



DOI:10.22144/ctujos.2024.340

CÁC QUÁ TRÌNH RÃ $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$ CỦA HIGGS BOSON TỰA MÔ HÌNH CHUẨN TRONG MÔ HÌNH 3-3-1 ĐẢO

Lâm Thị Thanh Phương^{1,2,7}, Nguyễn Thanh Kiều Ngân^{1,3}, Trịnh Thị Hồng^{1,2}, Phạm Thị Bích⁴ và Nguyễn Hứa Thanh Nha^{5,6*}

¹Trường Đại học An Giang

²Đại học Quốc gia Thành phố Hồ Chí Minh

³Trường THCS Trà An, Thành phố Cần Thơ

⁴Trường Đại học Nam Cần Thơ

⁵Nhóm nghiên cứu Vật lý hạt hạ nguyên tử, Viện Tiên tiến Khoa học và Công nghệ, Trường Đại học Văn Lang

⁶Khoa Công nghệ ứng dụng, Trường Đại học Văn Lang

⁷Trường Đại học Cần Thơ

*Tác giả liên hệ (Corresponding author): nguyenuathanhnhha@vlu.edu.vn

Thông tin chung (Article Information)

Nhận bài (Received): 02/05/2024

Sửa bài (Revised): 02/07/2024

Duyệt đăng (Accepted): 03/08/2024

Title: Standard model-like Higgs decays $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$ in the 3-3-1 flipped model

Author(s): Lam Thi Thanh Phuong^{1,2,7}, Nguyen Thanh Kieu Ngan^{1,3}, Trinh Thi Hong^{1,2}, Pham Thi Bich⁴ and Nguyen Hua Thanh Nha^{5,6*}

Affiliation(s): ¹An Giang University, ²Vietnam National University, Ho Chi Minh City, ³Tra An Junior High School; ⁴Nam Can Tho University, ^{5,6}Van Lang University, ⁷Can Tho University

TÓM TẮT

Trong khuôn khổ của mô hình 3-3-1 đảo, các đóng góp bậc một vòng cho các quá trình rã $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$ của Higgs boson tựa mô hình chuẩn được giới thiệu. Bài báo đặt vấn đề nghiên cứu những đóng góp mới từ các hạt Higgs mang điện và các boson chuẩn xuất hiện ở biên độ của quá trình rã $h \rightarrow Z\gamma$, nhưng không ảnh hưởng đến quá trình rã $h \rightarrow \gamma\gamma$.

Từ khóa: Higgs boson tựa Mô hình chuẩn, Mô hình 3-3-1 đảo, quá trình rã $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$

ABSTRACT

In the 3-3-1 flipped model framework, one-loop contributions to loop-induced decays of the Standard model-like Higgs boson $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$ are introduced. The article is to research new contributions from charged Higgs and gauge bosons appearing in the $h \rightarrow Z\gamma$ decay amplitude, but do not affect the $h \rightarrow \gamma\gamma$ decay amplitude.

Keywords: The Standard model-like Higgs boson, the 3-3-1 flipped model, the $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$ decays

1. GIỚI THIỆU

Sau khi tìm ra hạt Higgs boson (được Mô hình chuẩn dự đoán) bằng thực nghiệm tại LHC vào năm 2012 (ATLAS collaboration, 2012; Chatrchyan et al., 2012), một lần nữa tính chính xác của Mô hình chuẩn (Standard model-SM) đã được xác nhận, nó dần trở thành nền tảng vững chắc cho việc nghiên cứu các hạt cơ bản trong vũ trụ. Tuy nhiên, bên cạnh

sự thành công đó, SM vẫn còn tồn tại một số vấn đề chưa thể giải thích được như: sự dao động của các neutrino và vì sao chúng có khối lượng khác không, sự vi phạm số lepton thế hệ trong các quá trình rã, ... Vì vậy, việc mở rộng SM bằng các mô hình mới (beyond the SM-BSM) là điều tất yếu để giải quyết các vấn đề tồn tại trên. Một trong số đó là các mô hình 3-3-1, chúng dự đoán nhiều hạt mới bao gồm các hạt chuẩn mới và các hạt Higgs boson, các hạt

này cho đóng góp đáng kể đến tỉ lệ rẽ nhánh (Branching ratio-Br) của quá trình rẽ $h \rightarrow Z\gamma$. Các dữ liệu thực nghiệm gần đây chỉ ra rằng Br của quá trình rẽ Higgs boson tựa SM $h \rightarrow \gamma\gamma$ rất phù hợp với dự đoán trước đó của SM, do đó sự đóng góp từ vật lý mới cho quá trình rẽ này phải rất nhỏ.

