

PHẦN MỞ ĐẦU

Mục đích nghiên cứu

- Nghiên cứu về mô hình 3-3-1 β , 3-3-1 đảo
- Nguồn LFV trong mô hình 3-3-1 đảo.
- Xây dựng các công thức giải tích đóng góp bậc 1 vòng vào biên độ quá trình rã $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$ trong mô hình 3-3-1 β , rã $h \rightarrow e_a e_b, e_b \rightarrow e_a \gamma$ trong mô hình 3-3-1 đảo.
- Khảo sát tỷ lệ rã nhánh của quá trình rã $h \rightarrow \mu\tau, h \rightarrow Z\gamma$.

Đối tượng và phạm vi nghiên cứu

- Đỉnh tương tác LFV, đỉnh tương tác liên quan đến rã $h \rightarrow Z\gamma$, giản đồ Feynman và biên độ rã tương ứng với các quá trình rã đã đề xuất.
- Hàm Passarino – Veltman (PV) ứng với 2 quá trình rã $h \rightarrow Z\gamma, e_a e_b$.
- Khảo sát số quá trình rã $h \rightarrow Z\gamma$ và $h \rightarrow \mu\tau$ trong 2 mô hình đề xuất.

Nội dung nghiên cứu

- Các mô hình 3-3-1 đảo và 3-3-1 β .
- Biểu thức giải tích của quá trình rã LFVHD trong mô hình 3-3-1 đảo.
- Giải số và biện luận quá trình rã $h \rightarrow \mu\tau$ trong mô hình 3-3-1 đảo
- Biểu thức giải tích của quá trình rã $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$ trong mô hình 3-3-1 với β bất kỳ.
- Giải số và biện luận quá trình rã $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$ trong mô hình 3-3-1 với β bất kỳ.

Phương pháp nghiên cứu

- Sử dụng phương pháp Lý thuyết trường lượng tử để xây dựng các công thức giải tích.
- Sử dụng phần mềm Mathematica để giải số.

Cấu trúc luận án:

Chương 1: Chúng tôi trình bày phổ hạt, các trạng thái vật lý của các lepton và boson, các tham số trộn, trong hai mô hình 3-3-1 đảo và 3-3-1 β . Đây là cơ sở để chúng tôi tính các đỉnh tương tác và khảo sát các quá trình rã liên quan đến luận án.

Chương 2: Trong chương này, chúng tôi đã tính được các đỉnh tương tác liên quan đến quá trình LFVHD trong mô hình 3-3-1 đảo, xây dựng được công thức giải tích tính tỷ lệ rã nhánh (BR) cho quá trình rã $h \rightarrow e_a e_b$, $e_a \rightarrow e_b \gamma$.

Chương 3: Chúng tôi đã khảo sát quá trình rã LFV của boson Higgs tựa SM $h \rightarrow \mu\tau$ và rã của lepton mang điện $e_a \rightarrow e_b \gamma$ trong mô hình 3-3-1 đảo. Giả sử rằng tất cả các hạt nặng mới đều ở thang TeV, tỷ lệ rã nhánh $BR(h \rightarrow \tau\mu, \tau e)$ và $h \rightarrow \mu e$ có thể được tìm thấy ở bậc $\mathcal{O}(10^{-3} - 10^{-4})$ và $\mathcal{O}(10^{-6})$ tương ứng. Các giá trị này rất gần với giới hạn thực nghiệm mới nhất và chúng cần được xem xét để hạn chế không gian tham số của mô hình nếu các giới hạn thực nghiệm được cập nhật. Các giá trị lớn BR của rã LFVHD vẫn xuất hiện ngay cả khi khối lượng của $m_{Z'} \sim \mathcal{O}(10)$ TeV. Mặt khác, $BR(e_b \rightarrow e_a \gamma)$ luôn thỏa mãn giới hạn của thực nghiệm. Hơn thế nữa, $BR(\tau \rightarrow \mu\gamma, e\gamma) \leq \mathcal{O}(10^{-14})$ nhỏ hơn so với độ nhạy thực nghiệm hiện tại. Tương tự như vậy, $BR(\mu \rightarrow e\gamma)$ có bậc cỡ $\mathcal{O}(10^{-15})$.

Chương 4: Trong chương này, chúng tôi đã xây dựng được các đỉnh tương tác liên quan đến quá trình rã $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$ trong mô hình 3-3-1 β . Biểu thức giải tích tính biên độ, tỷ lệ rã nhánh và cường độ tín hiệu cũng đã được chỉ ra.

Chương 5: Chúng tôi đã thảo luận chi tiết các tín hiệu của vật lý mới được dự đoán bởi các mô hình 3-3-1 từ các kênh rã boson Higgs trung hòa $h, h_3^0 \rightarrow \gamma\gamma, Z\gamma$. Đối với trường hợp β tùy ý, boson Higgs tựa SM ($h \rightarrow \gamma\gamma, Z\gamma$) không phụ thuộc vào β , nên không phân biệt các mô hình khác nhau theo các giá trị β cụ thể. Các độ sai lệch lớn $\delta\mu_{Z\gamma, \gamma\gamma}$ bắt nguồn từ sự đóng góp bậc một vòng của H^\pm và giá trị $|s_\delta|$ lớn. Trong các vùng không gian tham số cho giá trị $\delta\mu_{Z\gamma}$ lớn, thì $\mu_{Z\gamma}$ luôn bị chặn trên bởi $\mu_{\gamma\gamma}$. Cụ thể là, $|\delta\mu_{Z\gamma}| \leq |\delta\mu_{\gamma\gamma}| < 0.23$, là độ nhạy dự kiến của $\mu_{Z\gamma}$ trong các dự án thực nghiệm HL-LHC. Mặt khác, trong mô hình với $\beta = \sqrt{3}$ và $v_3 \simeq 3$ TeV, giới hạn $|\delta\mu_{\gamma\gamma}| = 0.04$ cho phép $|\delta\mu_{Z\gamma}|$ tiến gần tới giá trị 0.1, nhưng không thể đạt đến độ nhạy được dự kiến $|\delta\mu_{Z\gamma}| = 0.23$. Về mặt lý thuyết, chúng tôi đã tìm thấy hai đặc điểm rất đáng quan tâm. Thứ nhất, $F_{21,sv}^{331}$ có thể cùng bậc với $F_{21,v}^{331}$ trong các vùng không gian tham số được phép nên không được bỏ qua $F_{21,sv}^{331}$ trong các nghiên cứu trước đây. Thứ hai, đóng góp bậc một vòng của boson chuẩn có thể cùng bậc với đóng góp của boson Higgs, dẫn đến khả năng xuất hiện vùng tham số được phép có sự đóng góp khủnh nhau vào biên độ rã $h \rightarrow \gamma\gamma$, nhưng lại cho đóng góp cộng hưởng vào biên độ rã $h \rightarrow Z\gamma$. Điều này gợi ý rằng có thể tồn tại các mô hình BSM mở rộng nhóm chuẩn cho phép $|\delta\mu_{Z\gamma}|$ nhận giá trị lớn mà vẫn thỏa mãn thực nghiệm $|\delta\mu_{\gamma\gamma}| \leq 0.04$.

Kết luận chung: Điềm qua các kết quả chính thu được và đề xuất hướng nghiên cứu trong thời gian tới.

Phụ lục: Trình bày một số tính toán chi tiết liên quan đến nội dung trong luận án.

Chương 1

TỔNG QUAN VỀ CÁC MÔ HÌNH 3-3-1

1.1 Các hạn chế của mô hình chuẩn (SM)

Mô hình chuẩn (SM) đã rất thành công trong việc thống nhất các tương tác, mô tả đầy đủ đặc điểm về khối lượng và tương tác các hạt, từ đó đưa ra các tiên đoán chính xác đã được thực nghiệm xác thực. Tuy nhiên SM vẫn còn những hạn chế cần được khắc phục. Thứ nhất, SM mô tả được ba loại tương tác mạnh, điện từ và yếu nhưng chưa bao gồm được tương tác hấp dẫn. Thứ hai, neutrino trong SM không có khối lượng, trái ngược với phát hiện về sự chuyển hóa neutrino khí quyển trong thí nghiệm của nhóm Super Kamiokande (1998). Điều này chứng tỏ rằng có sự vi phạm số lepton thế hệ trong vùng lepton trung hòa, trong SM đại lượng này bảo toàn tuyệt đối. Thứ ba, mặc dù hạt boson Higgs đã được LHC quan sát với khối lượng khoảng 125 GeV, nhiều đặc điểm tương tác của nó vẫn chưa được thực nghiệm xác định cụ thể để có thể so sánh được với các dự đoán bởi SM. Thứ tư, trong SM, chưa có cơ sở lý thuyết hay điều kiện nào buộc số thế hệ của các fermion phải là 3,... Vì vậy, xây dựng các mô hình mới (BSM) mở rộng từ SM thật sự cần thiết. Bởi vì nó có thể giải quyết các vấn đề mà lý thuyết SM không thể giải thích, và chứa đựng nhiều tín hiệu vật lý mới.

1.2 Mô hình 3-3-1 đảo (A Flipped 3-3-1 Models)

Cấu trúc của các hạt của mô hình được trình bày trong bảng 1.1. Các boson Higgs có trung bình chân không (VEV) được xác định như sau:

$$\begin{aligned}\sigma_i^0 &= n_i + \frac{1}{\sqrt{2}} (R_{\sigma_i} + iI_{\sigma_i}), & \langle \sigma_i^0 \rangle &= n_i, \quad i = 1, 2, S, \\ H_\alpha^0 &= k_\alpha + \frac{1}{\sqrt{2}} (R_\alpha + iI_\alpha), & \langle H_\alpha^0 \rangle &= k_\alpha, \quad \alpha = 1, 2, 3, S,\end{aligned}$$

Hạt	Biểu diễn theo nhóm 3-3-1	biểu diễn theo nhóm SM	Các thành phần	# Số vị
L_e	$(\mathbf{1}, \mathbf{6}, -\frac{1}{3})$	$(\mathbf{1}, \widehat{\mathbf{3}}, 0) + (\mathbf{1}, \widehat{\mathbf{2}}, -\frac{1}{2}) + (\mathbf{1}, \widehat{\mathbf{1}}, -1)$	$\begin{pmatrix} (\Sigma^-)^c & \frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma^0 & \frac{1}{\sqrt{2}}\nu_e \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma^0 & \Sigma^- & \frac{1}{\sqrt{2}}e \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\nu_e & \frac{1}{\sqrt{2}}e & E_e \end{pmatrix}_L$	1
$L_{\alpha=\mu,\tau}$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, -\frac{2}{3})$	$(\mathbf{1}, \widehat{\mathbf{2}}, -\frac{1}{2}) + (\mathbf{1}, \widehat{\mathbf{1}}, -1)$	$(\nu_\alpha, e_\alpha, E_\alpha)_L^T$	2
$e_{\alpha R}$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, -1)$	$(\mathbf{1}, \widehat{\mathbf{1}}, -1)$	$e_{\alpha R}$	6
Q_α	$(\mathbf{3}, \widehat{\mathbf{3}}, \frac{1}{3})$	$(\mathbf{3}, \widehat{\mathbf{2}}, \frac{1}{6}) + (\mathbf{3}, \widehat{\mathbf{1}}, \frac{2}{3})$	$(d_\alpha, -u_\alpha, U_\alpha)_L^T$	3
$u_{\alpha R}$	$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, \frac{2}{3})$	$(\mathbf{3}, \widehat{\mathbf{1}}, \frac{2}{3})$	$u_{\alpha R}$	6
$d_{\alpha R}$	$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, -\frac{1}{3})$	$(\mathbf{3}, \widehat{\mathbf{1}}, -\frac{1}{3})$	$d_{\alpha R}$	3
$\phi_{i=1,2}$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, \frac{1}{3})$	$(\mathbf{1}, \widehat{\mathbf{2}}, \frac{1}{2}) + (\mathbf{1}, \widehat{\mathbf{1}}, 0)$	$(H_i^+, H_i^0, \sigma_i^0)^T$	2
ϕ_3	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, -\frac{2}{3})$	$(\mathbf{1}, \widehat{\mathbf{2}}, -\frac{1}{2}) + (\mathbf{1}, \widehat{\mathbf{1}}, -1)$	$(H_3^0, H_3^-, \sigma_3^-)^T$	1
S	$(\mathbf{1}, \mathbf{6}, \frac{2}{3})$	$(\mathbf{1}, \widehat{\mathbf{3}}, 1) + (\mathbf{1}, \widehat{\mathbf{2}}, \frac{1}{2}) + (\mathbf{1}, \widehat{\mathbf{1}}, 0)$	$\begin{pmatrix} \Delta^{++} & \frac{1}{\sqrt{2}}\Delta^+ & \frac{1}{\sqrt{2}}H_S^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\Delta^+ & \Delta^0 & \frac{1}{\sqrt{2}}H_S^0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}H_S^+ & \frac{1}{\sqrt{2}}H_S^0 & \sigma_S^0 \end{pmatrix}$	1

Bảng 1.1: Biểu diễn số lượng tử của các hạt trong mô hình 3-3-1 đảo.

$$\Delta^0 = \epsilon_S + \frac{1}{\sqrt{2}}(R_\Delta + iI_\Delta), \quad \langle \Delta^0 \rangle = \epsilon_S, \quad (1.1)$$

Đạo hàm hiệp biến của nhóm $SU(3)_L \times U(1)_X$ được định nghĩa như sau:

