

ダークマターを含む輻射シーソー モデルにおける電弱バリオン数生成

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

Our purpose and work

本研究では3つの未解決現象を同時に説明するために、オリジナルのAKSモデルに基づいて**新たにバリオン数を評価した。**

3つの問題を同時に説明できるベンチマークシナリオを探索し各種実験での検証可能性を調べる

- Electron EDM制限 (Electron EDM制限を回避する新たなメカニズム)
- レプトンフレーバーの破れからの制限
- ダークマターについての制限

----- [JHEP06(2025)036]

- 強い電弱一次相転移とバリオン数の評価
- 3つの問題を同時に説明できるベンチマークシナリオの探索
- 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)での検証可能性の研究

このモデルには既存の実験に抵触せず、3つの現象をTeVスケールで同時に説明できるパラメータ領域があることを示した。

Phenomena of beyond standard model

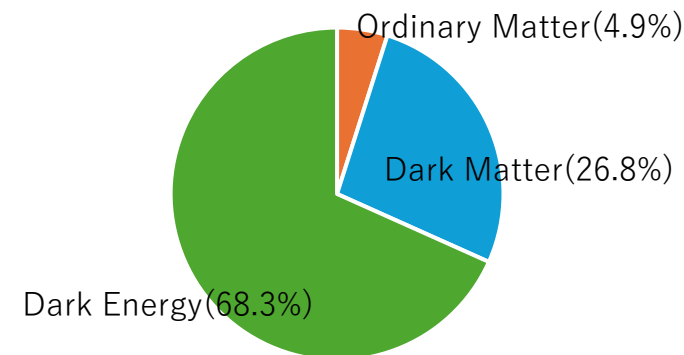
素粒子標準模型は高エネルギー実験のデータをうまく説明できる理論模型である。しかし、

ニュートリノ振動

ニュートリノが微小質量を持つ

ダークマター

全宇宙のエネルギーの26.8%を占める



バリオン数非対称性

現在の宇宙はバリオンしか見られず、反バリオンが見られない。

$$\eta_B = (5.8 - 6.5) \times 10^{-10} \quad \eta_B \equiv \frac{n_B}{n_\gamma}$$

From BBN [Fields, et al\(2024\)](#)

n_B : バリオン数密度
 n_γ : 光子数密度

の3つの問題のような標準模型では説明できない現象が確認されている

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)

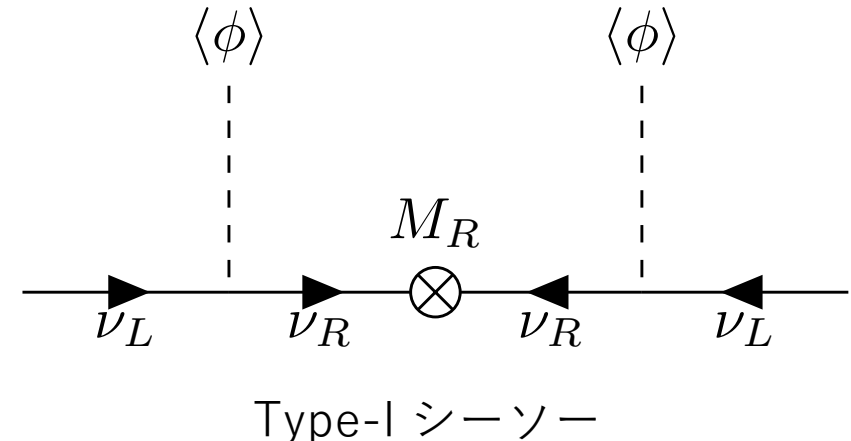
非常に重い粒子を導入して微小質量を説明する

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

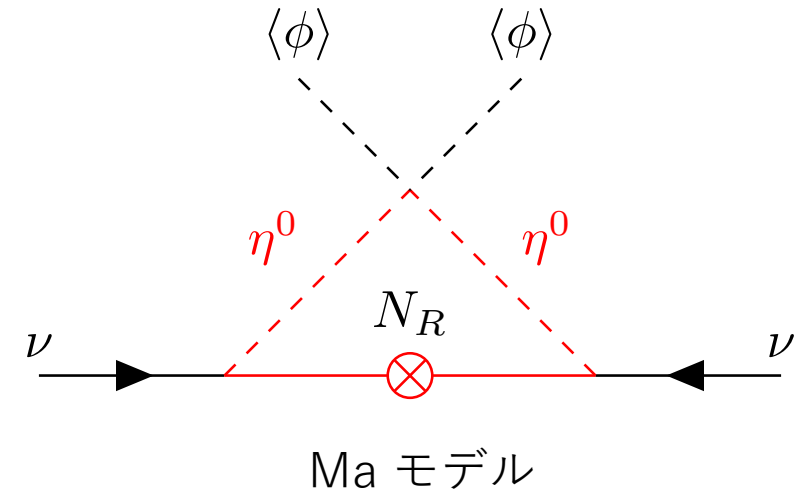
- 輻射補正による質量生成

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

Krauss-Nasri-Trodden(2002)

- Maモデル…

Tao(1996), Ma(2006)

Dark matter

ダークマターの性質

- ・ 安定
- ・ 電氣的に中性
- ・ 重力相互作用をする

ダークマターの候補

- ・ WIMP (Weakly Interacting Massive Particle)
- ・ Axion
- ・ 原始ブラックホール ...

WIMP

ダークマター残存量

$$\Omega h^2 \propto \frac{1}{\langle \sigma v \rangle}$$



$\Omega h^2 \sim 0.12$
Planck (2018)

$$\langle \sigma v \rangle \sim 10^{-9} [\text{GeV}^{-2}]$$
$$\langle \sigma v \rangle \propto \left(\frac{g^2}{4\pi} \right)^2 \frac{1}{m_{WIMP}^2}$$



$$m_{WIMP} \sim g^2 \times 1 \text{ TeV}$$

典型的には電弱~TeVスケールの質量

$\langle \sigma v \rangle$: ダークマター対消滅断面積の熱平均

g : ダークマターとSM粒子の結合定数

Baryon asymmetry of the universe

Sakharovの3条件

Sakharov (1967)

- (1) バリオン数の破れ
- (2) CとCPの破れ
- (3) 熱平衡からの離脱

バリオン数の変化

粒子、反粒子間に相互作用の違いがある
できたバリオン数が逆反応で消えない

バリオン数生成のシナリオ

- ・ GUTバリオジェネシス
- ・ レプトジェネシス
- ・ **電弱バリオン数生成**
- ...

】 高エネルギースケールの物理

電弱スケールの物理

Yoshimura(1979)

Weinberg(1979)

Fukugita, Yanagida(1986)

Kuzmin, Rubakov and Shaposhnikov (1985)

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

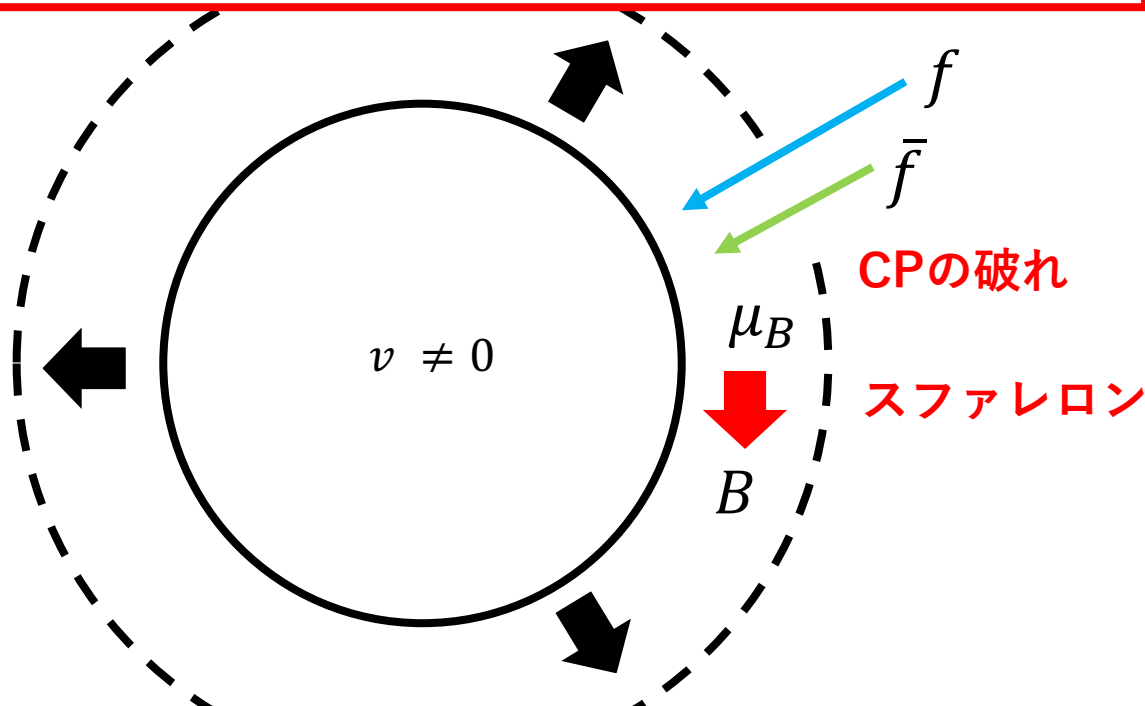
Sakharov (1967)