Sự ràng buộc chặt chẽ từ thực nghiệm về Br của quá trình rẽ $h \rightarrow \gamma\gamma$, $h \rightarrow Z\gamma$ bị ảnh hưởng bởi các fermion mới, các boson chuẩn mới và các Higgs boson mang điện đã được nghiên cứu trong một số BSM như: mô hình 3-3-1 (Yue et al., 2013; Hung et al., 2019), các phiên bản SM chỉ mở rộng Higgs (Fontes et al., 2014; Yildirim & Int, 2022; Benbrik et al., 2023; Hue et al., 2023), mở rộng nhóm chuẩn $U(1)$ từ SM (Wang et al., 2022; Tran et al., 2024), các mô hình siêu đối xứng (Cao et al., 2013; Liu et al., 2020; Archer-Smith et al., 2021), mở rộng bất đối xứng của SM (Barducci et al., 2023), các mô hình đối xứng trái phải tối thiểu (Hong et al., 2024).

Ngoài ra, các kết quả thực nghiệm gần đây về Br đã được cập nhật cho đóng góp bậc một vòng của Higgs boson về quá trình rẽ $h \rightarrow \gamma\gamma$ (Aaboud et al., 2018a, 2018b; Sirunyan et al., 2018) và $h \rightarrow Z\gamma$ (Aaboud et al., 2017). Hơn nữa, trong tương lai, độ nhạy thực nghiệm của quá trình rẽ $h \rightarrow Z\gamma$ có thể đạt đến $\Delta\mu_{Z\gamma} \equiv \mu_{Z\gamma} - 1 = \pm 0.23$, trong khi đó kênh rẽ $h \rightarrow \gamma\gamma$ cũng có thể đạt khoảng $\Delta\mu_{\gamma\gamma} \equiv \mu_{\gamma\gamma} - 1 = \pm 0.04$ từ thực nghiệm tại CMS/ATLAS (Cepeda et al., 2020). Thêm vào đó, thực nghiệm ATLAS có giá trị kỳ vọng cho kênh rẽ $h \rightarrow Z\gamma$ sẽ là 4.9σ với 3000fb^{-1} tại HL-LHC. Bên cạnh đó, theo Circular Electron Positron Collider (CEPC) (An et al., 2019) cũng có thể đạt đến độ nhạy $\mu_{Z\gamma} = 1 \pm 0.22$ (Antonov & Drutskoy, 2023).

Bảng 1. Phổ hạt trong mô hình 3-3-1 đảo (Fonseca & Hirsch, 2016)

Hạt	Biểu diễn trong mô hình 3-3-1 đảo	Biểu diễn trong SM	Thành phần	Thế hệ
L_e	$\left(1, 6, -\frac{1}{3}\right)$	$(1, \hat{3}, 0) + \left(1, \hat{2}, -\frac{1}{2}\right)$	$\begin{pmatrix} (\Sigma^-)^c & \frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma^0 & \frac{1}{\sqrt{2}}\nu_e \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma^0 & \Sigma^- & \frac{1}{\sqrt{2}}e \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\nu_e & \frac{1}{\sqrt{2}}e & E_e \end{pmatrix}_L$	1
$L_{\alpha=\mu,\tau}$	$\left(1, 3, -\frac{2}{3}\right)$	$\left(1, \hat{2}, -\frac{1}{2}\right) + (1, \hat{1}, -1)$	$(\nu_\alpha, e_\alpha, E_\alpha)_L^T$	2
$e_{\alpha R}$	$(1, 1, -1)$	$(1, \hat{1}, -1)$	$e_{\alpha R}$	6
$Q_{\alpha L}$	$\left(3, \bar{3}, \frac{1}{3}\right)$	$\left(3, \hat{2}, \frac{1}{6}\right) + \left(3, \hat{1}, \frac{2}{3}\right)$	$(d_\alpha, -u_\alpha, U_\alpha)_L^T$	3
$u_{\alpha R}$	$\left(3, 1, \frac{2}{3}\right)$	$\left(3, \hat{1}, \frac{2}{3}\right)$	$u_{\alpha R}$	6
$d_{\alpha R}$	$\left(3, 1, -\frac{1}{3}\right)$	$\left(3, \hat{1}, -\frac{1}{3}\right)$	$d_{\alpha R}$	3
$\phi_i = 1, 2$	$\left(3, 1, \frac{1}{3}\right)$	$\left(1, \hat{2}, \frac{1}{2}\right) + (1, \hat{1}, 0)$	$(H_i^+, H_i^0, \sigma_i^0)^T$	2
ϕ_3	$\left(1, 3, -\frac{2}{3}\right)$	$\left(1, \hat{2}, -\frac{1}{2}\right) + (1, \hat{1}, -1)$	$(H_3^0, H_3^-, \sigma_3^-)^T$	1

$$S \quad \left(1, 6, \frac{2}{3}\right) \quad (1, \hat{3}, 1) + (1, \hat{2}, \frac{1}{2}) + (1, \hat{1}, 0) \quad \left(\begin{array}{ccc} \Delta^{++} & \frac{1}{\sqrt{2}} \Delta^+ & \frac{1}{\sqrt{2}} H_S^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \Delta^+ & \Delta^0 & \frac{1}{\sqrt{2}} H_S^0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} H_S^+ & \frac{1}{\sqrt{2}} H_S^0 & E_e \sigma_S^0 \end{array} \right)_L \quad 1$$

