

Aligned CPVヒッグス模型における 電弱バリオン数生成

榎本 一輝
(大阪大学)



阪大
「ワニ博士」理学部の頃

共同研究者

兼村 晋哉 (大阪大学), 村 勇志 (大阪大学)

論文作成中

「物質-反物質非対称性の起源は何か？」

$$\eta = \frac{n_B}{n_\gamma} = (5.8 - 6.1) \times 10^{-10} \quad (\text{from BBN}) \quad \text{PDG (2020)}$$

Sakharovの三条件 Sakharov (1967)

1. バリオン数保存の破れ
2. C と CP 対称性の破れ
3. 熱平衡からの離脱

電弱バリオン数生成 V. A. Kuzmin, V. A. Rubakov, M. E. Shaposhnikov (1985)

- | | | |
|----------------------|-------------|--------------------------|
| 1. バリオン数保存の破れ | ← - - - - - | スファレロン過程 |
| 2. C と CP 対称性の破れ | ← - - - - - | 弱い相互作用、CKM位相 |
| 3. 熱平衡からの離脱 | ← - - - - - | 電弱相転移 (Strong 1st order) |

しかし、標準模型では電弱バリオン数生成を実現することはできないことが実験により明らかになった。

- 電弱相転移が1次相転移でない。
- CPV source が足りない。

$\eta \sim 10^{-10}$ を説明するためには **標準模型を超えた新物理**が必要である！

例) ヒッグスセクターの拡張

- | | | |
|----------------------|-------------|---------------------------|
| 1. バリオン数保存の破れ | ← - - - - - | スファレロン過程 |
| 2. C と CP 対称性の破れ | ← - - - - - | ヒッグスセクターにおけるCPV |
| 3. 熱平衡からの離脱 | ← - - - - - | 拡張されたスカラーポテンシャルによる強い1次相転移 |

しかし、その一方で

- 2012年に発見されたヒッグス粒子は標準模型ライクであることが実験により明らかになってきた。(結合定数に現地点で有意なズレはない)

- EDM実験の精度向上により、新しCPV sourceが厳しく制限されている。

$$\text{Electron EDM } d_e : |d_e| < 1.1 \times 10^{-29} \text{ ecm} \quad \text{ACME (2018)}$$

$$\text{Neutron EDM } d_n : |d_n| < 1.8 \times 10^{-26} \text{ ecm} \quad \text{nEDM (2020)}$$

これらの実験事実矛盾せず、電弱バリオン数生成によって十分なバリオン数を作ることがシンプルなヒッグスセクターの拡張では難しくなってきた。

例) Two Higgs Doublet Model (THDM)

L. Fromme, S. J. Huber, M. Seniuch, JHEP (2006)

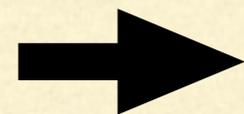
Multistep phase transitionの可能性

M. Aoki, T. Komatsu, H. Shibuya, arXiv:2106.03439

近年、 $SU(2)$ ダブルレット 1つによるシンプルな拡張 (THDM) ながら、

- **標準模型ライク**であり、CPを破るヒッグスセクター
- ヒッグスセクターのCPV位相と湯川セクターのCPV位相による**負の相関**を利用した**EDMの抑制機構**

を併せ持つ新しいモデルが提案された。 [S. Kanemura, M. Kubota, K. Yagyu JHEP \(2020\)](#)



このモデルの枠組みで十分なバリオン数生成は可能だろうか？

我々の研究

- 電弱相転移時に生成されるバリオン数を実際に評価し、実験データからの制限を満たしつつ**十分なバリオン数が生成可能であるか**を調べた。
- 実験データの制限内で、観測されているバリオン数非対称性が実現可能な**新しいベンチマークシナリオ**を発見した。(電弱相転移は1-step phase transition)
- **300 GeV付近に新粒子**を予言。様々な将来実験を用いた**多角的な検証の可能性**
(EDM、フレーバー実験、高エネルギー加速器、重力波 etc...)

模型の定義

ヒッグスセクター

S. Kanemura, M. Kubota, K. Yagyu JHEP (2020)

$SU(2)$ ダブレット ϕ_1, ϕ_2 (w/o Z_2 symmetry) $\xrightarrow{\text{基底の取り替え}}$

$$V = -\mu_1^2 |\Phi_1|^2 - \mu_2^2 |\Phi_2|^2 - \left(\mu_3^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \text{h.c.} \right) \\ + \frac{\lambda_1}{2} |\Phi_1|^4 + \frac{\lambda_2}{2} |\Phi_2|^4 + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 + \lambda_4 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2 \\ + \left\{ \left(\frac{\lambda_5}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \lambda_6 |\Phi_1|^2 + \lambda_7 |\Phi_2|^2 \right) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \text{h.c.} \right\}.$$

Higgs basis

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H_1 + iG^0) \end{pmatrix}$$

$$\Phi_2 = \begin{pmatrix} H^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(H_2 + iH_3) \end{pmatrix}$$

v : 真空期待値 G^\pm, G^0 : NGボソン

$$\mu_3^2, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7 \in \mathbb{C}$$

停留条件: $2\mu_1^2 = \lambda_1 v^2, \quad 2\mu_3^2 = \lambda_6 v^2$

模型の定義

ヒッグスセクター

S. Kanemura, M. Kubota, K. Yagyu JHEP (2020)

$SU(2)$ ダブレット ϕ_1, ϕ_2 (w/o Z_2 symmetry) $\xrightarrow{\text{基底の取り替え}}$

$$V = -\mu_1^2 |\Phi_1|^2 - \mu_2^2 |\Phi_2|^2 - \left(\mu_3^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \text{h.c.} \right) + \frac{\lambda_1}{2} |\Phi_1|^4 + \frac{\lambda_2}{2} |\Phi_2|^4 + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 + \lambda_4 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2 + \left\{ \left(\frac{\lambda_5}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \lambda_6 |\Phi_1|^2 + \lambda_7 |\Phi_2|^2 \right) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \text{h.c.} \right\}. \quad \mu_3^2, \lambda_5, \lambda_6, \lambda_7 \in \mathbb{C}$$

Higgs basis

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H_1 + iG^0) \end{pmatrix}$$

$$\Phi_2 = \begin{pmatrix} H^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(H_2 + iH_3) \end{pmatrix}$$

v : 真空期待値 G^\pm, G^0 : NGボソン

停留条件: $2\mu_1^2 = \lambda_1 v^2, \quad 2\mu_3^2 = \lambda_6 v^2$

$\text{Im}[\lambda_5], \lambda_6$ によって中性スカラーが混合

→ ヒッグス結合定数のずれ

質量行列:

$$M_{\text{neutral}} \propto \begin{pmatrix} H_1 & H_2 & H_3 \\ M_{11} & \text{Re}[\lambda_6] & -\text{Im}[\lambda_6] \\ M_{22} & -\text{Im}[\lambda_5]/2 & M_{33} \end{pmatrix} \begin{matrix} H_1 \\ H_2 \\ H_3 \end{matrix}$$

位相の再定義: $\text{Im}[\lambda_5] = 0$

$$\lambda_6 (= \mu_3^2) = 0$$

H_1 : SM-like ヒッグス

模型の定義

湯川セクター

S. Kanemura, M. Kubota, K. Yagyu JHEP (2020)

Up type quark
$$-\mathcal{L}_Y = \overline{Q_{iL}} \left(y_{ij}^u \Phi_1^c + Y_{ij}^u \Phi_2^c \right) u_{iR}$$

$$\begin{aligned} \langle \Phi_1^0 \rangle &= v/\sqrt{2} \\ \langle \Phi_2^0 \rangle &= 0 \end{aligned} \longrightarrow y_{ij}^u = \frac{\sqrt{2}}{v} m_{u_i} \delta_{ij} \quad \begin{array}{l} \text{このとき一般に} \\ Y_{ij}^u \text{ は対角行列でない。} \end{array}$$

Y_{ij}^u の**非対角成分**はツリーレベルで**FCNC**を引き起こす。

$$\longrightarrow Y_{ij}^u = \zeta_u y_{ij}^u \quad (\zeta_u \in \mathbb{C}) \text{ を課す。}$$

down type quark, leptonにも同様の過程を課す。

Softly broken Z_2 を持つときとの対応

$$Y_{ij} = \zeta_f \times \frac{\sqrt{2}}{v} m_{f_i} \delta_{ij} \quad (f = u, d, \ell)$$

$$\zeta_u, \zeta_d, \zeta_\ell \in \mathbb{C}$$

	I	II	X	Y
ζ_u	$\cot \beta$	$\cot \beta$	$\cot \beta$	$\cot \beta$
ζ_d	$\cot \beta$	$-\tan \beta$	$\cot \beta$	$-\tan \beta$
ζ_ℓ	$\cot \beta$	$-\tan \beta$	$-\tan \beta$	$\cot \beta$

A. Pich, P. Tuzon, PRD (2009)

模型の定義

まとめ

S. Kanemura, M. Kubota, K. Yagyu JHEP (2020)

- 標準模型にダブレットを1つ加えるだけの**単純な拡張**
(ダブレットに Z_2 対称性は課さない)
- $\lambda_6 (= \mu_3^2) = 0$: H_1 がSM-like ヒッグス
(ツリーレベルでヒッグス結合定数にズレはない)
- $y_{ij}^f = \zeta_f Y_{ij}^f$ ($\zeta_f \in \mathbb{C}$) No FCNC @ tree level
- ヒッグスセクターと湯川セクターにそれぞれ**CPを破るパラメータ**を持つ。
ヒッグスセクター : λ_7 , 湯川セクター : $\zeta_u, \zeta_d, \zeta_\ell$
- **3種類の新粒子** : H^\pm, H_2 (CP-even), H_3 (CP-odd)