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

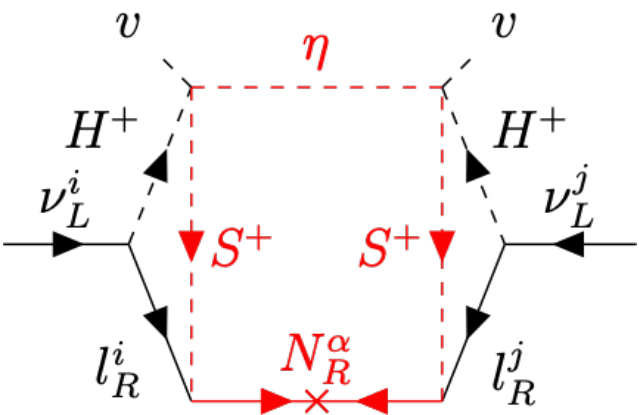


Aoki-Kanemura-Seto model

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)のメカニズム
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	-	-

Previous Research

オリジナルのAKSモデル(2009)では、ニュートリノ振動、ダークマター、強い一次相転移などの解析がなされたが、簡単のためCPの破れは無視されていた

Aoki, Kanemura, Seto (2009)

一般化されたAKSモデル(2022)では、general 2HDMに基づいて、電気双極子モーメント(EDM)の制限に抵触せずEWBGが実現できることが分かった

Aoki, Enomoto, Kanemura (2022)

$$\left| \frac{\zeta_e \zeta_u^*}{\propto \sin(\theta_u - \theta_e)} + \frac{\lambda_7 \zeta_e}{\propto \sin(\theta_7 - \theta_e)} \right| < 4.1 \times 10^{-30} \text{ ecm}$$

Kanemura, Kubota, Yagyu (2020)

Ad hocな仮定

Yukawa alignment Pich, Tuzon (2009)

FCNCを抑制

Higgs alignment

現在のLHC実験データを説明

一方、オリジナルのAKSモデル(2009)は

- FCNCを $\tilde{Z}_2$ 対称性を用いることで自然に抑制できる
- よりシンプルでより予言能力が高い

Structure of our model



- ・ 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 $\alpha = 1, 2, 3$

- ・ Exactな Z_2 対称性 → η, S^+, N_R^α がodd

- ・ Softly brokenな $\tilde{Z}_2$ 対称性 → Flavor Changing Neutral Currentを抑制

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

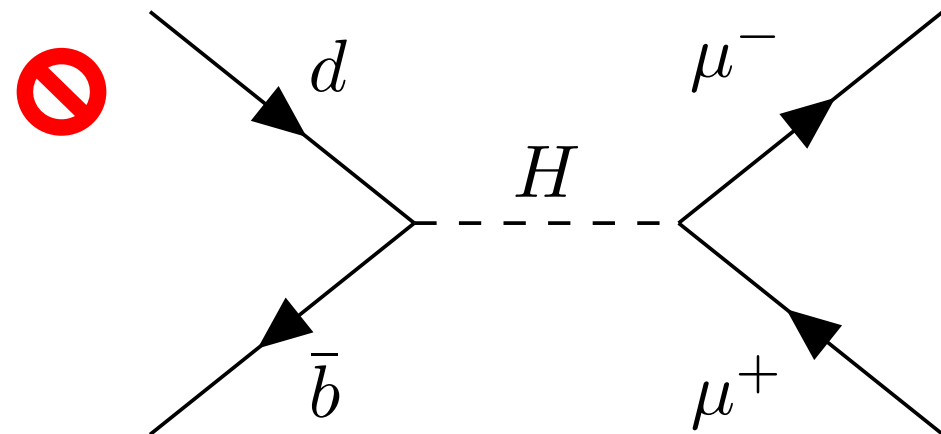
Flavor Changing Neutral Current

2HDMでは、Flavor Changing Neutral Current(FCNC)が現れてしまう

$$\mathcal{L} \supset -(y_1^l)_{ij} \bar{L}^i \phi_1 l_R^j - (y_2^l)_{ij} \bar{L}^i \phi_2 l_R^j + \text{h.c.}$$

→同時対角化できない

しかしFCNCは実験で厳しく制限されている



$$Br(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 6.84 \times 10^{-9}$$

Glashow, Weinberg (1977)

PDG (2024)

これを避けるために、 **$\tilde{Z}_2$ 対称性**を導入し2つのヒッグスに異なるチャージを割り振る

$$\begin{aligned} \phi_1 &\rightarrow \phi_1 & \phi_2 &\rightarrow -\phi_2 \\ l_R &\rightarrow l_R & q_R &\rightarrow -q_R \end{aligned} \quad (\text{Type-X})$$

すると湯川相互作用は

$$\mathcal{L} \supset -(y^l)_{ij} \bar{L}^i \phi_1 l_R^j - (y^u)_{ij} \bar{Q}^i \tilde{\phi}_2 u_R^j - (y^d)_{ij} \bar{Q}^i \phi_2 d_R^j + \text{h.c.}$$

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

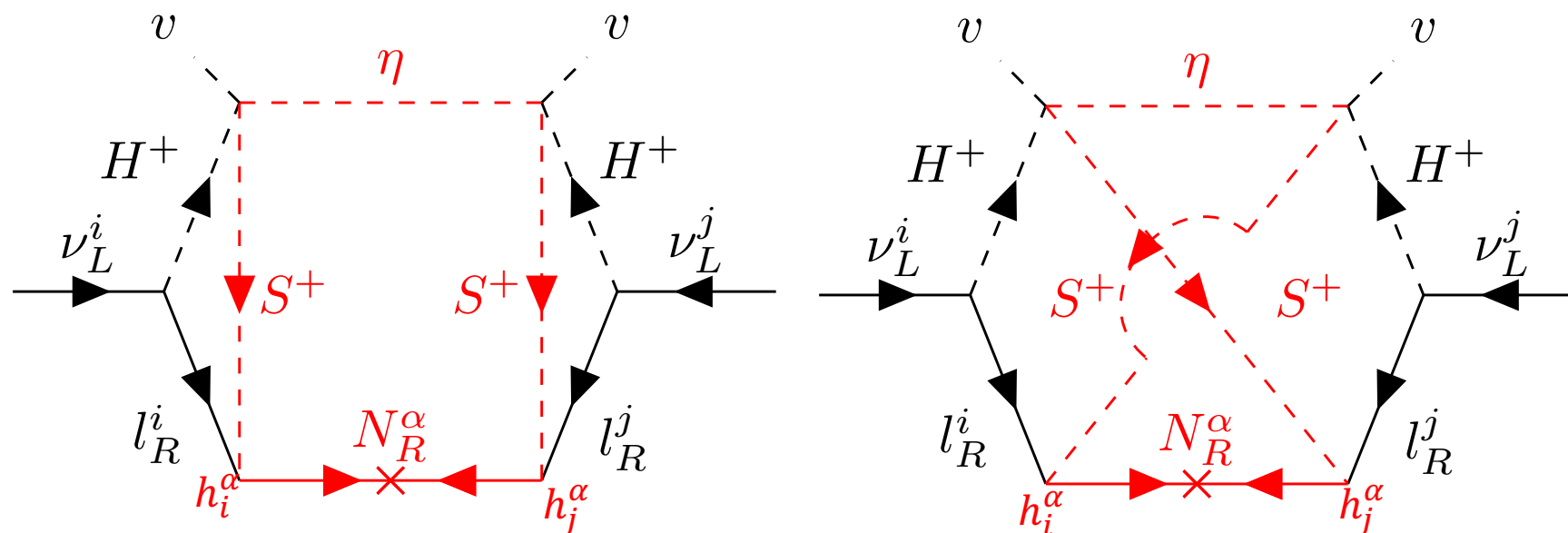
ニュートリノ湯川相互作用

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

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

Neutrino mass

ニュートリノ微小質量は3ループのダイアグラムによって生成される



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

3ループ量子効果

→ **ニュートリノ湯川結合 $h_e^\alpha \sim O(1)$ と $m_N \sim O(1)$ TeV**

ニュートリノデータをインプットとして解析を実施

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

Benchmark scenario

$$m_{H^1} \simeq 125 \text{ GeV}, m_{H^2} \simeq 207 \text{ GeV}, m_{H^3} = m_{H^\pm} \simeq 373 \text{ GeV}$$