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - igW_\mu^a T^a - ig_X T^9 X X_\mu, \quad (1.2)$$

với T^a ($a = 1, 2, \dots, 8$) là các vi tử của nhóm $SU(3)$ tương ứng với các boson chuẩn W_μ^a , $T^9 = \frac{I}{\sqrt{6}}$ là vi tử của nhóm $U(1)_X$ tương ứng với gauge boson X_μ và X là tích chuẩn của nhóm chuẩn $U(1)_X$. Các trường hợp cụ thể:

- Đơn tuyến của nhóm $SU(3)_L$: $T^a = 0 \forall a = 1, 2, \dots, 8$. Vi tử nhóm $U(1)_X$: $T^9 = \frac{1}{\sqrt{6}}$.
- Với tam tuyến của nhóm $SU(3)_L$: $T^a = \frac{1}{2}\lambda_a \forall a = 1, 2, \dots, 8$, $T^9 = \frac{1}{\sqrt{6}}I_3$, với λ_a là các ma trận Gell-Mann. Các thành phần hiệp biến có thể viết lại:

$$\mathcal{W}_\mu \equiv W^a T^a = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}}W_\mu^8 & \sqrt{2}W_\mu^{'+} & \sqrt{2}Y_\mu^{'+} \\ \sqrt{2}W_\mu^- & -W_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}}W_\mu^8 & \sqrt{2}V_\mu^{'0} \\ \sqrt{2}Y_\mu^- & \sqrt{2}V_\mu^{'0*} & -\frac{2}{\sqrt{3}}W_\mu^8 \end{pmatrix},$$

$$W_\mu^{\prime\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad Y_\mu^{\prime\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^4 \mp iW_\mu^5), \quad V_\mu^{'0} = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^6 - iW_\mu^7).$$

- Với phản tam tuyến $SU(3)_L$: $T^a = -\frac{1}{2}\lambda_a^* = -\frac{1}{2}\lambda_a^T \forall a = 1, 2, \dots, 8$. $T^9 = \frac{1}{\sqrt{6}}I_3$.
- Với lục tuyến của nhóm $SU(3)_L$ ký hiệu là $S \sim (6, 2/3)$, cho trong bảng 1.1, trong biểu diễn tam tuyến của nhóm $SU(3)_L$ chúng ta có thể viết toán tử điện tích,

$T^a S = S\lambda_a/2 + \lambda_a/2S^T$. Đạo hàm hiệp biến có thể viết theo dạng biểu diễn tam tuyến nhóm $SU(3)$

$$D_\mu S = \partial_\mu S - ig [SW_\mu + SW_\mu^T] - ig_X \frac{X}{\sqrt{6}} X_\mu S. \quad (1.3)$$

1.3 Mô hình 3-3-1 với β bất kỳ

Các lepton phân cực trái và phải được xếp theo biểu diễn nhóm $SU(3)_L$ như sau:

$$L'_{aL} = \begin{pmatrix} e'_a \\ -\nu'_a \\ E'_a \end{pmatrix}_L \sim \left(1, 3^*, -\frac{1}{2} + \frac{\beta}{2\sqrt{3}} \right), \quad a = 1, 2, 3,$$

$$e'_{aR} \sim (1, 1, -1), \quad \nu'_{aR} \sim (1, 1, 0), \quad E'_{aR} \sim \left(1, 1, -\frac{1}{2} + \frac{\sqrt{3}\beta}{2} \right), \quad (1.4)$$

trong đó các đại lượng trong ngoặc đơn tương ứng là các đại lượng đặc trưng các biểu diễn của nhóm $SU(3)_C$, $SU(3)_L$ và siêu tích X của nhóm $U(1)_X$.

Các quark được sắp xếp để đảm bảo điều kiện khử dị thường, cụ thể là

$$Q'_{iL} = \begin{pmatrix} u'_i \\ d'_i \\ J'_i \end{pmatrix}_L \sim \left(3, 3, \frac{1}{6} - \frac{\beta}{2\sqrt{3}} \right), \quad Q'_{3L} = \begin{pmatrix} d'_3 \\ -u'_3 \\ J'_3 \end{pmatrix}_L \sim \left(3, 3^*, \frac{1}{6} + \frac{\beta}{2\sqrt{3}} \right),$$

$$u'_{aR} \sim \left(3, 1, \frac{2}{3} \right), \quad d'_{aR} \sim \left(3, 1, \frac{-1}{3} \right), \quad J'_{iR} \sim \left(3, 1, \frac{1}{6} - \frac{\sqrt{3}\beta}{2} \right), \quad J'_{3R} \sim \left(3, 1, \frac{1}{6} + \frac{\sqrt{3}\beta}{2} \right),$$

ở đây $i = 1, 2$, $a = 1, 2, 3$ và $J_{aL,R}$ là những quark ngoại lai.

Để sinh khối lượng cho boson chuẩn và fermion, cần 3 tam tuyến Higgs như sau:

$$\chi = \begin{pmatrix} \chi^{+A} \\ \chi^{+B} \\ \chi^0 \end{pmatrix} \sim \left(1, 3, \frac{\beta}{\sqrt{3}} \right), \quad \rho = \begin{pmatrix} \rho^+ \\ \rho^0 \\ \rho^{-B} \end{pmatrix} \sim \left(1, 3, \frac{1}{2} - \frac{\beta}{2\sqrt{3}} \right),$$

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta^0 \\ \eta^- \\ \eta^{-A} \end{pmatrix} \sim \left(1, 3, -\frac{1}{2} - \frac{\beta}{2\sqrt{3}} \right), \quad (1.5)$$

với, A, B là các điện tích tương ứng: $A = \frac{1+\beta\sqrt{3}}{2}$ và $B = \frac{-1+\beta\sqrt{3}}{2}$. Các thành phần trung hòa có trung bình chân không như sau: $\langle \chi^0 \rangle = \frac{v_3}{\sqrt{2}}$, $\langle \rho^0 \rangle = \frac{v_2}{\sqrt{2}}$, $\langle \eta^0 \rangle = \frac{v_1}{\sqrt{2}}$, dẫn đến $\chi^0 = \frac{v_3+r_3+ia_3}{\sqrt{2}}$, $\langle \rho^0 \rangle = \frac{v_2+r_2+ia_2}{\sqrt{2}}$, và $\eta^0 = \frac{v_1+r_1+ia_1}{\sqrt{2}}$. Sự phá vỡ đối xứng xảy ra theo hai bước: $SU(3)_L \otimes U(1)_X \xrightarrow{v_3} SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{v_1, v_2} U(1)_Q$, dẫn đến $v_3 > v_1, v_2$. Trong đó ρ và η đóng vai trò của hai lưỡng tuyến $SU(2)_L$ giống mô hình với hai lưỡng tuyến Higgs (2HDM).

Chương 2

KẾT QUẢ GIẢI TÍCH CỦA QUÁ TRÌNH RÃ LFVHD TRONG MÔ HÌNH 3-3-1 ĐẢO

2.1 Nguồn vi phạm số lepton thế hệ và các tương tác liên quan đến quá trình rã LFVHD

Các số hạng sau có liên quan đến đỉnh tương tác của LFVHD:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{ffV}^{\text{LFV}} &= g \left[\overline{E_{eL}} \gamma^\mu e_L + \frac{1}{\sqrt{2}} (\overline{E_{\mu L}} \gamma^\mu \mu_L + \overline{E_{\tau L}} \gamma^\mu \tau_L) \right] V_\mu^0 + \text{h.c.} \\ &= g \left[(V_L^{E*})_{3i} \overline{E_i} \gamma^\mu P_L e + \frac{1}{\sqrt{2}} [(V_L^{E*})_{1i} \overline{E_i} \gamma^\mu P_L \mu + (V_L^{E*})_{2i} \overline{E_i} \gamma^\mu P_L \tau] \right] V_\mu^0 + \text{H.c.}\end{aligned}$$

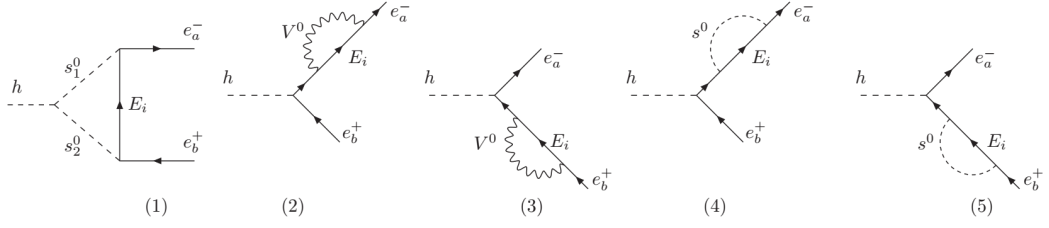
Trong cơ sở vật lý, đỉnh tương tác Yukawa $\overline{f} f s^0$ cho đóng góp tới LFVHD như sau:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{sff} &= -\frac{H_1^{0*}}{k_1} [m_\mu \overline{\mu_R} \mu_L + m_\tau \overline{\tau_R} \tau_L] - \sigma_1^0 \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1,2} Y_{ji}^{\sigma_1^0} \overline{E_i} P_R e_{(j+1)} \\ &\quad - h_6^* \sum_i \left[\sum_{j=1}^2 Y_{ji}^{h_6} \overline{E_i} P_L e_{(j+1)} + Y_{3i}^{h_6} \overline{E_i} P_L e \right] + \text{H.c.},\end{aligned}\quad (2.1)$$

ở đây hằng số Y_{ji}^s , $i, j = 1, 2, 3$, được xác định như sau:

$$Y_{ji}^{\sigma_1^0} = \begin{cases} \frac{m_{e(j+1)}}{k_1} (V_L^{E*})_{ji}, & j = 1, 2, \\ 0, & j = 3 \end{cases}, \quad Y_{ji}^{h_6} = s_{2s} Y_{ji}^\ell; \quad j = 1, 2, 3, \quad s_{2s} = \frac{c_{2s} n_S}{n_2}. \quad (2.2)$$

Các giản đồ Feynman bậc một vòng đóng góp vào biên độ rã LFVHD cho trong hình 2.1.



Hình 2.1: Giải đồ đóng góp bậc một vòng vào rã $h \rightarrow e_a e_b$ trong chuẩn unitary, với $s^0, s_1^0, s_2^0 = h_6, \sigma_1^0$.

2.2 Biểu thức giải tích của biên độ quá trình rã $h \rightarrow \mu\tau$

Bề rộng rã riêng phần của quá trình rã $h \rightarrow e_a e_b$:

$$\Gamma(h \rightarrow e_a e_b) \equiv \Gamma(h \rightarrow e_a^- e_b^+) + \Gamma(h \rightarrow e_a^+ e_b^-) = \frac{mh}{8\pi} (|\Delta_{(ba)L}|^2 + |\Delta_{(ba)R}|^2),$$

với $m_h \gg m_{a,b}$ và $m_{a,b}$ là khối lượng các lepton mang điện, $a, b = 1, 2, 3$ tương ứng với e, μ, τ . Tỷ lệ rã nhánh của quá trình LNVHD là $\text{BR}(h \rightarrow e_a e_b) = \Gamma(h \rightarrow e_a e_b) / \Gamma_h^{\text{total}}$ với $\Gamma_h^{\text{total}} = 4.1 \times 10^{-3} \text{ GeV}$. Hàm $\Delta_{(ba)L,R}$ được viết như sau:

$$\Delta_{(ba)L,R} = \sum_{i=1}^5 \Delta_{(ba)L,R}^{(i)}. \quad (2.3)$$

Chúng tôi chỉ tập trung vào các biểu thức $\Delta_{(ba)L,R}^{(1)} = \Delta_{(ba)L,R}$ với các đóng góp chính:

$$\Delta_{(32)L,R} = \Delta_{(32)L,R}^{\sigma_1^0 \sigma_1^0} + \Delta_{(32)L,R}^{\sigma_1^0 h_6} + \Delta_{(32)L,R}^{h_6 \sigma_1^0}, \quad \Delta_{(b1)L,R} = \Delta_{(b1)L,R}^{\sigma_1^0 h_6}, \quad b = 2, 3,$$

$$\Delta_{(32)L}^{\sigma_1^0 \sigma_1^0} = \frac{m_\tau \lambda_{13} m_W}{16\pi^2 g} \times \sum_{i=1}^3 Y_{1i}^{\sigma_1^0 *} Y_{2i}^{\sigma_1^0} \left[-C_2(0, 0; m_{E_i}^2, m_{\sigma_1^0}^2, m_{\sigma_1^0}^2) \right],$$

$$\Delta_{(32)R}^{\sigma_1^0 \sigma_1^0} = \frac{m_\mu \lambda_{13} m_W}{16\pi^2 g} \times \sum_{i=1}^3 Y_{1i}^{\sigma_1^0 *} Y_{2i}^{\sigma_1^0} \left[C_1(0, 0; m_{E_i}^2, m_{\sigma_1^0}^2, m_{\sigma_1^0}^2) \right],$$

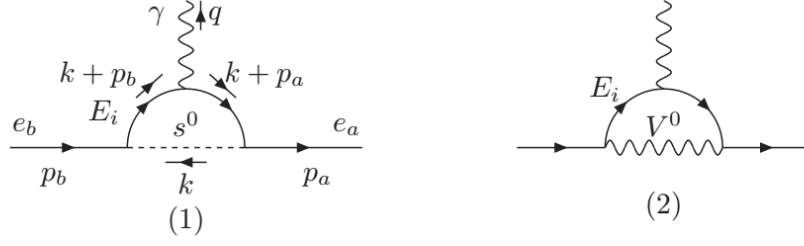
$$\Delta_{(32)L}^{\sigma_1^0 h_6} = -\frac{f^\phi s_{2s}}{32\pi^2} \times \sum_{i=1}^3 Y_{1i}^{\sigma_1^0 *} Y_{2i}^{h_6} \left[m_{E_i} C_0(0, 0; m_{E_i}^2, m_{\sigma_1^0}^2, m_{h_6}^2) \right],$$

$$\Delta_{(32)R}^{h_6 \sigma_1^0} = -\frac{f^\phi s_{2s}}{32\pi^2} \times \sum_{i=1}^3 Y_{1i}^{\sigma_1^0} Y_{2i}^{h_6 *} \left[m_{E_i} C_0(0, 0; m_{E_i}^2, m_{h_6}^2, m_{\sigma_1^0}^2) \right],$$

$$\Delta_{(b1)R}^{\sigma_1^0 h_6} = -\frac{f^\phi s_{2s}}{32\pi^2} \times \sum_{i=1}^3 Y_{3i}^{\sigma_1^0} Y_{(b-1)i}^{h_6 *} \left[m_{E_i} C_0(0, 0; m_{E_i}^2, m_{h_6}^2, m_{\sigma_1^0}^2) \right].$$

Hàm $C_{0,1,2} \equiv C_{1,2}(m_{E_i}^2, m_{s_1^0}^2, m_{s_2^0}^2)$ là hàm Passarino-Veltman (PV) một vòng ba điểm.