Mô hình 3-3-1 đảo đã được giới thiệu từ những năm trước đây (Fonseca & Hirsch, 2016), sử dụng gần đúng mới để triệt tiêu phân kỳ trong khu vực lepton, đây là điểm khác biệt hoàn toàn so với các công trình trước đây. Cụ thể, mô hình này bao gồm một lepton lục tuyến, hai phân lepton phân cực trái và ba thế hệ tam tuyến quark phân cực trái. Trong nghiên cứu này, bài báo sẽ thảo luận về $Br(h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma)$ trong mô hình 3-3-1 đảo (sau đây sẽ gọi tắt là 331Le). Chi tiết tính toán các hệ số đỉnh tương ứng cho đóng góp vào kênh rã $h \rightarrow Z\gamma$ nhưng không đóng góp cho kênh rã $h \rightarrow \gamma\gamma$ cũng sẽ được trình bày trong nghiên cứu này. Các hệ số đỉnh tương tác này có thể ảnh hưởng đáng kể đến quá trình rã $h \rightarrow Z\gamma$ trong khi nó vẫn thỏa mãn thực nghiệm bị ràng buộc vào kênh rã $h \rightarrow \gamma\gamma$.

2. PHƯƠNG PHÁP NGHIÊN CỨU

Lý thuyết trường lượng tử và phần mềm hỗ trợ tính toán Mathematica trong phần khảo sát số.

3. TỔNG QUAN VỀ MÔ HÌNH

Ở phần này, phổ hạt trong mô hình 331Le sẽ được tóm tắt lại và đưa ra các công thức giải tích cho hai kênh rã $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$. Các thành phần không có giá trị trung bình chân không (vev) được liệt kê như sau:

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

Lagrangian tương tác Yukawa trong biểu diễn khối lượng của các fermion được cho như sau:

$$\mathcal{L}^Y = \mathcal{L}_\ell^Y + \mathcal{L}_q^Y \quad (2)$$

$$-\mathcal{L}_\ell^Y = \sum_{i=1}^2 \sum_{\alpha=\mu, \tau, \beta=1}^6 y_{\alpha\beta}^{\ell(i)} \overline{e_{\beta R}} L_\alpha \phi_i^* + \sum_{\beta=1}^6 y_\beta^{\ell'} \overline{e_{\beta R}} L_e S^* + y^{\ell'} (L_e)^c L_e S + \text{h.c.}, \quad (3)$$

$$-\mathcal{L}_q^Y = \sum_{\alpha=1}^3 \left[\sum_{\beta=1}^2 \sum_{i=1}^2 y_{\alpha\beta}^{\mu(i)} \overline{u_{\beta R}} Q_{\alpha L} \phi_i + \sum_{\beta=1}^3 y_{\alpha\beta}^d \overline{d_{\beta R}} Q_{\alpha L} \phi_3 \right] + \text{h.c.}, \quad (4)$$

Thế Higgs của mô hình được định nghĩa:

$$\begin{aligned} V_h &= V(\phi_1, \phi_2, \phi_3) + V(S) + V(S, \phi) \\ V(\phi_1, \phi_2, \phi_3) &= \sum_{i=1}^3 \left[\mu_i^2 \phi_i^\dagger \phi_i + \lambda_i^\phi (\phi_i^\dagger \phi_i)^2 \right] + (\mu_{12}^2 \phi_1^\dagger \phi_2 + \text{h.c.}) \\ &+ \sum_{i < j, i, j=1}^3 \left[\lambda_{ij}^\phi (\phi_i^\dagger \phi_i) (\phi_j^\dagger \phi_j) + \tilde{\lambda}_{ij}^\phi (\phi_i^\dagger \phi_j) (\phi_j^\dagger \phi_i) \right] \\ &- \sum_{i < j < k, i, j, k=1}^3 \sqrt{2} f_{ijk}^\phi (\epsilon_{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k + \text{h.c.}), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} V(S) &= Tr \left[\mu_S^2 (S^\dagger S) + \lambda_i^S (S^\dagger S)^2 \right] + \lambda_2^S [Tr(S^\dagger S)]^2, \\ V(S, \phi) &= Tr(S^\dagger S) \sum_{i=1}^3 \lambda_i^{\phi S} \phi_i^\dagger \phi_i + Tr(S^\dagger S) (\lambda_{12}^{\phi S} \phi_1^\dagger \phi_2 + \text{h.c.}) \\ &+ \sum_{i=1}^3 \tilde{\lambda}_i^{\phi S} [\phi_i^\dagger S S^* \phi_i] + (\tilde{\lambda}_{12}^{\phi S} \phi_1^\dagger S S^* \phi_2 + \text{h.c.}) \\ &+ \sum_{i < j, i, j=1}^2 f_{ij}^{\phi S} (\phi_i^T S^* \phi_j + \text{h.c.}) \\ &+ \lambda^{\phi S} \left[(\phi_2^*)_l S_{li}(\phi)_j (\phi_3)_k \epsilon_{ijk} + \text{h.c.} \right], \end{aligned} \quad (5)$$