$$M \simeq 210 \text{ GeV}, m_S = 325 \text{ GeV}, m_\eta = 250 \text{ GeV}$$

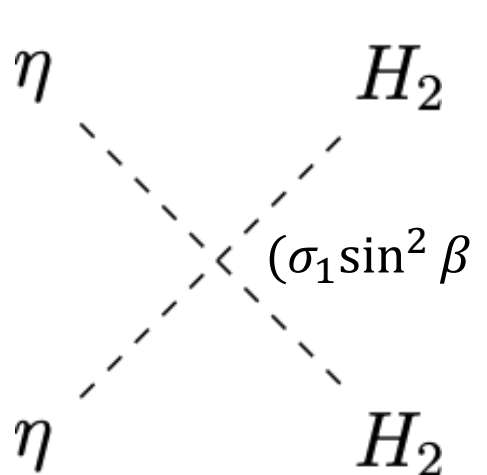
$$(m_{N^1}, m_{N^2}, m_{N^3}) = (400, 900, 1400) \text{ GeV}$$

$$\sigma_1 = 0.0841, \sigma_2 = 1.1 \times 10^{-3}$$

$$m_{\nu^1} = 8.1 \text{ meV}, \kappa \tan \beta = 45, \tan \beta = 18, \theta_5 \simeq -0.090\pi$$

$$h_i^\alpha \simeq \begin{pmatrix} 1.3e^{-0.16\pi i} & 0.0028e^{-0.90\pi i} & 0.011e^{-0.042\pi i} \\ 0.51e^{-0.36\pi i} & 0.039e^{-0.0055\pi i} & 0.0039e^{-0.35\pi i} \\ 1.4e^{-0.45\pi i} & 0.015e^{-9.8\pi i} & 0.0076e^{-0.58\pi i} \end{pmatrix}$$

ダークマター残存量への
主要な寄与



$$V \supset + \sum_{a=1}^2 \left(\rho_a |\phi_a|^2 |S^+|^2 + \frac{1}{2} \sigma_a |\phi_a|^2 \eta^2 \right)$$

DM-Higgs interaction

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

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

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

Dark matter direct detection

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

DM-Higgs interaction

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

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

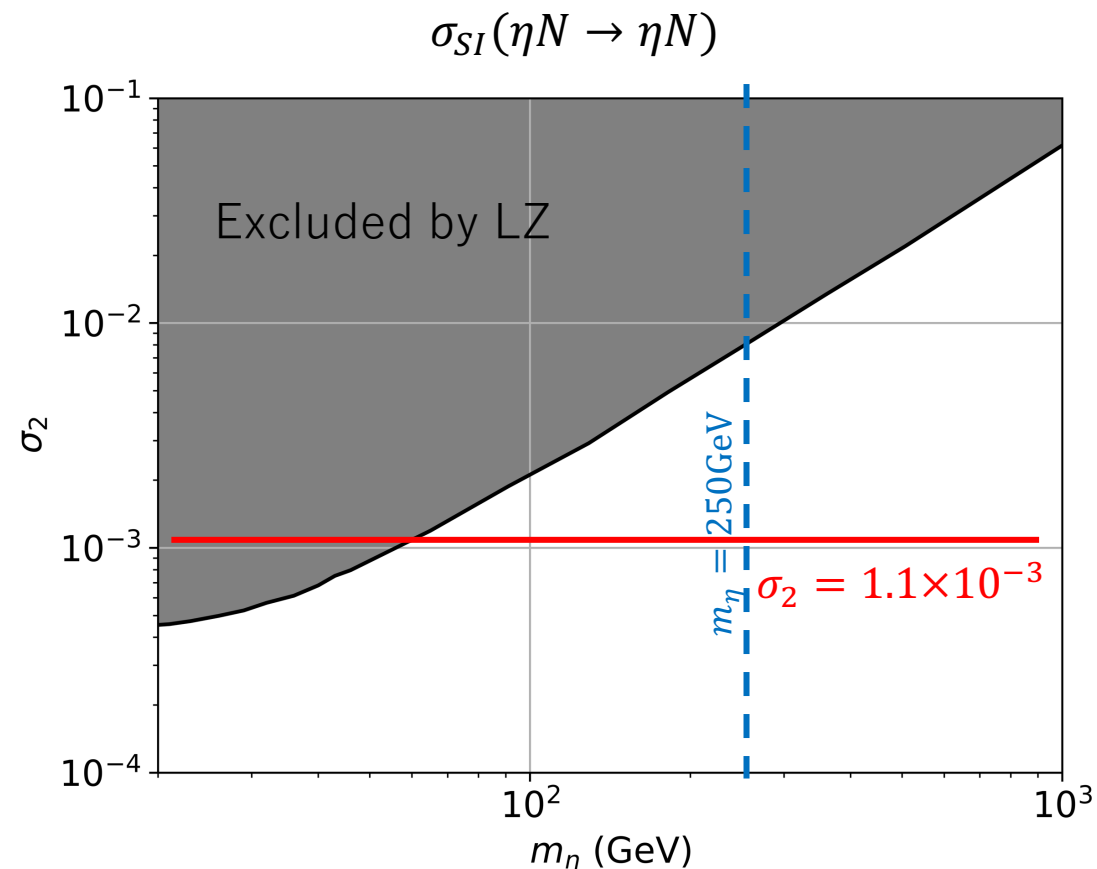
$m_N \simeq 1 \text{ GeV}$: 核子質量
 $g \simeq 10^{-3}$: 核子-ヒッグス結合定数
 Shifman, et al (1978)

$\eta N \rightarrow \eta N$ 過程は $(\sigma_1 \cos \beta + \sigma_2 \sin \beta)$, m_η に依存

大きな $\tan \beta$ では $(\sigma_1 \cos \beta + \sigma_2 \sin \beta) \simeq \sigma_2$

Direct detection は σ_1 にほぼ依存しない $\tan \beta = 18$

→ $\sigma_2 = 1.1 \times 10^{-3}$ とした



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

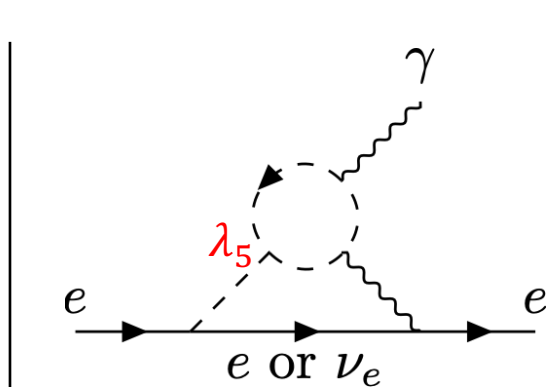
Electric dipole moment in our model

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。

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

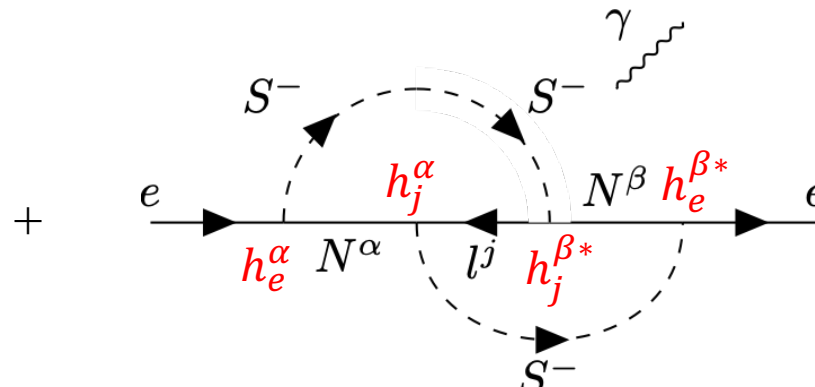
$$\mathcal{L} \supset -\boxed{h_i^\alpha} (\overline{N_R^\alpha})^c l_R^i S^+ + \text{h.c.}$$