Trong chuẩn unitary, giản đồ Feynman cho đóng góp bậc một vòng vào biên độ của quá trình rã $e_b \rightarrow e_a \gamma$ ($a < b$) được cho trong hình 2.2. Trong giới hạn năng lượng



Hình 2.2: Giản đồ đóng góp bậc một vòng của quá trình $e_b \rightarrow e_a \gamma$, với $s^0 = \sigma_1^0, h_6$.

thấp, tỷ lệ rẽ nhánh của quá trình rẽ cLFV có thể viết ở dạng thuận tiện như sau:

$$\text{BR}(e_b \rightarrow e_a \gamma) = \left(1 - \frac{m_a^2}{m_b^2}\right)^3 \times \frac{3\alpha_e}{2\pi} \left(|F_{(ba)L}|^2 + |F_{(ba)R}|^2\right) \times \text{BR}(e_b \rightarrow e_a \bar{\nu}_a \nu_b),$$

với $\alpha_e \simeq 1/137$, $F_{(ba)L,R} = \frac{C_{(ba)L,R}}{m_b} \times \left(\frac{g^2 e}{32\pi^2 m_W^2}\right)^{-1}$ và $C_{(ba)L,R}$ là đóng góp bậc một vòng vào biên độ rẽ trong hình 2.2. Các giá trị thực nghiệm đã biết: $\text{BR}(e_b \rightarrow e_a \bar{\nu}_a \nu_b)$ là $\text{BR}(\tau \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) \simeq 17.41\%$, $\text{BR}(\tau \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau) \simeq 17.83\%$ và $\text{BR}(\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu) \simeq 100\%$. Chúng tôi sử dụng giới hạn $m_a^2, m_b^2 \simeq 0$, kết quả như sau:

$$\begin{aligned} F_{(ba)L,R} &= F_{(ba)L,R}^{(1)} + F_{(ba)L,R}^{(2)}, \\ F_{(32)L}^{(1)} &= \sum_{i=1}^3 \frac{2m_W^2 Y_{1i}^{\sigma_1^0} Y_{2i}^{\sigma_1^0}}{g^2 m_{\sigma_1^0}^2} g_s(t_{\sigma_1^0, i}) + \sum_{i=1}^3 \frac{2m_\mu m_W^2 Y_{1i}^{h_6^*} Y_{2i}^{h_6}}{m_\tau g^2 m_{h_6}^2} g_s(t_{h_6, i}), \\ F_{(32)R}^{(1)} &= \sum_{i=1}^3 \frac{2m_\mu m_W^2 Y_{1i}^{\sigma_1^0} Y_{2i}^{\sigma_1^0}}{m_\tau g^2 m_{\sigma_1^0}^2} g_s(t_{\sigma_1^0, i}) + \sum_{i=1}^3 \frac{2m_W^2 Y_{1i}^{h_6^*} Y_{2i}^{h_6}}{g^2 m_{h_6}^2} g_s(t_{h_6, i}), \\ F_{(b1)L}^{(1)} &= \frac{m_e}{m_b} F_{(b1)R}^{(1)} = \sum_{i=1}^3 \frac{2m_e m_W^2 Y_{3i}^{h_6^*} Y_{(b-1)i}^{h_6}}{m_b g^2 m_{h_6}^2} g_s(t_{h_6, i}), \\ F_{(32)L}^{(2)} &= \frac{m_\mu}{m_\tau} F_{(32)R}^{(2)} = \frac{2m_W^2}{m_{V^0}^2} \sum_{i=1}^3 V_{1i}^{E} V_{2i}^{E*} g_v(t_{v, i}), \\ F_{(b1)L}^{(2)} &= \frac{m_e}{m_b} F_{(b1)R}^{(2)} = \frac{2m_W^2}{m_{V^0}^2} \sum_{i=1}^3 V_{3i}^{E} V_{(b-1)i}^{E*} g_v(t_{v, i}), \end{aligned} \quad (2.4)$$

với $t_{x,i} = m_{E_i}^2/m_x^2$ ($x = \sigma_1^0, h_6, V^0$),

$$V_{ai}^E = \begin{cases} (V_L^E)_{ai}, & a = 3 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(V_L^E)_{ai}, & a = 1, 2 \end{cases}, \quad (2.5)$$

và $g_s(t_{s,i})$, $g_v(t_{v,i})$ là các hàm đã biết. Lưu ý rằng σ_1^0 chỉ cho đóng góp vào rẽ LFV $t \rightarrow \mu \gamma$ và $h \rightarrow \mu \tau$.

Chương 3

KẾT QUẢ TÍNH SỐ VÀ BIỆN LUẬN QUÁ TRÌNH RÃ $h \rightarrow \mu\tau$ TRONG MÔ HÌNH 3-3-1 ĐẢO

3.1 Vùng giới hạn của các tham số

Trong phần giải số, các tham số tự do đầu vào là: m_{E_i} và s_{ij}^E ; $m_{\sigma_1^0}$, m_{h_6} và s_{2s} ; k_1 và n_2 . Các liên hệ tham số phụ thuộc:

$$n_S = \frac{s_{2s}n_2}{c_{2s}\sqrt{2}}, \quad n_2^2(1 + 2t_{2s}^2) = \frac{(3 - 4s_W^2)m_{Z'}^2}{4g^2c_W^2}, \quad (3.1)$$

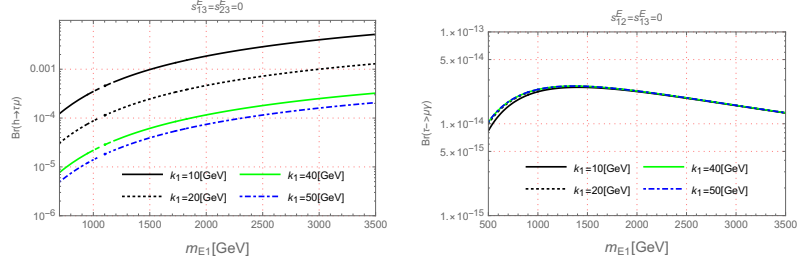
ở đây $t_{2s} \equiv s_{2s}/c_{2s}$. Điều đó có nghĩa rằng $n_2^2 + 4n_S^2 \simeq (2.15m_{Z'})^2$. Giới hạn dưới mới nhất của $m_{Z'}^2 \geq 4$ TeV cho $\sqrt{n_2^2 + 4n_S^2} \geq 8.3$ TeV. Trong khảo sát số chúng tôi chọn $\sqrt{n_2^2 + 4n_S^2} = 8.3$ TeV, $n_2 = 1$ TeV, $n_S \geq 4$ TeV, dẫn đến $t_{2s} = \sqrt{2}n_S/n_2 = 4\sqrt{2}$, tương đương $s_{2s} \simeq 0.985$. Giá trị lớn của s_{2s} tương ứng hằng số Yukawa Y^{h_6} lớn trong phương trình (2.2). Chúng tôi chọn $10 \text{ GeV} \leq k_1 \leq 50 \text{ GeV}$. Chọn m_{E_i} cho phép $\text{BR}(h \rightarrow e_b e_a)$ nhận giá trị lớn: $m_{E_i} - m_{E_j} = \mathcal{O}(10^2)$ GeV.

Các giá trị mặc định đầu vào được chọn là $k_1 = 20$ GeV, $\lambda_{13} = 1$, $f^\phi = 2$ TeV, $m_{E_1} = 1$ TeV, $m_{E_k} = m_{E_1} - k \times 100$ GeV, $n_2 = 1$ TeV, $s_{2s} = 0.985$, $m_{\sigma_1^0} = m_{h_6} = 1$ TeV. Giới hạn nhiễu loạn của hằng số tương tác Yukawa $m_{E_1} \leq n_2\sqrt{4\pi} = 3.5$ TeV khi $n_2 = 1$ TeV. Tất cả các tham số đã biết khác là: $m_h = 125.01$ GeV và bề rộng phân rã toàn phần $\Gamma_h = 4.07 \times 10^{-3}$ GeV; m_W , m_e , m_μ , m_τ , hằng số tương tác α_e .

3.2 Kết quả khảo sát số và biện luận

Với $s_{12} = 1/\sqrt{2}$ và $s_{13} = s_{23} = 0$, chúng tôi luôn có $\text{BR}(h \rightarrow \mu e) = \text{BR}(h \rightarrow \tau e) = \text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) = \text{BR}(\tau \rightarrow e\gamma) = 0$. Ngược lại, $\text{BR}(h \rightarrow \tau\mu)$ và $\text{BR}(\tau \rightarrow \mu\gamma)$ có thể lớn và được vẽ theo hàm của m_{E_1} với k_1 thay đổi. Kết quả giải số cho trên hình 3.1.

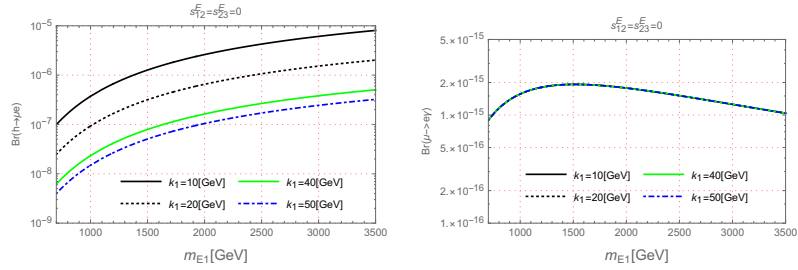
Có thể thấy rằng $\text{BR}(\tau \rightarrow \mu\gamma)$ nhỏ hơn nhiều so với giới hạn thực nghiệm hiện tại.



Hình 3.1: $\text{BR}(h \rightarrow \tau\mu)$ và $\text{BR}(\tau \rightarrow \mu\gamma)$ phụ thuộc vào m_{E_1} khi $s_{12}^E = \frac{1}{\sqrt{2}}$, $s_{13}^E = s_{23}^E = 0$.

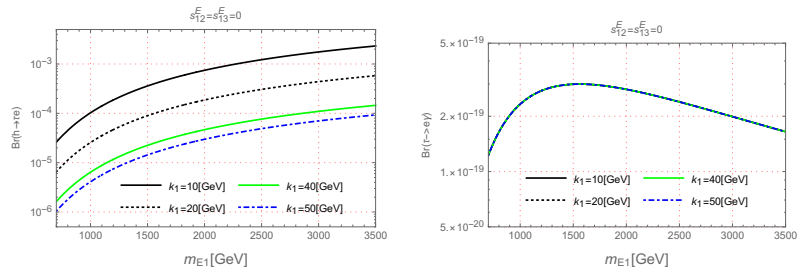
$\text{BR}(h \rightarrow \tau\mu) \sim \mathcal{O}(10^{-3})$ gần với giới hạn thực nghiệm hiện tại. Các giới hạn thấp hơn trong thực nghiệm tương lai gần có thể được dùng để giới hạn không gian tham số của mô hình. Hai tham số k_1 và m_{E_1} ảnh hưởng mạnh đến $\text{BR}(h \rightarrow \tau\mu)$.

Tương tự, với $s_{12}^E = s_{23}^E = 0$ và $s_{13}^E = \frac{1}{\sqrt{2}}$, minh họa các tỷ lệ rẽ nhánh khác nhau theo các hàm của m_{E_1} với các giá trị khác nhau của k_1 được cho trên hình 3.2. Theo



Hình 3.2: $\text{BR}(h \rightarrow \mu e)$ và $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma)$ phụ thuộc vào m_{E_1} khi $s_{13}^E = \frac{1}{\sqrt{2}}$ và $s_{12}^E = s_{23}^E = 0$.

đó, $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) \leq \mathcal{O}(10^{-15})$, vẫn thỏa mãn giới hạn thực nghiệm. $\text{BR}(h \rightarrow \mu e)$ phụ thuộc mạnh vào k_1 , còn $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma)$ thì ngược lại, vì không nhận đóng góp từ σ_1^0 .



