

ヒッグス結合の精密測定による CPの破れの間接的検証

阪大理 久保田 充紀

[arXiv: 1808.XXXXX]

共同研究者：青木真由美¹, 金子大毅², 兼村晋哉³, 端野克哉^{3,4}

1: 金沢大数物, 2: 金沢大自然, 3: 阪大理, 4: 富山大理

導入

◆ ヒッグス粒子 (125GeV) の発見 (2012)

標準模型 (SM) は $\mathcal{O}(100)$ GeV以下の
低エネルギー有効理論として確立。

SMのヒッグスセクターは
最小形を仮定

$$\mathcal{L}_{Higgs} = |D_\mu \Phi|^2 - (Y \bar{\psi}_L \Phi \psi_R + h.c.) - (\mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4)$$

$(\mu^2 < 0)$

しかし、ヒッグスセクターの構造は未だ不明瞭。

(スカラー場の数、表現、対称性など)

導入

◆標準模型を超えた現象

宇宙のバリオン数非対称性, 暗黒物質, ニュートリノ振動, ...

CPの破れが必要不可欠 [Sakharov, JETP Lett. 5, 24 (1967)]

小林-益川位相によるCPの破れは量的に小さい。

[Huet and Sather, PRD51, 379 (1995)]

新しいCPの破れのソースが必要である。

➡ 拡張ヒッグスセクターは新しいCPの破れを含み得る。

拡張模型の探索

◆ 拡張ヒッグス模型の検証

- 直接的検証：SMにない新粒子の発見
- 間接的検証：SMの予言からのずれの検出

◆ CPの破れの探索

- 新粒子 (CP-even, -odd state) の特徴
- 崩壊粒子の角度分布
- 電気双極子モーメント (EDM)
- ...

➤ 既知の粒子の精密測定が新物理探索の糸口になる。

➡ ヒッグス結合定数に現れるCPの破れの間接的効果に注目。

本講演では...

- ◆ 具体例として、

Two Higgs doublet model (2HDM)

[T. D. Lee, PRD8, 1226 (1973)]

を用いて議論する。

追加の isospin doublet

2HDM : SM + Φ_{extra}

- ◆ CPを保存する2HDMとCPを破る2HDMのそれぞれで、ヒッグス結合 ($hVV, h\tau\tau, hbb, hcc$) の解析をする。
- ◆ それらの比較から CPの破れの効果を検証できるかを議論する。

Contents

- 導入
- CPを破る Two Higgs doublet model
- 数値解析
- まとめ

Two Higgs doublet model

◆ポテンシャル (softly broken Z_2 sym.)

$$V = \mu_1^2 |\Phi_1|^2 + \mu_2^2 |\Phi_2|^2 - \{ \mu_3^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c. \} \\ + \frac{1}{2} \lambda_1 |\Phi_1|^4 + \frac{1}{2} \lambda_2 |\Phi_2|^4 + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 + \lambda_4 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2 + \left\{ \frac{1}{2} \lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + h.c. \right\}$$

◆スカラー場

Φ_1, Φ_2 : Isospin doublet, $Y=1/2$, $\Phi_1 \rightarrow \Phi_1, \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$ under Z_2 sym.

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} w_1^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + h_1 + iz_1) \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} w_2^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_2 e^{i\xi} + h_2 + iz_2) \end{pmatrix}$$

$$v^2 \equiv v_1^2 + v_2^2 = (246 \text{ GeV})^2$$

Two Higgs doublet model

◆ポテンシャル (softly broken Z_2 sym.)

$$V = \mu_1^2 |\Phi_1|^2 + \mu_2^2 |\Phi_2|^2 - \{ \mu_3^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c. \} \\ + \frac{1}{2} \lambda_1 |\Phi_1|^4 + \frac{1}{2} \lambda_2 |\Phi_2|^4 + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 + \lambda_4 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2 + \left\{ \frac{1}{2} \lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + h.c. \right\}$$

◆スカラー場

Φ_1, Φ_2 : Isospin doublet, $Y=1/2$, $\Phi_1 \rightarrow \Phi_1, \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$ under Z_2 sym.

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} w_1^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1 + h_1 + iz_1) \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} w_2^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_2 e^{i\xi} + h_2 + iz_2) \end{pmatrix}$$

$$v^2 \equiv v_1^2 + v_2^2 = (246 \text{ GeV})^2$$

ξ は場の位相の再定義で消せる。

Two Higgs doublet model

◆ポテンシャル (softly broken Z_2 sym.)

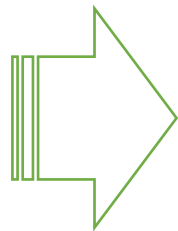
$$V = \mu_1^2 |\Phi_1|^2 + \mu_2^2 |\Phi_2|^2 - \{\mu_3^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c.\} \\ + \frac{1}{2} \lambda_1 |\Phi_1|^4 + \frac{1}{2} \lambda_2 |\Phi_2|^4 + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_2|^2 + \lambda_4 |\Phi_1^\dagger \Phi_2|^2 + \left\{ \frac{1}{2} \lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + h.c. \right\}$$

停留条件

$$\left. \frac{\partial V}{\partial h_1} \right|_0 = 0,$$

$$\left. \frac{\partial V}{\partial h_2} \right|_0 = 0,$$

$$\left. \frac{\partial V}{\partial z_1} \right|_0 = 0$$



$$\lambda_{345} \equiv \lambda_3 + \lambda_4 + \text{Re}(\lambda_5)$$

- $\mu_1^2 = \frac{v_2}{v_1} \text{Re}(\mu_3^2) - \frac{1}{2} (\lambda_1 v_1^2 + \lambda_{345} v_2^2)$
- $\mu_2^2 = \frac{v_1}{v_2} \text{Re}(\mu_3^2) - \frac{1}{2} (\lambda_2 v_2^2 + \lambda_{345} v_1^2)$
- $2 \text{Im}(\mu_3^2) = v_1 v_2 \text{Im}(\lambda_5)$

◆模型のパラメータ

$$v_1, v_2, \text{Re}(\mu_3^2), \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \text{Re}(\lambda_5), \text{Im}(\lambda_5)$$

Two Higgs doublet model

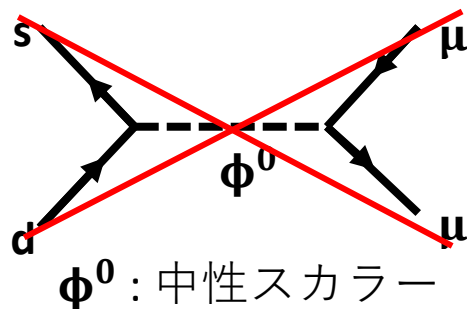
FCNC: Flavor Changing Neutral Current

◆湯川相互作用

Z_2 sym. : To avoid FCNC at tree level.
[Glashow and Weinberg, PRD15, 1958 (1977)]

$$-\mathcal{L}_Y \ni \bar{f}_L \{ Y_1 (v_1 + \phi_1^0) + \cancel{Y_2 (v_2 + \phi_2^0)} \} f_R + h.c.$$

⇒ フェルミオン f の質量行列対角化でFCNCが自動的に消える。



Z_2 荷の課し方で4タイプ

	Φ_1	Φ_2	Q_L	L_L	u_R	d_R	e_R
Type-I	+	-	+	+	-	-	-
Type-II	+	-	+	+	-	+	+
Type-X	+	-	+	+	-	-	+
Type-Y	+	-	+	+	-	+	-

[Aoki, Kanemura, Tsumura and Yagyu, PRD80, 015017 (2009)]

Two Higgs doublet model

◆ 中性スカラーの混合

質量固有状態

$$\begin{pmatrix} h'_1 \\ h'_2 \\ h'_3 \end{pmatrix} = R \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_3 \end{pmatrix}$$

h'_1, h'_2 : CP-even, h'_3 : CP-odd

基底の回転

[Davidson and Haber, PRD72, 035004 (2005)]

$$\begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix} \quad \tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$$

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h'_1 + iG^0) \end{pmatrix}, \quad \phi_2 = \begin{pmatrix} H^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(h'_2 + ih'_3) \end{pmatrix}$$

◆ 質量行列: $\mathcal{M}_{ij}^2 \equiv \partial^2 V / \partial h'_i \partial h'_j$

$$\mathcal{M}^2 = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_{11}^2 & \mathcal{M}_{12}^2 & \mathcal{M}_{13}^2 \\ \mathcal{M}_{12}^2 & \mathcal{M}_{22}^2 & \mathcal{M}_{23}^2 \\ \mathcal{M}_{13}^2 & \mathcal{M}_{23}^2 & \mathcal{M}_{33}^2 \end{pmatrix}$$

$$R = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{13} \\ R_{21} & R_{22} & R_{23} \\ R_{31} & R_{32} & R_{33} \end{pmatrix}$$

$\mathcal{M}_{13}^2, \mathcal{M}_{23}^2 \propto \text{Im}(\lambda_5)$ $\text{Im}(\lambda_5) \neq 0 \Rightarrow$ CP-even, -odd が混ざる。

Two Higgs doublet model

◆ ヒッグス結合

H_1 : ヒッグス粒子 (125GeV)
 f : クォーク or 荷電レプトン
 V : W or Z ボソン

$$\mathcal{L}_{H_1 V V}^{2\text{HDM}} = \underline{R_{11}} \left(g_{h W W}^{\text{SM}} W_{\mu}^{+} W^{-\mu} + \frac{1}{2} g_{h Z Z}^{\text{SM}} Z_{\mu} Z^{\mu} \right) H_1$$

$$\mathcal{L}_{H_1 f f}^{2\text{HDM}} = -g_{h f f}^{\text{SM}} \bar{f} \underline{(c_f^s + i\gamma_5 c_f^p)} f H_1$$

$$c_f^s = R_{11} + R_{21} \xi_f$$

$$c_f^p = (-2I_f) R_{31} \xi_f$$

$$I_u = 1/2, I_d = I_e = -1/2$$

◆ スケーリングファクタ、崩壊率の比

$$\kappa_V = \frac{g_{H_1 V V}^{2\text{HDM}}}{g_{h V V}^{\text{SM}}} = R_{11}$$

$$\frac{\Gamma_{2\text{HDM}}(H_1 \rightarrow f \bar{f})}{\Gamma_{\text{SM}}(h \rightarrow f \bar{f})} \simeq (c_f^s)^2 + (c_f^p)^2$$

	ξ_u	ξ_d	ξ_e
Type-I	$+\cot\beta$	$+\cot\beta$	$+\cot\beta$
Type-II	$+\cot\beta$	$-\tan\beta$	$-\tan\beta$
Type-X	$+\cot\beta$	$+\cot\beta$	$-\tan\beta$
Type-Y	$+\cot\beta$	$-\tan\beta$	$+\cot\beta$