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

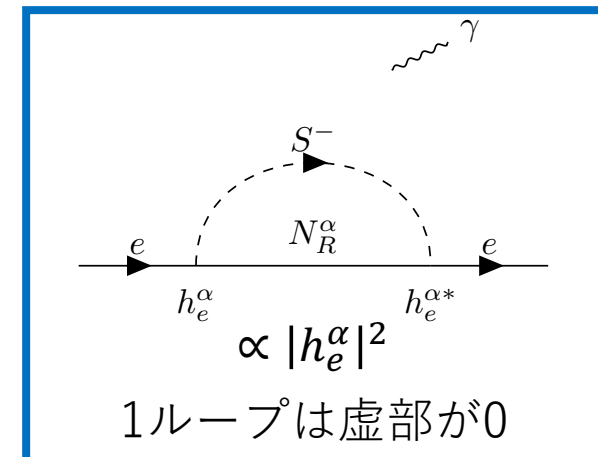


CPを破るAKSモデルによる追加の寄与

$$< 4.1 \times 10^{-30} \text{ ecm}$$

$$|d_e| \simeq 8.3 \times 10^{-31} \text{ ecm} < 4.1 \times 10^{-30} \text{ ecm}$$

$$\theta_5 \simeq -0.090\pi$$



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

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

$$Br(\mu \rightarrow e\gamma) < 3.1 \times 10^{-13} \quad \text{Afanaciev et al. MEG-II (2023)}$$

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

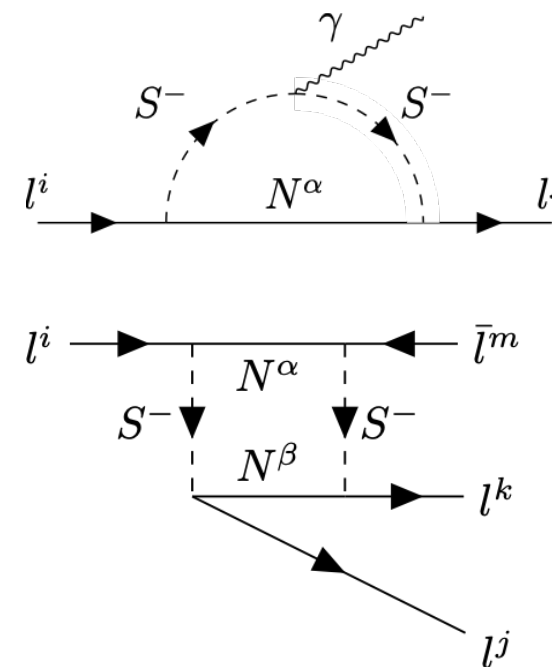
...

→ **LFVは新物理模型を検証する重要なチャンネル**

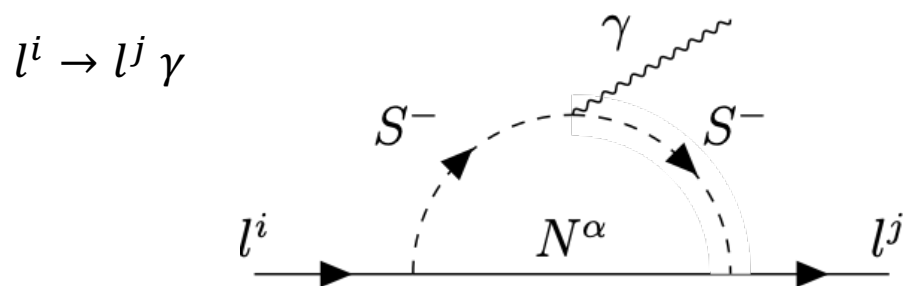
AKS模型では

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

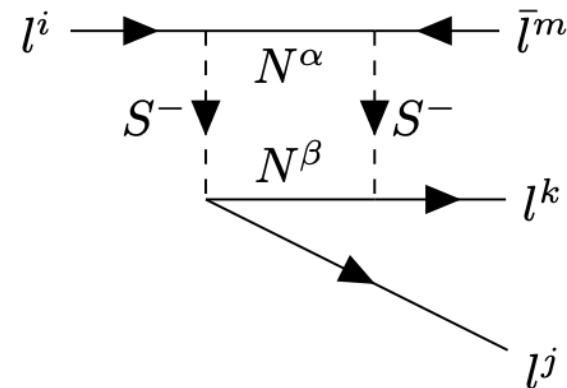
の相互作用によってレプトンフレーバーを破る過程が現れる



Constraints from lepton flavor violation



$l^i \rightarrow l^j l^k \bar{l}^m$



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

	Prediction	Exp. bounds
$\mu \rightarrow e \gamma$	2.3×10^{-14}	3.1×10^{-13}
$\tau \rightarrow e \gamma$	1.8×10^{-11}	3.3×10^{-8}
$\tau \rightarrow \mu \gamma$	2.0×10^{-17}	4.4×10^{-8}
$\mu \rightarrow 3e$	1.0×10^{-13}	1.0×10^{-12}
$\tau \rightarrow 3e$	3.1×10^{-12}	2.7×10^{-8}
$\tau \rightarrow 3\mu$	2.6×10^{-23}	2.1×10^{-8}
$\tau \rightarrow e \mu \bar{e}$	3.1×10^{-17}	1.8×10^{-8}
$\tau \rightarrow \mu \mu \bar{e}$	1.4×10^{-17}	1.7×10^{-8}
$\tau \rightarrow e \mu \bar{\mu}$	8.3×10^{-19}	2.7×10^{-8}

MEG-II(2024)

BaBar(2010)

BaBar(2010)

Mu3e(2023)

BaBar(2010)

Belle (2010)

Belle (2010)

Belle (2010)

Belle (2010)

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

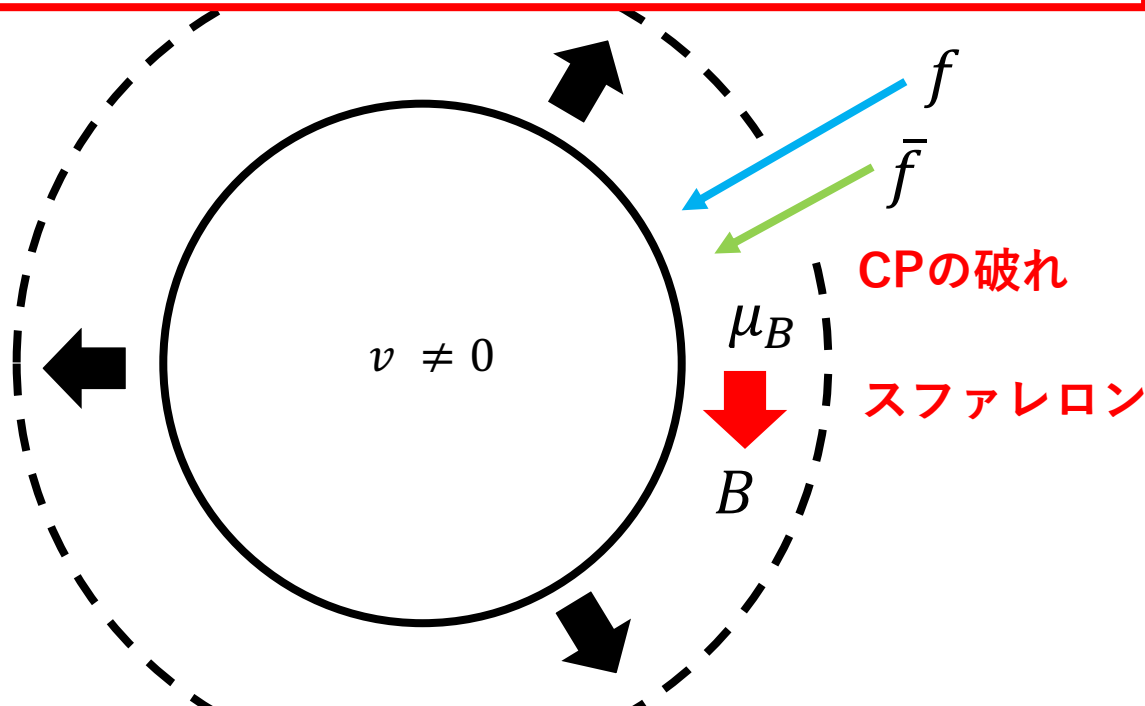
Sakharov (1967)

