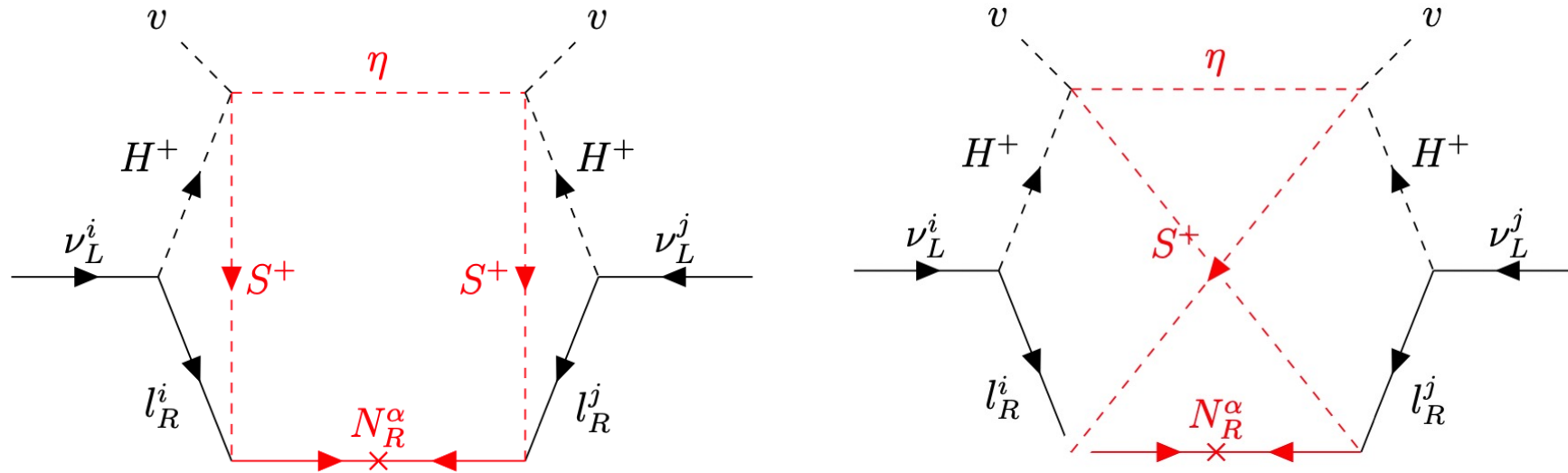
ヒッグスポテンシャル内の物理的なCP位相は θ_5 のみ

ニュートリノ湯川相互作用

$$\mathcal{L} \supset -h_i^\alpha (\overline{N_R^\alpha})^c l_R^i S^+ + \text{h.c.} \quad \alpha = 1, 2, 3, \quad i = 1, 2, 3 \text{ で } h_i^\alpha \text{ は } 3 \times 3 \text{ の複素行列}$$

CPの破れ (CP位相 ψ_1, ψ_2, ψ_3 + PMNS位相 $\delta, \alpha_1, \alpha_2$)

Neutrino mass matrix



$$(M_\nu)_{ij} = \frac{(\kappa \tan \beta)^2 m_{l^i} m_{l^j}}{(16\pi^2)^3} \sum_{\alpha=1}^3 h_i^\alpha h_j^\alpha m_{N^\alpha} (F_{1\alpha} + F_{2\alpha})$$

$$F_{n\alpha} = \int \tilde{d}^4 x \int_0^\infty du \int_0^\infty dv \frac{8\sqrt{uv} \tilde{F}(a_n, b_N)}{(u + m_{H^\pm}^2)(v + m_{H^\pm}^2)}$$