Contents

- 導入
- CPを破るTwo Higgs doublet model
- 数値解析
- まとめ

解析結果

◆ 注目するカップリング

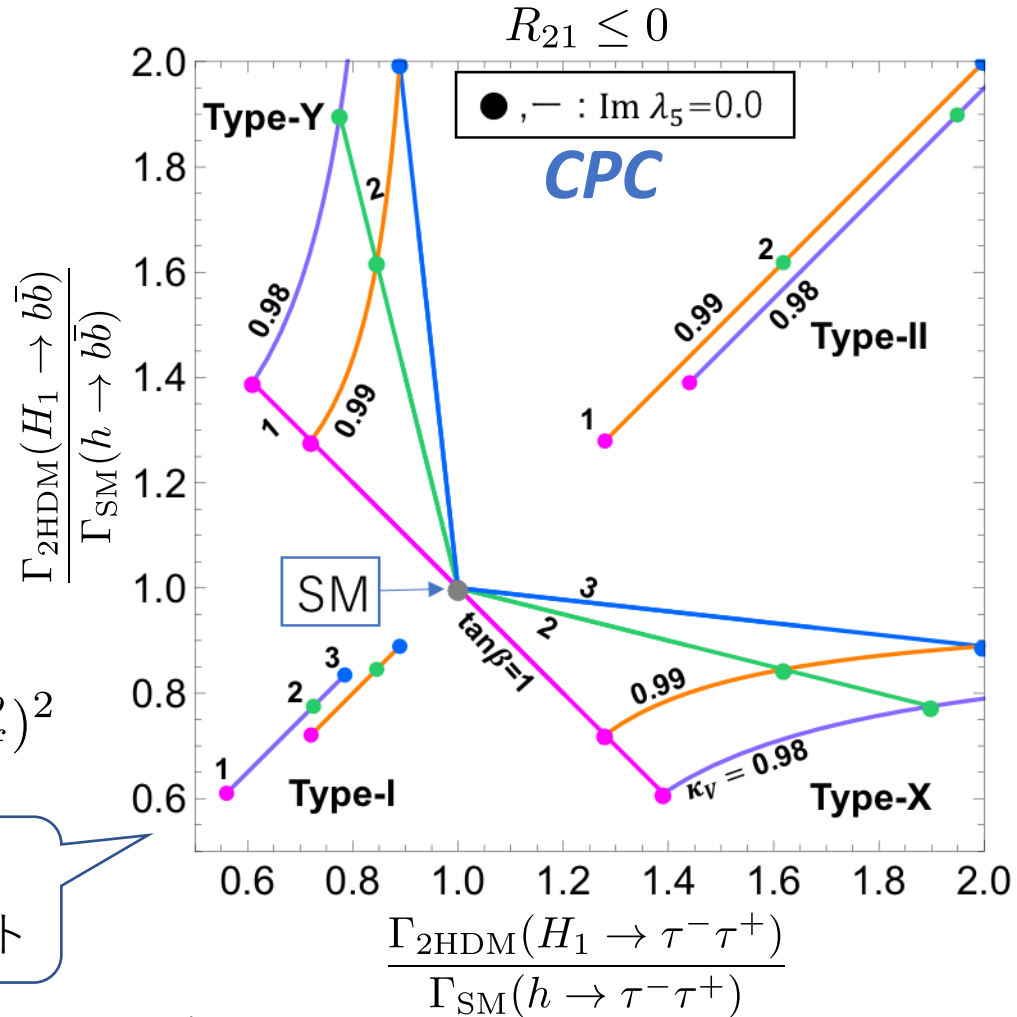
- hVV
- $h\tau\tau$
- hbb
- hcc

$$\triangleright \kappa_V = \frac{g_{H_1 VV}^{2\text{HDM}}}{g_{hVV}^{\text{SM}}} = R_{11}$$

$$\triangleright \frac{\Gamma_{2\text{HDM}}(H_1 \rightarrow f\bar{f})}{\Gamma_{\text{SM}}(h \rightarrow f\bar{f})} \simeq (c_f^s)^2 + (c_f^p)^2$$

$\kappa_V, \tan\beta$
を変数としてプロット

[Kanemura, Tsumura, Yagyu, Yokoya, PRD90, 075001 (2014)]



解析結果

◆ インプットパラメーター

$$\begin{aligned}
 v &= 246 \text{ GeV,} \\
 m_h &= 125 \text{ GeV,} \\
 \tilde{m}_H &= 200 \text{ GeV,} \\
 \tilde{m}_A &= 250 \text{ GeV}
 \end{aligned}$$

\tilde{m}_H, \tilde{m}_A ($\text{Im}(\lambda_5) \rightarrow 0$)
 \rightarrow mass eigenvalue

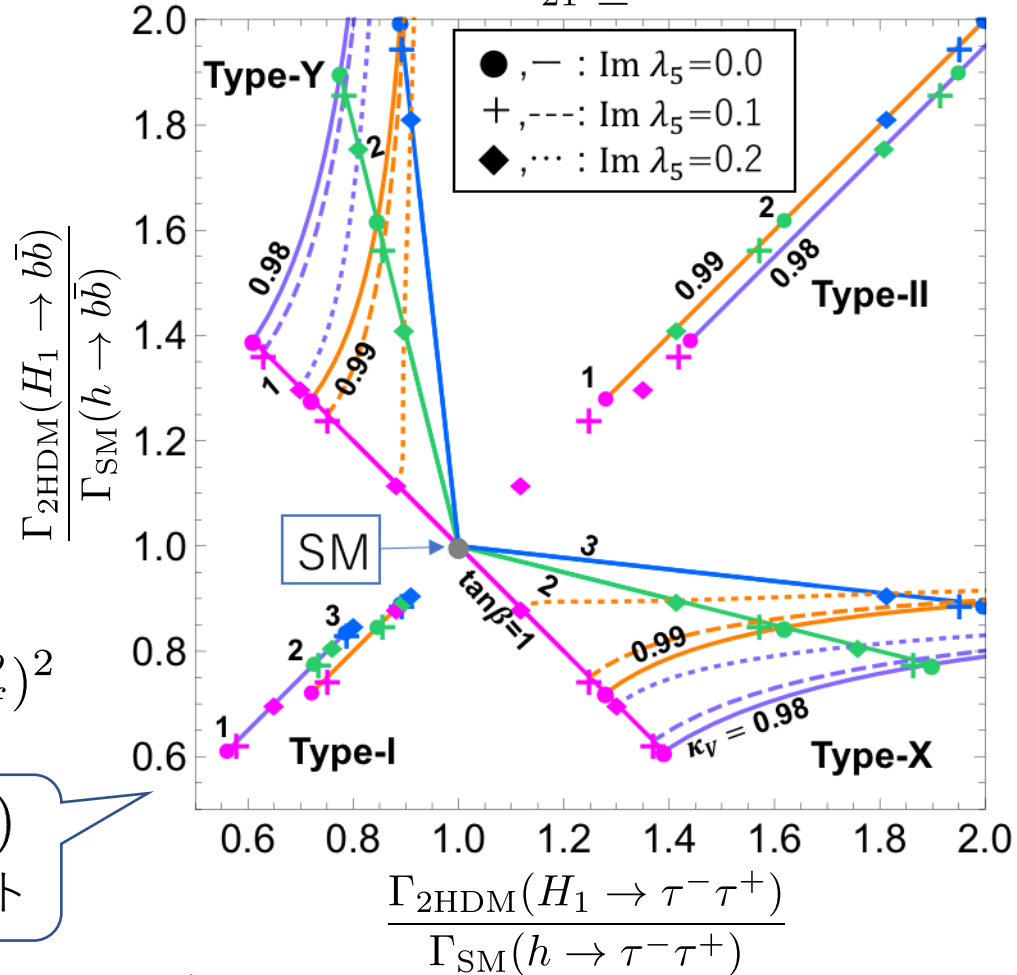
$$\triangleright \kappa_V = \frac{g_{H_1 V V}^{2\text{HDM}}}{g_{h V V}^{\text{SM}}} = R_{11}$$

$$\triangleright \frac{\Gamma_{2\text{HDM}}(H_1 \rightarrow f\bar{f})}{\Gamma_{\text{SM}}(h \rightarrow f\bar{f})} \simeq (c_f^s)^2 + (c_f^p)^2$$

$\kappa_V, \tan \beta, \text{Im}(\lambda_5)$
 を変数としてプロット

$\text{Im}(\lambda_5) \neq 0 \Rightarrow \cancel{CP}$

$$R_{21} \leq 0$$



解析結果

◆ インプットパラメーター

$$\begin{aligned}
 v &= 246 \text{ GeV,} \\
 m_h &= 125 \text{ GeV,} \\
 \tilde{m}_H &= 200 \text{ GeV,} \\
 \tilde{m}_A &= 250 \text{ GeV}
 \end{aligned}$$

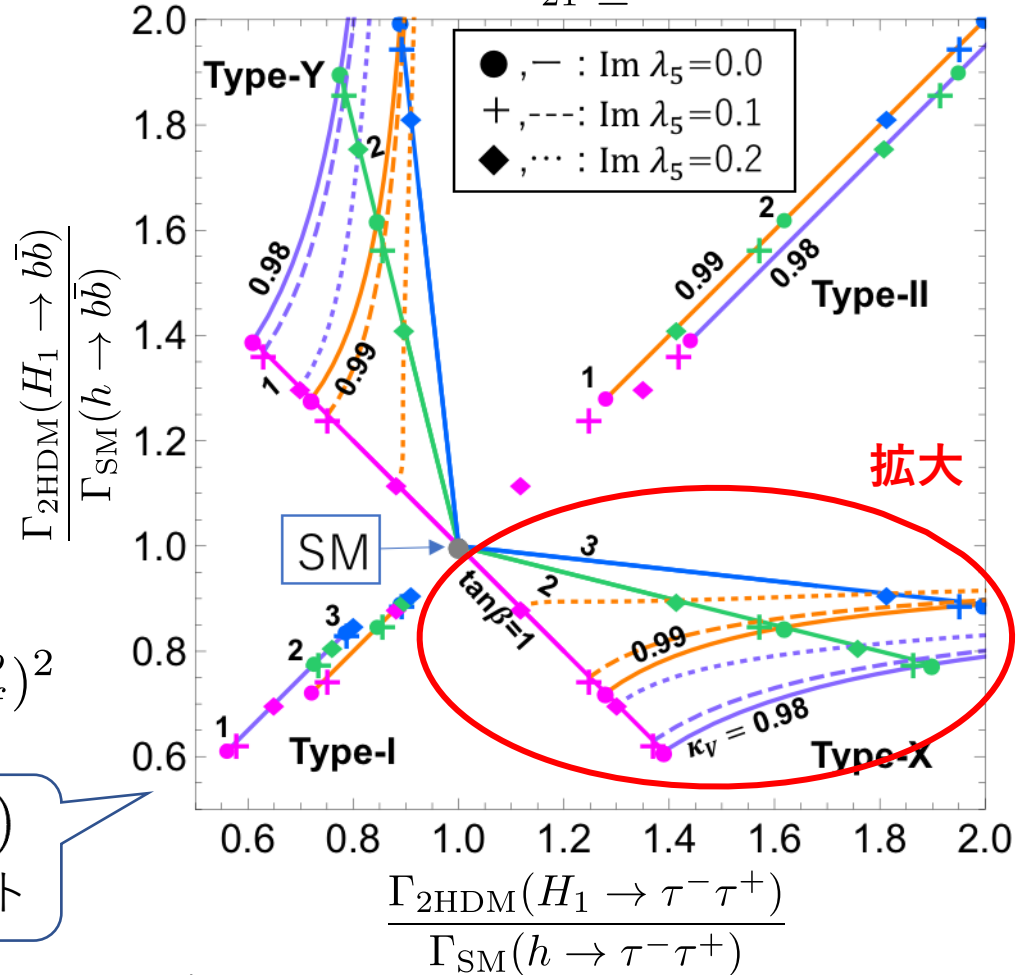
\tilde{m}_H, \tilde{m}_A ($\text{Im}(\lambda_5) \rightarrow 0$)
 \rightarrow mass eigenvalue

$$\triangleright \kappa_V = \frac{g_{H_1 VV}^{2\text{HDM}}}{g_{h VV}^{\text{SM}}} = R_{11}$$

$$\triangleright \frac{\Gamma_{2\text{HDM}}(H_1 \rightarrow f\bar{f})}{\Gamma_{\text{SM}}(h \rightarrow f\bar{f})} \simeq (c_f^s)^2 + (c_f^p)^2$$