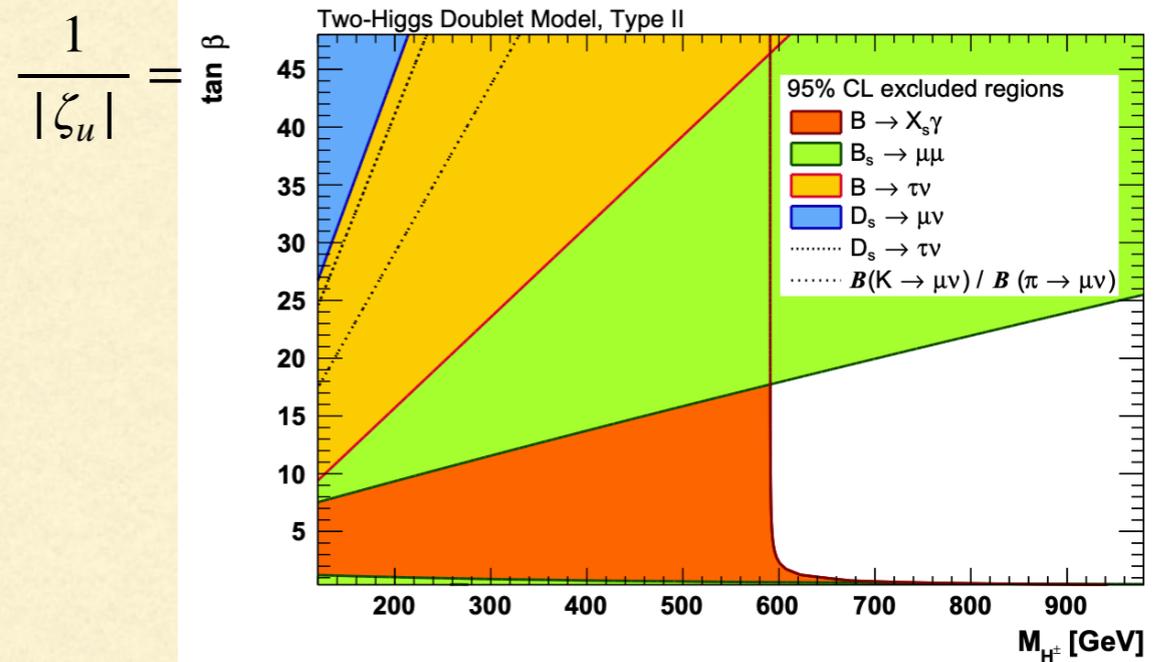
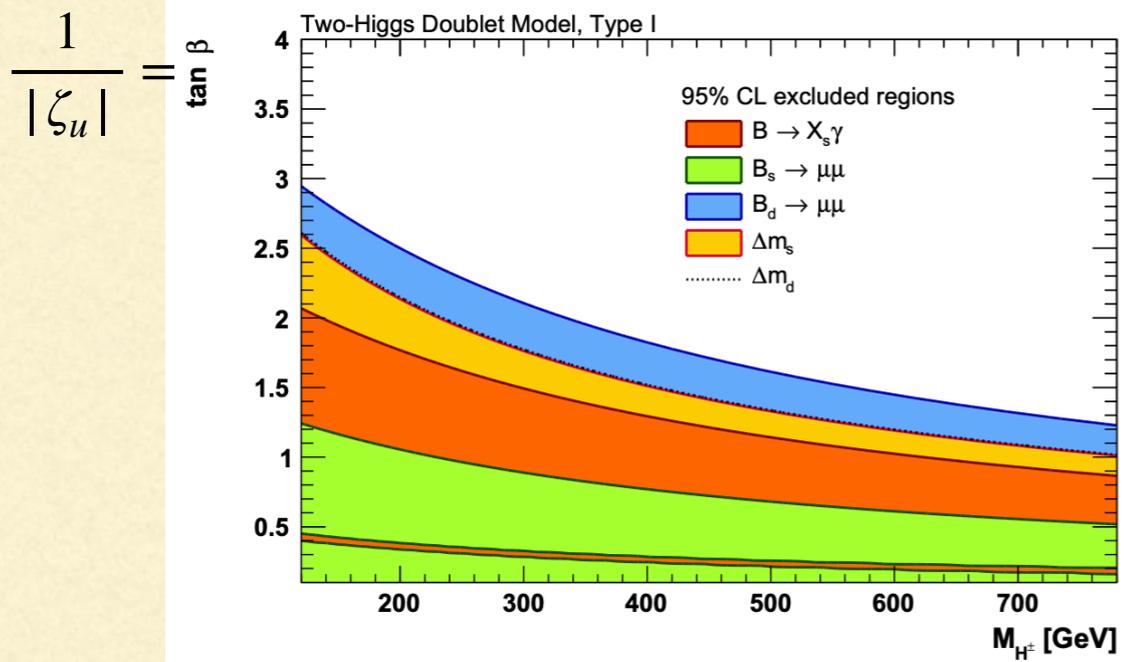
諸実験からの制限

フレーバー実験

$$|\zeta_u| = |\zeta_d| = |\zeta_e|$$

J. Haller, et al EPJC (2018)
[arXiv:1803.01853]

$$\frac{1}{|\zeta_u|} = |\zeta_d| = |\zeta_e|$$



$$m_{H^\pm} \simeq 300 \text{ GeV} \quad |\zeta_u| \lesssim 0.40$$

非常に厳しく制限

直接探索 (LHC)

$$H^\pm \rightarrow t\bar{b} \quad \text{ATLAS (2021)}$$

$$H_{2,3} \rightarrow \tau\bar{\tau} \quad \text{ATLAS (2020)}$$

$$H_{2,3} \rightarrow t\bar{t} \quad \text{ATLAS (2018)}$$

$$m_{H^\pm}, m_{H_{2,3}} \simeq 300 \text{ GeV}$$

$$|\zeta_u| = |\zeta_d| = |\zeta_e| \text{ のとき } |\zeta_u| \lesssim 0.35$$

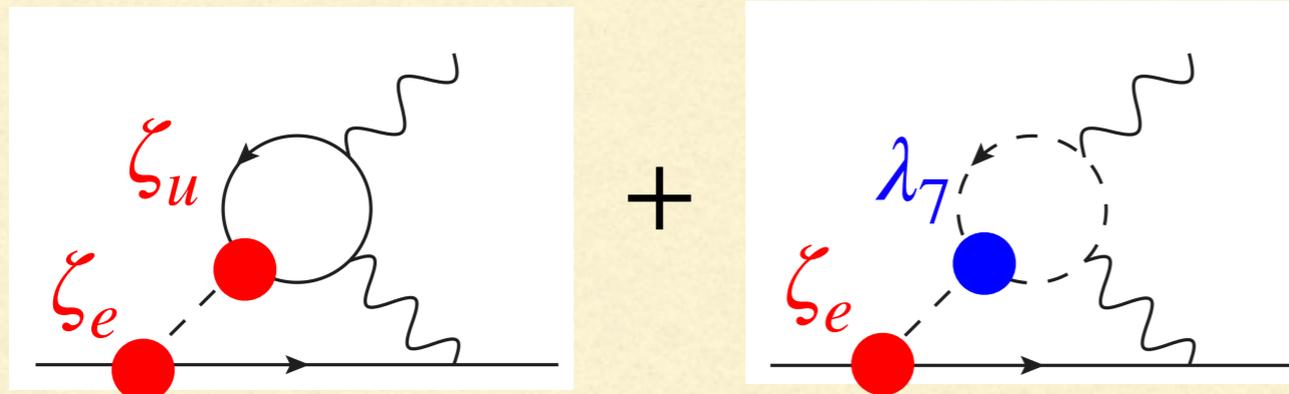
$$|\zeta_u| = |\zeta_d| = \frac{1}{|\zeta_e|} \text{ のとき } |\zeta_u| \lesssim 0.033$$

諸実験からの制限

EDM実験

- Electron EDM d_e : $|d_e| < 1.1 \times 10^{-29}$ ecm ACME (2018)

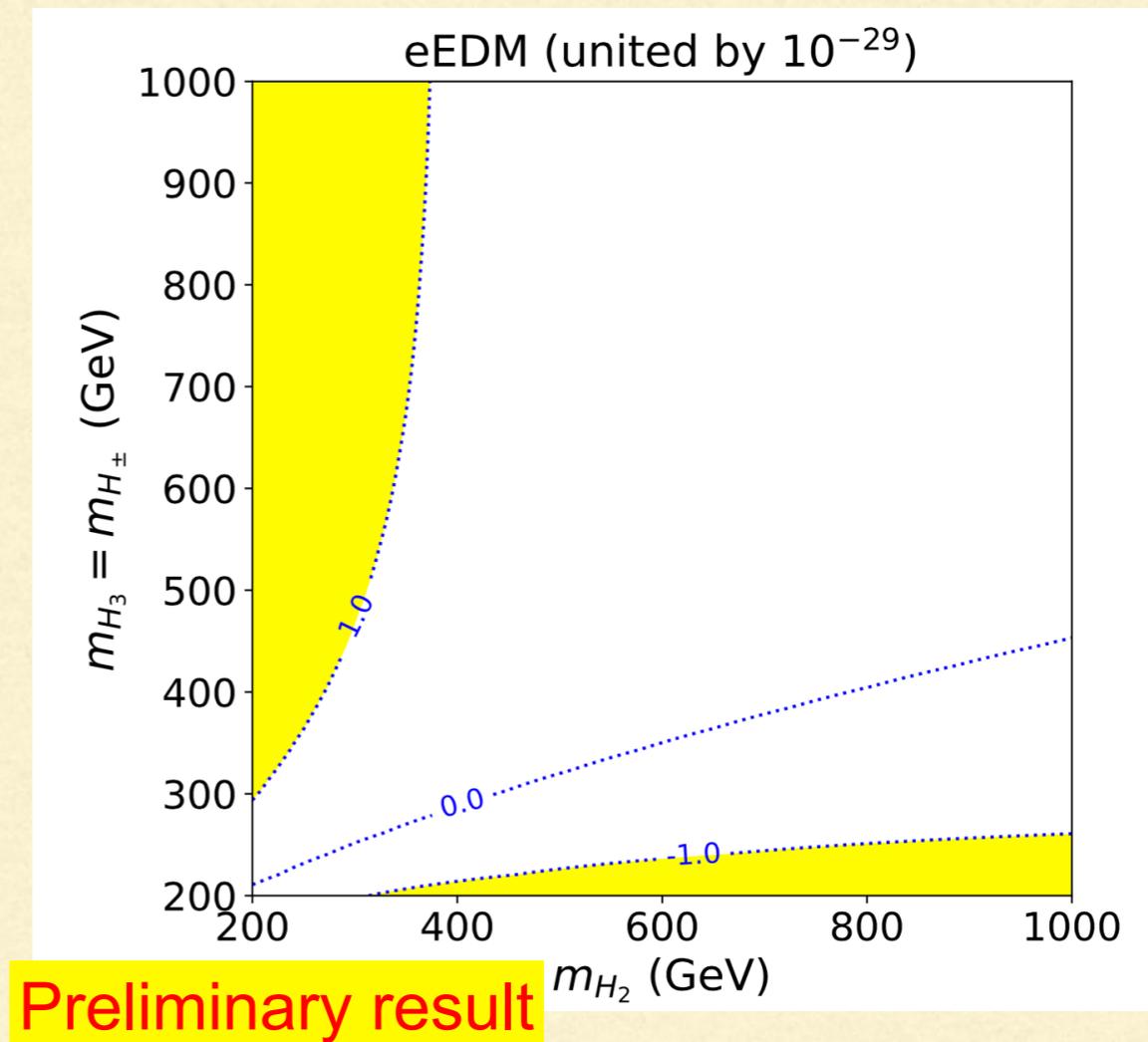
Destructive interference



$$|\zeta_u| = |\zeta_d| = |\zeta_e| = 0.13,$$

$$\arg[\zeta_u] = -2.8, \arg[\zeta_d] = 0, \arg[\zeta_e] = 0.29$$

$$|\lambda_7| = 0.8, \arg\lambda_7 = 0.8$$



- Neutron EDM d_n : $|d_n| < 1.8 \times 10^{-26}$

上のパラメータ + $m_{H_{\pm}} = m_{H_{2,3}} = 300$ GeV のとき $|d_n| = 8.2 \times 10^{-28}$ ecm