Động năng hiệp biến có dạng:

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ig_3 W_\mu^a T^a - ig_X T^9 X X_\mu, \quad (6)$$

với $T^a (a=1, 2, \dots, 8)$ là các vi tử của nhóm $SU(3)_L$. Thành phần hiệp biến trong biểu diễn tam tuyến cho bởi:

$$W_\mu \equiv W^a T^a = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} W_\mu^8 & \sqrt{2} W_\mu^+ & \sqrt{2} Y_\mu^+ \\ \sqrt{2} W_\mu^- & -W_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} W_\mu^8 & \sqrt{2} Y_\mu^0 \\ \sqrt{2} Y_\mu^- & \sqrt{2} V_\mu^{0*} & -\frac{2}{\sqrt{3}} W_\mu^8 \end{pmatrix} \quad (7)$$

trong đó:

$$W_\mu^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2), \quad Y_\mu^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^4 \mp i W_\mu^5),$$

$$V_\mu^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^6 - i W_\mu^7). \quad (8)$$

Số hạng khối lượng và ma trận trộn khối lượng của các boson chuẩn được xác định thông qua số hạng động năng như sau:

$$L_{kin}^H = \sum_{i=1}^3 (D_\mu \phi_i)^\dagger (D^\mu \phi_i) + (D_\mu S)^\dagger (D^\mu S) \quad (9)$$

Do đó, trạng thái vật lý và khối lượng của các boson chuẩn không có tính Hermitian (non-Hermitian) là:

$$W^\pm \simeq W'^{\pm}, \quad m_W^2 = \frac{g^2}{2} v^2,$$

$$v^2 \equiv (k_1^2 + k_2^2 + k_3^2 + k_S^2), \quad (10)$$

$$Y^\pm \simeq Y'^{\pm}, \quad m_Y^2 = \frac{g^2}{2} u^2,$$

$$u^2 \equiv (k_3^2 + k_S^2 + n_1^2 + n_2^2 + n_S^2).$$

trong đó W^\pm được đồng nhất với boson chuẩn của SM, điều đó dẫn đến $v = 174$ GeV. Trong giới hạn $k_1, k_2, k_S, \epsilon_S \ll k_3$, các boson chuẩn trung hòa $(X_\mu, W_\mu^3, W_\mu^8)$ quan hệ với các trạng thái vật lý $A_\mu, Z_{1\mu}, Z_{2\mu}$ thông qua phép biến đổi sau:

$$\begin{pmatrix} X_\mu \\ W_\mu^3 \\ W_\mu^8 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_\mu c_{331} c_W + Z_{1\mu} (-c_{331} c_\theta s_W - s_{331} s_\theta) + Z_{2\mu} (c_{331} s_\theta s_W - c_\theta s_{331}) \\ A_\mu s_W + c_\theta c_W Z_{1\mu} - c_W s_\theta Z_{2\mu} \\ A_\mu c_W s_{331} + Z_{1\mu} (c_{331} s_\theta - c_\theta s_{331} s_W) + Z_{2\mu} (c_{331} c_\theta + s_{331} s_\theta s_W) \end{pmatrix}, \quad (11)$$

trong đó

$$s_\theta \equiv \sin \theta = \frac{\sqrt{3 - 4s_W^2} v^2}{4c_W^4 (3n_S^2 + u^2) + 2(2s_W^2 - 1)v^2} \quad (12)$$

$$\text{và:} \quad m_A^2 = 0, \quad m_{Z_1}^2 \simeq m_Z^2 = \frac{g^2 v^2}{2c_W^2},$$

$$m_{Z_2}^2 \simeq m_{Z'}^2 = \frac{4g^2 c_W^2 (u^2 + 3n_S^2)}{3 - 4s_W^2}. \quad (13)$$