$\kappa_V, \tan \beta, \text{Im}(\lambda_5)$
 を変数としてプロット

$\text{Im}(\lambda_5) \neq 0 \Rightarrow \cancel{CP}$
 $R_{21} \leq 0$

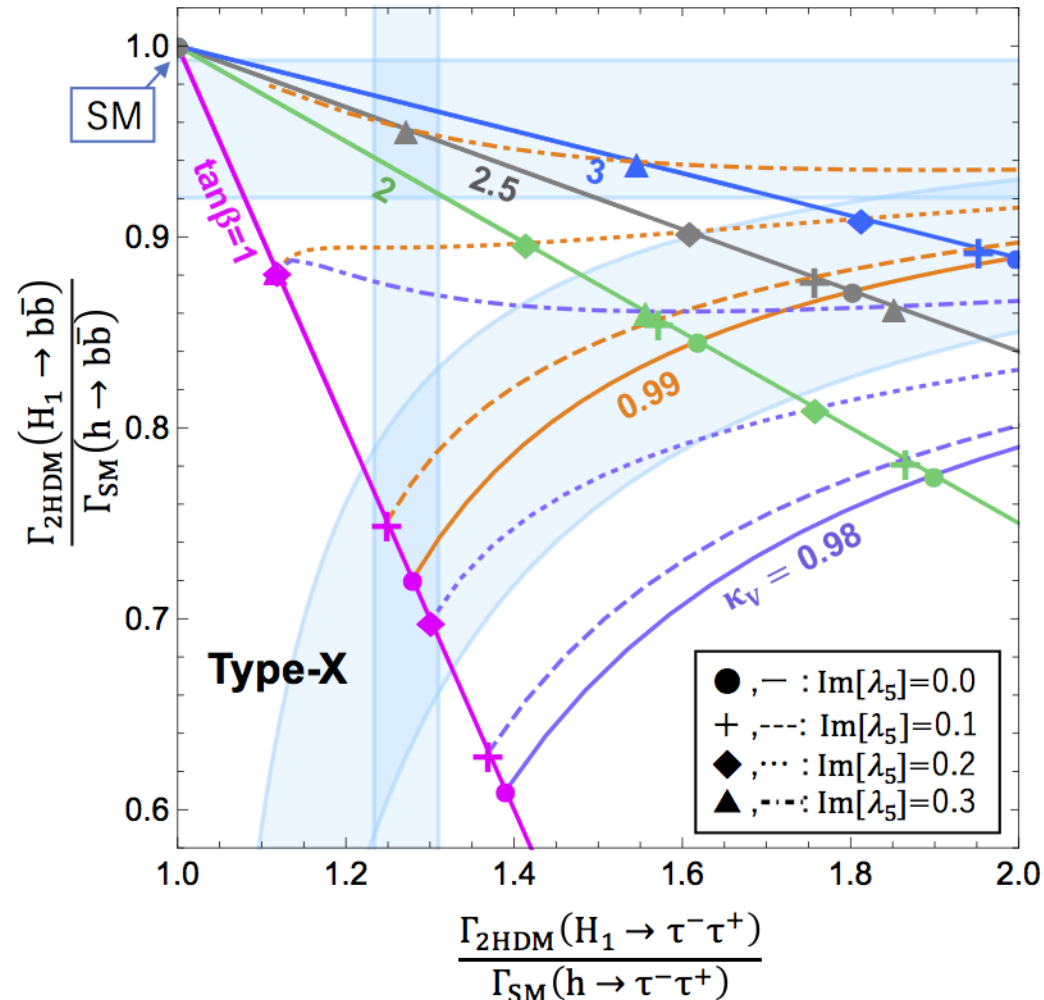


解析結果

ILC250 ($2ab^{-1}$) $R_{21} \leq 0$ $\kappa_Z: 0.38\%$ $\kappa_b: 1.8\%$ $\kappa_{\tau}: 1.0\%$

$\kappa_V=0.99$ と観測されたとする。

- 2HDM (CPC)を仮定すると
橙色の実曲線が引ける。



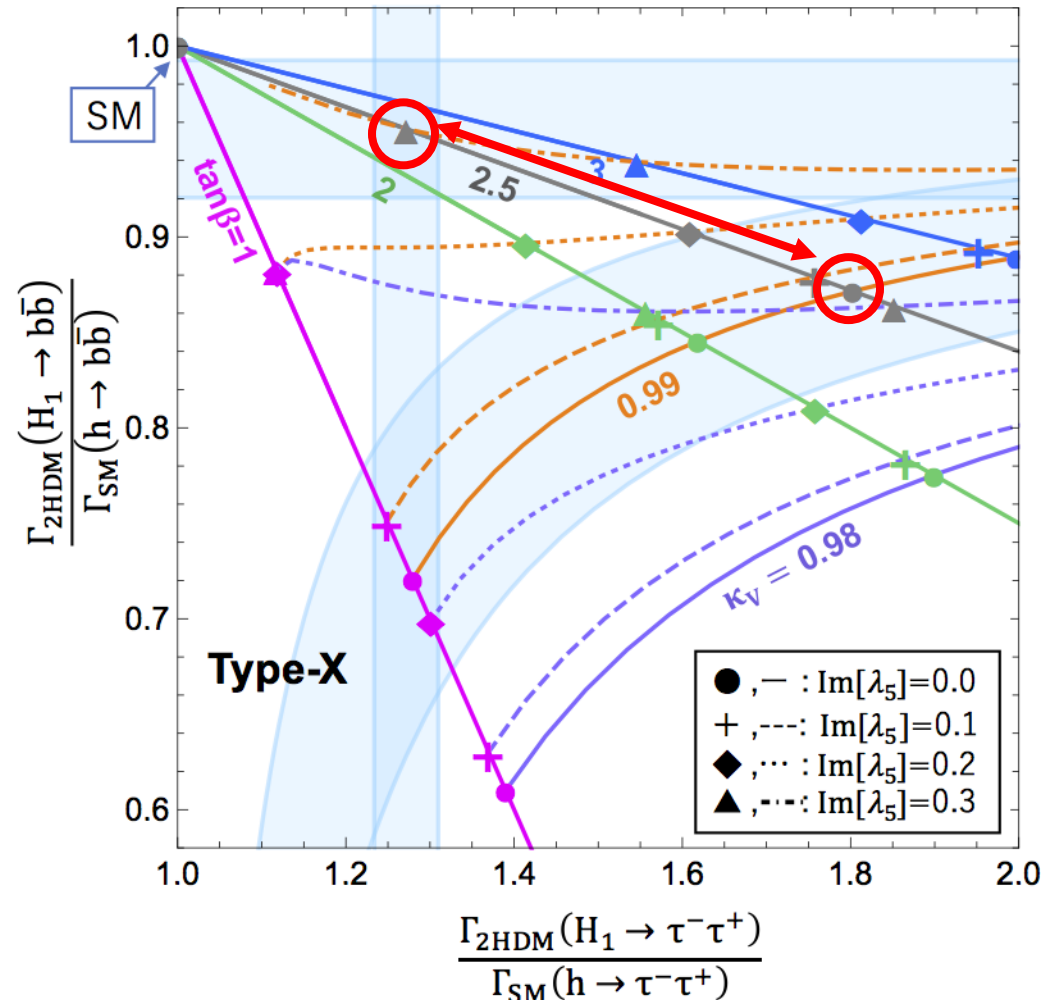
[青木, 金子, 兼村, 端野, 久保田]

解析結果

$\kappa_V=0.99$ と観測されたとする。

- 2HDM (CPC)を仮定すると**橙色の実曲線**が引ける。
- 2HDM (CPC)が予言するのは、観測量(**○**)が**橙色の実曲線**に乗ること。

観測量の実曲線からのずれは、間接的CPの破れの効果。

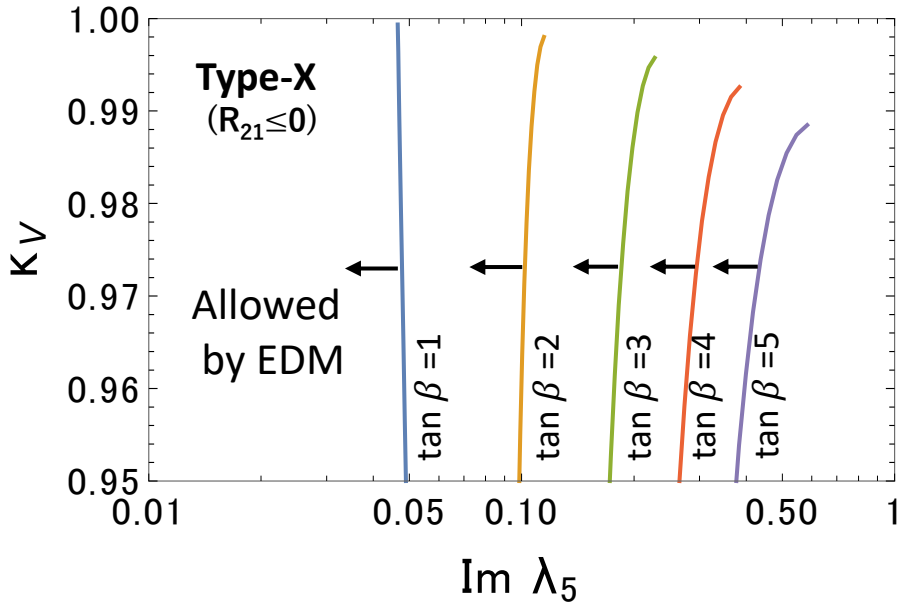


[青木, 金子, 兼村, 端野, 久保田]

解析結果

Sensitivity: $\kappa_V: 0.2\%$
 $\kappa_f: 1\%$

◆ EDM実験からの制限 (Type-X ($R_{21} \leq 0$))

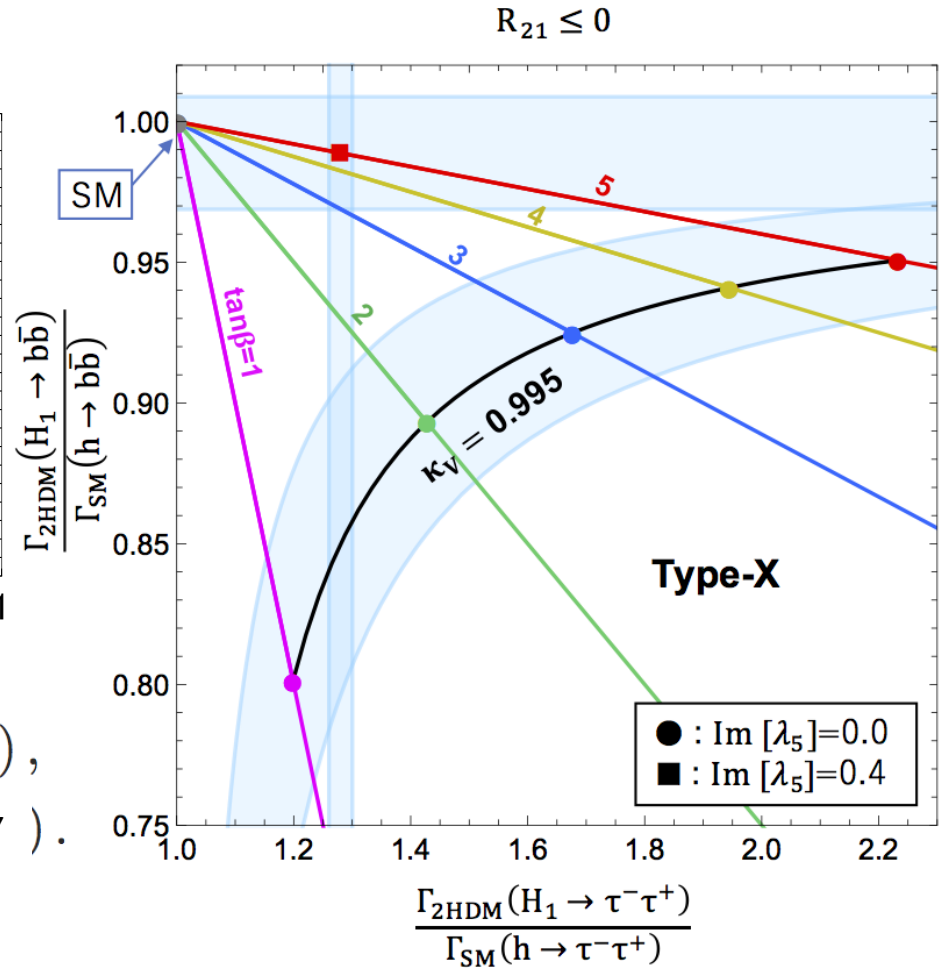


$$|C_u^P| \lesssim 7 \times 10^{-3} \text{ (I)}, \quad 2 \times 10^{-2} \text{ (II)},$$

$$3 \times 10^{-2} \text{ (X)}, \quad 6 \times 10^{-3} \text{ (Y)}.$$

[Cheung, Lee, Senaha and Tseng, JHEP 06, 149 (2014)]