Hình 3.3: $\text{BR}(h \rightarrow \tau e)$ và $\text{BR}(\tau \rightarrow e\gamma)$ phụ thuộc vào m_{E_1} khi $s_{23}^E = \frac{1}{\sqrt{2}}$ và $s_{12}^E = s_{13}^E = 0$.

Với $s_{12}^E = s_{13}^E = 0$ và $s_{23}^E = \frac{1}{\sqrt{2}}$, minh họa tỷ lệ rẽ nhánh quá trình rẽ theo hàm của m_{E_1} với k_1 thay đổi được cho trên hình 3.3. $\text{BR}(h \rightarrow \tau e)$ có cùng bậc với $\text{BR}(h \rightarrow \tau\mu)$, vì đều nhận đóng góp từ $\Delta_{(ba)R}^{\sigma_1^0 h_6}$. $\text{BR}(\tau \rightarrow e\gamma)$ nhỏ hơn nhiều so với độ nhạy của thực nghiệm hiện tại và trong thời gian sắp tới.

Chương 4

KẾT QUẢ GIẢI TÍCH CỦA QUÁ TRÌNH RÃ $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$ TRONG MÔ HÌNH 3-3-1 VỚI β BẤT KỲ

4.1 Các tương tác liên quan đến quá trình rã $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$

Quy tắc Feynman tương ứng tất cả các đỉnh tự tương tác của SM-like Higgs boson với các boson Higgs khác có liên quan đến sự phân rã $h \rightarrow Z\gamma$ và $h \rightarrow \gamma\gamma$ được cho trong bảng 4.1.

Đỉnh	Hệ số đỉnh: $-i\lambda_{hss}$	
$-i\lambda_{hH^+H^-}$	iv	$2s_{12}c_{12}(-\lambda_1c_{12}c_\alpha + \lambda_2s_{12}s_\alpha) + (s_\alpha c_{12}^3 - c_\alpha s_{12}^3)\lambda_{12} - c_\delta \tilde{\lambda}_{12}$
$-i\lambda_{hH^AH-A}$	$ic_{13}^2 \left\{ v \right.$	$s_\alpha c_{12} (\lambda_{12} + t_{13}^2 \lambda_{23}) - c_\alpha s_{12} (2\lambda_1 + t_{13}^2 (\lambda_{13} + \tilde{\lambda}_{13})) + v_3 t_{13} \left(\frac{2fs_\alpha}{v_3} - c_\alpha \tilde{\lambda}_{13} \right) \left. \right\}$
$-i\lambda_{hH^BH-B}$	$ic_{23}^2 \left\{ v \right.$	$s_\alpha c_{12} (2\lambda_2 + t_{23}^2 (\lambda_{23} + \tilde{\lambda}_{23})) - c_\alpha s_{12} (\lambda_{12} + t_{23}^2 \lambda_{13}) + v_3 t_{23} \left(s_\alpha \tilde{\lambda}_{23} - \frac{2fc_\alpha}{v_3} \right) \left. \right\}$

Bảng 4.1: Quy tắc Feynman cho đỉnh tự tương tác giữa boson Higgs tựa SM với các Higgs mang điện.

Đỉnh tương tác Yukawa của boson Higgs tựa SM với các fermion trong SM cho trong bảng 4.2. Ký hiệu của quy tắc Feynman: $-i(Y_{h\bar{f}fL}P_L + Y_{h\bar{f}fR}P_R)$ cho mỗi đỉnh $h\bar{f}f$. Các boson Higgs h và h_2^0 không tương tác với fermion ngoại lai. Ngược lại, h_3^0 chỉ tương

$-iY_{h\bar{e}_a e_a L,R}$	$-iY_{h\bar{u}_i u_i L,R}$	$-iY_{h\bar{u}_3 u_3 L,R}$	$-iY_{h\bar{d}_i d_i L,R}$	$-iY_{h\bar{d}_3 d_3 L,R}$
$-i\frac{m_{e_a}}{v} \left(c_\delta - \frac{s_\delta}{t_{12}} \right)$	$-i\frac{m_{u_i}}{v} \left(c_\delta - \frac{s_\delta}{t_{12}} \right)$	$-i\frac{m_{u_3}}{v} (c_\delta + t_{12}s_\delta)$	$-i\frac{m_{d_i}}{v} (c_\delta + t_{12}s_\delta)$	$-i\frac{m_{d_3}}{v} \left(c_\delta - \frac{s_\delta}{t_{12}} \right)$

Bảng 4.2: Đỉnh tương tác Yukawa của SM-like Higgs boson.

tác với các fermion ngoại lai, không tương tác với các fermion SM.

Đỉnh tương tác của boson Higgs và boson chuẩn được suy ra từ Lagrangian sau:

$$\mathcal{L}_{\text{kin}}^H = \sum_v g_{hvv} g_{\mu\nu} h v^{-Q_\mu} v^{Q_\nu} + \sum_{s,v} [-i g_{hsv}^* v^{-Q_\mu} (s^{+Q} \partial_\mu h - h \partial_\mu s^{+Q}) h.c.]$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_s ig_{Zss} Z^\mu (s^{-Q} \partial_\mu s^Q - s^Q \partial_\mu s^{-Q}) + \sum_s ieQA^\mu (s^{-Q} \partial_\mu s^Q - s^Q \partial_\mu s^{-Q}) \\
& + \sum_{s,v} [ig_{Zvs} Z^\mu v^{Qv} s^{-Q} g_{\mu\nu} + ig_{Zvs}^* Z^\mu v^{-Qv} s^Q g_{\mu\nu}] + \dots, \tag{4.1}
\end{aligned}$$

ở đây $s = H^\pm, H^{\pm A}, H^{\pm B}$ và $v = W, Y, V$. Chúng tôi chỉ liệt kê các phần có đóng góp vào sự phân rã $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$ và bỏ qua các số hạng còn lại. Quy tắc Feynman được cho trong bảng 4.3 với $\partial_\mu h \rightarrow -ip_{0\mu}h$ và $\partial_\mu s^{\pm Q} \rightarrow -ip_{\pm\mu}s^{\pm Q}$. Các ký hiệu p_0, p_\pm là xung

Đỉnh	Hệ số đỉnh:	Đỉnh	Hệ số đỉnh
$g_{hW^+W^-}$	$g m_W c_\delta$	$g_{hY^+AY^-}$	$g m_W c_\alpha s_{12}$
$g_{hV^+BV^-}$	$-g m_W s_\alpha c_{12}$	$g_{hH^-W^+}$	$\frac{g s_\delta}{2}$
$g_{hH^-AY^+}$	$-\frac{g c_{13} c_\alpha}{2}$	$g_{hH^-BV^-}$	$\frac{g c_{23} s_\alpha}{2}$

Bảng 4.3: Quy tắc Feynman cho đỉnh tương tác giữa boson Higgs tựa SM với Higgs mang điện và boson chuẩn.

lượng 4 chiều của h và s^\pm với chiều qui ước đi vào đỉnh tương tác.

Quy tắc Feynman cho các đỉnh tương tác của Z với boson Higgs và boson chuẩn trong Lagrangian (4.1) được đưa ra trong bảng 4.4.

Đỉnh	Hệ số đỉnh
$g_{ZH^+H^-}$	$\frac{g}{2c_W} \left(c_\theta c_{2W} + \frac{s_\theta [\sqrt{3}c_W^2(1-2s_{12}^2)+3\beta s_W^2]}{3c_W \sqrt{1-\beta^2 t_W^2}} \right)$
$g_{ZH^A H^{-A}}$	$\frac{g}{2c_W} \left(c_\theta [s_{13}^2 - (1 + \sqrt{3}\beta)s_W^2] + \frac{s_\theta [\sqrt{3}c_W^2(s_{13}^2-2)+3\beta(\sqrt{3}\beta+c_{13}^2)s_W^2]}{3c_W \sqrt{1-\beta^2 t_W^2}} \right)$
$g_{ZH^B H^{-B}}$	$\frac{ig}{2c_W} \left(-c_\theta [s_{23}^2 + (\sqrt{3}\beta - 1)s_W^2] + \frac{s_\theta [\sqrt{3}c_W^2(s_{23}^2-2)+3\beta(\sqrt{3}\beta-c_{23}^2)s_W^2]}{3c_W \sqrt{1-\beta^2 t_W^2}} \right)$
$g_{ZW^+H^-}$	$-\frac{g m_W (2s_{12}c_{12}s_\theta)}{\sqrt{3(1-\beta^2 t_W^2)}}$
$g_{ZY^A H^{-A}},$ $g_{ZY^{-A} H^A}$	$\frac{g^2 c_{13}}{4} \left\{ c_\theta c_W [s_{12} (1 + (2 + \sqrt{3}\beta)t_W^2) v + t_{13}(1 - \sqrt{3}\beta t_W^2) v_3] \right.$ $\left. + \frac{s_\theta}{3\sqrt{1-\beta^2 t_W^2}} [s_{12} (\sqrt{3} - 3\beta(2 + \sqrt{3}\beta)t_W^2) v + \sqrt{3}t_{13} (1 + 3\beta^2 t_W^2) v_3] \right\}$
$g_{ZV^B H^{-B}},$ $g_{ZV^{-B} H^B}$	$\frac{g^2 c_{23}}{4} \left\{ c_\theta c_W [c_{12} (-1 + (-2 + \sqrt{3}\beta)t_W^2) v - t_{23}(1 + \sqrt{3}\beta t_W^2) v_3] \right.$ $\left. + \frac{s_\theta}{3\sqrt{1-\beta^2 t_W^2}} [c_{12} (\sqrt{3} - 3\beta(-2 + \sqrt{3}\beta)t_W^2) v + \sqrt{3}t_{23} (1 + 3\beta^2 t_W^2) v_3] \right\}$

Bảng 4.4: Quy tắc Feynman cho đỉnh tương tác giữa Z boson với Higgs boson và boson chuẩn.

Đỉnh tương tác của Z boson và photon A_μ với các fermion được suy ra từ Lagrangian:

$$\mathcal{L}_{\text{kin}}^f \supset \sum_f \left[\frac{g c_\theta}{c_W} \bar{f} \gamma^\mu \left(g_L^f P_L + g_R^f P_R \right) f Z_\mu + e Q_f \bar{f} \gamma^\mu f A_\mu \right], \tag{4.2}$$

với f ký hiệu cho tất cả các fermion trong mô hình 3-3-1 β , Q_f là điện tích của fermion f . Giá trị của $g_{L,R}^f$ cho trong bảng 4.5. Đỉnh của ba boson chuẩn được suy ra từ:

$$\mathcal{L}_D^g = -\frac{1}{4} \sum_{a=1}^8 F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}, \tag{4.3}$$

f	g_L^f	g_R^f
e_a	$-\frac{1}{2} + s_W^2 + \frac{t_\theta c_W(1-\sqrt{3}\beta t_W^2)}{2\sqrt{3(1-\beta^2 t_W^2)}}$	$s_W^2 \left(1 - \frac{t_\theta \beta}{c_W \sqrt{1-\beta^2 t_W^2}} \right)$
u_i	$\frac{1}{2} - \frac{2}{3}s_W^2 + \frac{t_\theta c_W(\beta t_W^2 - \sqrt{3})}{6\sqrt{1-\beta^2 t_W^2}}$	$-\frac{2}{3}s_W^2 \left(1 - \frac{t_\theta \beta}{c_W \sqrt{1-\beta^2 t_W^2}} \right)$
u_3	$\frac{1}{2} - \frac{2}{3}s_W^2 + \frac{t_\theta c_W(\beta t_W^2 + \sqrt{3})}{6\sqrt{1-\beta^2 t_W^2}}$	$-\frac{2}{3}s_W^2 \left(1 - \frac{t_\theta \beta}{c_W \sqrt{1-\beta^2 t_W^2}} \right)$
d_i	$-\frac{1}{2} + \frac{1}{3}s_W^2 + \frac{t_\theta c_W(\beta t_W^2 - \sqrt{3})}{6\sqrt{1-\beta^2 t_W^2}}$	$\frac{1}{3}s_W^2 \left(1 - \frac{t_\theta \beta}{c_W \sqrt{1-\beta^2 t_W^2}} \right)$
d_3	$-\frac{1}{2} + \frac{1}{3}s_W^2 + \frac{t_\theta c_W(\beta t_W^2 + \sqrt{3})}{6\sqrt{1-\beta^2 t_W^2}}$	$\frac{1}{3}s_W^2 \left(1 - \frac{t_\theta \beta}{c_W \sqrt{1-\beta^2 t_W^2}} \right)$

Bảng 4.5: Đỉnh của Z boson với các fermion

với

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g \sum_{b,c=1}^8 f^{abc} W_\mu^b W_\nu^c, \quad (4.4)$$

f^{abc} ($a, b, c = 1, 2, \dots, 8$) là hằng số cấu trúc của nhóm $SU(3)$. Chúng được xác định:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_D^g &\rightarrow -g_{Zvv} Z^\mu(p_0) v^{+Q\nu}(p_+) v^{-Q\lambda}(p_-) \times \Gamma_{\mu\nu\lambda}(p_0, p_+, p_-), \\ &-eQA^\mu(p_0) v^{+Q\nu}(p_+) v^{-Q\lambda}(p_-) \times \Gamma_{\mu\nu\lambda}(p_0, p_+, p_-), \end{aligned} \quad (4.5)$$

với $\Gamma_{\mu\nu\lambda}(p_0, p_+, p_-) \equiv g_{\mu\nu}(p_0 - p_+)_\lambda + g_{\nu\lambda}(p_+ - p_-)_\mu + g_{\lambda\mu}(p_- - p_0)_\lambda$ và $v = W, V, Y$. Các đỉnh tương tác liên quan của Z được đưa ra trong bảng 4.6.