Higgs boson tựa SM được xác định dựa trên Lagrangian được suy ra từ công thức (9), cụ thể:

$$\mathcal{L}_{VS} = \frac{g^2}{2} (W^+ \cdot W^-) \left[\sum_{i=1}^3 2k_i R_i + 2k_S R_S + 4\epsilon_S R_\Delta \right. \\ \left. + \sum_{i=1}^3 R_i^2 + R_S^2 + 2R_\Delta^2 \right] \\ + \frac{g^2}{4c_W^2} Z^2 \left[\sum_{i=1}^3 2k_i R_i + 2k_S R_S + 8\epsilon_S R_\Delta \right. \\ \left. + \sum_{i=1}^3 R_i^2 + R_S^2 + 4R_\Delta^2 \right] \quad (14)$$

Trong giới hạn $k_{1,2,S}, \epsilon_S \ll k_3$ và $k_3 \simeq v = \sqrt{2} m_W / g$, do đó R_3 có thể được đồng nhất với Higgs boson tựa SM bởi vì chúng có cùng định tương tác với boson chuẩn W^\pm và Z của SM. Trong nghiên cứu này, các kết quả sau đây sẽ được sử dụng:

$$R_3 \equiv h_1^0 \equiv h, R_1 \equiv h_2^0, R_{\sigma_1} \equiv h_3^0, \\ R_{\sigma_2} \equiv h_4^0, R_{\sigma_S} \equiv h_5^0, R_\Delta \equiv h_6^0. \quad (15)$$

với các khối lượng tương ứng như sau:

$$m_{R_1}^2 = m_{h_2^0}^2 = k_3^2 \lambda_{13}^\phi + n_2^2 \lambda_{12}^\phi + n_S^2 \lambda_2^{\phi S} + \mu_1^2$$

$$m_{R_3}^2 = m_h^2 = 4k_3^2 \lambda_3^\phi \sim \mathcal{O}(v^2),$$

$$m_{\sigma_1}^2 = m_{h_5^0}^2 = k_3^2 \lambda_{13}^\phi + n_2^2 (\lambda_{12}^\phi + 2\tilde{\lambda}_{12}^\phi + \tilde{\lambda}_{12}^\phi) + n_S^2 (\lambda_2^{\phi S} + \tilde{\lambda}_1^{\phi S}) + \mu_1^2,$$

$$m_{\sigma_2}^2 = m_{h_4^0}^2 = 4n_2^2 \lambda_2^\phi,$$

$$m_{\sigma_S}^2 = m_{h_6^0}^2 = 4n_S^2 (\lambda_1^S + \lambda_2^S) - \frac{n_2^2 f_{22}^{\phi S}}{n_S},$$

$$m_\Delta^2 = -\frac{n_2^2 (n_S \tilde{\lambda}_2^{\phi S} + f_{22}^{\phi S})}{n_S} - 2n_S^2 \lambda_1^S. \quad (16)$$

Trong biểu diễn (R_2, R_S) :

$$m_{G_V}^2 = 0, m_{h^0}^2 = -\left(n_2^2 + 2n_S^2\right) \left(\frac{f_{22}^{\phi S}}{n_S} + \frac{\tilde{\lambda}_2^{\phi S}}{2} \right),$$

$$\begin{pmatrix} R_2 \\ R_S \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_s & -s_s \\ s_s & c_s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_V \\ h_7^0 \end{pmatrix}, c_s = \frac{n_2}{\sqrt{n_2^2 + 2n_S^2}}, \quad (17)$$

$$s_s = \frac{\sqrt{2}n_S}{\sqrt{n_2^2 + 2n_S^2}}.$$

Higgs boson mang điện kép $\Delta^{\pm\pm}$ có khối lượng:

$$m_{\Delta^{++}}^2 = k_3^2 \tilde{\lambda}_3^{\phi S} + n_2^2 \left(-\frac{f_{22}^{\phi S}}{n_S} - \tilde{\lambda}_2^{\phi S} \right) - 2n_S^2 \lambda_1^S \quad (18)$$

Các Higgs boson mang điện đơn trong mô hình có khối lượng:

$$G_W^\pm \equiv H_3^\pm, m_{G_W} = 0$$

$$m_{H_1^\pm}^2 = k_3^2 \left(\lambda_{13}^\phi + \tilde{\lambda}_{13}^\phi \right) + n_2^2 \lambda_{12}^\phi + n_S^2 \lambda_2^{\phi S} + \mu_1^2 \quad (19)$$

$$m_{\Delta^\pm}^2 = \frac{1}{2} \left(k_3^2 \tilde{\lambda}_3^{\phi S} - \frac{2n_2^2 \left(n_S \tilde{\lambda}_2^{\phi S} + f_{22}^{\phi S} \right)}{n_S} - 4n_S^2 \lambda_1^S \right)$$