[Keus, King, Moretti and Yagyu, JHEP 04, 048 (2016)]



[青木, 金子, 兼村, 端野, 久保田]

まとめ

- ◆本講演では、Two Higgs doublet modelに注目し、間接探索の観点からヒッグス結合定数へのCPの破れの効果を解析した。
- ◆拡張ヒッグスセクターのCPを保存する場合とCPを破る場合では、それぞれでヒッグス結合定数に異なるズレが生じる。
- ◆ヒッグス結合定数の精密測定からは、拡張ヒッグス模型の判別に加えて、CPの破れの情報まで引き出せる可能性がある。

Back up

2HDM with softly broken Z_2 の解析

$$\hat{\phi}_1 = \begin{pmatrix} G^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h'_1 + iG^0) \end{pmatrix}, \quad \hat{\phi}_2 = \begin{pmatrix} H^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(h'_2 + ih'_3) \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} h'_1 \\ h'_2 \\ h'_3 \end{pmatrix} = R \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ H_3 \end{pmatrix}$$

- CP conserving case ($\text{Im}(\lambda_5) = 0$), for the mixing states (h'_1, h'_2, h'_3) ,

$$\mathcal{M}_{CPC}^2 = \begin{pmatrix} m_h^2 s_{\beta-\alpha}^2 + m_H^2 c_{\beta-\alpha}^2 & \frac{1}{2}(m_h^2 - m_H^2) s_{2(\beta-\alpha)} & 0 \\ \frac{1}{2}(m_h^2 - m_H^2) s_{2(\beta-\alpha)} & m_h^2 c_{\beta-\alpha}^2 + m_H^2 s_{\beta-\alpha}^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_A^2 \end{pmatrix}$$

mass eigenstates

- CP violating case ($\text{Im}(\lambda_5) \neq 0$),

$$\mathcal{M}^2 = \begin{pmatrix} \tilde{m}_h^2 s_{\beta-\tilde{\alpha}}^2 + \tilde{m}_H^2 c_{\beta-\tilde{\alpha}}^2 & \frac{1}{2}(\tilde{m}_h^2 - \tilde{m}_H^2) s_{2(\beta-\tilde{\alpha})} & -\frac{1}{2}v^2 \text{Im}(\lambda_5) s_{2\beta} \\ \frac{1}{2}(\tilde{m}_h^2 - \tilde{m}_H^2) s_{2(\beta-\tilde{\alpha})} & \tilde{m}_h^2 c_{\beta-\tilde{\alpha}}^2 + \tilde{m}_H^2 s_{\beta-\tilde{\alpha}}^2 & -\frac{1}{2}v^2 \text{Im}(\lambda_5) c_{2\beta} \\ -\frac{1}{2}v^2 \text{Im}(\lambda_5) s_{2\beta} & -\frac{1}{2}v^2 \text{Im}(\lambda_5) c_{2\beta} & \tilde{m}_A^2 \end{pmatrix}$$

- Parameters in this model

$$v (= 246 \text{ GeV}), m_{H_1} (= 125 \text{ GeV}), M, m_{H^\pm}, \tilde{m}_H, \tilde{m}_A, \kappa_V, \tan \beta, \underline{\text{Im}(\lambda_5)}$$

2HDM with softly broken Z_2 の解析

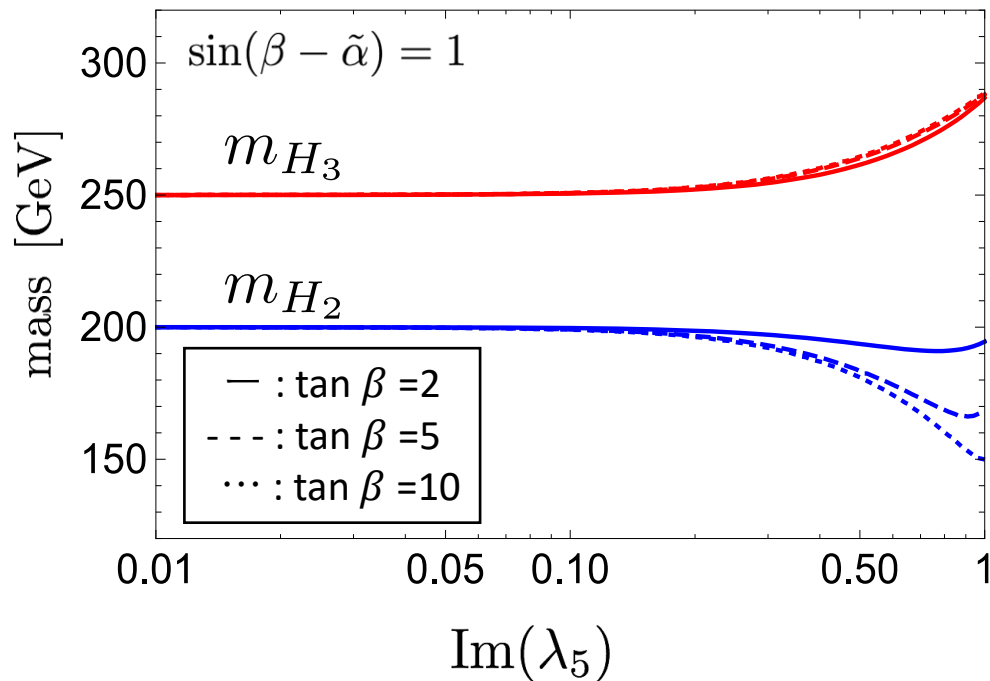
$$\begin{cases} \mathcal{M}^2 = \tilde{\mathcal{M}}^2 + \Delta\mathcal{M}^2 \\ R = \tilde{R} + \Delta R \end{cases}$$

$$\Delta\mathcal{M}^2, \Delta R, \rightarrow 0 \quad (\text{Im}(\lambda_5) \rightarrow 0)$$

$$\begin{aligned} \text{diag}(m_{H_1}^2, m_{H_2}^2, m_{H_3}^2) &= R^T \mathcal{M}^2 R \\ &= \tilde{R}^T \tilde{\mathcal{M}}^2 \tilde{R} + \Delta(R^T \mathcal{M}^2 R) \\ &= \text{diag}(\tilde{m}_h^2, \tilde{m}_H^2, \tilde{m}_A^2) + \text{diag}(\Delta m_h^2, \Delta m_H^2, \Delta m_A^2) \end{aligned}$$

2HDM with softly broken Z_2 の解析

- Mass dimensional parameters \tilde{m}_H, \tilde{m}_A



$$\begin{aligned}
 m_h &= 125 \text{ GeV}, \quad \tilde{m}_H = 200 \text{ GeV}, \\
 \tilde{m}_A &= 250 \text{ GeV}, \\
 \cos(\beta - \tilde{\alpha}) &\leq 0
 \end{aligned}$$

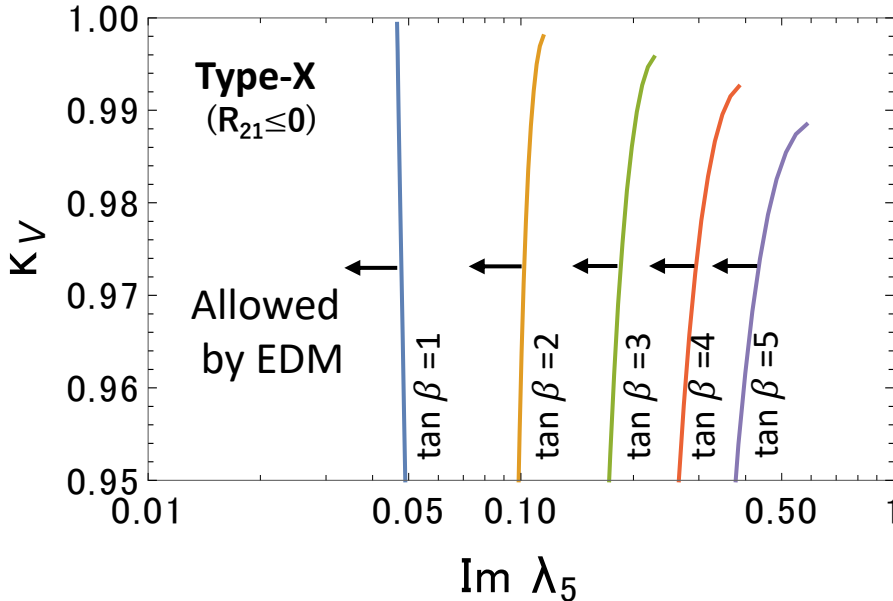
When $\text{Im}(\lambda_5)$ is small,
 $\tilde{m}_H \approx m_{H_2}, \quad \tilde{m}_A \approx m_{H_3}$

Mass eigenvalue

解析結果

Sensitivity: $\kappa_V: 0.2\%$
 $\kappa_f: 1\%$

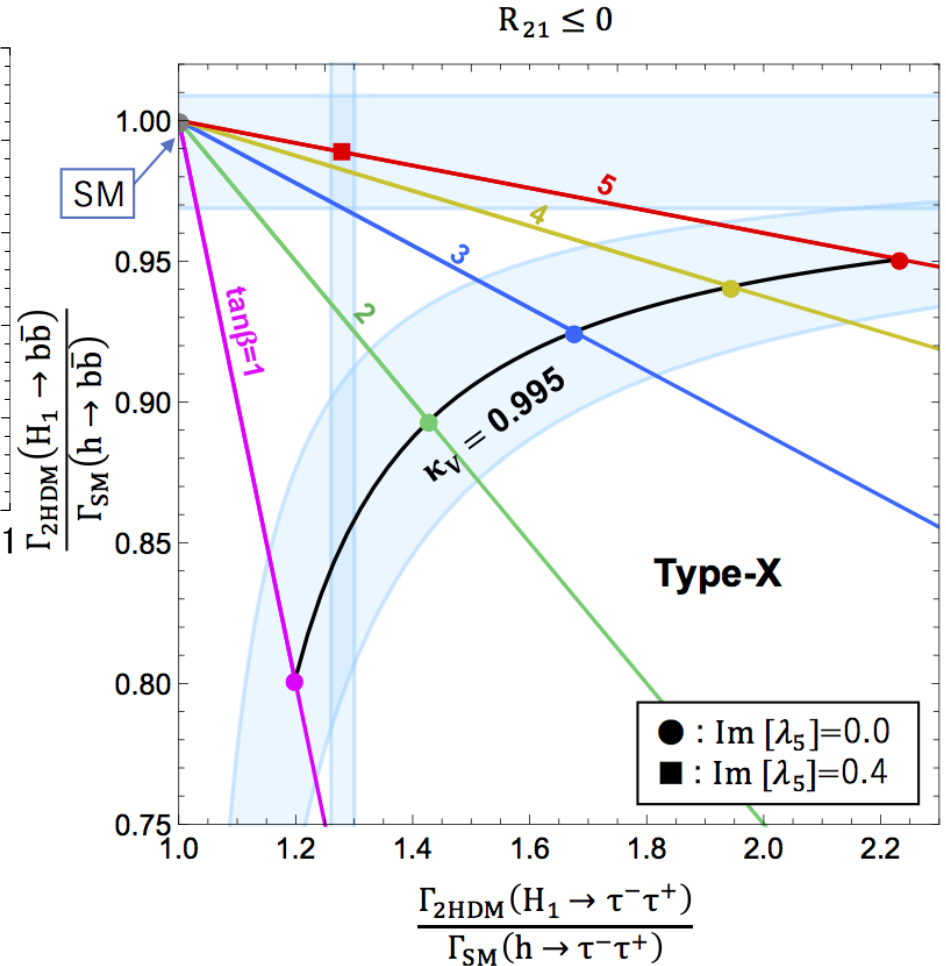
◆ EDM実験からの制限



[Cheung, Lee, Senaha and Tseng, JHEP 06, 149 (2014)]

◆ $\eta \sim O(10^{-10})$ を得るには $\text{Im}(\lambda_5) > O(0.01)$

[A. G. Cohen, D. Kaplan and A. Nelson,
 Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 43, 27 (1993)]