Đỉnh	Hệ số đỉnh
$-ig_{ZW+\nu W-\lambda}$	$-igc_W c_\theta$
$-ig_{ZY^A Y-A}$	$\frac{ig}{2} [c_\theta(-c_W + \sqrt{3}\beta s_W t_W) + s_\theta \sqrt{3 - 3\beta^2 t_W^2}]$
$-ig_{ZV^B Y-B}$	$\frac{ig}{2} [c_\theta(c_W + \sqrt{3}\beta s_W t_W) + s_\theta \sqrt{3 - 3\beta^2 t_W^2}]$

Bảng 4.6: Quy tắc Feynman cho đỉnh 3 boson liên quan đến sự phân rã $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$.

4.2 Biểu thức giải tích của biên độ của quá trình rã $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$

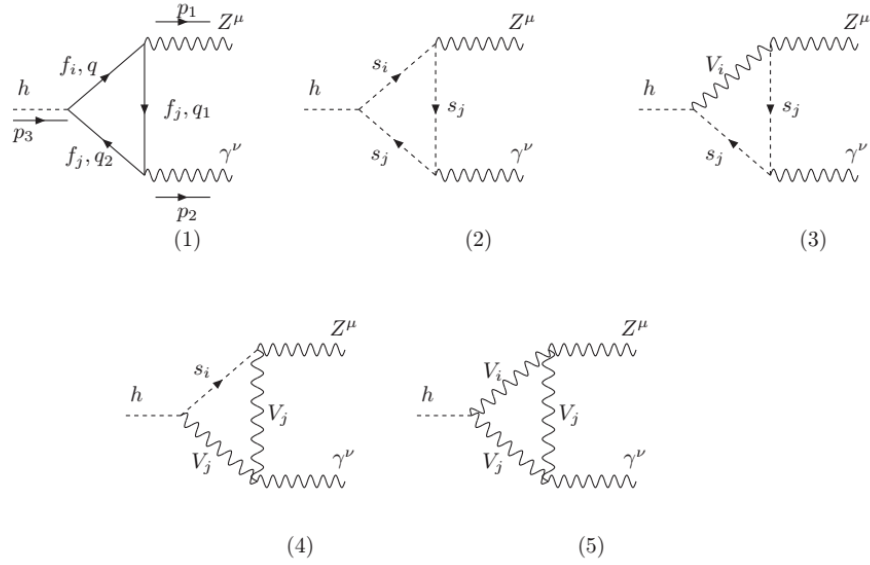
Trong chuẩn unitary, các đỉnh ở trên tạo ra các giản đồ Feynman cho đóng góp bậc một vòng vào biên độ phân rã của SM-like Higgs boson $h \rightarrow Z\gamma$ được vẽ trong hình 4.1.

Bề rộng phân rã riêng phần có biểu thức dạng

$$\Gamma(h \rightarrow Z\gamma) = \frac{m_h^3}{32\pi} \times \left(1 - \frac{m_Z^2}{m_h^2} \right)^3 |F_{21}|^2, \quad (4.6)$$

với F_{21} được xác định từ các đóng góp một vòng theo từng giản đồ cụ thể

$$F_{21}^{331} = \sum_f F_{21,f}^{331} + \sum_s F_{21,s}^{331} + \sum_v F_{21,v}^{331} + \sum_{\{s,v\}} (F_{21,vss}^{331} + F_{21,svv}^{331}). \quad (4.7)$$



Hình 4.1: Giản đồ Feynman ba điểm bậc một vòng cho đóng góp vào biên độ rã $h \rightarrow Z\gamma$ trong chuẩn unitary, với $f_{i,j}$ là các lepton trong SM, $s_{i,j} = H^\pm, H^{\pm A}, H^{\pm B}$, $v_{i,j} = W^\pm, Y^{\pm A}, V^{\pm B}$.

Biểu thức tính bề rộng phân rã riêng phần $h \rightarrow \gamma\gamma$

$$\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{m_h^3}{64\pi} \times |F_{\gamma\gamma}^{331}|^2, \quad F_{\gamma\gamma}^{331} = \sum_f F_{\gamma\gamma,f}^{331} + \sum_s F_{\gamma\gamma,s}^{331} + \sum_v F_{\gamma\gamma,v}^{331}, \quad (4.8)$$

Để xác định BR của boson Higgs tựa SM, chúng ta cần biết bề rộng phân rã toàn phần Γ_h^{SM} ở đây bề rộng phân rã tương ứng với khối lượng của boson Higgs là 125.09 GeV đã được thực nghiệm tìm ra. BR của kênh rã $h \rightarrow XX$, $XX = gg, \gamma\gamma, Z\gamma$:

$$\text{BR}^{\text{SM}}(h \rightarrow XX) \equiv \frac{\Gamma^{\text{SM}}(h \rightarrow XX)}{\Gamma_h^{\text{SM}}}. \quad (4.9)$$

Cường độ tín hiệu của kênh rã trong mô hình $3-3-1\beta$ do đóng góp bậc một vòng sinh ra là:

$$\mu_X^{331} \equiv (c_\delta + t_{12}s_\delta)^2 \times \frac{\text{BR}^{331}(h \rightarrow XX)}{\text{BR}^{\text{SM}}(h \rightarrow XX)}. \quad (4.10)$$

Giới hạn trên của thực nghiệm cho cường độ tín hiệu của bộ đỉnh bậc 2 vòng của rã $h \rightarrow Z\gamma$ là: $\mu_{Z\gamma} < 6.6(5.2)$. Cường độ tín hiệu gần đây được thực nghiệm ATLAS xác định là: $\mu_{\gamma\gamma} = 0.99 \pm 0.14$.

Quá trình phân rã của Higgs boson trung hòa h_3^0

Đỉnh tương tác của boson Higgs trung hòa h_3^0 với các fermion:

$$Y_{h_3^0 ffL,R} = \begin{cases} \frac{m_f}{v} (c_\delta + t_{12}s_\delta), & f = e_a, u_i, d_3 \\ \frac{m_f}{v} (-c_\delta t_{12} + s_\delta), & f = u_3, d_i \\ 0, & f = E_a, J_a \end{cases}, \quad Y_{h_3^0 ffL,R} = \begin{cases} 0 & f = e_a, u_a, d_a \\ \frac{m_f}{v_3} & f = E_a, J_a \end{cases}.$$

Các tương tác Yukawa của h_3^0 chỉ khác không với các fermion ngoại lai. Bề rộng phân rã riêng phần của kênh $h_3^0 \rightarrow gg$ trong giới hạn $t_a \gg 1 \forall a = 1, 2, 3$

$$\Gamma(h_3^0 \rightarrow gg) \simeq \frac{\alpha_s^2 m_{h_3^0}^3}{8\pi^3 v_3^2}. \quad (4.11)$$

Bề rộng rã riêng phần của mức cây $h_3^0 \rightarrow hh$ khi $m_{h_3^0} > 2m_h$:

$$\Gamma(h_3^0 \rightarrow hh) = \frac{|\lambda_{h_3^0 hh}|^2}{8\pi m_{h_3^0}} \sqrt{1 - \frac{4m_h^2}{m_{h_3^0}^2}} = \frac{\lambda_{13}^2 s_\delta^4 v_3^2}{8\pi c_{12}^4 m_{h_3^0}} \sqrt{1 - \frac{4m_h^2}{m_{h_3^0}^2}}, \quad (4.12)$$

Bề rộng rã toàn phần của h_3^0 là $\Gamma_{h_3^0} = \Gamma(h_3^0 \rightarrow hh) + \Gamma(h_3^0 \rightarrow gg) + \Gamma(h_3^0 \rightarrow \gamma\gamma) + \Gamma(h_3^0 \rightarrow Z\gamma)$. Hai quá trình rã khác được xác định như sau:

$$\Gamma(h_3^0 \rightarrow Z\gamma) = \frac{m_{h_3^0}^3}{32\pi} \left(1 - \frac{m_Z^2}{m_{h_3^0}^2}\right)^3 |F_{21}(h_3^0 \rightarrow Z\gamma)|^2, \quad \Gamma(h_3^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{m_{h_3^0}^3}{64\pi} |F_{\gamma\gamma}^{331}(h_3^0 \rightarrow \gamma\gamma)|^2,$$

$$\begin{aligned} F_{21}^{331}(h_3^0 \rightarrow Z\gamma) &= \sum_{F=E_a, J_a} F_{21,F}^{331}(h_3^0 \rightarrow Z\gamma) + \sum_s F_{21,s}^{331}(h_3^0 \rightarrow Z\gamma) + \sum_{v=Y,V} F_{21,v}^{331}(h_3^0 \rightarrow Z\gamma) \\ &+ \sum_{\{s,v\}} [F_{21,vss}^{331}(h_3^0 \rightarrow Z\gamma) + F_{21,svv}^{331}(h_3^0 \rightarrow Z\gamma)], \end{aligned} \quad (4.13)$$

$$F_{\gamma\gamma}^{331}(h_3^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \sum_{F=E_a, J_a} F_{\gamma\gamma,F}^{331}(h_3^0 \rightarrow \gamma\gamma) + \sum_s F_{\gamma\gamma,s}^{331}(h_3^0 \rightarrow \gamma\gamma) + \sum_{v=Y,V} F_{\gamma\gamma,v}^{331}(h_3^0 \rightarrow \gamma\gamma),$$

với $s = H^\pm, H^{\pm,A}, H^{\pm,B}, v = Y^{\pm,A}, V^{\pm,B}$ và $\{s, v\} = \{H^{\pm,A}, Y^{\pm,A}\}, \{H^{\pm,B}, V^{\pm,B}\}..$

Chương 5

KẾT QUẢ TÍNH SỐ VÀ BIỆN LUẬN QUÁ TRÌNH RÃ $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$ TRONG MÔ HÌNH 3-3-1 VỚI β BẤT KỲ

5.1 Giới hạn vùng không gian tham số

Độ lệch định lượng giữa các dự đoán của hai mô hình 3-3-1 β và SM cho quá trình rã $h \rightarrow XX$ ($XX = \gamma\gamma, Z\gamma$) được khảo sát bằng đại lượng $\delta\mu_X \equiv (\mu_X^{331} - 1) \times 100\%$. Định nghĩa đại lượng mới như sau $R_{Z\gamma/\gamma\gamma} \equiv |\delta\mu_{Z\gamma}/\delta\mu_{\gamma\gamma}|$ để nghiên cứu sự khác biệt tương đối giữa hai cường độ tín hiệu. Các giới hạn thực nghiệm hiện nay $-15\% \leq \delta\mu_{\gamma\gamma} \leq 13\%$, trong tương lai $\mu_{\gamma\gamma} = 1 \pm 0.04$ và $\mu_{Z\gamma} = 1 \pm 0.23$, vv.. $|\delta\mu_{\gamma\gamma}| \leq 4\%$ và $|\delta\mu_{Z\gamma}| \leq 23\%$ tương ứng.

Các đại lượng đã biết được sử dụng trong phần này: $m_h = 125.09$ GeV; m_W, m_Z ; khối lượng fermion mang điện; $v \simeq 246$ GeV, $g \simeq 0.651$, $\alpha_{\text{em}} = 1/137$, $e = \sqrt{4\pi\alpha_{\text{em}}}$, $s_W^2 = 0.231$.

Các tham số tự do chưa biết: $\beta, t_{12}, v_3, s_\delta, m_{h_2^0}, m_{h_3^0}, \lambda_1, \tilde{\lambda}_{12}, \tilde{\lambda}_{13}, \tilde{\lambda}_{23}, m_{E_a}, m_{J_a}$. Chúng tôi chọn: $m_{E_a} = m_{J_a} = m_F$ cho đơn giản. Thực nghiệm LHC cho $m_{Z'}$ ≥ 4 TeV cho mô hình với $\beta = -1/\sqrt{3}$. Do $v_3 \sim \mathcal{O}(1)$ TeV, khối lượng $m_{Z'}$ tính gần đúng $m_{Z'}^2 = \frac{g^2 v_3^2 c_W^2}{3[1-(1+\beta^2)s_W^2]}$. Lúc này, $m_{Z'} > 4$ TeV cho $v_3 \geq 10.6, 10.1, 8.2, 3.3$ TeV khi $\beta = 0, \pm 1/\sqrt{3}, \pm 2/\sqrt{3}, \pm\sqrt{3}$. Các thảo luận gần đây, $m_{Z'} = 3$ TeV hay $v_3 \geq 7.6$ TeV cho mô hình 3-3-1 với $\beta = -1/\sqrt{3}$ vẫn được phép. Mặt khác, mô hình với $\beta = \sqrt{3}$ vẫn cho phép thang $SU(3)_L$ khá thấp $m_{Z'} \simeq 3.25$ TeV, tương ứng với $v_3 \simeq 2.7$ TeV. Chúng tôi chọn $v = 14$ TeV cho $|\beta| < \sqrt{3}$ và $v = 3$ TeV cho $|\beta| = \sqrt{3}$.