電弱相転移とバリオン数生成

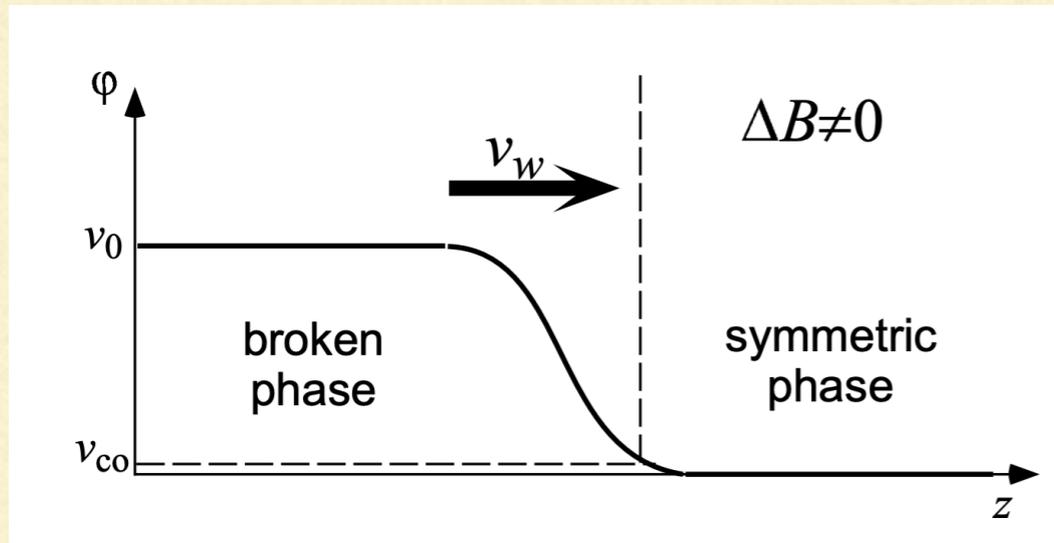
新粒子のノンデカップリング効果によって

「強い」1次相転移を実現 $\frac{\phi_n}{T_n} \gtrsim 1.0$

ヒッグス三点結合に大きなズレ $\Delta R = \frac{\Delta\lambda_{hhh}}{\lambda_{hhh}^{SM}}$

S. Kanemura, Y. Okada, E. Senaga, PLB (2005)

壁との相互作用におけるCPV

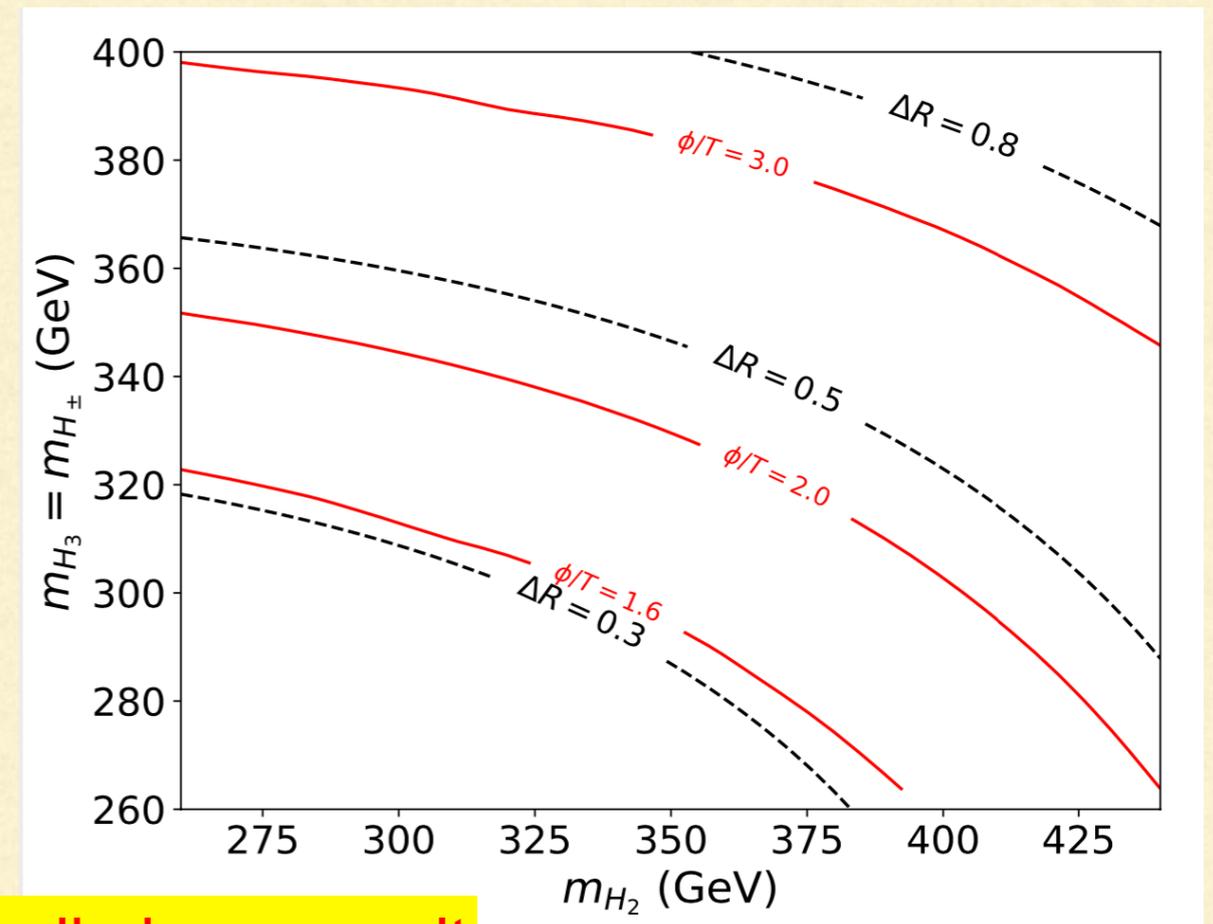


トップの質量 $m_t(z) = |m_t(z)| e^{i\theta(z)}$

$$\cancel{CP} \longrightarrow \mathcal{B}$$

スファレロン過程

$$M^2 (= -\mu_2^2) = (30 \text{ GeV})^2$$



Preliminary result

Bubble profileの計算にはCosmoTransitionsを用いた

バリオン数の評価にはWKB法を用いた。

J. M. Cline, M. Joyce, K. Kainulainen, JHEP (2000)

J. M. Cline, K. Kainulainen, PRD (2020)

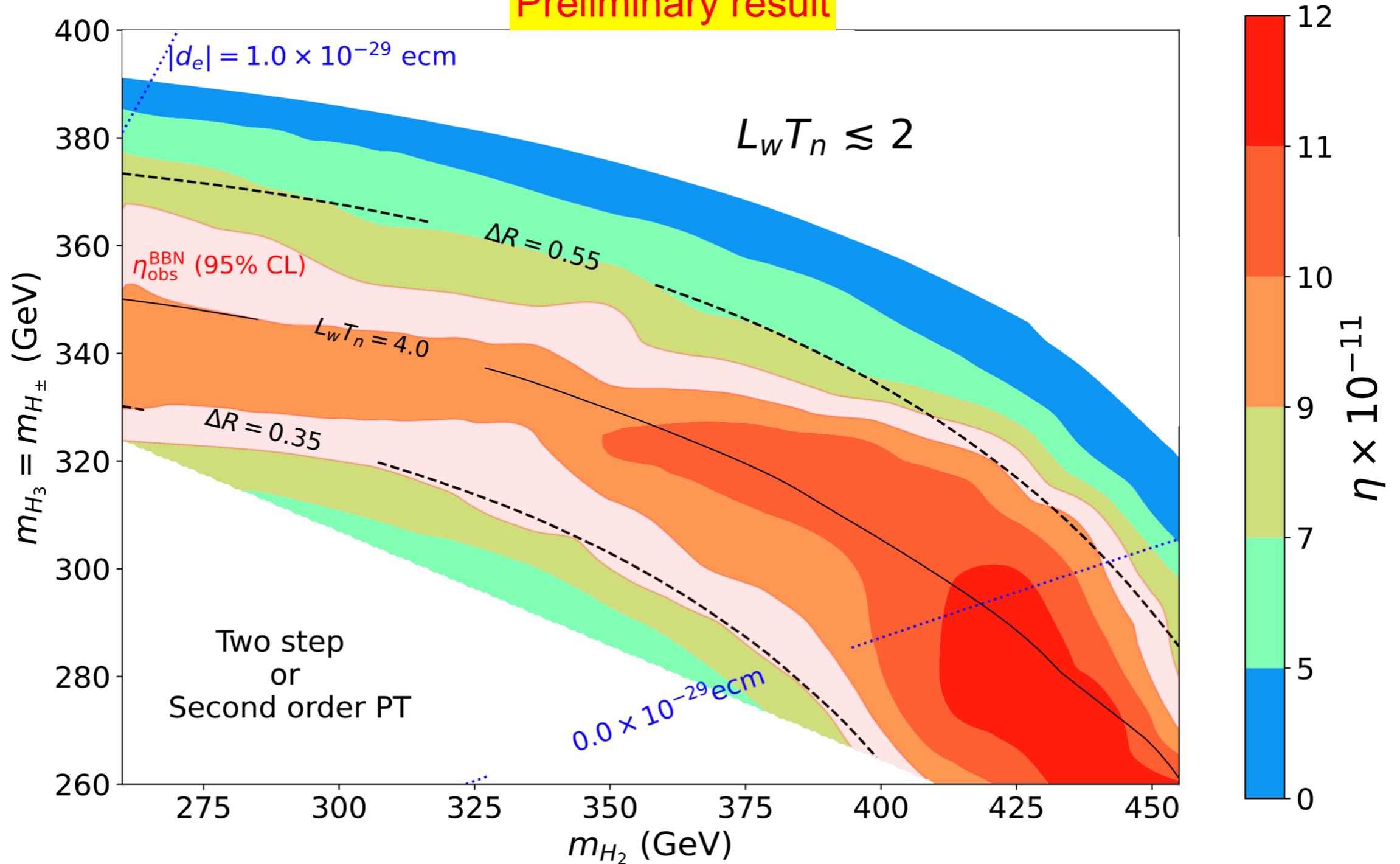
生成バリオン数の評価

インプット

$$|\zeta_u| = |\zeta_d| = |\zeta_e| = 0.13, \arg\zeta_u = -2.8, \arg\zeta_d = 0, \arg\zeta_e = 0.29$$

$$M^2 = -\mu_2^2 = (30 \text{ GeV})^2, \lambda_2 = 0.1, |\lambda_7| = 0.8, \arg\lambda_7 = 0.8, v_\omega = 0.1$$