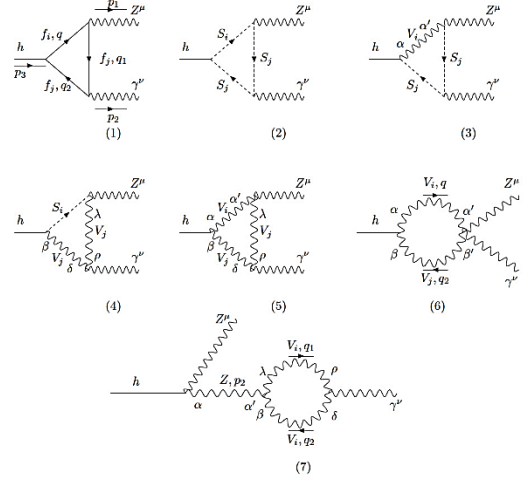
Mối quan hệ giữa trạng thái riêng ban đầu và trạng thái riêng khối lượng của Higgs boson mang điện được biên diễn thông qua phép biến đổi:

$$\begin{pmatrix} G_Y^\pm \\ h_1^\pm \\ h_2^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_1^+ (c_S c_x c_z - s_S s_z) + h_2^+ (-c_S c_x s_z - c_z s_S) - c_S s_x G_Y^+ \\ c_x G_Y^+ + c_z s_x h_1^+ - s_x s_z h_2^+ \\ h_1^+ (c_S s_z + c_x c_z s_S) + h_2^+ (c_S c_z - c_x s_S s_z) - s_S s_x G_Y^+ \end{pmatrix} \quad (20)$$

4. ĐÓNG GÓP BẬC MỘT VÒNG VÀO QUÁ TRÌNH RÃ $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$

4.1. Bề rộng rã và tỉ lệ rã nhánh

Trong chuẩn Unitary, giản đồ cho đóng góp bậc một vòng vào kênh rã $h \rightarrow Z\gamma$ được biên diễn trong Hình 1.



Hình 1: Giản đồ Feynman cho đóng góp bậc một vòng vào kênh rã $h \rightarrow Z\gamma$ trong chuẩn unitary

Ở đây, $V^\pm = W^\pm, Y^\pm; S_{ij} = h_1^\pm, h_2^\pm, H_1^\pm, \Delta^\pm, \Delta^{\pm\pm}$.

Biểu thức tính bề rộng rã riêng phần và tỉ lệ rã nhánh được cho trong (Degrande et al., 2017; Gunion et al., 2000):

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

$$Br^{331Le}(h \rightarrow Z\gamma) = \frac{\Gamma^{331Le}(h \rightarrow Z\gamma)}{\Gamma_h^{331Le}}$$

Với Γ_h^{331Le} là bề rộng rã toàn phần của Higgs boson tựa SM h (Gunion et al., 2000; Degrande et al., 2017) và tham số vô hướng F_{21} được xác định từ đóng góp bậc một vòng (Hue et al., 2018):

$$F_{21}^{331Le} = F_{21,f}^{331Le} + F_{21,S}^{331Le} + F_{21,V}^{331Le} + F_{21,SV}^{331Le},$$

$$F_{21,f}^{331Le} = \sum_{f_i} F_{21,f_i}^{331Le},$$

$$F_{21,S}^{331Le} = \sum_{S_1, S_2} F_{21,S_{112}}^{331Le},$$

$$F_{21,V}^{331Le} = \sum_{V_i=W^\pm, Y^\pm} F_{21,V_i}^{331Le}, \quad (22)$$

$$F_{21,SV}^{331Le} = \sum_{\{S_i, V_i\}} \left(F_{21,V_i S_i}^{331Le} + F_{21,S_i V_i}^{331Le} \right),$$

Trong đó, $F_{21,f}^{331Le}$ được suy ra từ đóng góp của các fermion trong SM và $F_{21,SV}^{331Le}$ chưa từng được đề

cập trong các nghiên cứu trước đây. Các đóng góp từ Higgs boson mang điện được cho như sau:

$$\begin{aligned}
 F_{21,S}^{331L_e} &= F_{21,h_1^\pm}^{331} + F_{21,h_2^\pm}^{331} + F_{21,H_{11}^\pm}^{331} + F_{21,\Delta^\pm}^{331} \\
 &\quad + F_{21,h_{12}^\pm}^{331} + F_{21,h_{21}^\pm}^{331} \\
 &= \sum_S \frac{e(\lambda_{hSS}^* g_{ZSS} + c.c.)}{16\pi^2} [4(C_{12} + C_{22} + C_2)] \\
 &\quad \times (m_Z^2, 0, m_h^2; m_S^2, m_S^2, m_S^2) + \frac{e(\lambda_{hh_1^\pm h_2^\pm}^* g_{Zhh_1^\pm h_2^\pm} + c.c.)}{16\pi^2} \\
 &\quad \times 4 \left[(C_{12} + C_{22} + C_2) (m_Z^2, 0, m_h^2; m_{h_1^\pm}^2, m_{h_1^\pm}^2, m_{h_2^\pm}^2) \right. \\
 &\quad \left. + (C_{12} + C_{22} + C_2) (m_Z^2, 0, m_h^2; m_{h_2^\pm}^2, m_{h_2^\pm}^2, m_{h_1^\pm}^2) \right], \quad (23)
 \end{aligned}$$

với $S = h_1^\pm, h_2^\pm, H_1^\pm, \Delta^\pm, \Delta^{\pm\pm}$.