Transport equation

$$\begin{cases} -D_{1t}\mu'_t + u'_t + \gamma v_w (m_t^2)' Q_{2t} \mu_t - K_{0t} \bar{\Gamma}_t = -S_{1t}, \\ -D_{2t}\mu'_t - v_w u'_t + \gamma v_w (m_t^2)' Q_{t2} \mu_t + (m_t^2)' \bar{R}_t u_t + \Gamma_{t,\text{tot}} u_t + v_w K_{0t} \bar{\Gamma}_t = -S_{2t}. \end{cases}$$

$$\begin{cases} -D_{1b}\mu'_b + u'_b - K_{0b} \bar{\Gamma}_b = 0, \\ -D_{2b}\mu'_b - v_w u'_b + \Gamma_{b,\text{tot}} u_b + v_w K_{0b} \bar{\Gamma}_b = 0. \end{cases}$$

$$\begin{cases} -D_{1t}\mu'_{t^c} + u'_{t^c} + \gamma v_w (m_t^2)' Q_{2t} \mu_{t^c} - K_{0t} \bar{\Gamma}_{t^c} = -S_{1t}, \\ -D_{2t}\mu'_{t^c} - v_w u'_{t^c} + \gamma v_w (m_t^2)' Q_{t2} \mu_{t^c} + (m_t^2)' \bar{R}_t u_{t^c} + \Gamma_{t,\text{tot}} u_{t^c} + v_w K_{0t} \bar{\Gamma}_{t^c} = -S_{2t}. \end{cases}$$

$$\begin{cases} -D_{1h}\mu'_h + u'_h - K_{0h} \bar{\Gamma}_h = 0, \\ -D_{2h}\mu'_h - v_w u'_h + \Gamma_{h,\text{tot}} u_h + v_w K_{0h} \bar{\Gamma}_h = 0. \end{cases}$$

$$S_{li} = -\gamma v_w (m_i^2 \theta'_i)' Q_{li}^8 + \gamma v_w m_i^2 \theta'_i (m_i^2)' Q_{li}^9, \quad (l = 1, 2).$$

Collision rate

$$\begin{aligned}\bar{\Gamma}_t = & \Gamma_{ss} \left((1 + 9D_{0t})\mu_t + 10\mu_b + (1 - 9D_{0t})\mu_{t^c} \right) \\ & + \Gamma_W(\mu_t - \mu_b) + \Gamma_y(\mu_t + \mu_{t^c} + \mu_h) + 2\Gamma_m(\mu_t + \mu_{t^c}),\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\bar{\Gamma}_b = & \Gamma_{ss} \left((1 + 9D_{0t})\mu_t + 10\mu_b + (1 + 9D_{0t})\mu_{t^c} \right) \\ & + \Gamma_W(\mu_b - \mu_t) + \Gamma_y(\mu_b + \mu_{t^c} + \mu_h),\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\bar{\Gamma}_{t^c} = & \Gamma_{ss} \left((1 + 9D_{0t})\mu_t + 10\mu_b + (1 - 9D_{0t})\mu_{t^c} \right) \\ & + 2\Gamma_m(\mu_{t^c} + \mu_t) + \Gamma_y(2\mu_{t^c} + \mu_t + \mu_b + 2\mu_h),\end{aligned}$$

$$\bar{\Gamma}_h = \frac{3}{4}\Gamma_y(2\mu_h + \mu_t + \mu_b + 2\mu_{t^c}) + \Gamma_h\mu_h.$$

Baryon asymmetry

$$\mu_{B_L} = \frac{1}{2}(1 + 4D_{0t})\mu_t + \frac{1}{2}(1 + 4D_{0b})\mu_b - 2D_{0t}\mu_{t^c}.$$

$$\eta_B = \frac{405\Gamma_{\text{sph}}}{4\pi^2 v_w g_* T_n} \int_0^\infty dz \, \mu_{B_L} f_{\text{sph}}(z) \exp\left(-\frac{45\Gamma_{\text{sph}} z}{4v_w}\right),$$

$$f_{\text{sph}}(z) = \min\left\{1, \frac{2.4T}{\Gamma_{\text{sph}}} e^{-\frac{40v_n(z)}{T}}\right\}.$$

Casas-Ibarra parametrization

$$h = \frac{(16\pi^2)^{\frac{3}{2}}}{|\kappa \tan \beta|} \sqrt{\Lambda} R \sqrt{D} U_{\text{PMNS}}^\dagger (M_L^{-1})$$