Preliminary result



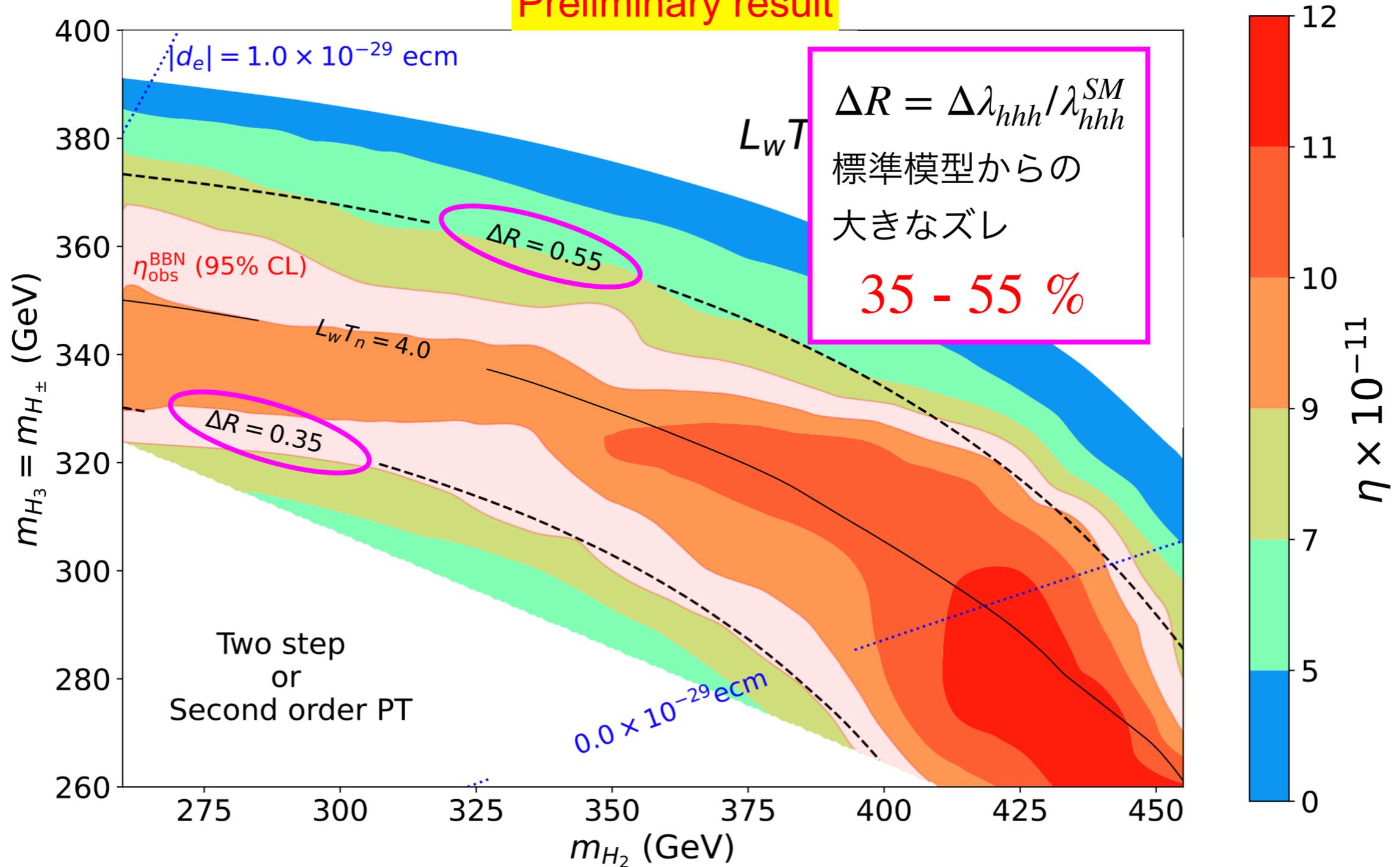
生成バリオン数の評価

インプット

$$|\zeta_u| = |\zeta_d| = |\zeta_e| = 0.13, \arg\zeta_u = -2.8, \arg\zeta_d = 0, \arg\zeta_e = 0.29$$

$$M^2 = -\mu_2^2 = (30 \text{ GeV})^2, \lambda_2 = 0.1, |\lambda_7| = 0.8, \arg\lambda_7 = 0.8, v_\omega = 0.1$$

Preliminary result

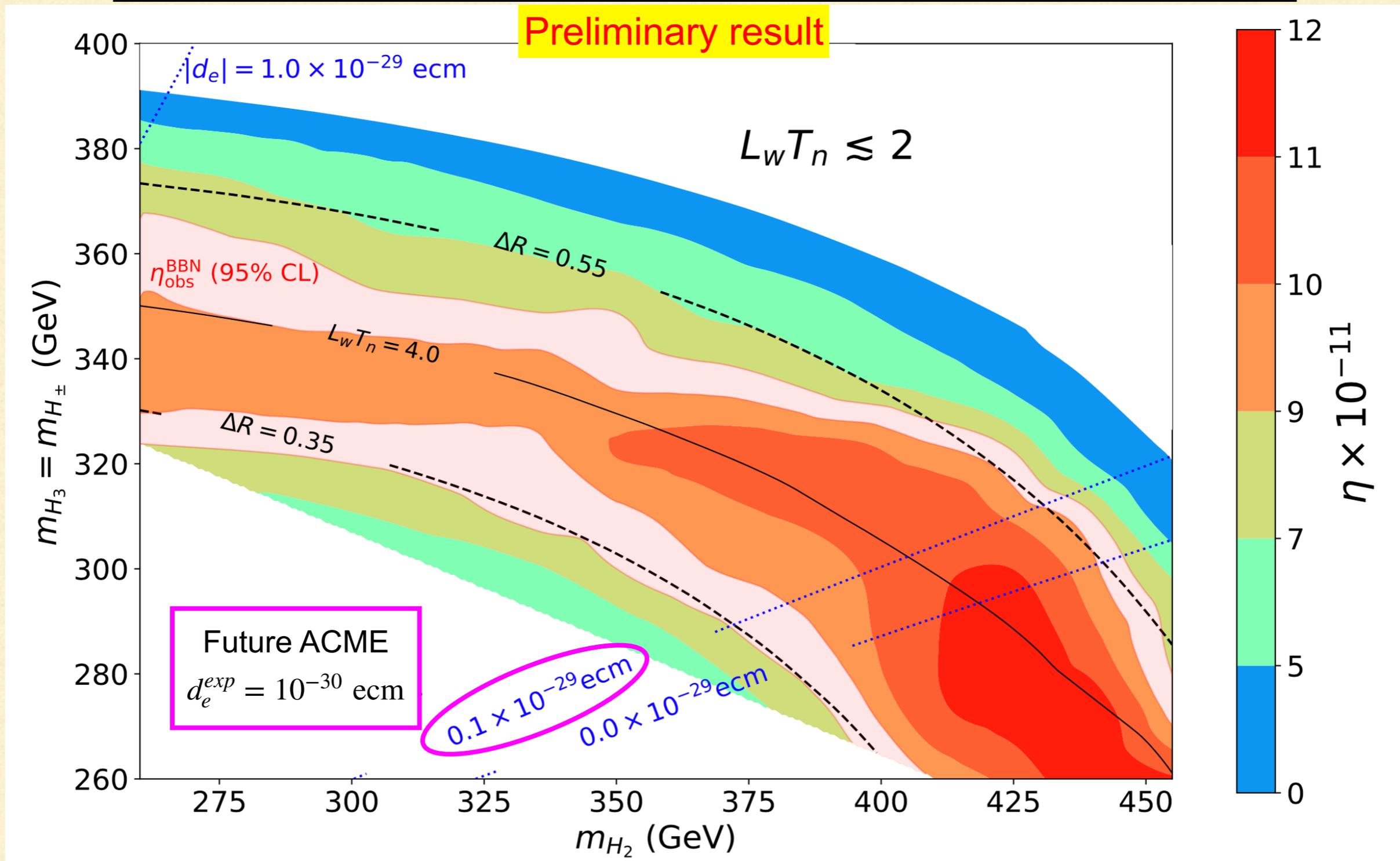


将来EDMによる検証可能性

インプット

$$|\zeta_u| = |\zeta_d| = |\zeta_e| = 0.13, \arg\zeta_u = -2.8, \arg\zeta_d = 0, \arg\zeta_e = 0.29$$

$$M^2 = -\mu_2^2 = (35 \text{ GeV})^2, \lambda_2 = 0.1, |\lambda_7| = 0.8, \arg\lambda_7 = 0.8, v_\omega = 0.1$$



将来実験における検証可能性

EDM実験

- **ACME実験**の将来測定で広い領域が検証可能 (前ページの図)
- 今のベンチマークでは $d_n \simeq 10^{-27}$ ecm **TUCAN実験**などの将来実験による検証可能性
($d_e^{exp} = 10^{-27}$ ecm)

フレーバー実験

- **Belle-II実験**などにおける $B \rightarrow X_s \gamma$ や $B \rightarrow \tau \nu$ (特に $|\zeta_d| > |\zeta_u|$ のときに強い制限が期待される。)

高エネルギー加速器実験

- **HL-LHC**における H_2, H_3, H^\pm の直接探索 ($H^\pm \rightarrow tb, H_{2,3} \rightarrow \tau \bar{\tau}$) ← **竹内さんのトーク**
明日 (金) 11:15~
- ヒッグス精密測定: $\Delta R = \frac{\Delta \lambda_{hhh}}{\lambda_{hhh}^{SM}} \simeq (35 - 55) \%$ **HL-LHC** や **ILC (500 GeV, 1 TeV)**
- **e^+e^- コライダー** を利用した $\arg[\zeta_e]$ の測定 ($H_{2,3} \rightarrow \tau \bar{\tau}$ の方位角 $\Delta\phi$)
S. Kanemura, M. Kubota, K. Yagyu, JHEP (2021)

宇宙空間における重力波実験

- 1次相転移由来の重力波の測定による検証可能性 ← **Future work**
(**LISA, DECIGO**)

本講演のまとめ

- 物質-反物質非対称性の起源は未だ謎であり、これを説明するためには標準模型を超えた新物理が必要である。
- ダブレットによるシンプルなヒッグスセクターの拡張では、現在の実験データの制限内で十分なバリオン数を生成することは難しいと考えられてきた。
- 我々の考えたモデルは、ダブレット1つによるシンプルな拡張であるが、SM-likeなヒッグスセクターをもち、複数のCPV位相によるEDM抑制機構も備えている。
- 我々はこのモデルの枠組みで、現在の実験データの制限を満たしつつ観測されているバリオン数非対称性を説明できる新しいベンチマークシナリオを発見した。
(電弱相転移は1ステップ相転移)
- このシナリオは300 GeV付近に新粒子を予言し、様々な将来実験を用いた多角的な検証の可能性がある。これについてはこれからの研究でより詳細に調べていく。