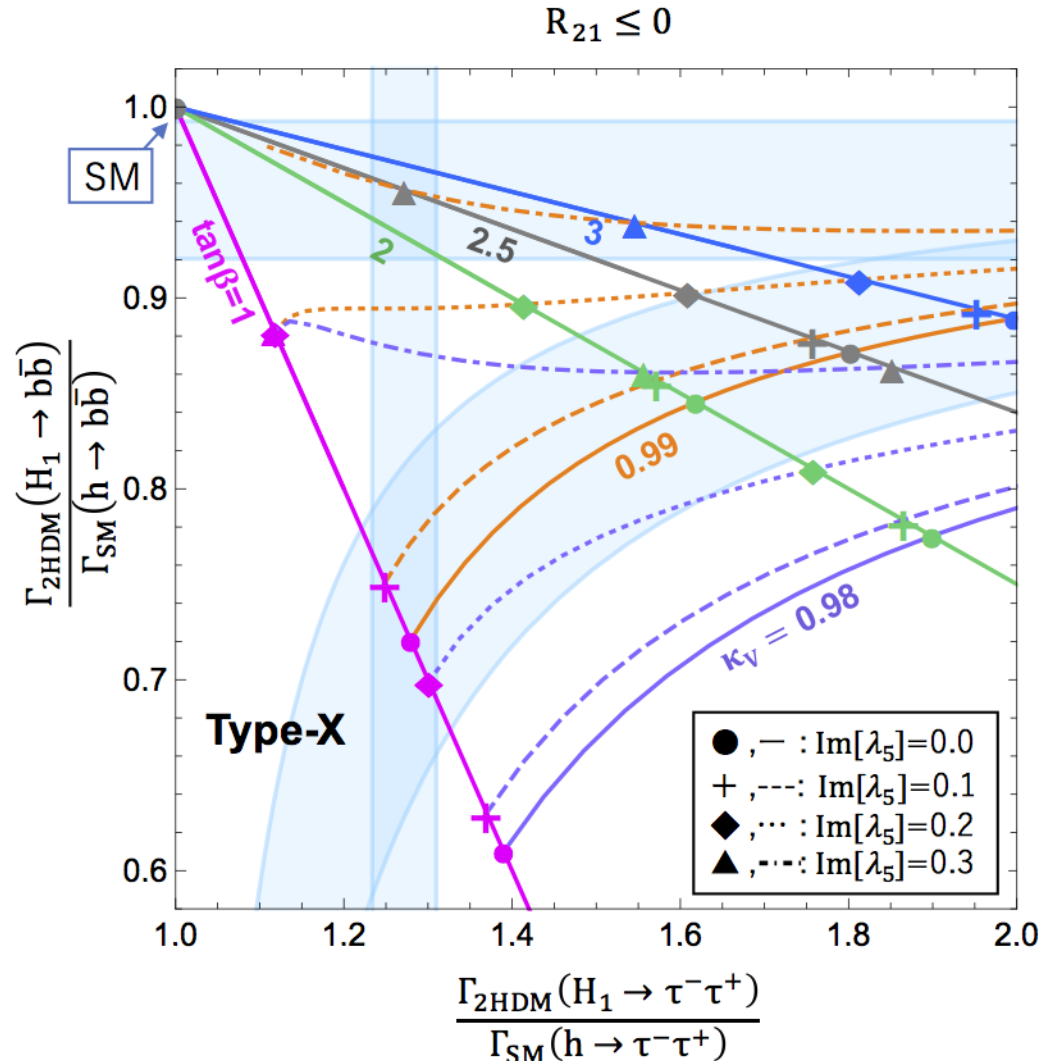
[青木, 金子, 兼村, 端野, 久保田]

解析結果

◆ 将来の観測制度

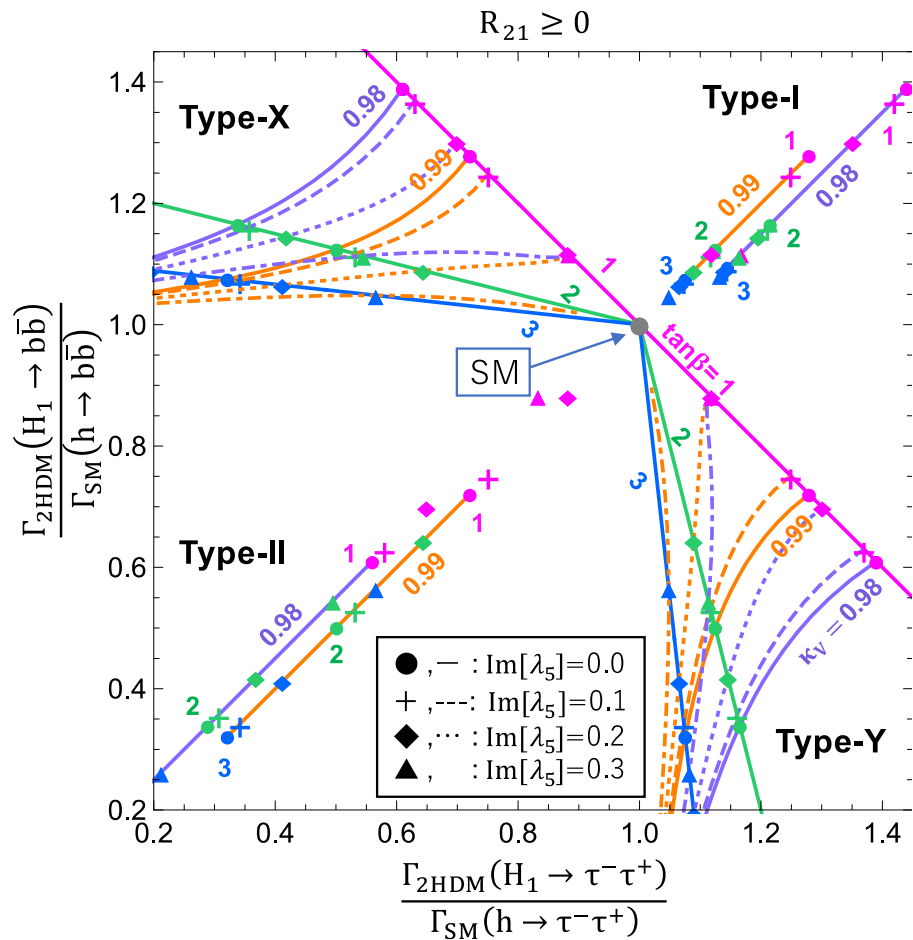
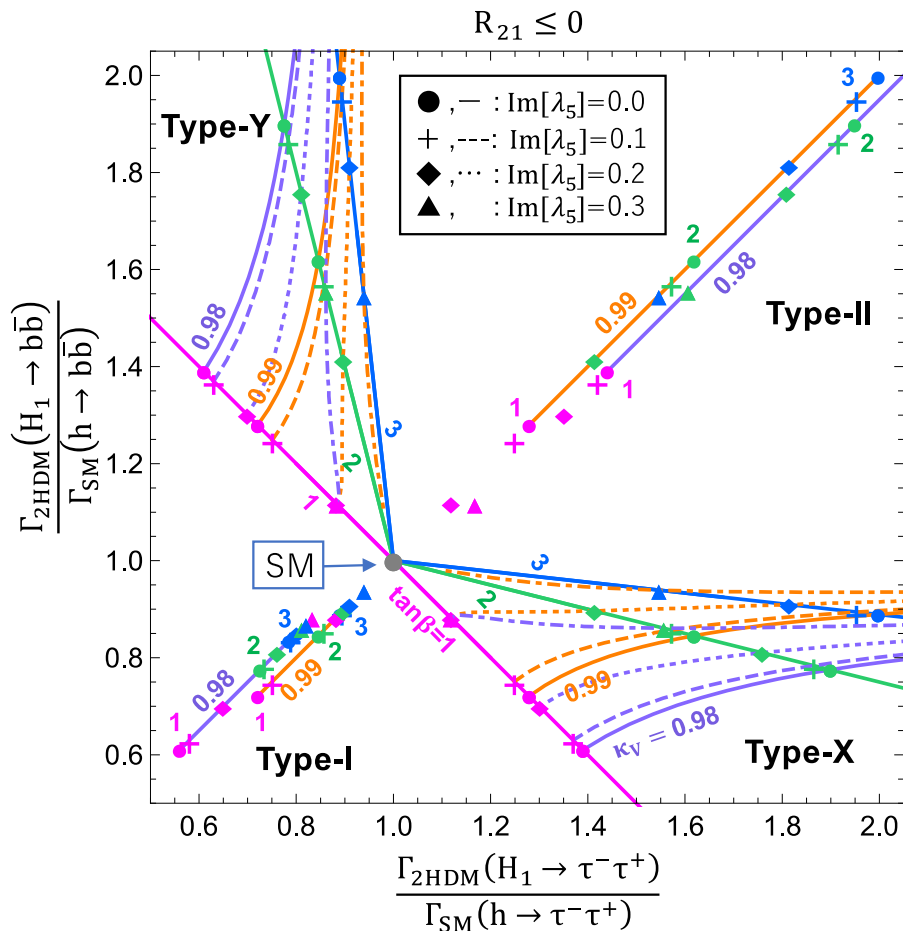
	ILC250	+ILC500
	κ fit	κ fit
$g(hbb)$	1.8	0.60
$g(hcc)$	2.4	1.2
$g(hgg)$	2.2	0.97
$g(hWW)$	1.8	0.40
$g(h\tau\tau)$	1.9	0.80
$g(hZZ)$	0.38	0.30
$g(h\gamma\gamma)$	1.1	1.0
$g(h\mu\mu)$	5.6	5.1
$g(h\gamma Z)$	16	16

Sensitivity: [K. Fujii, et al., arXiv: 1710.07621]



[青木, 金子, 兼村, 端野, 久保田]

解析結果

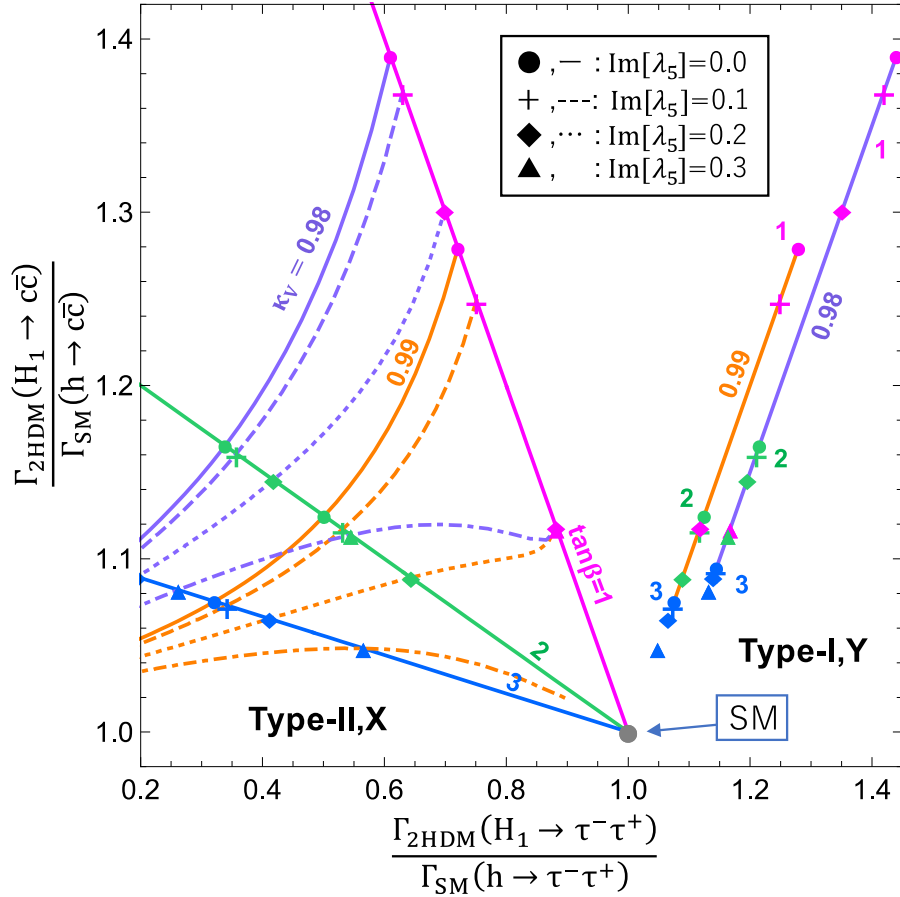


[青木, 金子, 兼村, 端野, 久保田]