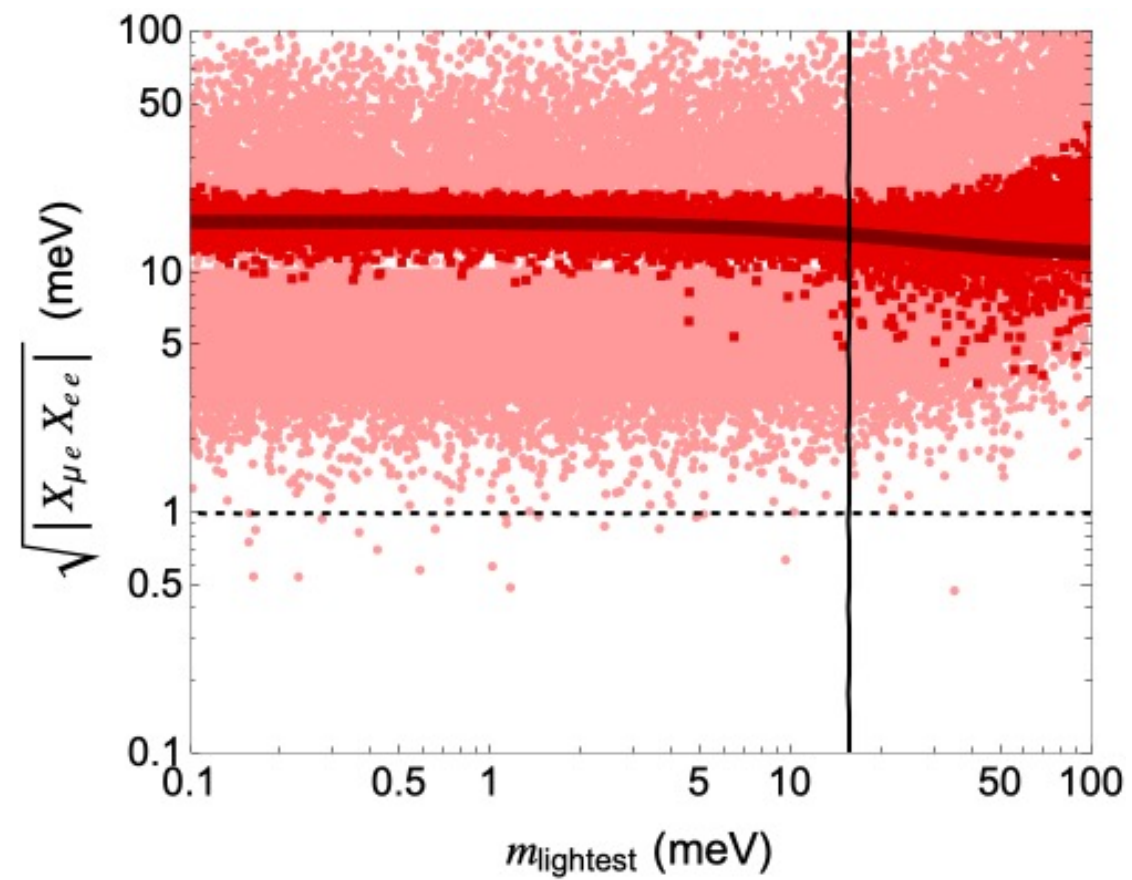
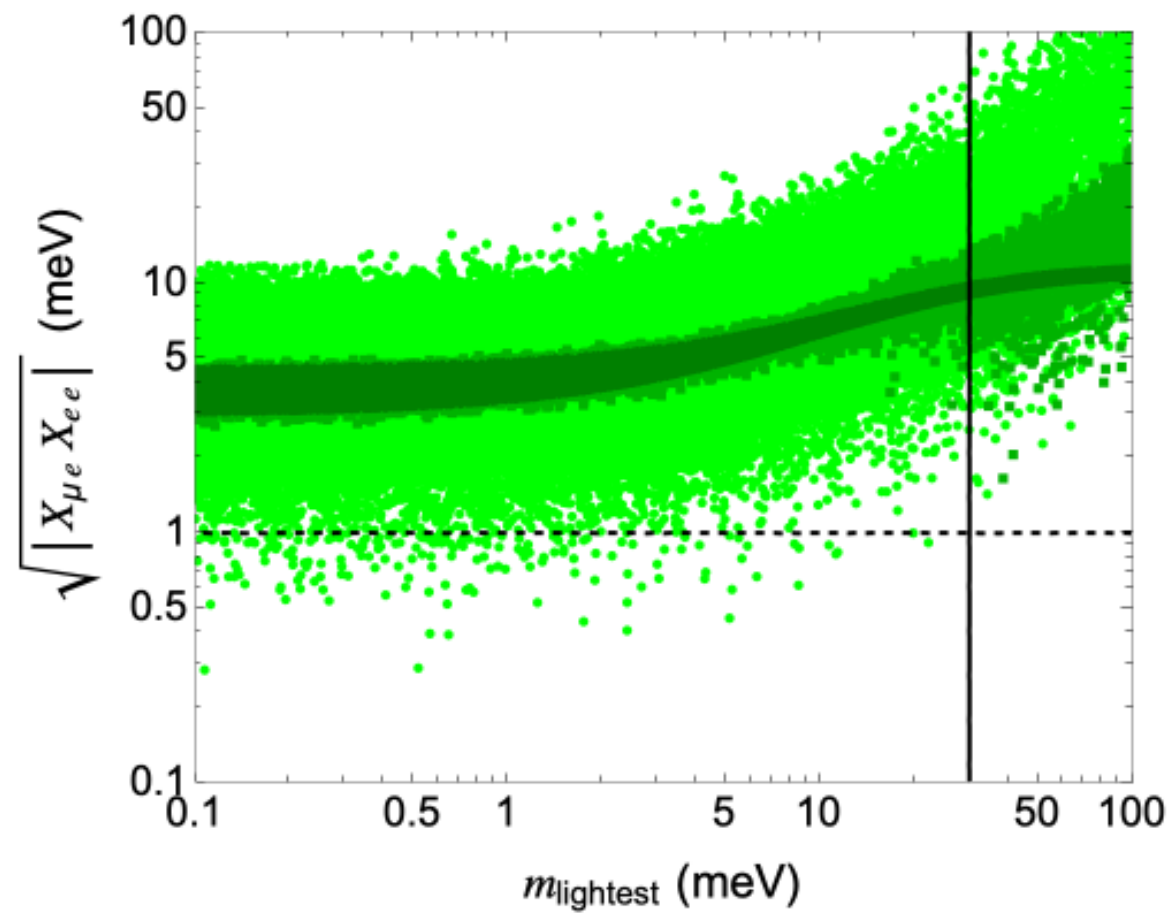
$$\Lambda_{\alpha\beta} = \frac{1}{m_\alpha (F_{1\alpha} + F_{2\alpha})} \delta_{\alpha\beta} \quad D \equiv \text{diag}(m_{\nu^1}, m_{\nu^2}, m_{\nu^3}) \quad M_L = \text{diag}(m_e, m_\mu, m_\tau)$$