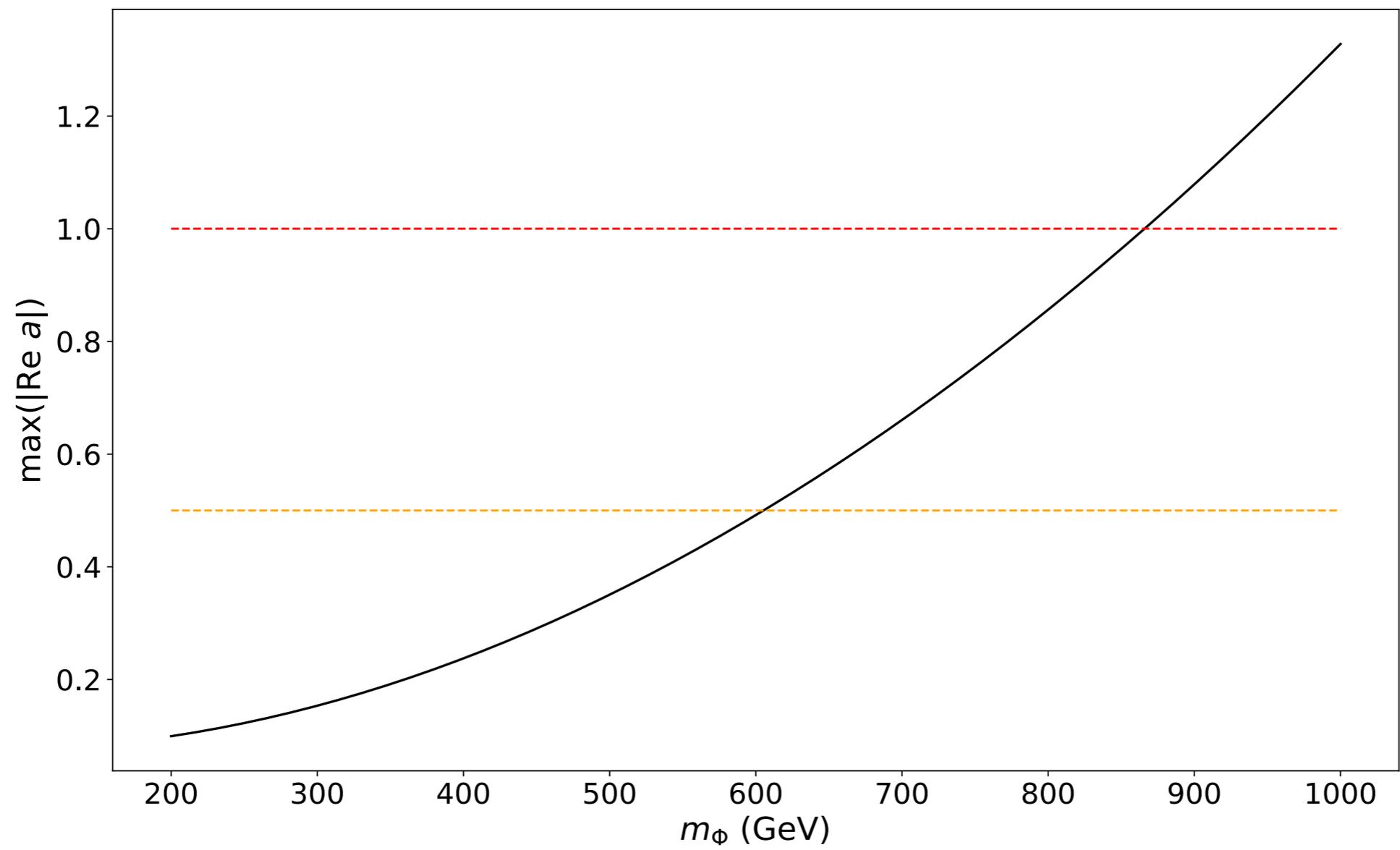
阪大「ワニ博士」

Thank you for listening!

Backup Slides

ユニタリティーバウンド

$$M^2 (= -\mu_2^2) = (30 \text{ GeV})^2$$



$$m_\Phi = m_{H^\pm} = m_{H_{2,3}}$$

ρ パラメータ

$$V = -\mu_1^2 |\Phi_1|^2 - \mu_2^2 |\Phi_2|^2 - \left(\mu_3^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \text{h.c.} \right) \\ + \frac{\lambda_1}{2} |\Phi_1|^4 + \frac{\lambda_2}{2} |\Phi_2|^4 + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 + \lambda_4 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2 \\ + \left\{ \left(\frac{\lambda_5}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \lambda_6 |\Phi_1|^2 + \lambda_7 |\Phi_2|^2 \right) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \text{h.c.} \right\}.$$

カストディアル対称性を破るパラメータ

$$(\lambda_4 - \text{Re}[\lambda_5]), \text{Im}[\mu_3^2], \text{Im}[\lambda_5], \text{Im}[\lambda_6], \text{Im}[\lambda_7]$$

Alignmentの場合、

$$(\lambda_4 - \text{Re}[\lambda_5]), \text{Im}[\lambda_7] \text{ の 2 つ}$$

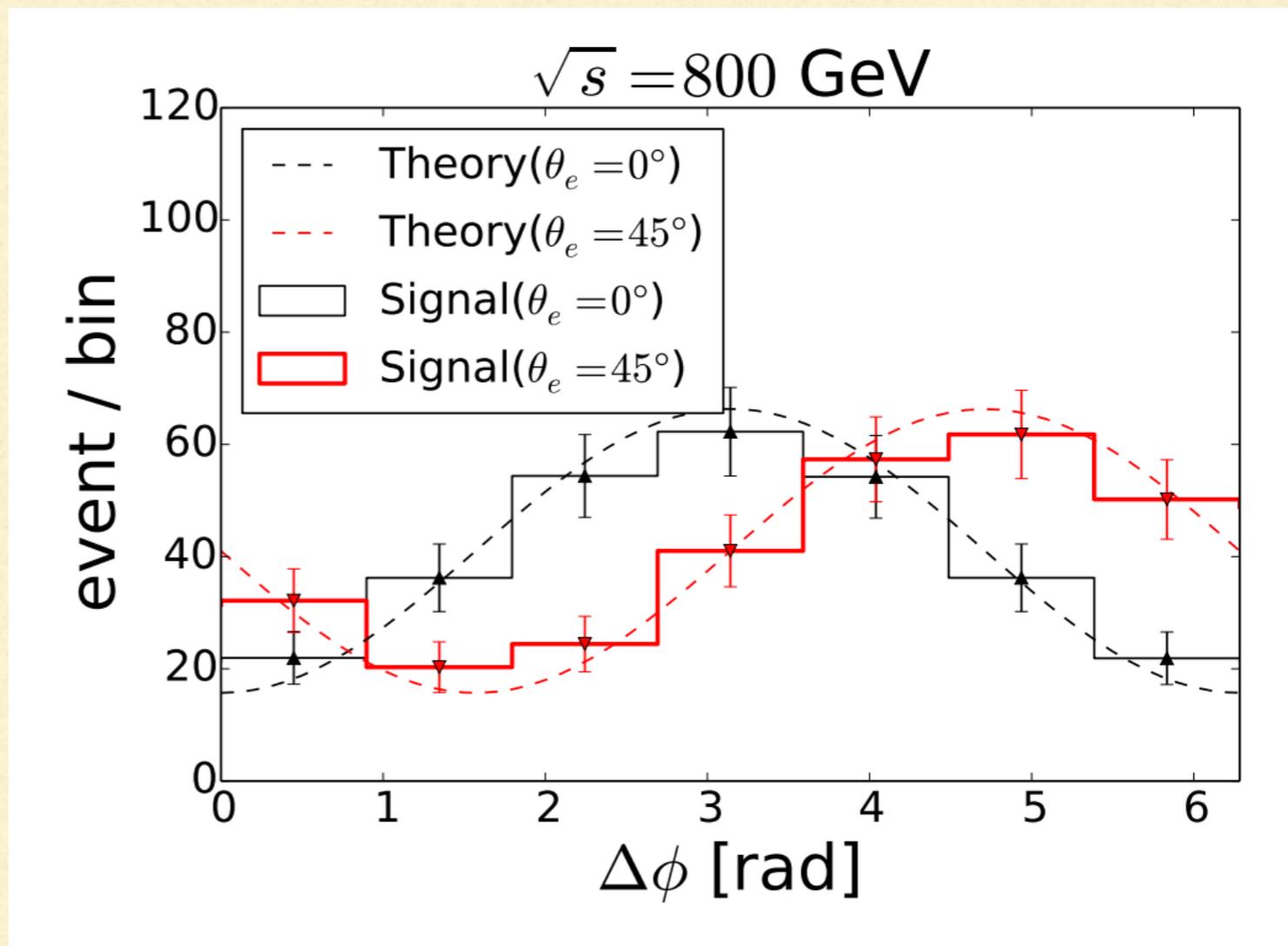
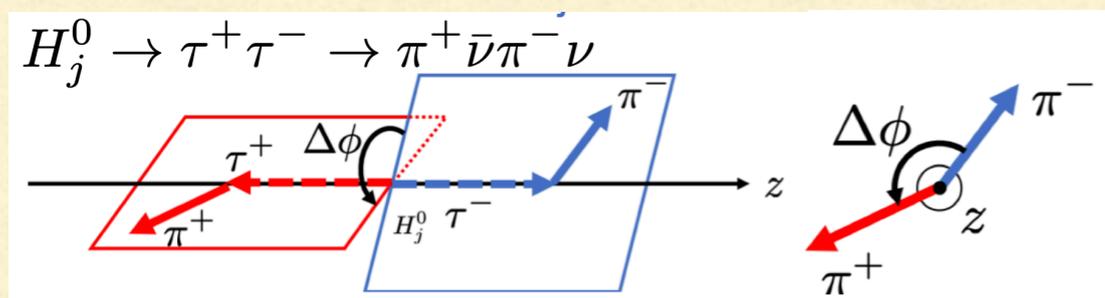
1ループレベルで $\text{Im}[\lambda_7]$ は寄与しない。 $(\lambda_4 - \text{Re}[\lambda_5]) = \frac{2}{v^2}(m_{H_3}^2 - m_{H^\pm}^2)$

$$m_{H_3} = m_{H^\pm} \text{ のとき、1ループレベルでは } \Delta\rho = \rho - \rho_{SM} = 0$$

e⁺e⁻コライダーを用いたarg[ζ_e]の測定

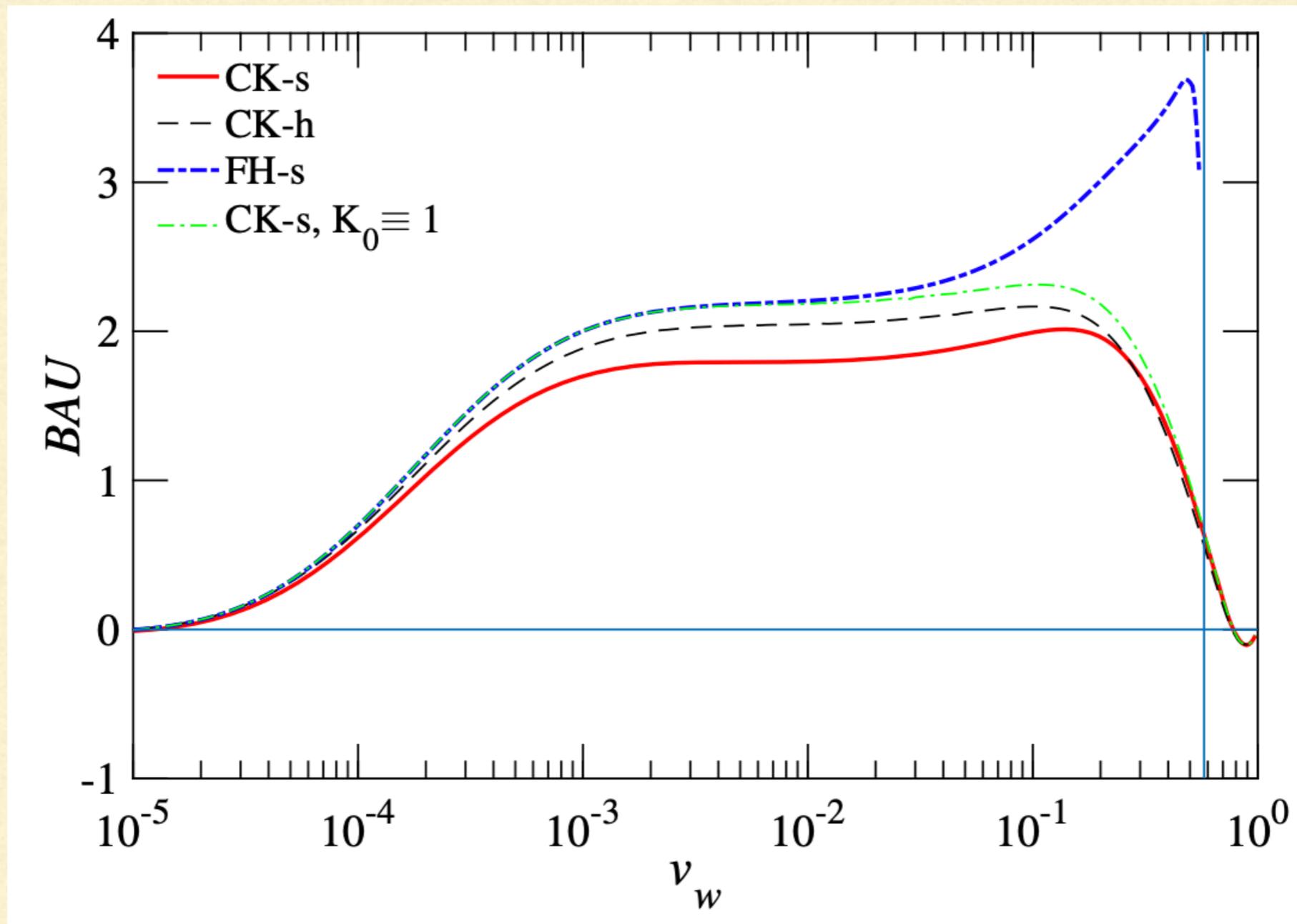
$$e^+ e^- \rightarrow H_2 H_3, \begin{cases} H_2 \rightarrow \tau^+ \tau^-, H_3 \rightarrow b \bar{b} \\ H_2 \rightarrow b \bar{b}, H_3 \rightarrow \tau^+ \tau^- \end{cases}$$