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



Strongly 1st Order Phase Transition

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のnon-decoupling効果で実現

同様の効果がhhh結合に大きなズレを与える

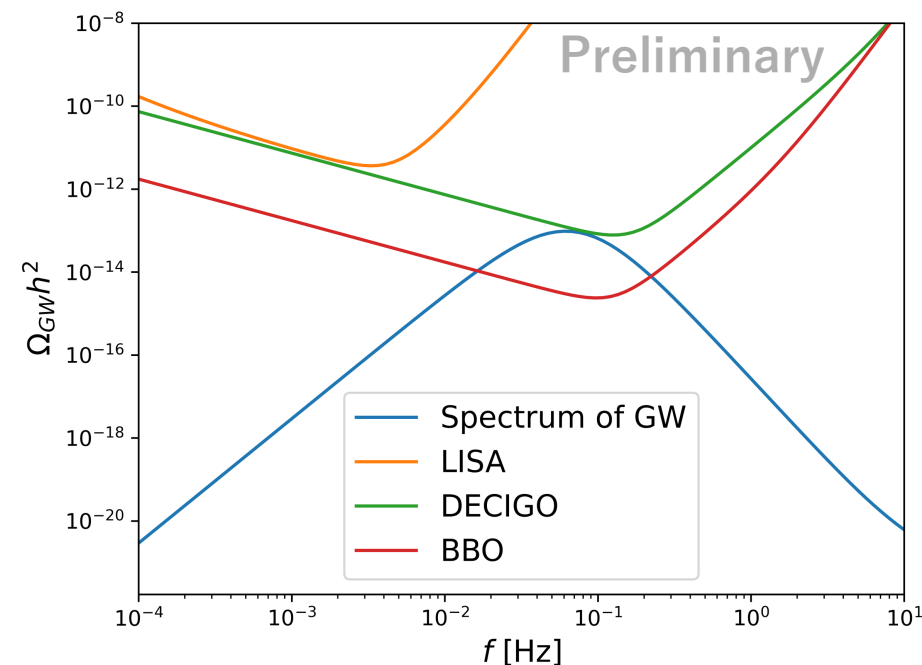
Kanemura, Kiyoura, Okada, Senaha, Yuan (2002)

Kanemura, Okada, Senaha, Yuan (2004)

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

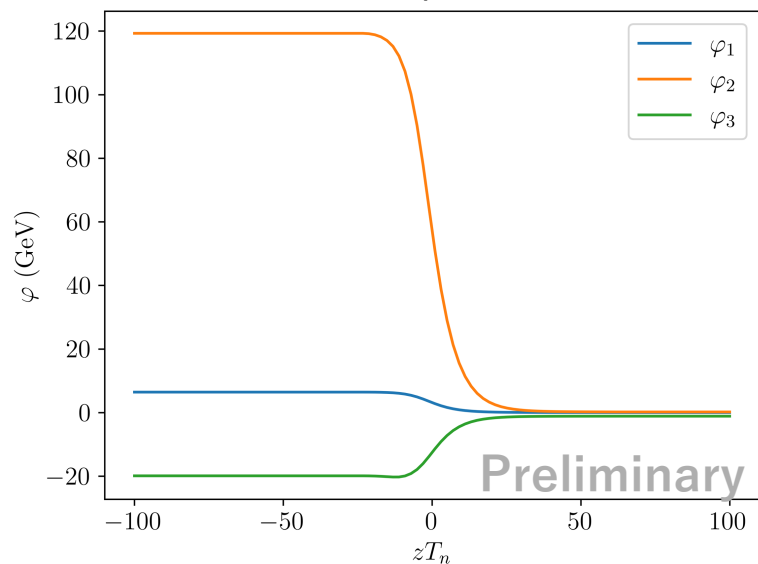
強い電弱一次相転移は特徴的な重力波を放出する

→BBO,DECIGOで検出する

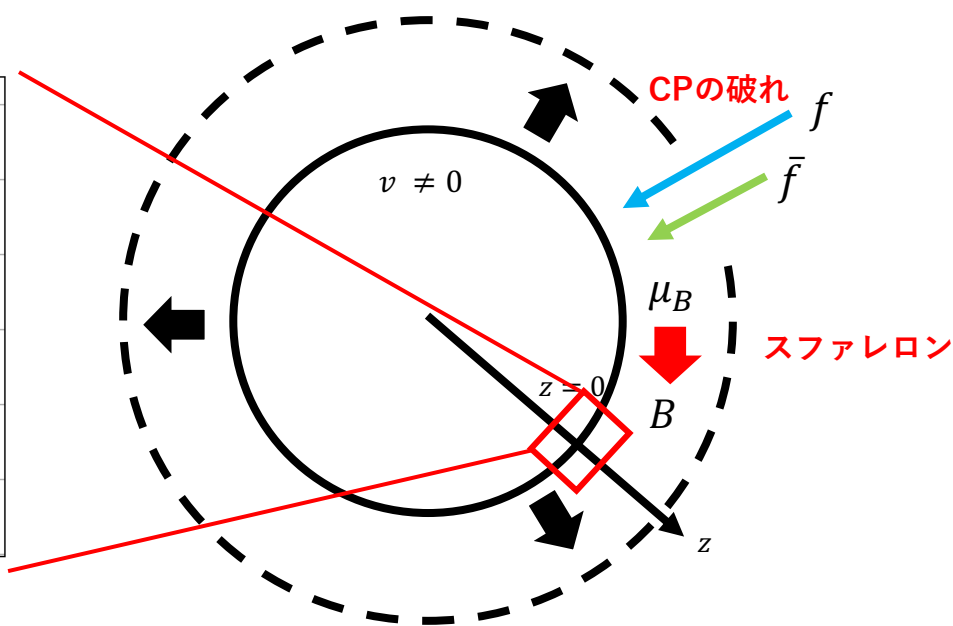
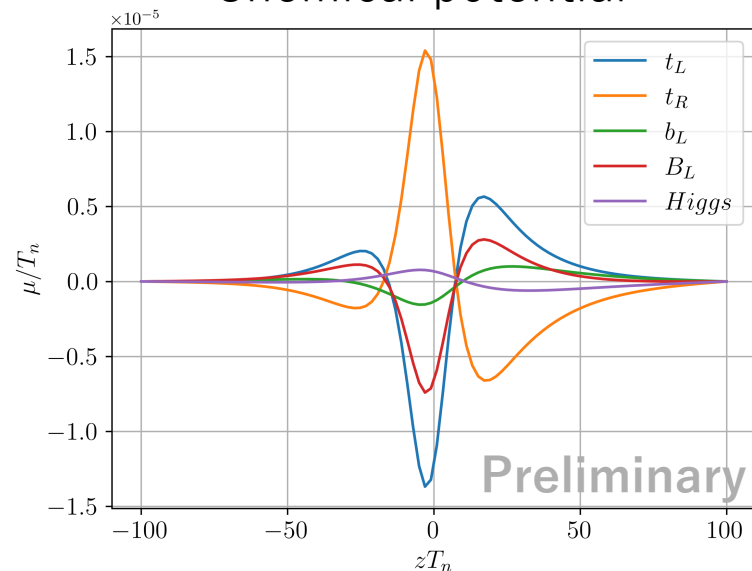


Baryon asymmetry

Bubble profile



Chemical potential



Top transport scenario with WKB approx.