$$R = \frac{1}{c_{\psi_1} c_{\psi_2} c_{\psi_3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{\gamma_1} & s_{\gamma_1} \\ 0 & -s_{\gamma_1} & c_{\gamma_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & i s_{\psi_1} \\ 0 & -i s_{\psi_1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{\gamma_2} & 0 & s_{\gamma_2} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{\gamma_2} & 0 & c_{\gamma_2} \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & i s_{\psi_2} \\ 0 & 1 & 0 \\ -i s_{\gamma_2} & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{\gamma_3} & s_{\gamma_3} & 0 \\ -s_{\gamma_3} & c_{\gamma_3} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & i s_{\psi_3} & 0 \\ -i s_{\psi_3} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

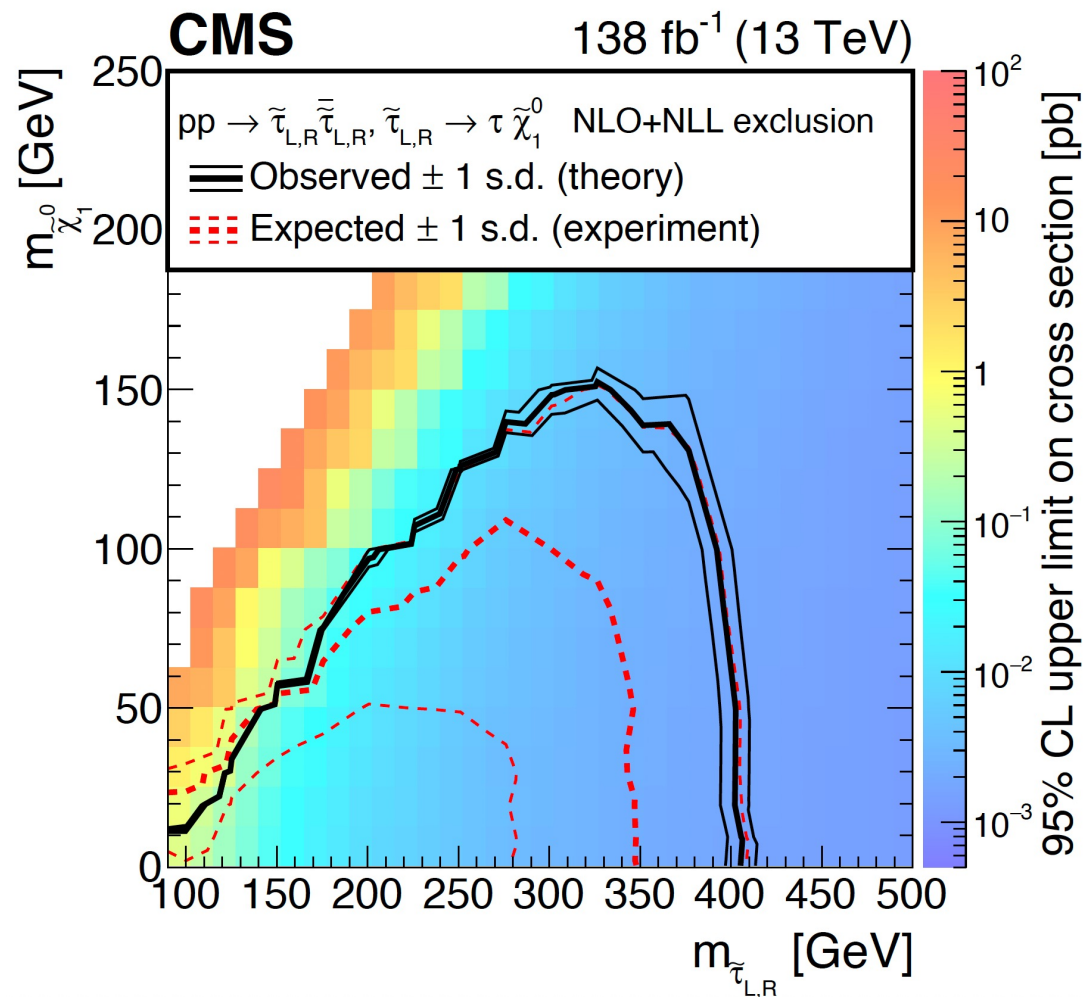
Yukawa interaction in Type-X 2HDM

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_y = & -m_{u^i}\bar{u}^i u^i - m_{d^i}\bar{d}^i d^i - m_{l^i}\bar{l}^i l^i \\ & - \sum_a H_a \left\{ \frac{m_{u^i}}{v} \bar{u}^i (R_{1a} + R_{2a} \cot \beta - iR_{3a} \cot \beta \gamma_5) u^i \right. \\ & \quad + \frac{m_{d^i}}{v} \bar{d}^i (R_{1a} + R_{2a} \cot \beta + iR_{3a} \cot \beta \gamma_5) d^i \\ & \quad \left. + \frac{m_{l^i}}{v} \bar{l}^i (R_{1a} + R_{2a} \tan \beta + iR_{3a} \tan \beta \gamma_5) l^i \right\} \\ & - \frac{\sqrt{2}}{v} \left\{ \cot \beta \bar{u}^i V_{ij} (m_{d^i} P_R - m_{u^i} P_L) d^j H^+ + \tan \beta m_{l^i} \bar{\nu}^i P_R l^i H^+ + \text{h.c.} \right\}\end{aligned}$$