S. Kanemura, M. Kubota, K. Yagyu, JHEP (2021)



$M = 240,$	$m_{H_2^0} = 280,$	$m_{H_3^0} = 230,$	$m_{H^\pm} = 230$	(in GeV)
$ \zeta_u = 0.01,$	$ \zeta_d = 0.1,$	$ \zeta_e = 0.5,$	$ \lambda_7 = 0.3,$	$\lambda_2 = 0.5$
$\theta_u = 1.2,$	$\theta_d = 0,$	$\theta_e = \pi/4,$	$\theta_7 = -1.8$	(in radian)

WKB法における相対論的効果



J. M. Cline, K. Kainulainen, PRD (2020)

青の破線： ν_w の 1 次までで近似

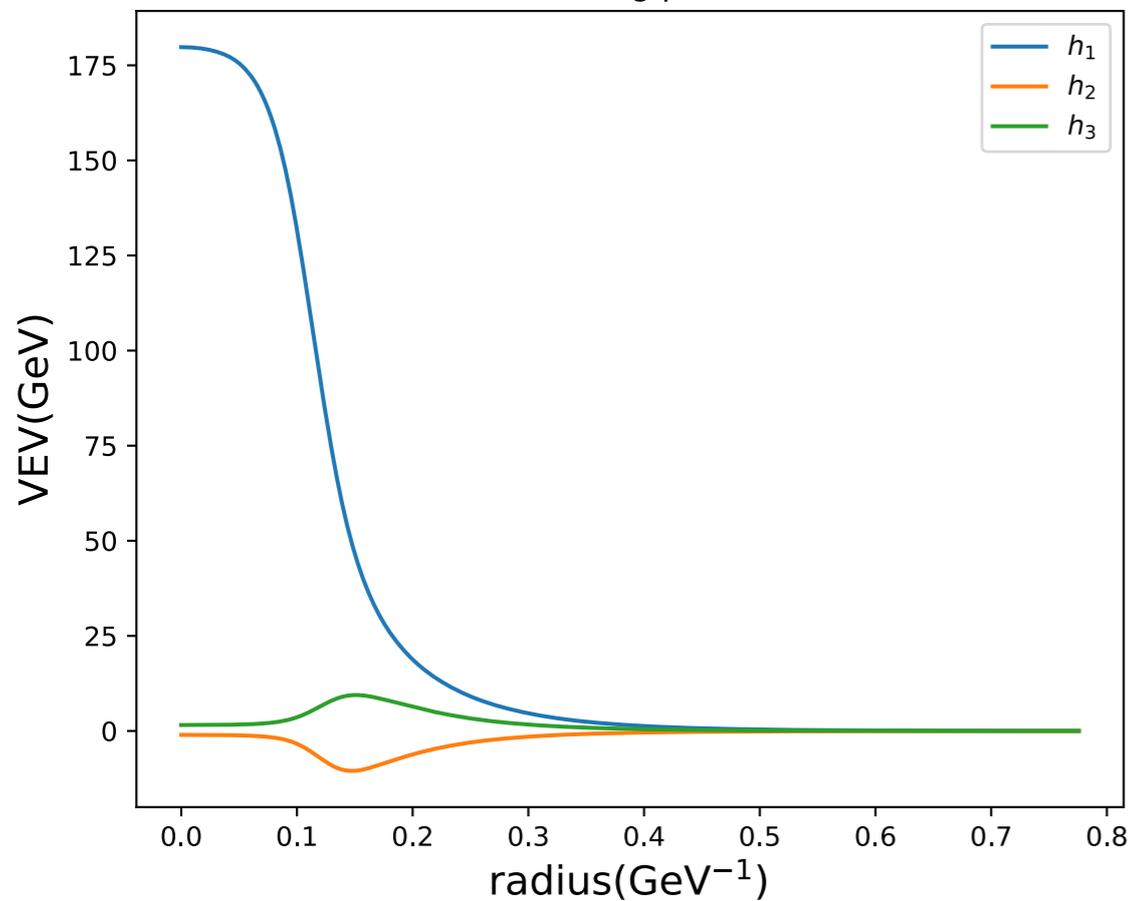
緑の破線： ν_w の近似なし

Bubble profile

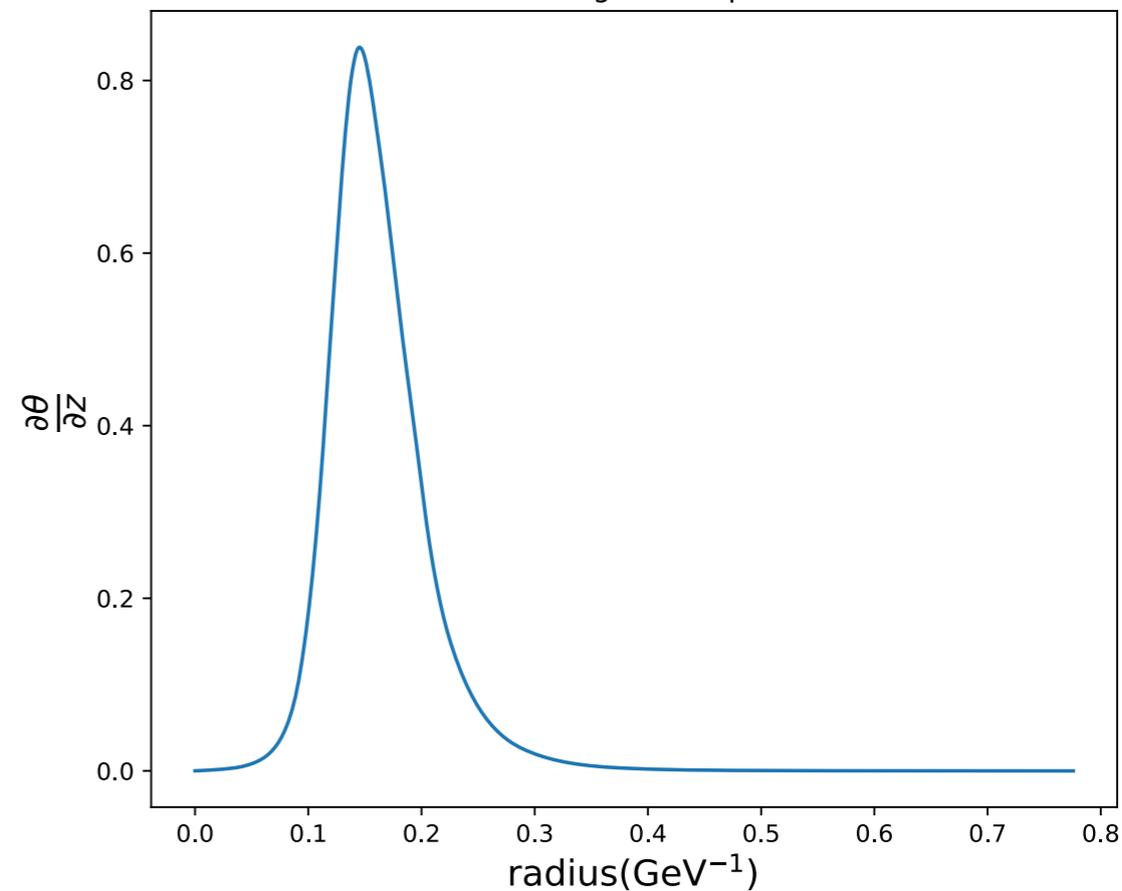
計算にはCosmoTransitionsを使用

$$\theta = \arg[m_t(z)]$$

Tunneling profile



CPviolating bubble profile