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

$$\phi_1^{cl} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \varphi_1 \end{pmatrix}$$

$$\phi_2^{cl} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \varphi_2 + i\varphi_3 \end{pmatrix}$$

スファレロン過程で壁の外の化学ポテンシャルがバリオン数に変わる

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

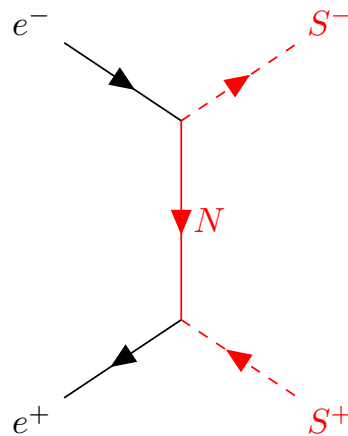
$$\eta_B \simeq 6.07 \times 10^{-10}$$

M. Aoki, K. Enomoto, S. Kanemura, ST (2025)

Phenomenology in collider experiments

$S^\pm$ の生成

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



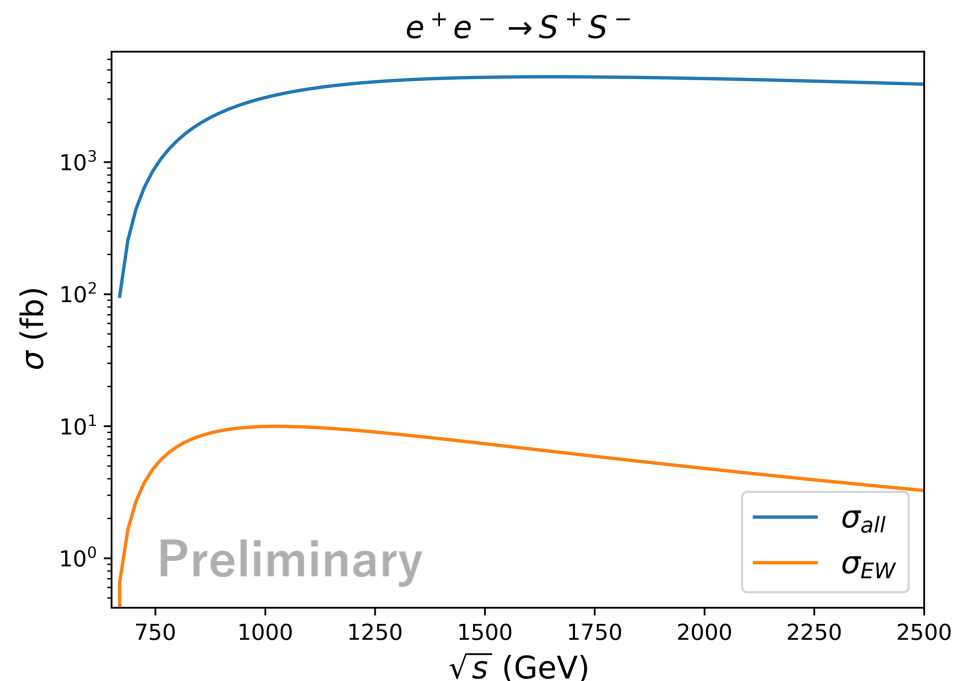
$S^+ \rightarrow H^{\pm*} \eta \rightarrow \tau \nu \eta$ が主な崩壊チャンネルなので、
 $e^+ e^- \rightarrow S^+ S^- \rightarrow \tau \bar{\tau} E$ (E はmissing energy)

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)

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

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

Test of our benchmark scenario

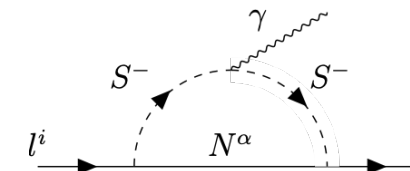
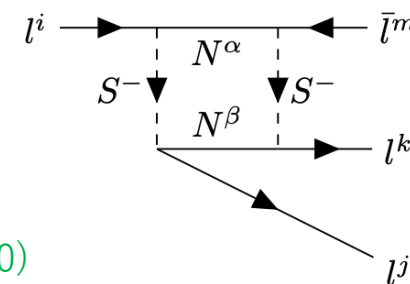
フレーバー実験

	Prediction	Exp. bound	Expected sensitivity
$\mu \rightarrow e\gamma$	2.3×10^{-15}	3.1×10^{-13}	6×10^{-14}
$\mu \rightarrow 3e$	1.0×10^{-13}	1.0×10^{-12}	1×10^{-16}
$\tau \rightarrow 3e$	3.1×10^{-12}	2.7×10^{-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

$$|d_e| \simeq 8.3 \times 10^{-31} \text{ ecm}$$

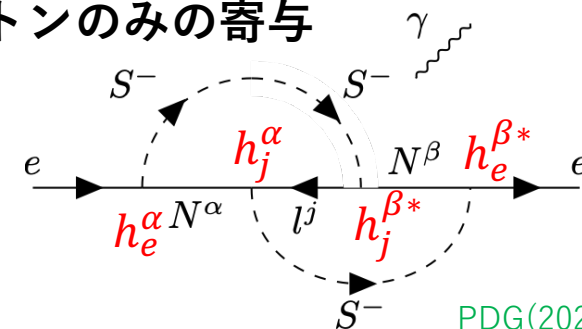
Neutron, proton EDM実験

$$\tan \beta = 18$$

クォークのcouplingは $\cot \beta$ で抑制され、現在の制限も弱いため
本研究では評価しなかった

Neutron, proton EDMにはelectronの時のメカニズムが適用できない
→将来のneutron, proton EDM実験でCPの破れを検証できる可能性がある

レプトンのみの寄与



PDG(2024)

$$|d_n| < 1.8 \times 10^{-26} \text{ ecm}$$

$$|d_p| < 2.1 \times 10^{-25} \text{ ecm}$$

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。
- Electron EDM制限を回避できるベンチマークシナリオをもとに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。
- このモデルには既存の実験に抵触せず、3つの現象を同時に説明できるパラメータ領域があることが示された。
- 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

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

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

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

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

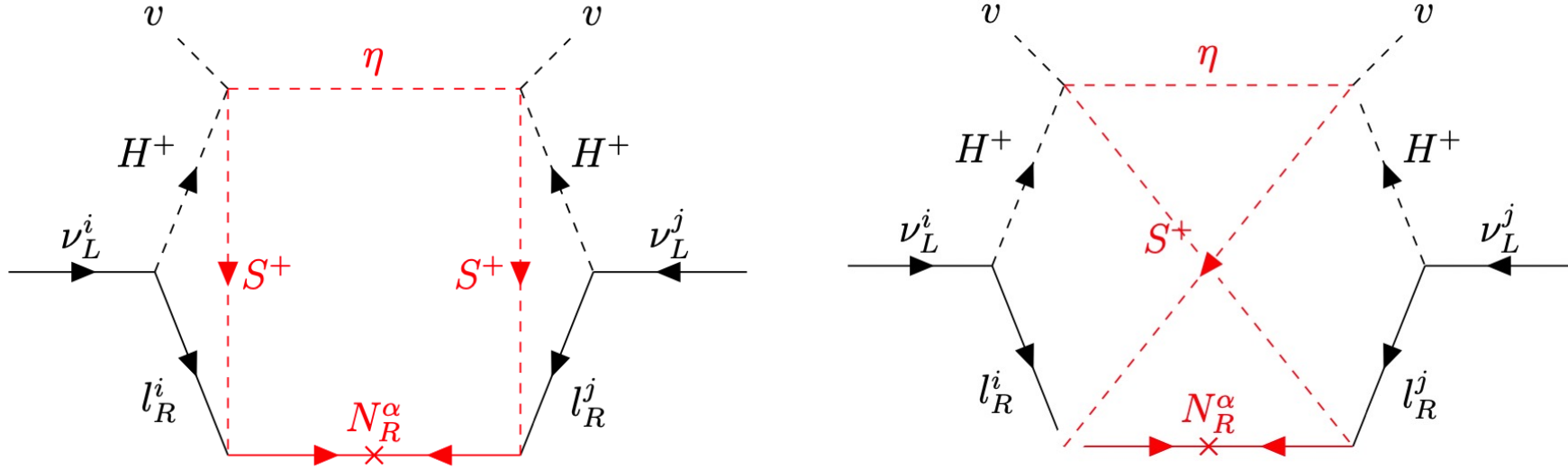
Casas-Ibarra parametrization

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

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

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

Neutrino mass matrix



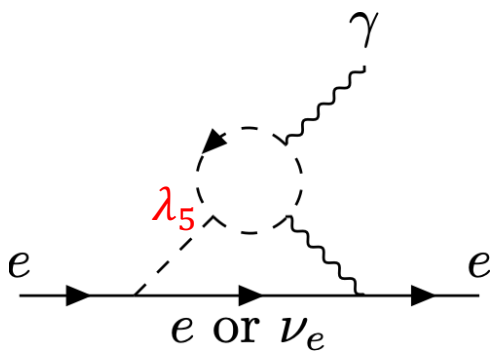
$$(M_\nu)_{ij} = \frac{(\kappa \tan \beta)^2 m_{l^i} m_{l^j}}{(16\pi^2)^3} \sum_{\alpha=1}^3 h_i^\alpha h_j^\alpha m_{N^\alpha} (F_{1\alpha} + F_{2\alpha})$$