Các đóng góp từ các boson chuẩn là:

$$\begin{aligned}
 F_{21,V}^{331L_e} &= F_{21,W^\pm}^{331} + F_{21,Y^\pm}^{331} \\
 &= \frac{2eg^2 m_W c_W c_\theta}{16\pi^2} \\
 &\quad \times \left\{ \left[8 + \frac{(2m_W^2 + m_h^2)(2m_W^2 - m_Z^2)}{m_W^4} \right] (C_{12} + C_{22} + C_2) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{2(4m_W^2 - m_Z^2)C_0}{m_W^2} \right\} (m_Z^2, 0, m_h^2; m_W^2, m_W^2, m_W^2) \\
 &\quad + \frac{(-g^2)em_W g_{ZYY}}{16\pi^2} \\
 &\quad \times \left\{ \left[8 + \frac{(2m_Y^2 + m_h^2)(2m_Y^2 - m_Z^2)}{m_Y^4} \right] (C_{12} + C_{22} + C_2) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{2(4m_Y^2 - m_Z^2)C_0}{m_Y^2} \right\} (m_Z^2, 0, m_h^2; m_Y^2, m_Y^2, m_Y^2). \quad (24)
 \end{aligned}$$

Vậy, đóng góp từ các boson chuẩn và các Higgs boson mang điện (SV) là:

$$\begin{aligned}
 F_{21,SV}^{331L_e} &= \sum_{i=1}^2 (F_{21,Yh_i^+ h_i^+}^{331} + F_{21,h_i^+ \gamma Y}^{331}) \\
 &= \sum_{i=1}^2 \frac{eQ_s g_h \gamma h_i g_{ZYh_i}}{4\pi^2} \\
 &\quad \times \left[\left(1 + \frac{-m_S^2 + m_h^2}{m_Y^2} \right) (C_{12} + C_{22} + C_2) + 2C_0 \right]. \quad (25)
 \end{aligned}$$

Bề rộng rẽ riêng phần và hệ số cường độ rẽ nhánh của quá trình rẽ $h \rightarrow \gamma\gamma$ có thể được tính toán như trong (Degrande et al., 2017; Hue et al., 2018)

$$\begin{aligned}
 \Gamma^{331Le}(h \rightarrow \gamma\gamma) &= \frac{m_h^3}{64\pi} \times |F_{\gamma\gamma}^{331Le}|^2 \\
 \mu_{\gamma\gamma}^{331Le} &= \frac{\Gamma^{331Le}(h \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma^{SM}(h \rightarrow \gamma\gamma)} \quad (26)
 \end{aligned}$$

với tham số vô hướng $F_{\gamma\gamma}^{331Le}$ được xác định từ đóng góp bậc một vòng trong tài liệu (Hung et al., 2019):

$$F_{\gamma\gamma}^{331Le} = F_{\gamma\gamma,f}^{331Le} + F_{\gamma\gamma,S}^{331Le} + F_{\gamma\gamma,V}^{331Le}.$$

4.2. Các hệ số tương tác liên quan đến bậc một vòng của quá trình rẽ $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$

Từ thế Higgs, có thể suy ra toàn bộ hệ số tự tương tác của Higgs boson tựa SM liên quan đến bậc một vòng của quá trình rẽ $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$ như sau:

$$\mathcal{L}_h = -V_h = \sum_{s_1, s_2} -(\lambda_{hs_1 s_2} h s_1^+ s_2^- + \lambda_{hs_1 s_2}^* h s_1^- s_2^+) + \dots \quad (27)$$