Các giới hạn nhiễu loạn yêu cầu rằng các giá trị tuyệt đối của tất cả các tương tác Yukawa và Higgs boson phải nhỏ hơn $\sqrt{4\pi}$ và 4π , tương ứng. Điều này dẫn đến $t_{12} < \sqrt{2\pi}v/m_t \simeq 3.5$. Chúng tôi giới hạn khảo sát số $0.1 \leq t_{12} \leq 3$, cho phép

$|s_\theta| \geq 5 \times 10^{-3}$. Giá trị của $m_{h_2^0}$ và m_{H^\pm} sẽ được chọn để thỏa mãn $m_{h_2^0}, m_{H^\pm} \geq 300$ GeV.

Điều kiện của thế Higgs để thỏa mãn ổn định trung bình chân không trong mô hình 3-3-1 β là

$$\begin{aligned} \lambda_i &> 0, \quad f_{ij} \equiv \lambda_{ij} + 2\sqrt{\lambda_i \lambda_j} > 0, \\ \tilde{f}_{ij} &\equiv \lambda_{ij} + \tilde{\lambda}_{ij} + 2\sqrt{\lambda_i \lambda_j} > 0, \end{aligned} \quad (5.1)$$

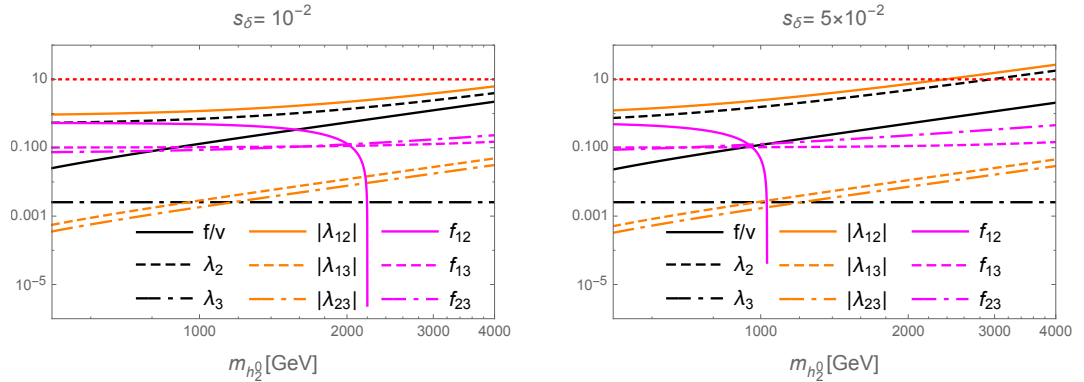
với $i, j = 1, 2, 3$ và $i < j$.

Từ các thảo luận ở trên, các giá trị mặc định của các tham số độc lập chưa biết được chọn như sau: $\beta = 1/\sqrt{3}$, $s_\delta = 0.01$, $\lambda_1 = 1$, $t_{12} = 0.8$, $\tilde{\lambda}_{12} = \tilde{\lambda}_{13} = \tilde{\lambda}_{23} = 0.1$, $m_{h_2^0} = 1.2$ TeV, $m_{h_3^0} = 1$ TeV, $v_3 = 14$ TeV, $m_{E_a} = m_{J_a} = 1.5$ TeV. Chúng tôi chọn giới hạn nhiễu loạn của hằng số tự tương tác của boson Higgs là 10. Ngoài ra, tùy thuộc vào các khảo sát số cụ thể, việc thay đổi bất kỳ giá trị số của các tham số độc lập cũng sẽ được chú thích cụ thể.

5.2 Kết quả giải số và biện luận

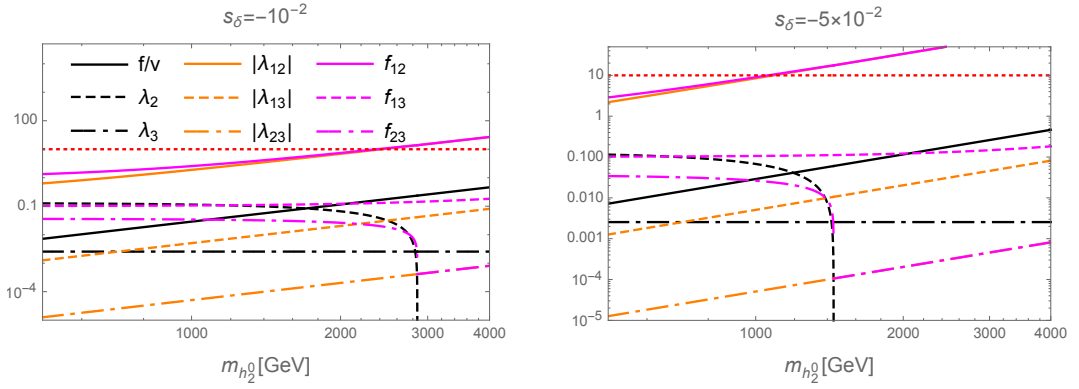
5.2.1 Trường hợp 1: $\tilde{\lambda}_{12} \geq 0$

Đầu tiên, chúng tôi tập trung vào các tham số có liên quan đến mô hình 2HDM. Các hình 5.1 và hình 5.2 minh họa khảo sát số các hằng số tự tương tác Higgs và f_{ij} là hàm của $m_{h_2^0}$, cố định $t_{12} = 0.8$ và s_δ nhận một số giá trị: $s_\delta = \pm 10^{-2}, \pm 5 \times 10^{-2}$. Với $s_\delta > 0$, thì t_{12} được chọn đủ lớn để thỏa mãn $f_{12} > 0$ và $m_{h_2^0} > 1$ TeV. Kết luận



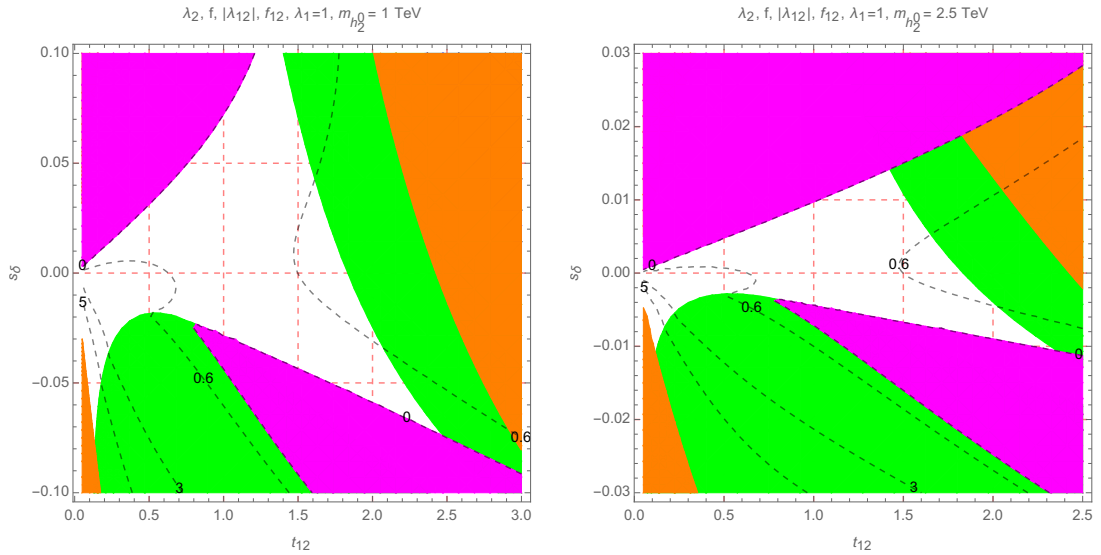
Hình 5.1: Đồ thị f_{ij} và hằng số tự tương tác của boson Higgs phụ thuộc vào $m_{h_2^0}$ với $s_\delta > 0$ và $t_{12} = 0.8$. Các đường nằm ngang ở giá trị 10 tương ứng với giới hạn nhiễu loạn của hằng số tự tương tác của boson Higgs.

được rút ra là điều kiện ổn định trung bình chân không $f_{12} > 0$ ảnh hưởng rất mạnh đến giới hạn trên của $m_{h_2^0}$, cụ thể s_δ lớn chỉ cho phép $m_{h_2^0}$ nhận giá trị nhỏ. Hình 5.2 minh họa các vùng được phép khi $s_\delta < 0$, với $t_{12} = 0.1$, đủ nhỏ để cho phép $\lambda_2 > 0$ và $m_{h_2^0} > 1$ TeV. Nói chung, khảo sát số cho thấy t_{12} và s_θ phụ thuộc mạnh nhất vào sự



Hình 5.2: Đồ thị f_{ij} và hằng số tự tương tác của boson Higgs phụ thuộc vào $m_{h_2^0}$ với $s_\delta < 0$ và $t_{12} = 0.1$.

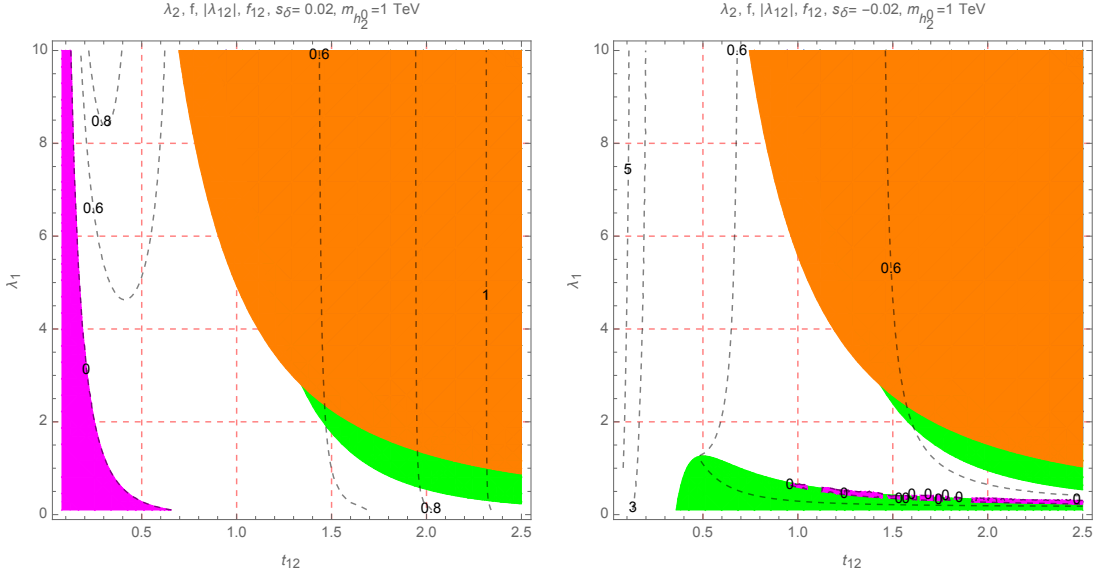
thay đổi khối lượng $m_{h_2^0}$. Hình 5.3 minh họa vùng được phép của t_{12} và s_θ tương ứng $m_{h_2^0} = 1$ TeV và 2.5 TeV. Có thể thấy rằng với $m_{h_2^0}$ lớn hơn, kết quả sẽ cho $|s_\theta|$ nhỏ



Hình 5.3: Đồ thị đường bao của λ_2 , f , $|\lambda_{12}|$ và f_{12} phụ thuộc vào s_θ và t_{12} . Các vùng màu lục, lam, cam, đỏ tươi được loại trừ bởi các yêu cầu $0 < \lambda_2 < 10$, $f > 0$, $|\lambda_{12}| < 10$ và $f_{12} > 0$ tương ứng. Đường cong màu đen thể hiện giá trị không đổi của f_{12} .

hơn. Các đường cong màu đen nét đứt thể hiện các giá trị không đổi của f_{12} sẽ hữu ích cho các thảo luận cho trường hợp $\tilde{\lambda}_{12} < 0$.

Các vùng tham số được phép cũng phụ thuộc vào λ_1 . Khảo sát số cho thấy λ_1 phải đủ lớn mới cho phép $|s_\theta|$ nhận giá trị lớn. Trong trường hợp giá trị lớn $|s_\theta| = 0.02$, các giá trị được phép của λ_1 và t_{12} cho trên hình 5.4. Có thể thấy rằng chỉ có giá trị s_θ âm sẽ cho f_{12} lớn. Trường hợp $|s_\theta| = 0.05$ nhận giá trị lớn hơn. Chúng tôi chọn $m_{h_2^0} = 1.2$ TeV, đủ lớn để giá trị $|s_\theta| = 0.05$ vẫn được thỏa mãn. Trong điều kiện cả $|s_\delta|$ và $m_{h_2^0}$ đều lớn, các vùng tham số được phép của t_{12} và λ_1 và f_{12} khá hẹp. Với $|s_\delta| < 10^{-2}$ nhỏ, các giá trị được phép của $m_{h_2^0}$ và t_{12} được mở rộng hơn. Tuy nhiên, các vùng được



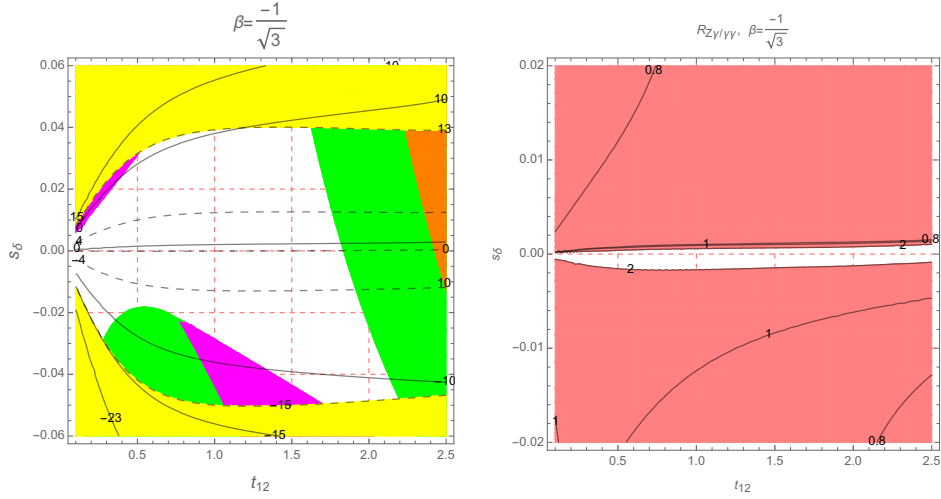
Hình 5.4: Đồ thị đường bao của λ_2 , f , $|\lambda_{12}|$ và f_{12} như là hàm của λ_1 và t_{12} với một số giá trị cố định $m_{h_2^0}$. Các vùng màu lục, lam, cam, đỏ tươi bị loại trừ bởi các yêu cầu tương ứng $0 < \lambda_2 < 10$, $f > 0$, $|\lambda_{12}| < 10$, and $f_{12} > 0$. Đường cong màu đen thể hiện giá trị không đổi của f_{12} .

phép này sẽ không dẫn đến nhiều sai lệch so với dự đoán của SM.