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

Yukawa interaction in Type-X 2HDM

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

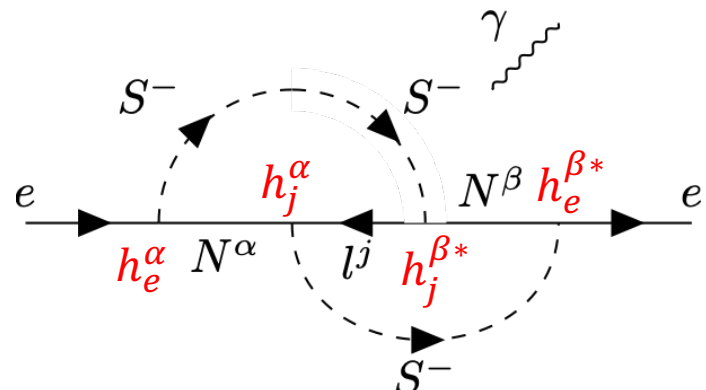
Electric dipole moment in our model



2HDMからの寄与

$-1.1232 \times 10^{-29} \text{ ecm}$

+



CPを破るAKSモデルによる追加の寄与

$1.1314 \times 10^{-29} \text{ ecm}$

$< 4.1 \times 10^{-30} \text{ ecm}$

$$-1.1232 \times 10^{-29} \text{ ecm} \quad + \quad 1.1314 \times 10^{-29} \text{ ecm} \quad = \quad \mathbf{8.3 \times 10^{-31} \text{ ecm}}$$

Details of Benchmark scenario

$$R_h = \begin{pmatrix} 0.999898 & 0.00774 & 0.0120 \\ -0.00598 & 0.990 & -0.141 \\ 0.0130 & -0.141 & 0.98995 \end{pmatrix}$$

$$R_h^T M_h^2 R_h = \begin{pmatrix} 125 & 0 & 0 \\ 0 & 207 & 0 \\ 0 & 0 & 373 \end{pmatrix}^2$$

$$\lambda_1 \simeq 3.47$$

$$\lambda_2 \simeq 0.259$$

$$\lambda_3 \simeq 3.34$$

$$\lambda_4 \simeq -1.56$$

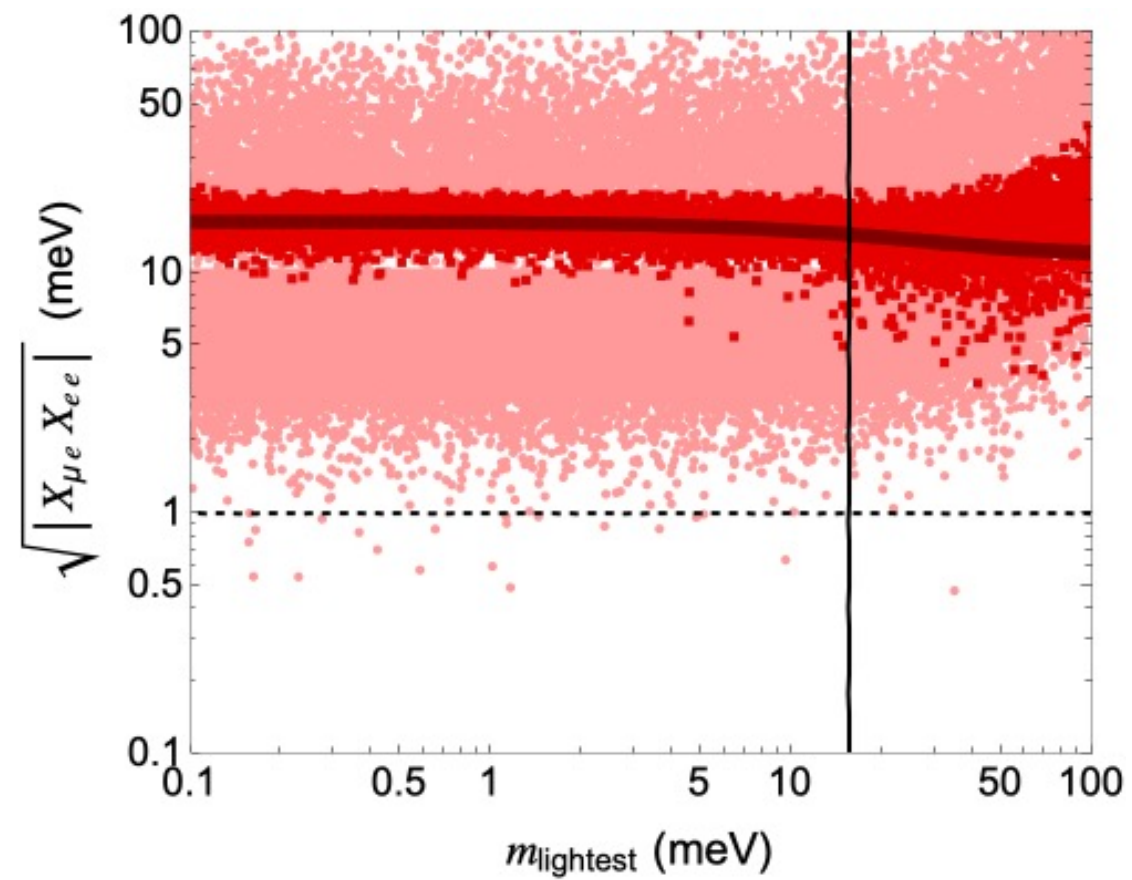
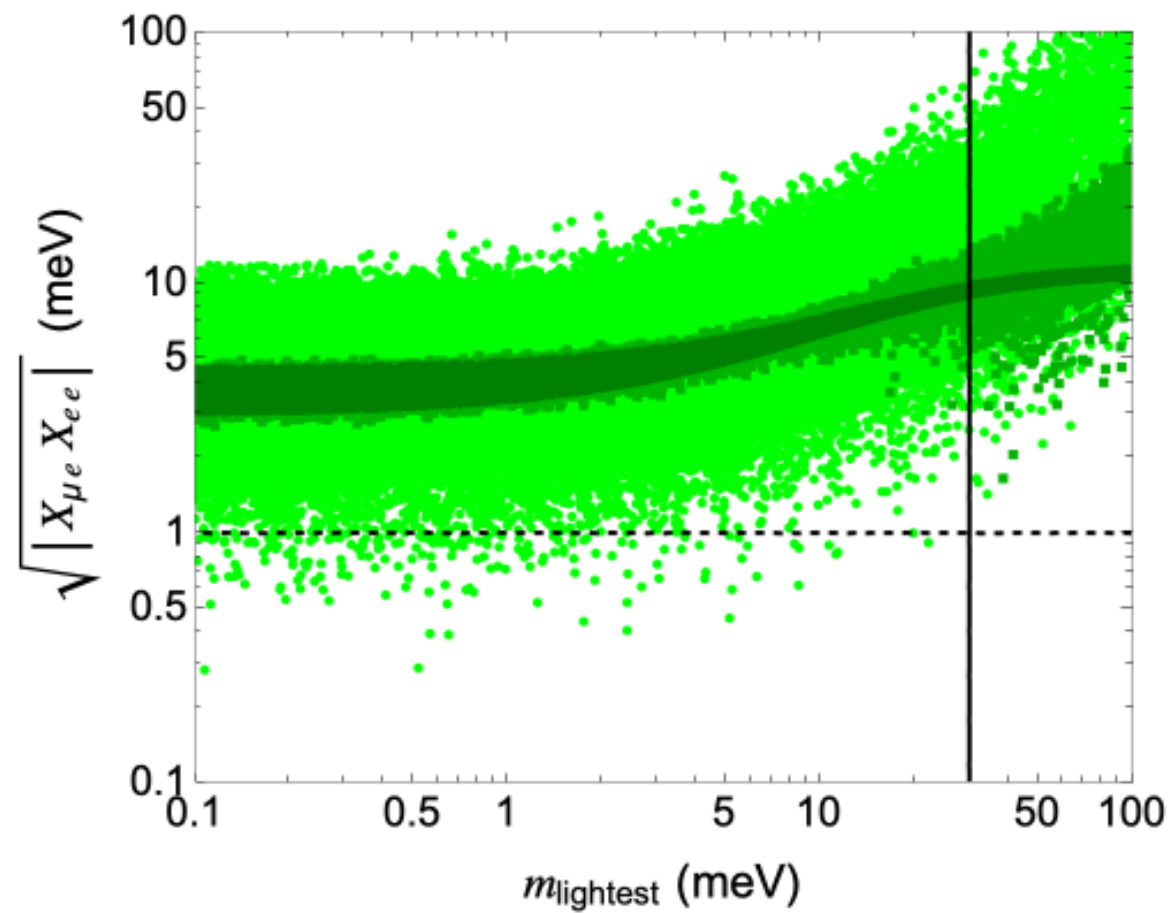
$$\lambda_5 \simeq -1.53 + 0.32i$$