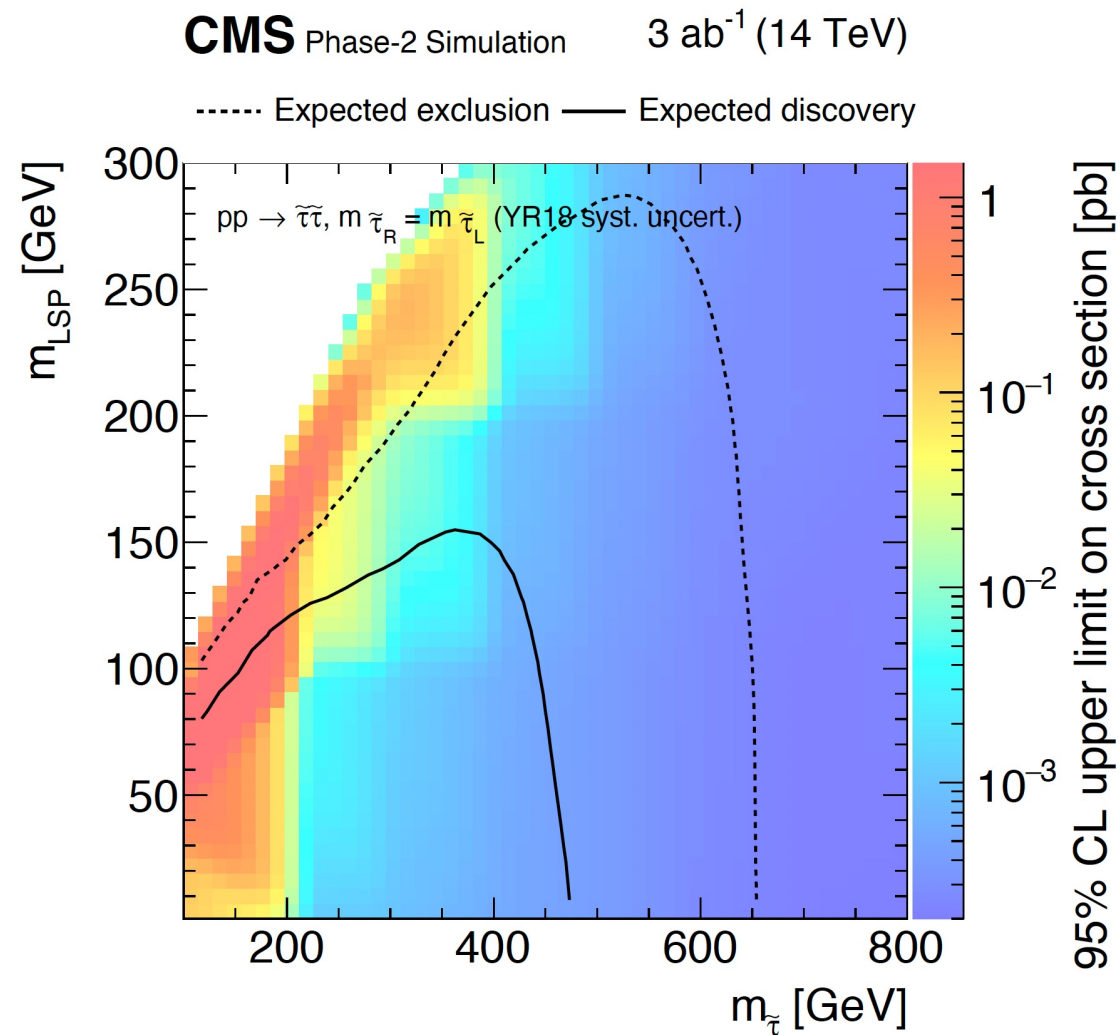
LFV constraint



Stau search



CMS (2022)



CMS (2019)