Trong hình 5.5, đồ thị trái minh họa các đồ thị đường bao với $\beta = -1/\sqrt{3}$ mô tả các giá trị được phép của $\delta\mu_{Z\gamma}$ tương ứng với các vùng không tô màu, là các vùng thỏa mãn đầy đủ các ràng buộc của tham số và giới hạn thực nghiệm gần đây cho $\delta\mu_{\gamma\gamma}$. Đồ thị bên phải biểu diễn đường bao của $R_{Z\gamma/\gamma\gamma}$, trong đó vùng không tô màu thỏa mãn điều kiện $R_{Z\gamma/\gamma\gamma} \geq 2$. Trong vùng này, chúng ta có thể thấy $|s_\delta| \sim \mathcal{O}(10^{-3})$ và có giá trị âm. Thêm vào đó, $\delta\mu_{\gamma\gamma} < 0.04$. Do vậy, vùng $\mu_{\gamma\gamma} = 0.99 \pm 0.14$ dẫn đến $|\delta\mu_{Z\gamma}| < 0.15$ vẫn còn nhỏ hơn độ nhạy trong tương lai $\delta\mu_{Z\gamma} = \pm 0.23$. Ngoài ra, hầu hết các vùng được phép đều đáp ứng $0.8 \leq R_{Z\gamma/\gamma\gamma} \leq 2$, do đó giá trị gần đúng $\text{BR}(h \rightarrow \gamma\gamma) \simeq \text{BR}(h \rightarrow Z\gamma)$ là giả thiết hợp lý để đơn giản hóa các tính toán đã được thừa nhận trong các nghiên cứu trước đây.

Với giá trị lớn $v_3 = 14$ TeV và giá trị thực nghiệm gần đây của $\delta\mu_{\gamma\gamma}$, các vùng tham số được phép cũng như $R_{Z\gamma/\gamma\gamma}$ phụ thuộc yếu vào tham số β . Kết quả cũng không đổi khi $v_3 \geq 8$ TeV tương ứng với $\beta = \pm 2/\sqrt{3}$. Lý do là $v_3 \simeq 10$ TeV dẫn đến $m_Y, m_V \geq 4$ TeV và khối lượng của boson Higgs mang điện không nhỏ hơn 1 TeV. Đóng góp bậc một vòng từ các hạt mới vào F_{21}^{331} và $F_{\gamma\gamma}^{331}$ nhỏ hơn ít nhất 4 bậc so với $F_{21,\gamma\gamma}^{\text{SM}}$, xem minh họa trong bảng 5.1. Chúng tôi sử dụng biên độ được dự đoán bởi SM để so sánh, cụ thể là $\text{Re}[F_{21}^{\text{SM}}] = -5.6 \times 10^{-5} [\text{GeV}^{-1}]$ và $\text{Re}[F_{\gamma\gamma}^{\text{SM}}] = -3.09 \times 10^{-5} [\text{GeV}^{-1}]$. Chúng tôi lưu ý rằng $F_{21,sv}^{331}$ có thể lớn hơn đáng kể so với $F_{21,v}^{331}$, nên phải đồng thời đưa vào biên độ phân rã $h \rightarrow Z\gamma$.

Với giá trị dương đủ lớn của $\tilde{\lambda}_{12}$ và $m_{h_2^0}$ đủ nhỏ, đóng góp bậc một vòng từ H^\pm vào F_{21}^{331} và $F_{\gamma\gamma}^{331}$ chiếm ưu thế nhưng vẫn không tạo sai lệch đáng kể cho $\delta\mu_{Z\gamma}$, xem ví dụ



Hình 5.5: Đồ thị đường bao hiển thị các vùng được phép s_δ và t_{12} (trái) và $R_{Z\gamma/\gamma\gamma}$ như hàm của s_δ và t_{12} . Các vùng màu lục, lam, cam, đỏ tươi và vàng được loại trừ bởi các điều kiện cần của các tham số $\lambda_2, f, \lambda_{12}, f_{12}$ và $\delta\mu_{\gamma\gamma}$ tương ứng. Các đường cong màu đen và chấm đen hiển thị giá trị không đổi của $\delta\mu_{Z\gamma}$ và $\delta\mu_{\gamma\gamma}$, tương ứng. Vùng không có màu trong bảng bên phải tương ứng với $R_{Z\gamma/\gamma\gamma} \geq 2$.

β	s_δ	t_{12}	$\frac{F_{21,s}^{331}}{\text{Re}[F_{21}^{\text{SM}}]}$	$\frac{F_{21,v}^{331}}{\text{Re}[F_{21}^{\text{SM}}]}$	$\frac{F_{21,sv}^{331}}{\text{Re}[F_{21}^{\text{SM}}]}$	$\frac{F_{\gamma\gamma,s}^{331}}{\text{Re}[F_{\gamma\gamma}^{\text{SM}}]}$	$\frac{F_{\gamma\gamma,v}^{331}}{\text{Re}[F_{\gamma\gamma}^{\text{SM}}]}$	$\delta\mu_{Z\gamma}$	$\delta\mu_{\gamma\gamma}$
$\frac{2}{\sqrt{3}}$	2×10^{-2}	1.5	-3.3×10^{-4}	3×10^{-5}	-1.6×10^{-4}	-6×10^{-4}	5.5×10^{-4}	4.4	6.5
$\frac{2}{\sqrt{3}}$	-2×10^{-2}	1.5	$\sim 10^{-6}$	3×10^{-5}	-1.5×10^{-4}	$\sim 10^{-6}$	5.3×10^{-4}	-5.4	-6
$\frac{2}{\sqrt{3}}$	2×10^{-2}	0.5	1.3×10^{-4}	-9×10^{-5}	-5×10^{-5}	2.3×10^{-4}	2.2×10^{-4}	6.8	8.1
$\frac{2}{\sqrt{3}}$	-2×10^{-2}	0.5	-4.2×10^{-4}	-9×10^{-5}	-4×10^{-5}	-7.5×10^{-4}	2.1×10^{-4}	-7.5	-7.4
$\frac{2}{\sqrt{3}}$	-10^{-3}	1.5	-1.6×10^{-4}	3×10^{-5}	-1.6×10^{-4}	-2.9×10^{-4}	5.4×10^{-4}	-0.8	-0.2

Bảng 5.1: Đóng góp của các hạt thuộc nhóm $SU(3)_L$ tới F_{21}^{331} và $F_{\gamma\gamma}^{331}$, với $F_{21,sv}^{331} \equiv F_{21,svv}^{331} + F_{21,vss}^{331}$.

ở dòng đầu của bảng 5.2. Ở đây chúng tôi luôn áp đặt $|\delta\mu_{\gamma\gamma}| \leq 4\%$ là độ nhạy dự kiến của $\mu_{\gamma\gamma}$.

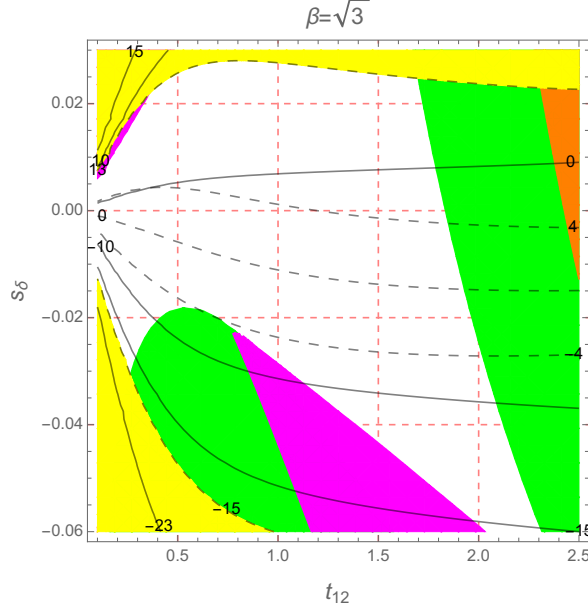
Xét trường hợp $\beta = \sqrt{3}$, với giá trị nhỏ $v_3 = 3$ TeV vẫn được chấp nhận, các vùng được phép thay đổi đáng kể, xem hình hình 5.6. Đặc biệt, mô hình dự đoán giới hạn chặt chẽ hơn $s_\delta < 0.03$. Đóng góp bậc một vòng của các hạt đặc trưng nhóm $SU(3)_L$ có thể dẫn tới cả hai độ sai lệch $\delta\mu_{Z\gamma}, \delta\mu_{\gamma\gamma}$ đạt giá trị cỡ vài phần trăm, trong đó hai đường bao $\delta_{Z\gamma} = \delta\mu_{\gamma\gamma} = 0$ tách biệt hẳn so với đường $s_\delta = 0$. Các kết quả tính số được minh họa trong bảng 5.3.

Chúng tôi cần nhấn mạnh hai tính chất quan trọng sau. Thứ nhất, đóng góp bậc một vòng từ các boson chuẩn đặc trưng cho nhóm $SU(3)_L$ có thể làm $\delta\mu_{\gamma\gamma}$ đạt tới độ nhạy tương lai. Thứ hai, độ lớn của $F_{21,v}^{331}$ và $F_{21,sv}^{331}$ có thể có cùng bậc là 10^{-3} so với SM, nhưng những đóng góp này không đủ lớn để làm cho độ sai lệch kênh $h \rightarrow Z\gamma$ lớn tới độ nhạy thực nghiệm trong tương lai $|\delta\mu_{Z\gamma}| > 23\%$.

Chúng tôi muốn nhấn mạnh rằng sự tồn tại của Higgs và boson chuẩn mới, các đóng góp của chúng $F_{\gamma\gamma,s}^{331}$ và $F_{\gamma\gamma,v}^{331}$ vào biên độ $h \rightarrow \gamma\gamma$ có thể ngược dấu nhau và cùng bậc, làm cho cường độ tín hiệu tương ứng có thể đủ nhỏ thỏa mãn các giới hạn

β	s_δ	t_{12}	$\frac{F_{21,s}^{331}}{\text{Re}[F_{21}^{\text{SM}}]}$	$\frac{F_{21,v}^{331}}{\text{Re}[F_{21}^{\text{SM}}]}$	$\frac{F_{21,sv}^{331}}{\text{Re}[F_{21}^{\text{SM}}]}$	$\frac{F_{\gamma\gamma,s}^{331}}{\text{Re}[F_{\gamma\gamma}^{\text{SM}}]}$	$\frac{F_{\gamma\gamma,v}^{331}}{\text{Re}[F_{\gamma\gamma}^{\text{SM}}]}$	$\delta\mu_{Z\gamma}$	$\delta\mu_{\gamma\gamma}$
$\frac{2}{\sqrt{3}}$	10^{-3}	1.7	-1.46×10^{-2}	4×10^{-5}	-1.7×10^{-4}	-2.64×10^{-2}	5.7×10^{-4}	-3.1	-4.7
$\frac{2}{\sqrt{3}}$	-10^{-3}	1.7	-1.44×10^{-2}	4×10^{-5}	-1.7×10^{-4}	-2.61×10^{-2}	5.7×10^{-4}	-3.6	-5.3
$\frac{2}{\sqrt{3}}$	3×10^{-2}	1.5	-1.24×10^{-2}	3×10^{-5}	-1.6×10^{-4}	-2.23×10^{-2}	5.5×10^{-4}	4.4	5.2
$\frac{2}{\sqrt{3}}$	-3×10^{-2}	1.5	-9.6×10^{-3}	3×10^{-5}	-1.5×10^{-4}	-1.75×10^{-3}	5.3×10^{-4}	-9.6	-12.3

Bảng 5.2: Đóng góp của các hạt trong nhóm $SU(3)_L$ tới F_{21}^{331} và $F_{\gamma\gamma}^{331}$ cho $\tilde{\lambda}_{12} = 5$ lớn và $m_{h_2} = 600$ GeV nhỏ.