$$S \simeq -0.012$$

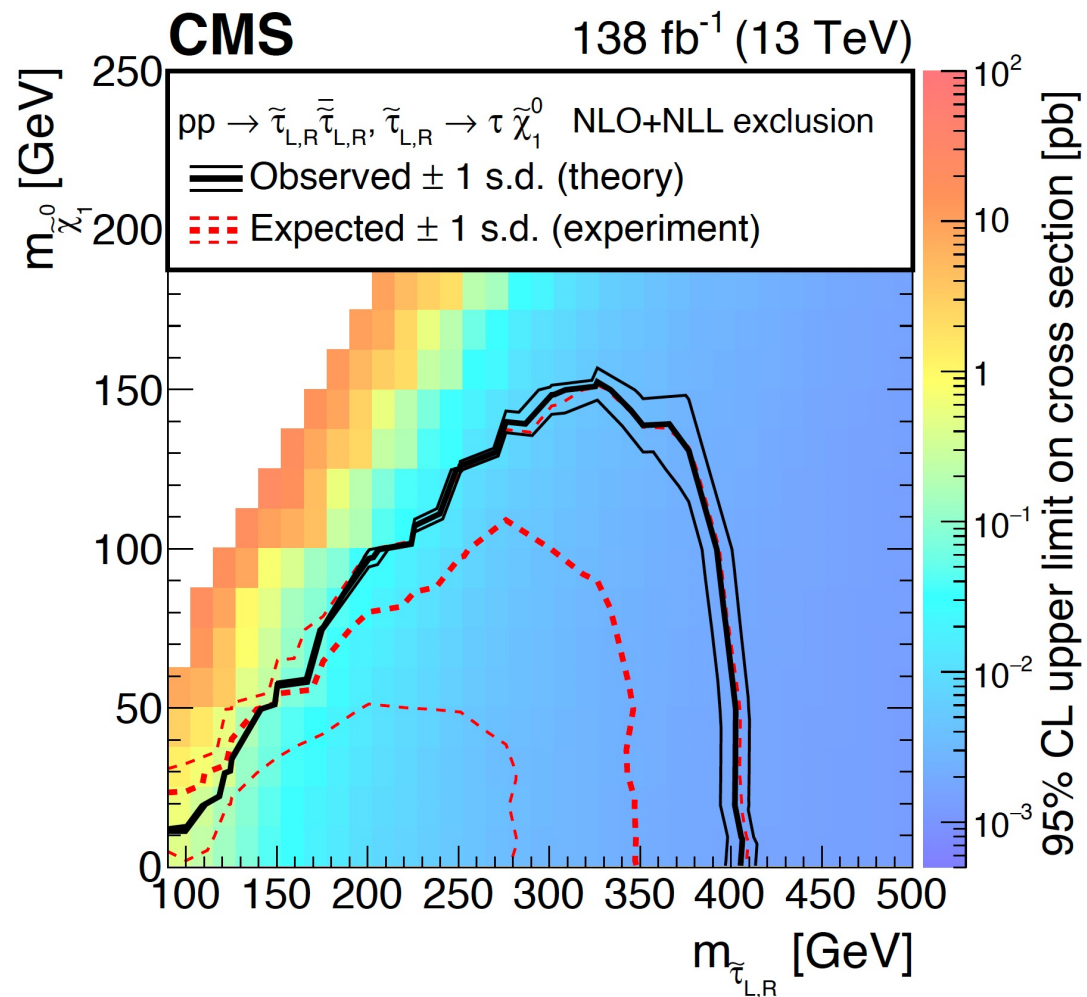
$$T \simeq 0$$

$$U \simeq -2.05 \times 10^{-5}$$

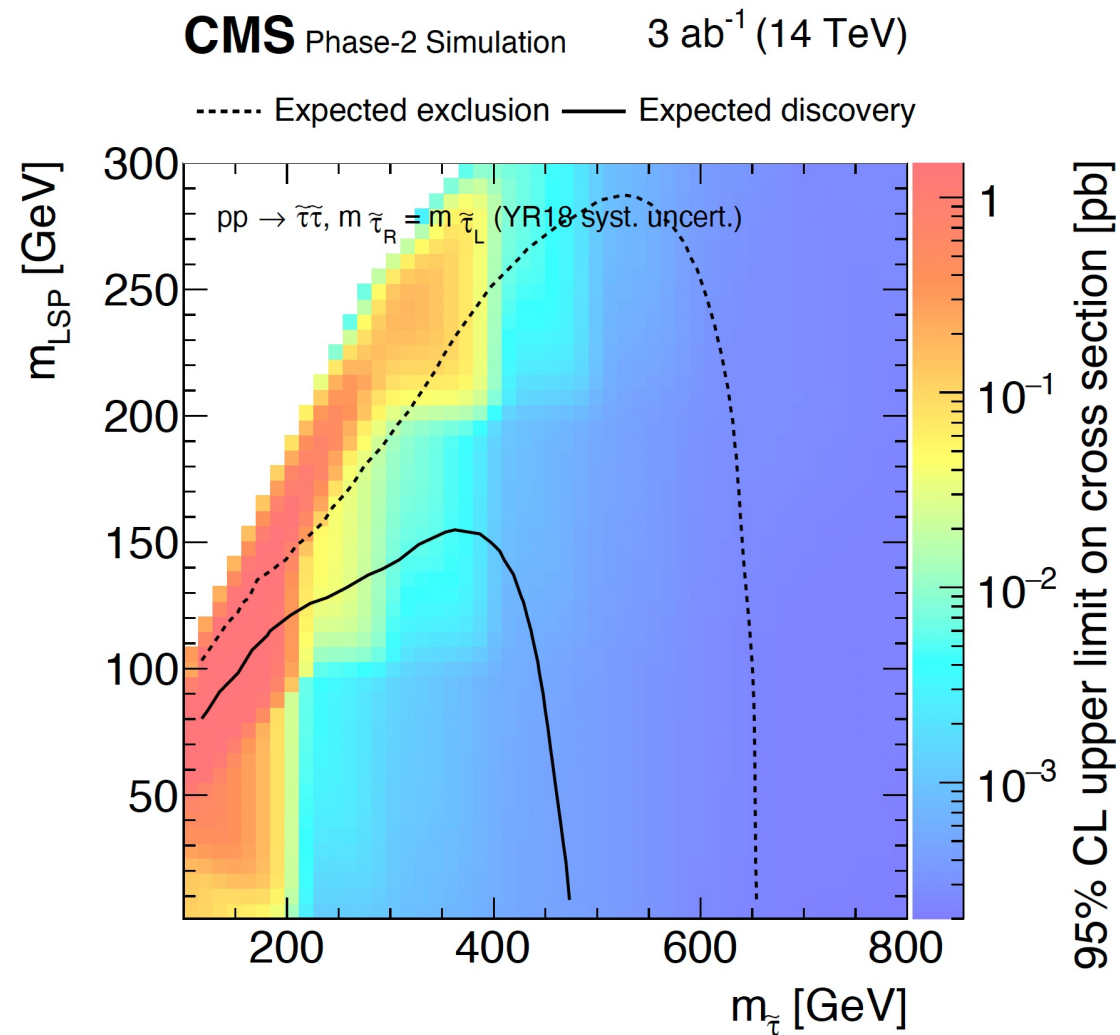
LFV constraint



Stau search



CMS (2022)



CMS (2019)

v_n/T_n