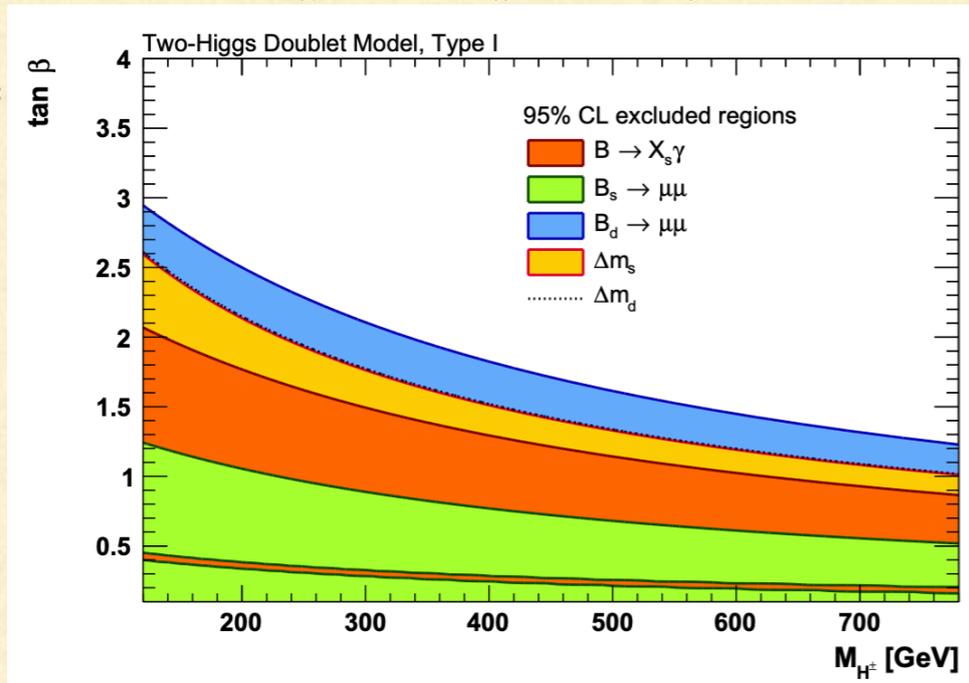


フレーバー実験からの制限

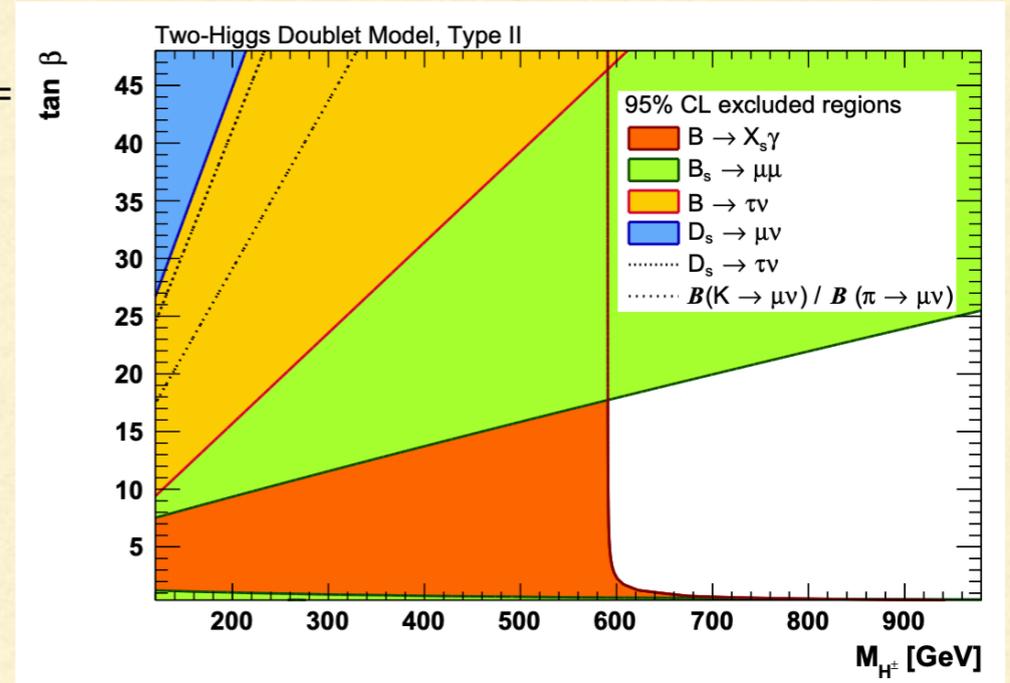
$$\frac{1}{|\zeta_u|} = |\zeta_d| = |\zeta_e|$$

$$|\zeta_u| = |\zeta_d| = |\zeta_e|$$

$$\frac{1}{|\zeta_u|} = \tan \beta$$



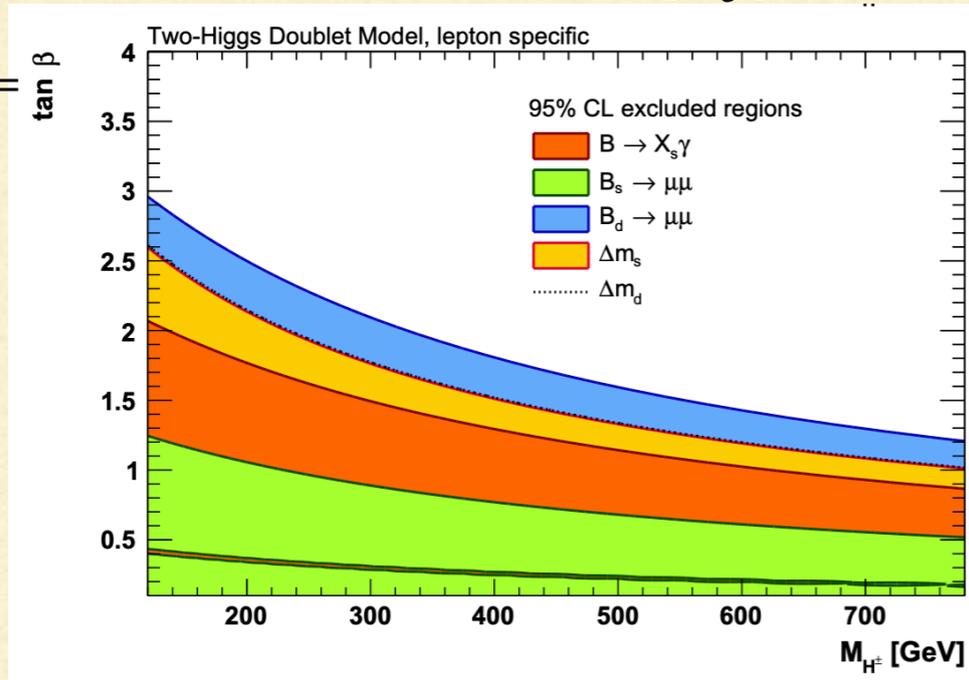
$$\frac{1}{|\zeta_u|} = \tan \beta$$



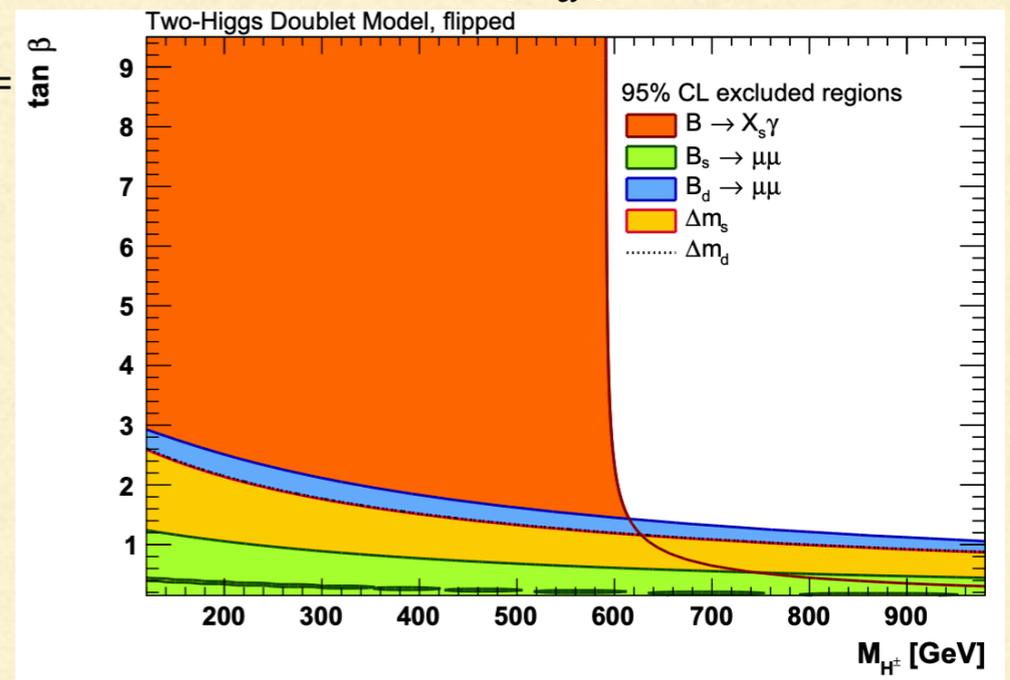
$$|\zeta_u| = |\zeta_d| = \frac{1}{|\zeta_e|}$$

$$|\zeta_u| = \frac{1}{|\zeta_d|} = |\zeta_e|$$

$$\frac{1}{|\zeta_u|} = \tan \beta$$



$$\frac{1}{|\zeta_u|} = \tan \beta$$

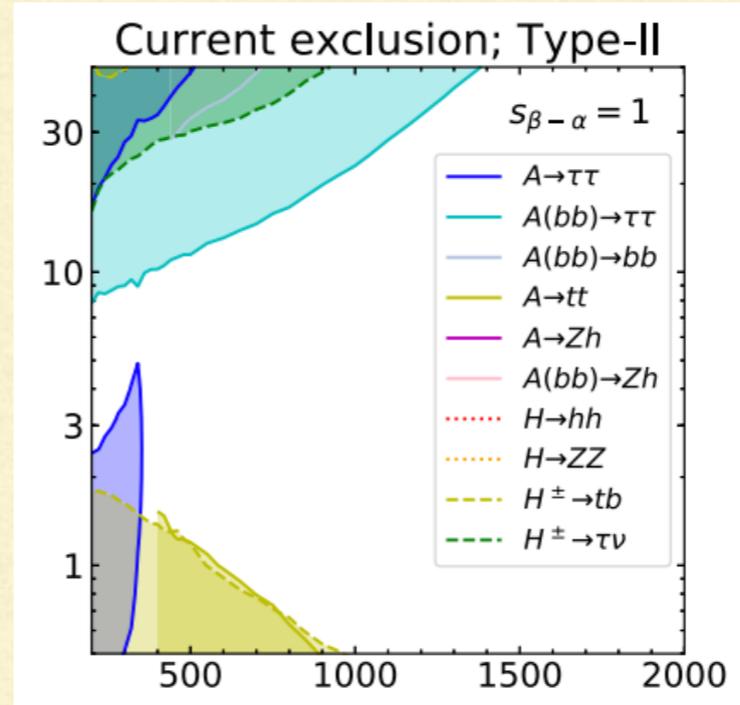
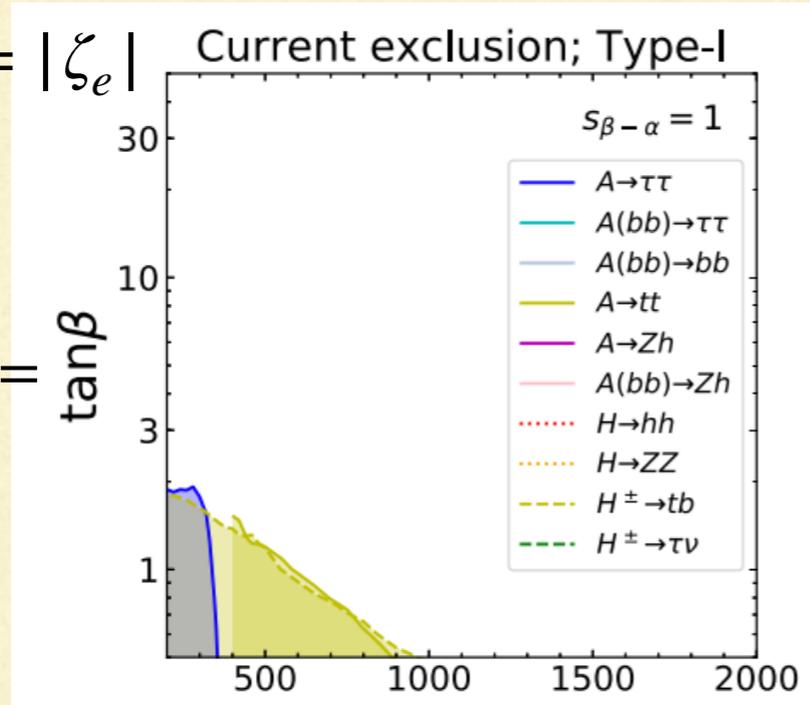