Hình 5.6: Đường bao vùng được phép của s_δ và t_{12} với $v_3 = 3$ TeV. Các vùng màu lục, lam, cam, đỏ tươi và vàng bị loại trừ bởi các điều kiện cần thiết tương ứng của $\lambda_2, f, \lambda_{12}, f_{12}$ và $\delta\mu_{Z\gamma}$. Các đường màu đen và chấm đen hiển thị giá trị không đổi tương ứng với $\delta\mu_{Z\gamma}$ và $\delta\mu_{\gamma\gamma}$.

trên từ thực nghiệm. Đồng thời, tất cả các đóng góp cho biên độ phân rã $h \rightarrow Z\gamma$ có thể có cùng dấu làm tăng biên độ rã, làm độ lệch tương ứng $\mu_{Z\gamma}$ có thể lớn. Với mô hình $\beta = \sqrt{3}$ và $v_3 = 3$ TeV, độ lệch này có thể đạt được giá trị -10 , nhưng vẫn còn xa so với độ nhạy thực nghiệm dự kiến $\delta\mu_{Z\gamma} = \pm 23\%$. Với các mô hình có $v_3 \geq 8$ TeV, đóng góp từ boson chuẩn nặng không đáng kể, đóng góp chính đến từ các boson Higgs mang điện. Từ đó, các giới hạn từ $\delta\mu_{\gamma\gamma}$ sẽ dẫn đến các giới hạn chặt chẽ hơn các giới hạn của $\delta\mu_{Z\gamma}$ thu được từ thực nghiệm.

5.2.2 Trường hợp 2: $\tilde{\lambda}_{12} < 0$.

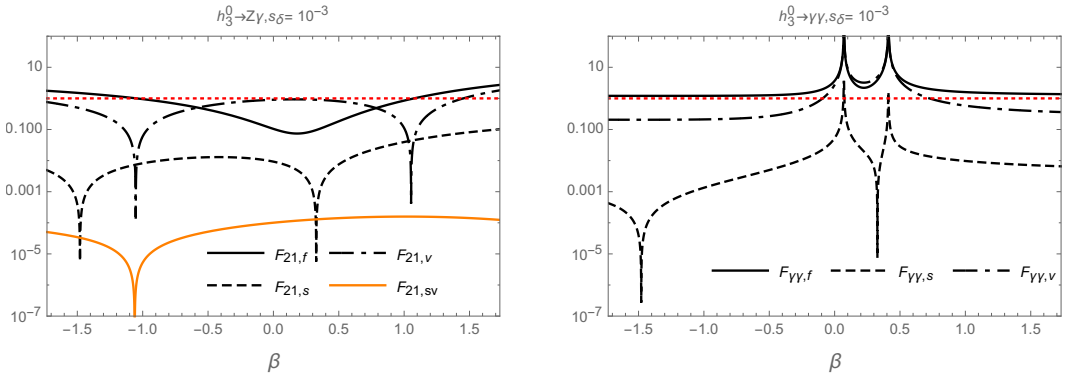
Với $\tilde{\lambda}_{12} < 0$, đóng góp cùng dấu lại xuất hiện trong biên độ rã $h \rightarrow \gamma\gamma$, trong khi đó lại xuất hiện những đóng góp trái dấu ở biên độ của phân rã $h \rightarrow Z\gamma$. Do vậy, các giới hạn thu được từ dữ liệu thực nghiệm kênh rã $h \rightarrow \gamma\gamma$ dự đoán độ sai lệch $\mu_{Z\gamma}$ nhận giá trị nhỏ hơn so với các giá trị tương ứng với trường hợp $\tilde{\lambda}_{12} > 0$.

β	s_δ	t_{12}	$\frac{F_{21,s}^{331}}{\text{Re}[F_{21}^{\text{SM}}]}$	$\frac{F_{21,v}^{331}}{\text{Re}[F_{21}^{\text{SM}}]}$	$\frac{F_{21,sv}^{331}}{\text{Re}[F_{21}^{\text{SM}}]}$	$\frac{F_{\gamma\gamma,s}^{331}}{\text{Re}[F_{\gamma\gamma}^{\text{SM}}]}$	$\frac{F_{\gamma\gamma,v}^{331}}{\text{Re}[F_{\gamma\gamma}^{\text{SM}}]}$	$\delta\mu_{Z\gamma}$	$\delta\mu_{\gamma\gamma}$
$\sqrt{3}$	10^{-3}	1.5	-1.8×10^{-4}	-1.6×10^{-3}	-4×10^{-3}	-3.2×10^{-4}	2.2×10^{-2}	-1.6	4.8
$\sqrt{3}$	-10^{-3}	1.5	-1.6×10^{-4}	-1.7×10^{-3}	-4×10^{-3}	-2.9×10^{-4}	2.2×10^{-2}	-2	4.2

Bảng 5.3: Đóng góp của các hạt trong $SU(3)_L$ tới F_{21}^{331} và $F_{\gamma\gamma}^{331}$ cho mô hình được cho trong [?]. Các ký hiệu được lấy từ chú thích ở bảng 5.1.

5.2.3 Quá trình rã h_3^0 như một tín hiệu mới của mô hình 3 – 3 – 1 β

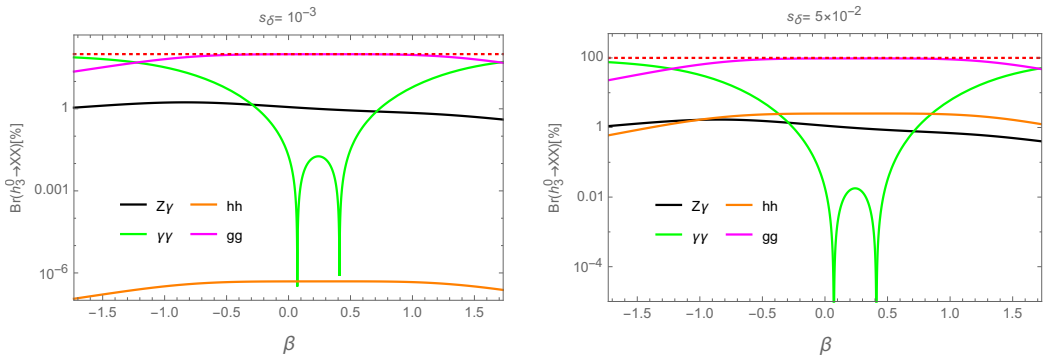
Các đóng góp khác nhau cho phân rã bậc một vòng $h_3^0 \rightarrow \gamma\gamma, Z\gamma$ với $s_\theta = 10^{-3}$, $m_{h_3^0} = 700$ GeV, $t_{12} = 0.8$ được minh họa trong hình 5.7, tương ứng với các đồ thị mô tả các tỷ số $|F_{21,x}(h_3^0 \rightarrow Z\gamma)|/|F_{21}(h_3^0 \rightarrow Z\gamma)|$ và $|F_{\gamma\gamma,x}(h_3^0 \rightarrow Z\gamma)|/|F_{\gamma\gamma}(h_3^0 \rightarrow Z\gamma)|$, $x = f, s, v, sv$. Các



Hình 5.7: Các đóng góp khác nhau cho rã $h_3^0 \rightarrow \gamma\gamma, Z\gamma$ phụ thuộc vào β .

fermion ngoại lai nặng luôn cho đóng góp chính với β đủ lớn. Ngược lại, $F_{21,sv}$ cho đóng góp không đáng kể. Xét quá trình rã $h_3^0 \rightarrow \gamma\gamma$, mối tương quan trái dấu của $F_{\gamma\gamma,v}$ và $F_{\gamma\gamma,f}$ xảy ra khi $|\beta|$ nhỏ.

Các tỷ số rã nhánh riêng phần của h_3^0 được cho trên hình 5.8. Đặc điểm thú vị ở đây



Hình 5.8: Các tỷ lệ rã nhánh của rã $h_3^0 \rightarrow XX$ phụ thuộc vào β .

là $\text{BR}(h_3^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ có thể có giá trị lớn và biến đổi rất nhạy với sự thay đổi của β . Do đó, kênh rã này là một kênh đầy hứa hẹn để xác định β , một khi h_3^0 thực sự tồn tại. Mặt khác, $\text{BR}(h_3^0 \rightarrow hh)$ phụ thuộc rất nhạy vào s_δ : BR tăng đáng kể theo giá trị tăng của s_δ , nhưng giá trị này luôn luôn nhỏ, $\text{BR}(h_3^0 \rightarrow hh) < 1\%$.

KẾT LUẬN

Nghiên cứu chi tiết hai quá trình rã của boson Higgs tựa SM là $h \rightarrow Z\gamma$ trong mô hình 3-3-1 β và $h \rightarrow \mu\tau$ trong mô hình 3-3-1 đảo, chúng tôi thu được các kết quả mới như sau:

- Trong mô hình 3-3-1 đảo:
 - + Xây dựng được biểu thức giải tích tính tỉ số rã nhánh các đóng góp bậc một vòng của các quá trình rã $h \rightarrow \mu\tau, \mu \rightarrow e\gamma$.
 - + Tìm được các vùng không gian tham số được phép thỏa mãn các giới hạn thực nghiệm hiện nay về rã cLFV, đồng thời cho tỉ số rã nhánh LFVHD đủ lớn để thực nghiệm có thể đo được. Khảo sát sự phụ thuộc của BR của $h \rightarrow \mu\tau, \mu \rightarrow e\gamma$ vào các tham số $(M_E), (s_{ij}), (k_1)$, chúng tôi thu được một số kết quả mới như sau:
 - Các nguồn chính LFV là các lepton mang điện nặng. Đóng góp bậc một vòng vào biên độ rã LFV $h \rightarrow \mu\tau$ và $\tau \rightarrow \mu\gamma$ lớn hơn so với rã $h \rightarrow \tau e, \mu e$ và $\tau, \mu \rightarrow e\gamma$.
 - Tỷ lệ rã nhánh $BR(h \rightarrow \tau\mu, \tau e)$ và $h \rightarrow \mu e$ có thể có bậc $\mathcal{O}(10^{-3} - 10^{-4})$ và $\mathcal{O}(10^{-6})$, rất gần với giới hạn dưới của thực nghiệm gần đây. Chúng dùng để giới hạn không gian tham số khi độ nhạy thực nghiệm được cải tiến.
 - $BR(\tau \rightarrow \mu\gamma, e\gamma) \leq \mathcal{O}(10^{-14})$, rất nhỏ so với độ nhạy thực nghiệm hiện tại. $BR(\mu \rightarrow e\gamma)$ bậc lớn nhất cỡ $\mathcal{O}(10^{-15})$ gần với độ nhạy thực nghiệm dự kiến.
- Trong mô hình 3-3-1 β :
 - + Tìm được biểu thức tính $Br(h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma)$. Chúng phụ thuộc yếu vào β . $F_{21,sv}^{331}$ có thể cùng bậc với $F_{21,v}^{331}$. Với $\beta = \sqrt{3}$, các đóng góp từ boson chuẩn và boson Higgs có thể lớn và có cùng bậc, vì vậy không nên bỏ qua $F_{21,sv}^{331}$.
 - + Kết quả khảo sát cho thấy rằng có thể tồn tại các boson mới của BSM tạo ra đóng góp cho $|\delta\mu_{Z\gamma}|$ lớn, trong khi vẫn thỏa mãn dữ liệu thực nghiệm được dự đoán trong tương lai gần $|\delta\mu_{\gamma\gamma}| \leq 0.04$.
 - + Kết quả khảo sát số của chúng tôi cho thấy: (i) Độ lệch lớn $\delta\mu_{Z\gamma, \gamma\gamma}$ nhận đóng góp chính từ H^\pm và giá trị $|s_\delta|$ lớn. Hơn nữa, $\mu_{Z\gamma}$ luôn bị chặn trên bởi $\mu_{\gamma\gamma}$, cụ thể $|\delta\mu_{Z\gamma}| \leq |\delta\mu_{\gamma\gamma}| < 0.23$. Mô hình 3-3-1 với $\beta = \sqrt{3}$ và $v_3 \simeq 3$ TeV, $\delta\mu_{Z\gamma}$ có thể lớn trong vùng $\mu_{\gamma\gamma} = 0.99 \pm 0.14$. Với độ nhạy dự kiến $|\delta\mu_{\gamma\gamma}| = 0.04$, mô hình này vẫn cho phép $|\delta\mu_{Z\gamma}| \leq 0.1$, nhưng không thể đạt đến độ nhạy dự kiến $|\delta\mu_{Z\gamma}| = 0.23$.
 - Bề rộng rã toàn phần của h_3^0 và $BR(h_3^0 \rightarrow \gamma\gamma, Z\gamma)$ là một tín hiệu quan trọng để phân biệt các mô hình 3-3-1 khác nhau.

DANH SÁCH CÔNG BỐ CỦA TÁC GIẢ LIÊN QUAN ĐẾN LUẬN ÁN

1. H. T. Hung, T. T. Hong, **H. H. Phuong**, H. L. T. Mai and L. T. Hue, "*Neutral Higgs decays $H \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$ in 3-3-1 models*", Phys. Rev. D **100**, 075014 (2019).
2. T. T. Hong, H. T. Hung, **H. H. Phuong**, L. T. T. Phuong and L. T. Hue, "*Lepton-flavor-violating decays of the SM-like boson Higgs $h \rightarrow e_i e_j$, and $e_i \rightarrow e_j \gamma$ in a flipped 3-3-1 model*", PTEP **2020**, 043B03 (2020).