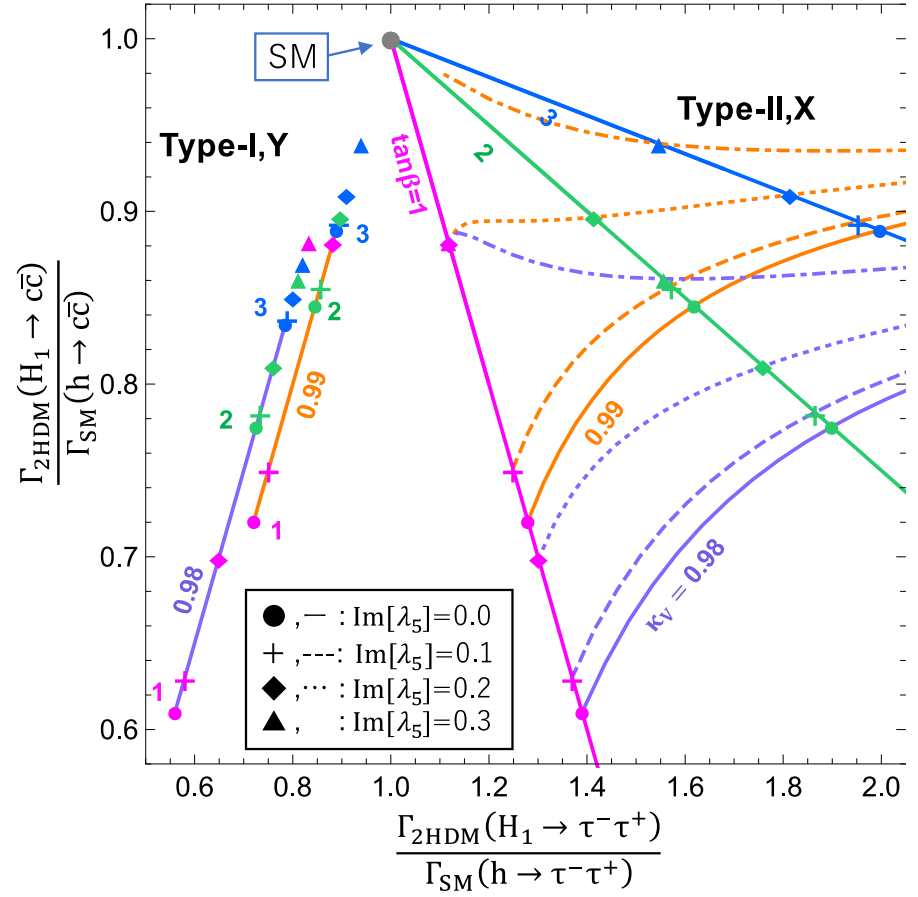
$hbb-h\tau\tau$

解析結果

$R_{21} \geq 0$



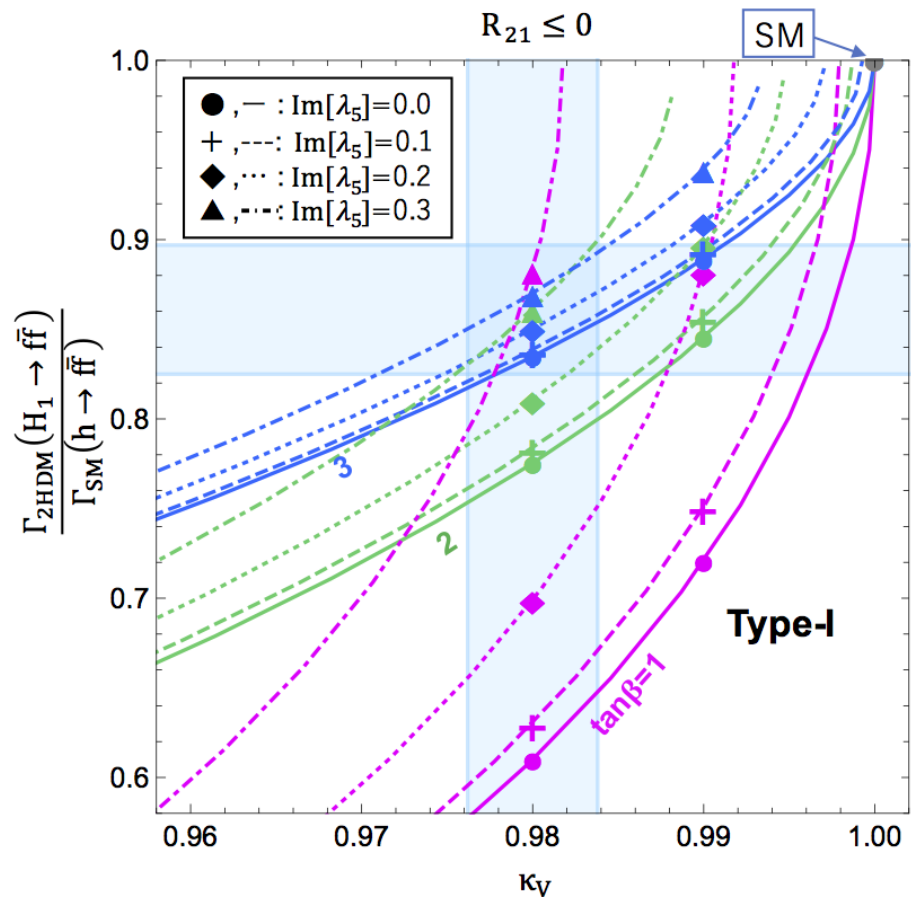
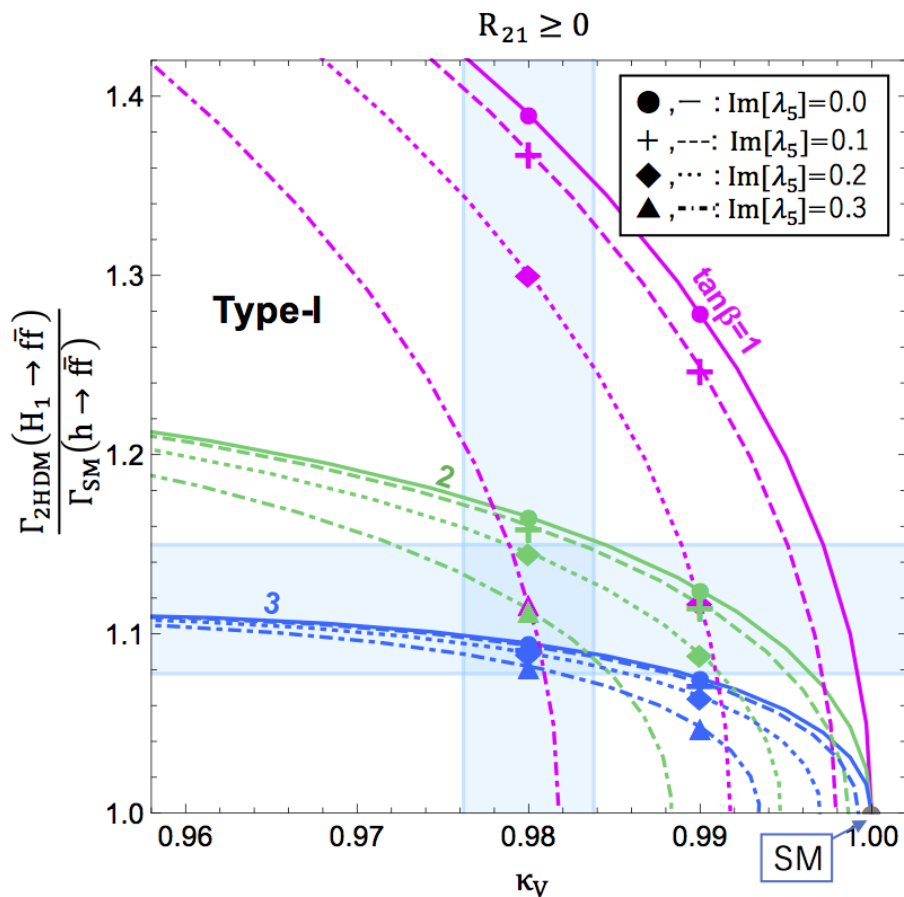
$R_{21} \leq 0$



$hcc-h\tau\tau$

[青木, 金子, 兼村, 端野, 久保田]

解析結果

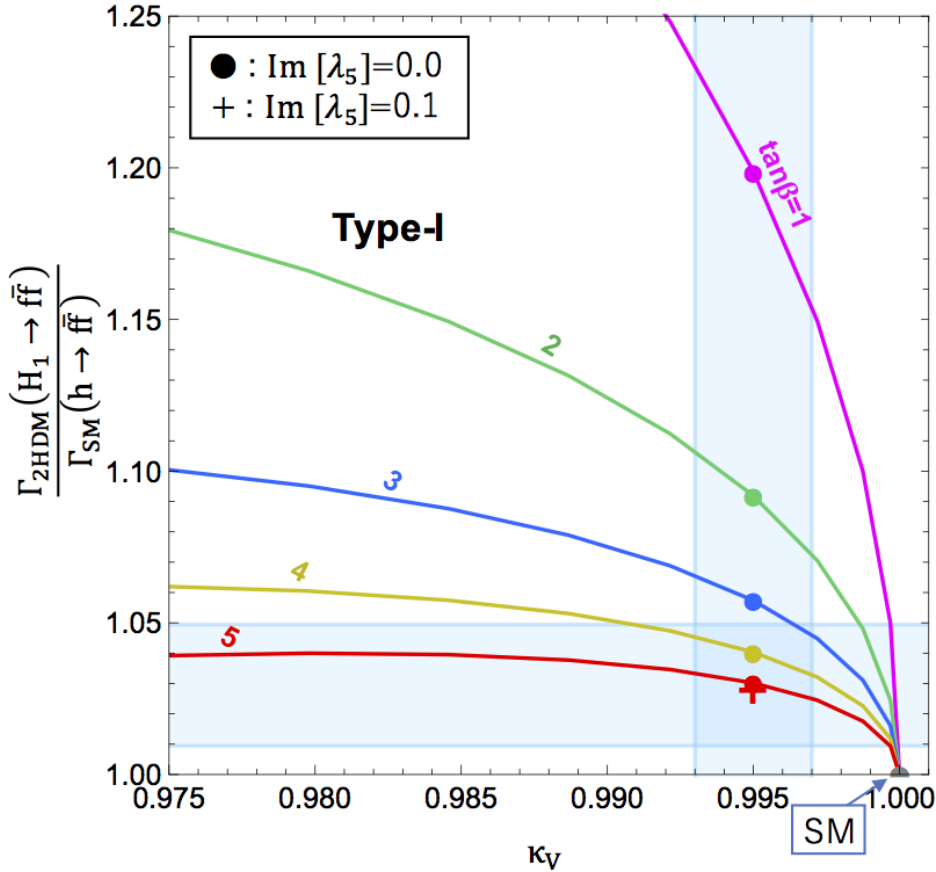


[青木, 金子, 兼村, 端野, 久保田]