加速器実験からの制限

M. Aiko, S. Kanemura, M. Kikuchi, K. Mawatari, K. Sakurai, K. Yagyu, NPB (2021)

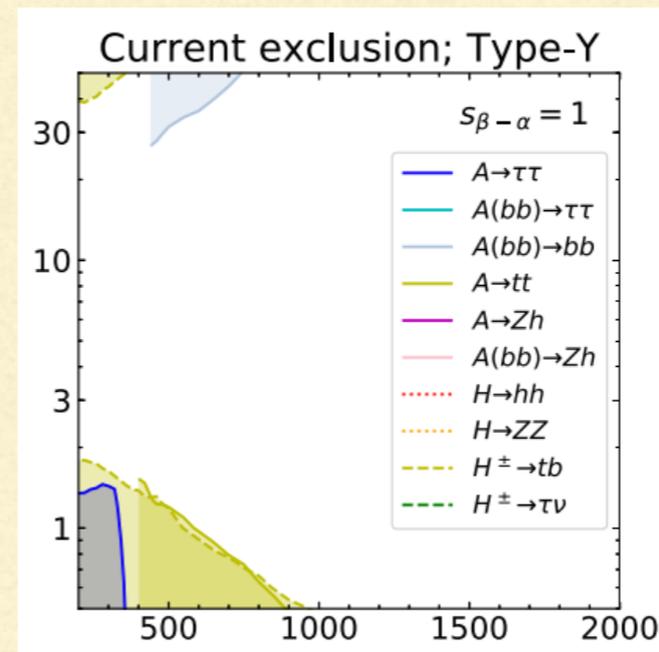
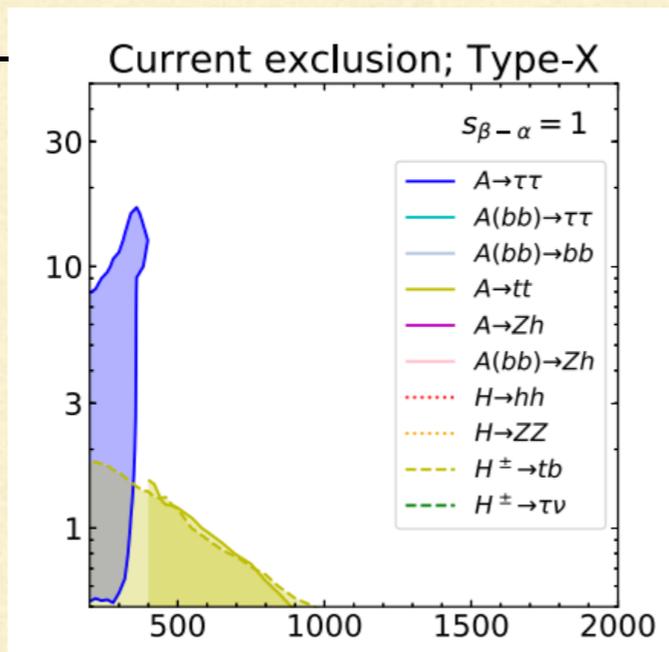
$$|\zeta_u| = |\zeta_d| = |\zeta_e|$$

$$\frac{1}{|\zeta_u|} = \tan\beta$$



$$\frac{1}{|\zeta_u|} = |\zeta_d| = |\zeta_e|$$

$$|\zeta_u| = |\zeta_d| = \frac{1}{|\zeta_e|}$$



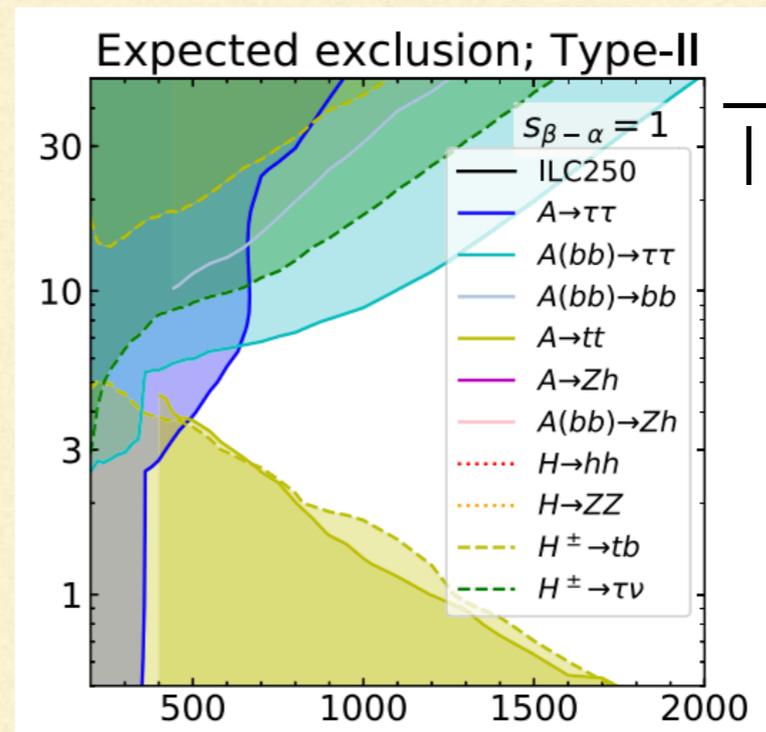
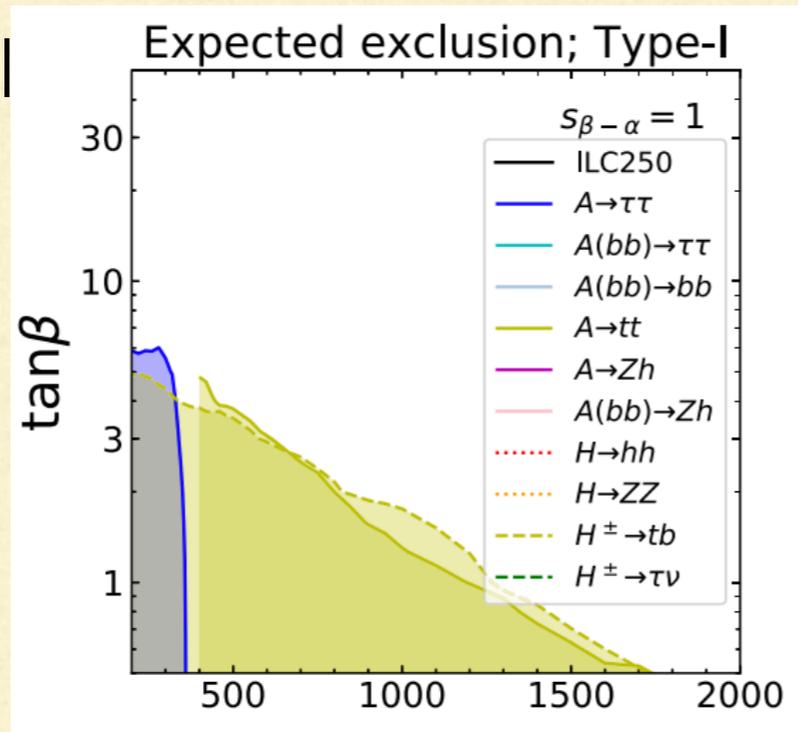
$$|\zeta_u| = \frac{1}{|\zeta_d|} = |\zeta_e|$$

将来加速器実験による検証

M. Aiko, S. Kanemura, M. Kikuchi, K. Mawatari, K. Sakurai, K. Yagyu, NPB (2021)

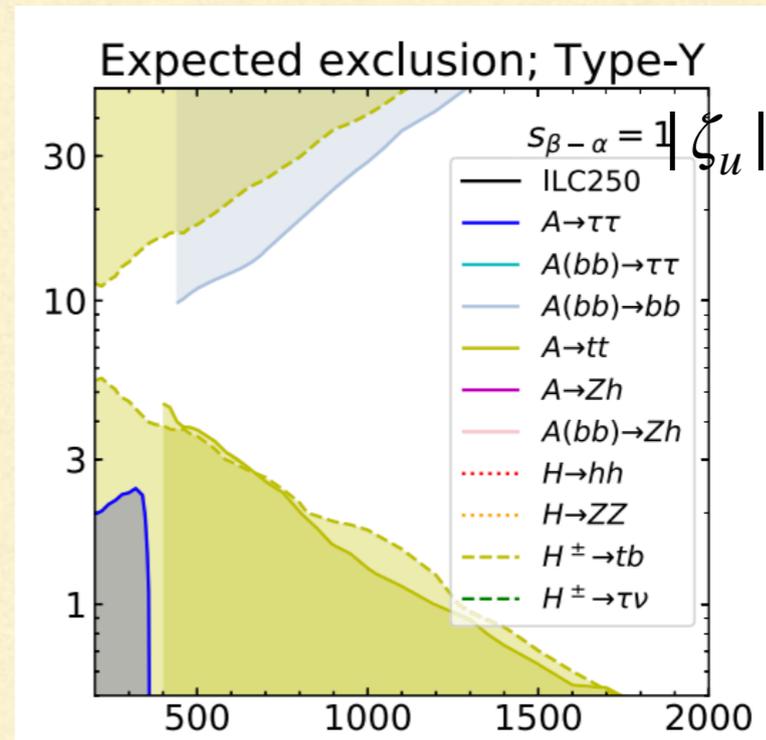
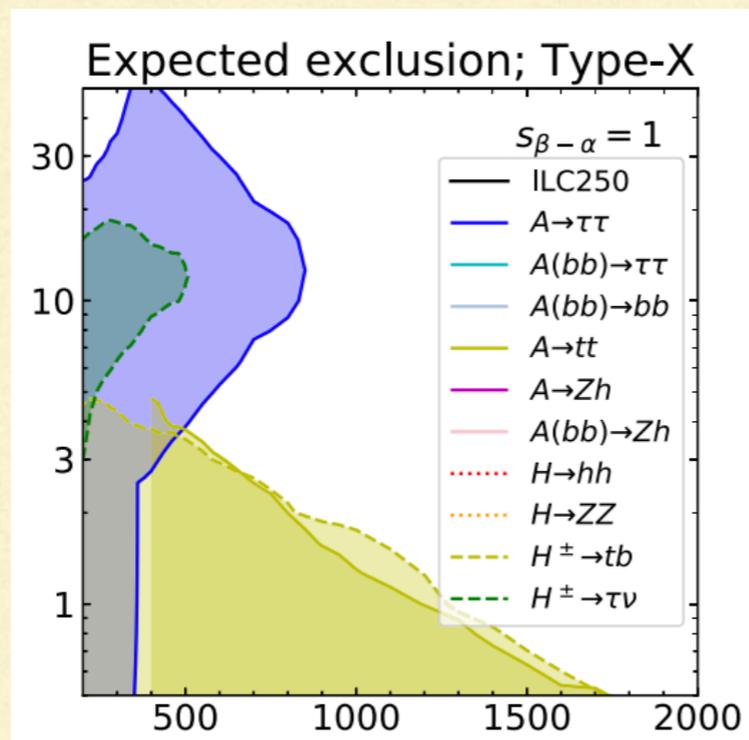
$$|\zeta_u| = |\zeta_d| = |\zeta_e|$$

$$\frac{1}{|\zeta_u|} = \tan\beta$$



$$\frac{1}{|\zeta_u|} = |\zeta_d| = |\zeta_e|$$

$$|\zeta_u| = |\zeta_d| = \frac{1}{|\zeta_e|}$$



$$|\zeta_u| = \frac{1}{|\zeta_d|} = |\zeta_e|$$