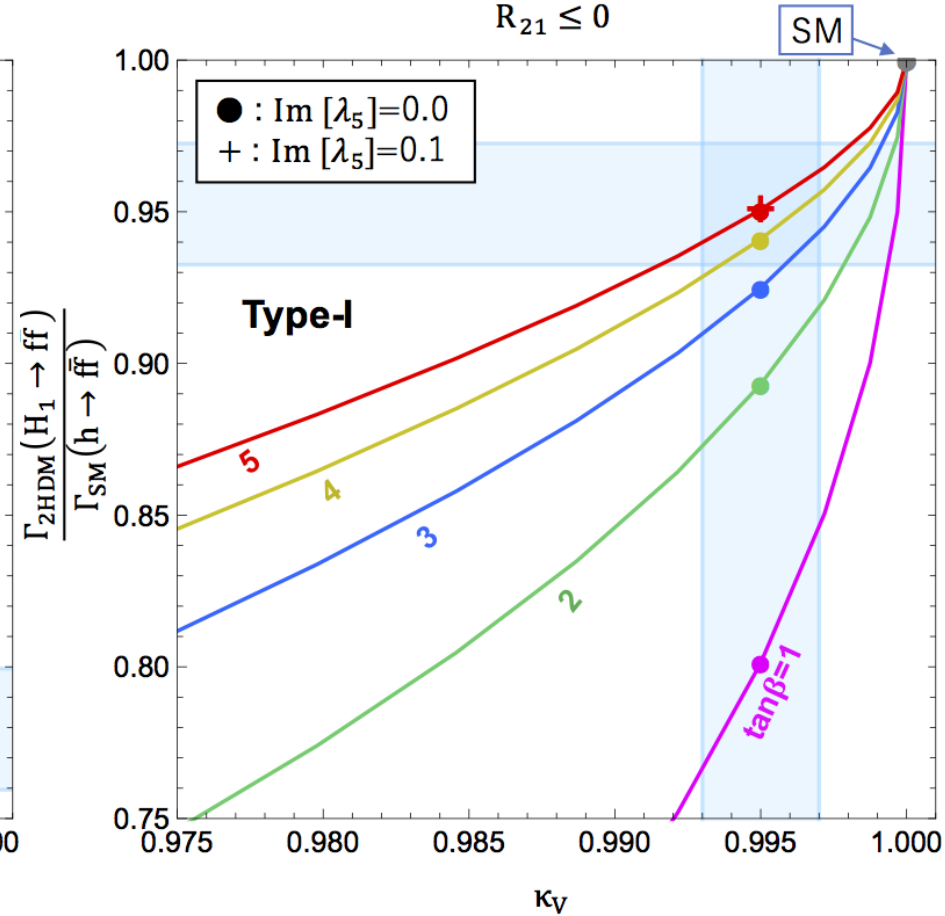
Type-I

解析結果

$R_{21} \geq 0$



$R_{21} \leq 0$

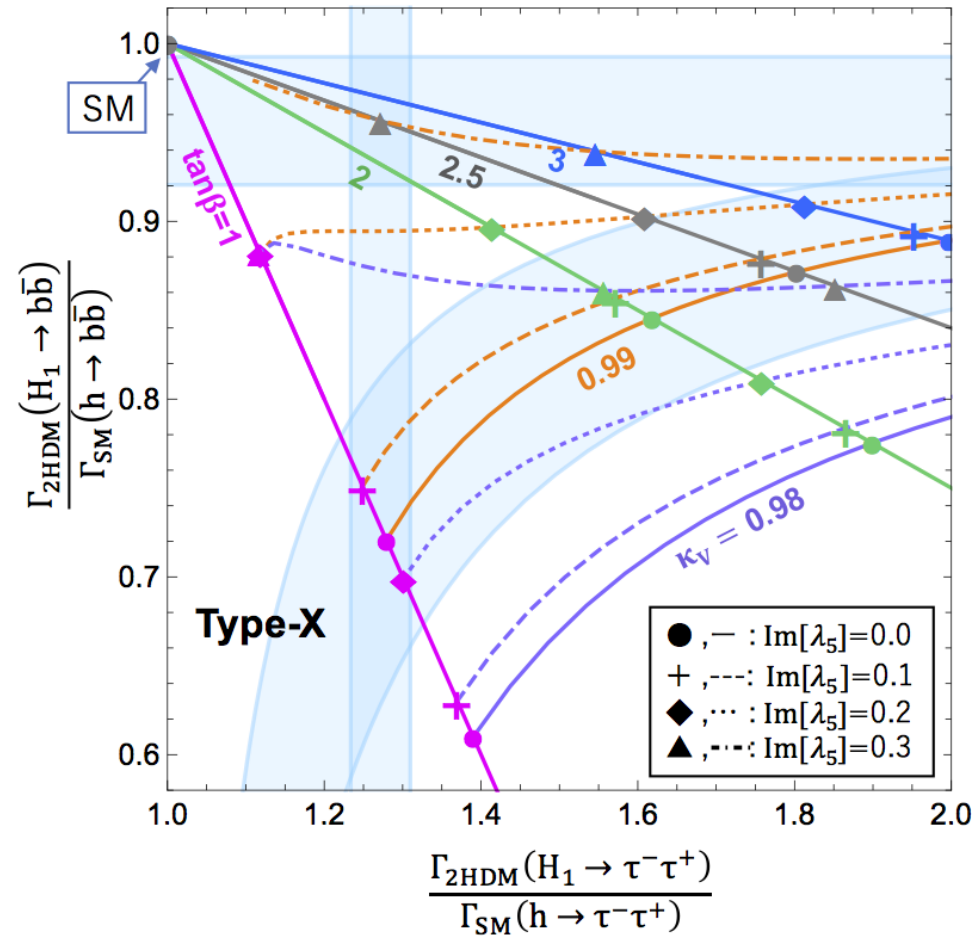


[青木, 金子, 兼村, 端野, 久保田]

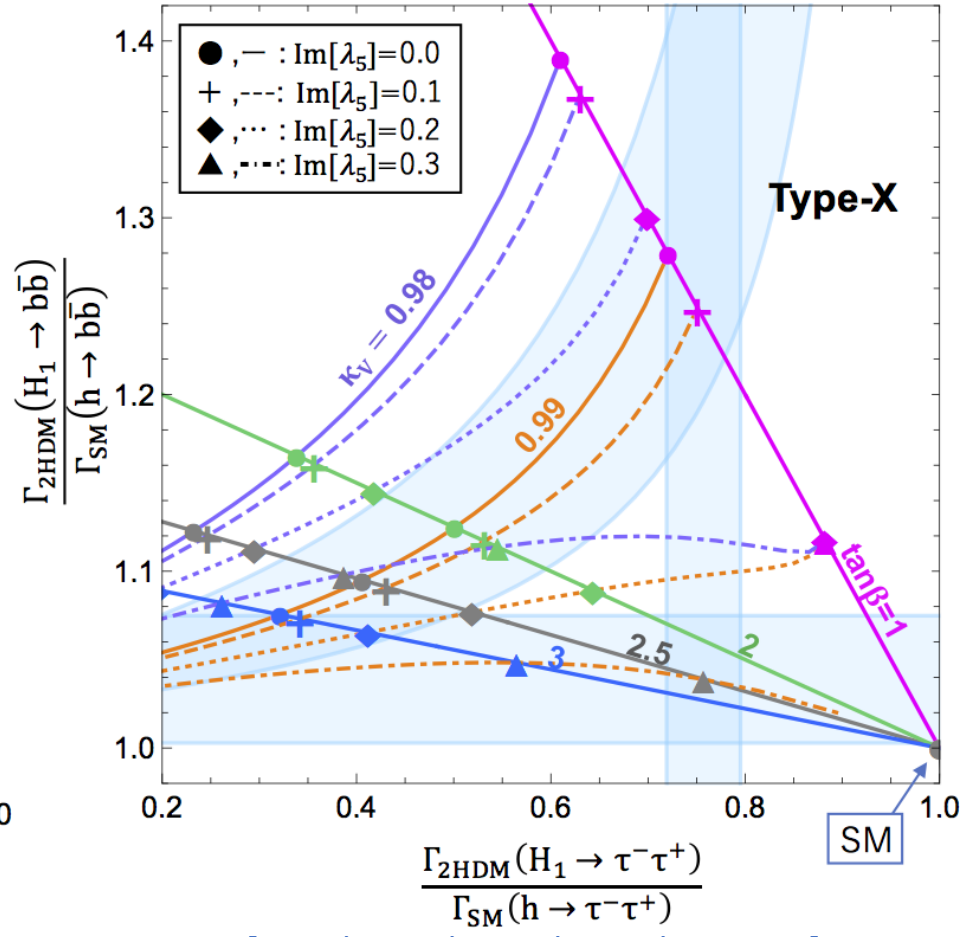
Type-I

解析結果

$R_{21} \leq 0$



$R_{21} \geq 0$

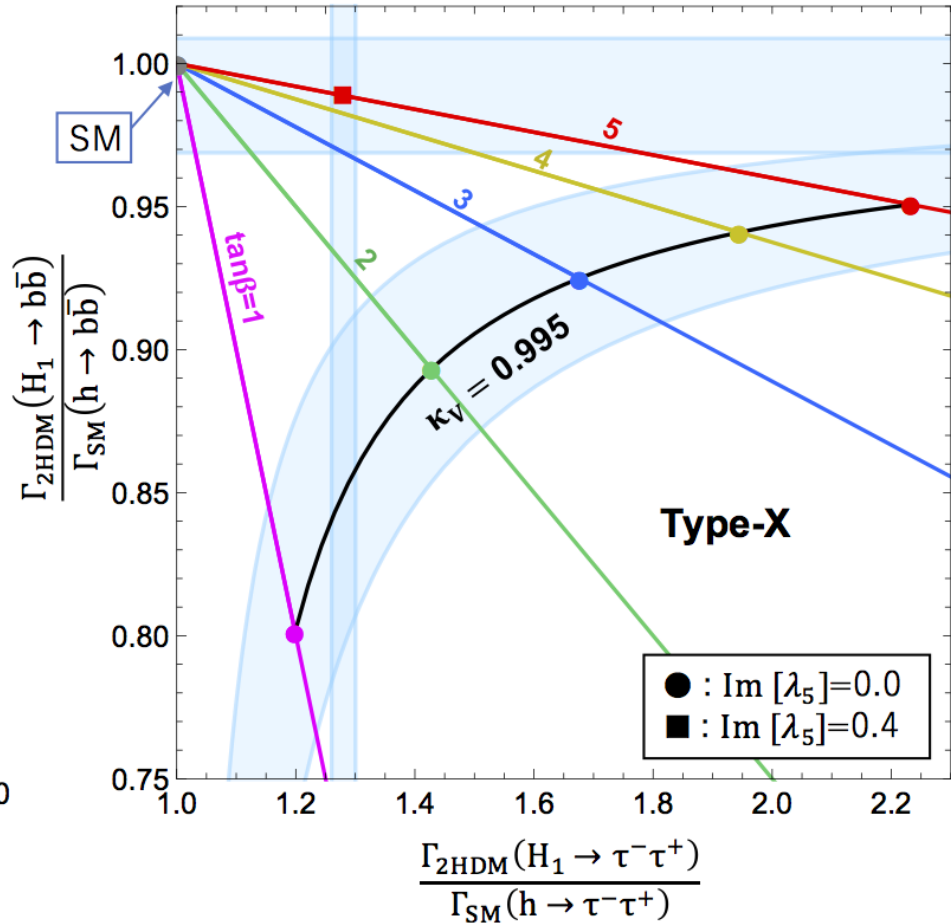
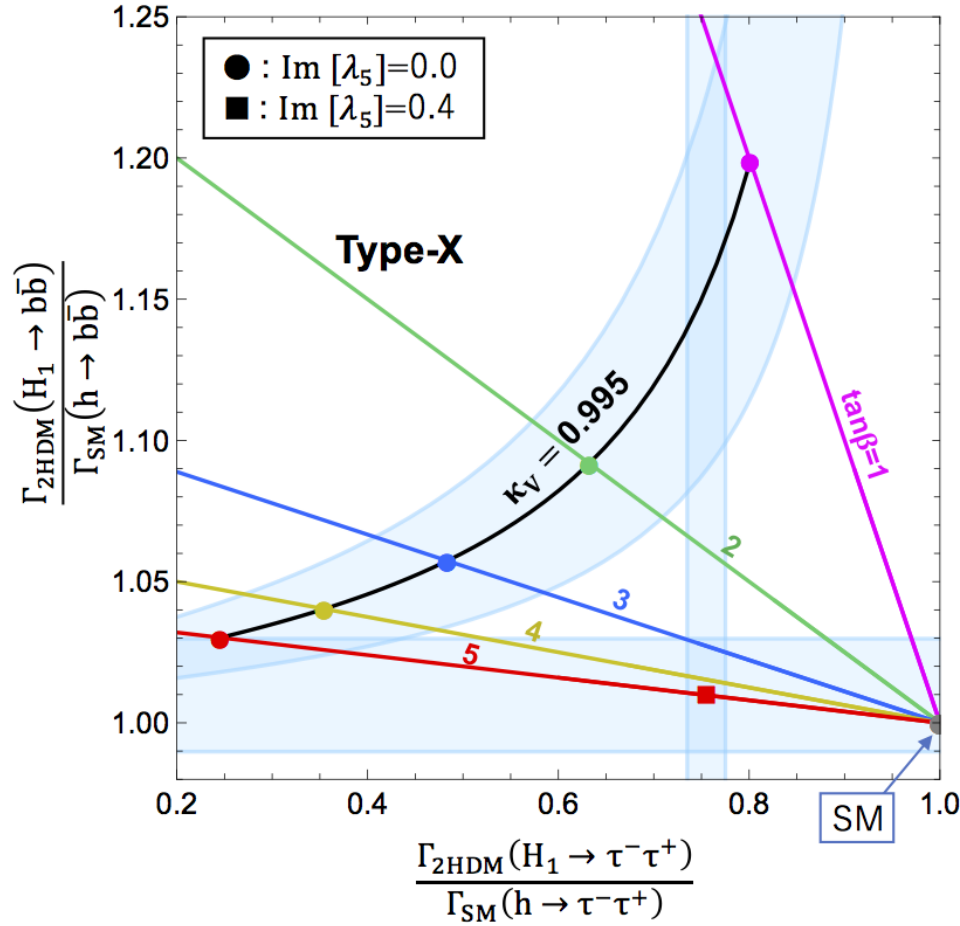


Type-X

解析結果

$R_{21} \geq 0$

$R_{21} \leq 0$



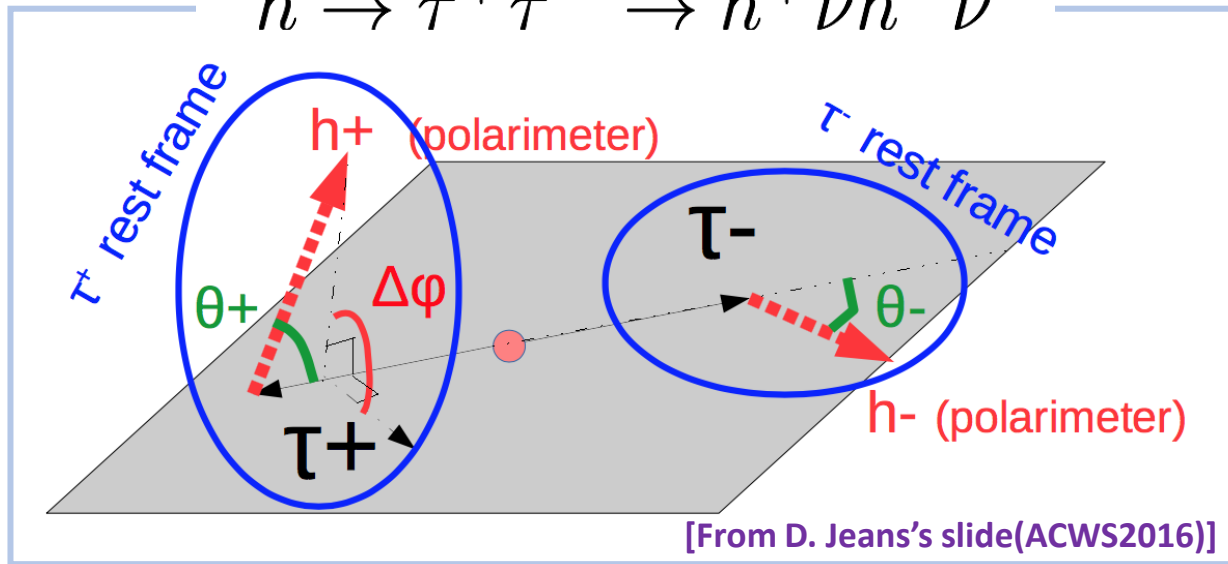
Type-X

角度分布へのCPの破れの効果

以下のような結合を含むモデルでは、

$$\mathcal{L}_{h\tau\tau} = g\bar{\tau}(\cos\psi_{CP} + i\underline{\gamma_5 \sin\psi_{CP}})\tau h$$

$$h \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow h^+ \bar{\nu} h^- \nu$$



$$dN/(d\cos\theta^+ d\cos\theta^- d\phi^+ d\phi^-) \propto (1 + \underline{\cos\theta^+ \cos\theta^-}) - \underline{\sin\theta^+ \sin\theta^- \cos(\Delta\phi - 2\underline{\psi_{CP}})}.$$

$$\text{ILC250, } 2ab^{-1} : \Delta\psi_{CP} = 4.3^\circ$$

[Jeans and Wilson, PRD98, 013007 (2018)]

解析結果

ILC250, $2ab^{-1} : \Delta\psi_{CP} = 4.3^\circ$

[Jeans and Wilson, PRD98, 013007 (2018)]

◆ $h \rightarrow \tau\tau$ の角度分布

$\kappa_V = 0.995, \tan\beta = 5$ では

$R_{21} \geq 0$

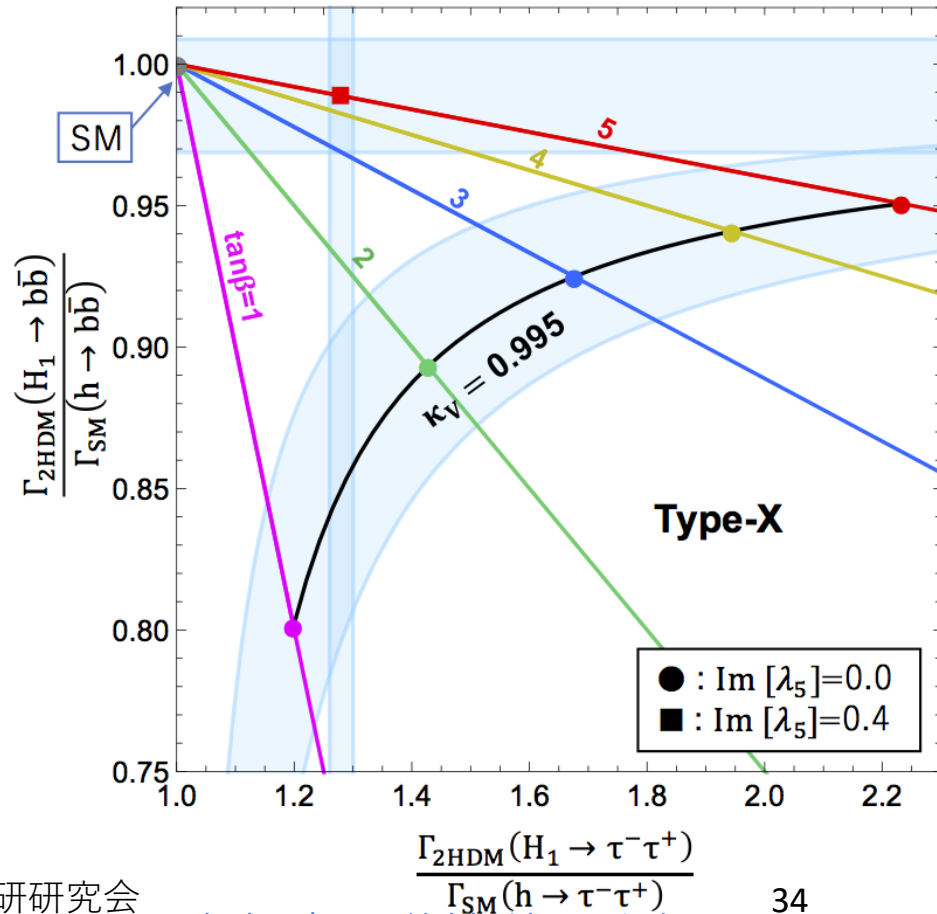
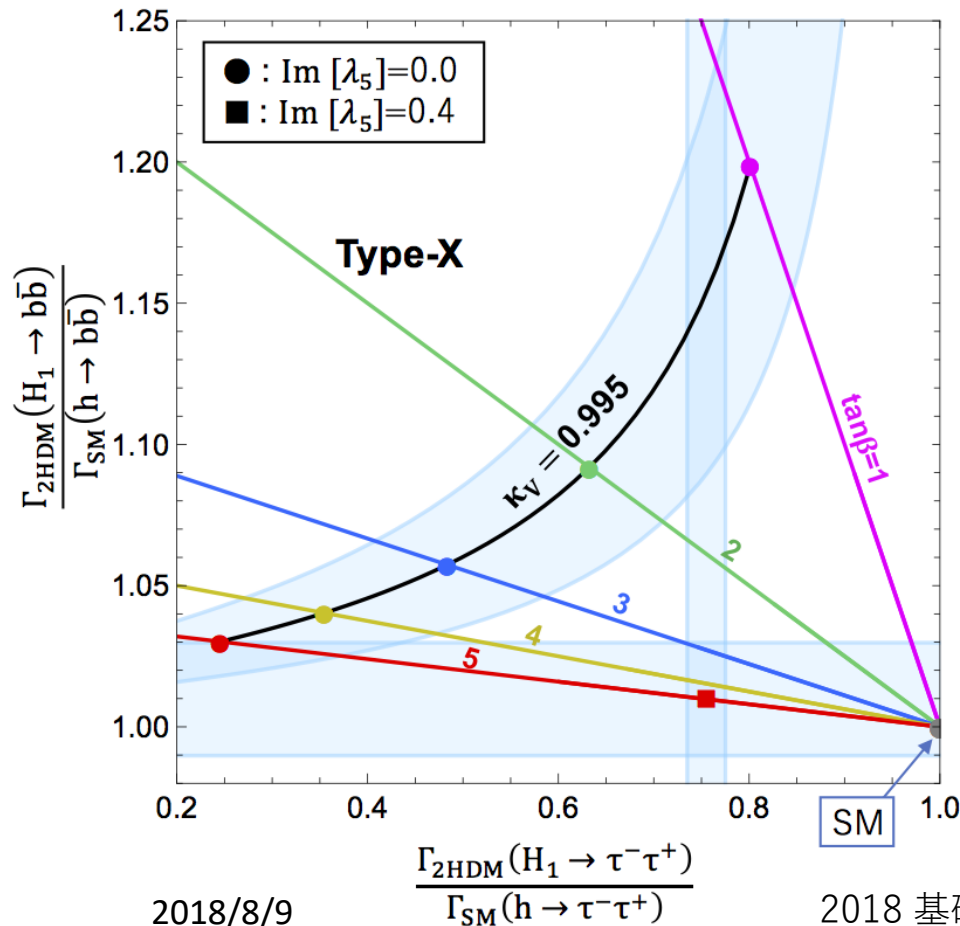
$(\text{Im}\lambda_5, \psi_{CP}) = (0.0, 0^\circ),$

$(0.2, -26^\circ)$ for $R_{21} \leq 0,$

$(0.4, -30^\circ)$ for $R_{21} \geq 0.$

$R_{21} \leq 0$

$\tan\psi_{CP} \equiv c_\tau^p / c_\tau^s$



標準模型のバリオン数生成

サハロフの条件(1967) : 対象な宇宙からバリオン数を生むための条件

- ① バリオン数の破れ
- ② CとCPの破れ
- ③ 非平衡状態の実現

標準模型では

- ① スファレロン過程で達成
[Kuzmin, Rubakov and Shaposhnikov (1985)]
- ② 小林-益川位相 (1973) によるCPの破れは量的に十分でない
[Farrar and Shaposhnikov (1994)]
- ③ 強い一次相転移が起こらない
[Kajantie, Laine, Rummukainen and Shaposhnikov (1996)]

➤ バリオン数の生成には標準模型の拡張が必要とされる。