với $\lambda_{hs_1 s_2} = \lambda_{hs_1 s_2}^*$ là

$$\begin{aligned}
 \lambda_{hh h_1} &= -\frac{1}{2} \left(-2\sqrt{2}k_3 \tilde{\lambda}_{23}^\phi (c_S c_x c_z - s_S s_z)^2 \right. \\
 &\quad \left. - \sqrt{2}k_3 \tilde{\lambda}_3^{\phi S} (c_S s_z + c_x c_z s_S)^2 \right)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & -\sqrt{2}c_z n_2 s_x \tilde{\lambda}_{23}^\phi (c_S c_x c_z - s_S s_z) \\
 & + \sqrt{2}c_z n_2 s_x \tilde{\lambda}_{23}^\phi (s_S s_z - c_S c_x c_z) \\
 & - 2c_z n_S s_x \tilde{\lambda}_3^{\phi S} (c_S s_z + c_x c_z s_S) - 4\sqrt{2}c_z^2 k_3 s_x^2 \lambda_3^\phi, \\
 \lambda_{hh_1 h_2} = & -\frac{1}{2} \left(2\sqrt{2}k_3 \tilde{\lambda}_{23}^\phi (c_S c_x s_z + c_z s_S) (c_S c_x c_z + s_S s_z) \right. \\
 & - \sqrt{2}k_3 \tilde{\lambda}_3^{\phi S} (c_S s_z + c_x c_z s_S) (c_S c_z - c_x s_S s_z) \\
 & + \sqrt{2}c_z n_2 s_x \tilde{\lambda}_{23}^\phi (c_S c_x s_z + c_z s_S) \\
 & - \sqrt{2}n_2 s_x s_z \tilde{\lambda}_{23}^\phi (s_S s_z - c_S c_x c_z) \\
 & + n_S s_x s_z \tilde{\lambda}_3^{\phi S} (c_S s_z + c_x c_z s_S) \\
 & \left. - c_z n_S s_x \tilde{\lambda}_3^{\phi S} (c_S c_z - c_x s_S s_z) + 4\sqrt{2}c_z k_3 s_x^2 s_z^2 \lambda_3^\phi \right), \\
 \lambda_{hh_2 h_2} = & - \left(-2\sqrt{2}k_3 \tilde{\lambda}_{23}^\phi (c_S c_x s_z + c_z s_S)^2 \right. \\
 & - \sqrt{2}k_3 \tilde{\lambda}_3^{\phi S} (c_S c_z - c_x s_S s_z)^2 \\
 & - 2\sqrt{2}n_2 s_x s_z \tilde{\lambda}_{23}^\phi (c_S c_x s_z + c_z s_S) \\
 & \left. + n_S s_x s_z \tilde{\lambda}_3^{\phi S} (c_S c_z - c_x s_S s_z) \right. \\
 & \left. - n_S s_x s_z \tilde{\lambda}_3^{\phi S} (c_x s_S s_z - c_S c_z) - 4\sqrt{2}k_3 s_x^2 s_z^2 \lambda_3^\phi \right), \\
 \lambda_{hH_1^- H_1^+} = & \sqrt{2}k_3 (\lambda_{13}^\phi + \tilde{\lambda}_{13}^\phi), \\
 \lambda_{h\Delta^- \Delta^+} = & \frac{k_3 \tilde{\lambda}_3^{\phi S}}{\sqrt{2}}. \tag{28}
 \end{aligned}$$

Bởi vì $h = R_3 \in H_3^0 \in \phi_3$, nên chỉ hệ số động năng hiệp biến của ϕ_3 đóng góp vào tương tác của Higgs boson và các boson chuẩn. Từ Lagrangian động năng hiệp biến:

$$\begin{aligned}
 L_{kin}^\phi = & (D_\mu \phi_3)^\dagger (D^\mu \phi_3) - g_{h\nu\nu} g_{\mu\nu} h v^{-Q\mu} v^{Q\nu}, \\
 & -i g_{hs\nu}^* v^{-Q\mu} (s^{+Q} \partial_\mu h - h \partial_\mu s^{+Q}), \\
 i g_{hs\nu} v^{Q\mu} = & (s^{-Q} \partial_\mu h - h \partial_\mu s^{-Q}), i g_{ZsS} Z^\mu (s^{-Q} \partial_\mu s^Q - s^Q \partial_\mu s^{-Q}) \\
 i g_{Zvs} = & Z^\mu v^{Q\nu} s^{-Q} g_{\mu\nu}, i g_{Zvs}^* Z^\mu v^{-Q\nu} s^Q g_{\mu\nu}, \\
 i e Q A^\mu = & (s^{-Q} \partial_\mu s^Q - s^Q \partial_\mu s^{-Q}), \tag{29}
 \end{aligned}$$

Bảng 2: Quy tắc Feynman cho Higgs boson tựa SM và các boson chuẩn

Đỉnh	Hệ số
$hh_1^+ Y_\mu^-$	$\frac{i}{2} g c_z s_x (p_{0\mu} - p_{+\mu})$
$hh_1^- Y_\mu^+$	$\frac{i}{2} g c_z s_x (p_{-\mu} - p_{0\mu})$
$hh_2^+ Y_\mu^-$	$\frac{i}{2} g s_x s_z (p_{+\mu} - p_{0\mu})$
$hh_2^- Y_\mu^+$	$\frac{i}{2} g s_x s_z (p_{0\mu} - p_{-\mu})$

Tương tự cho Higgs boson tựa SM, quy tắc Feynman cho hệ số tương tác của Z boson với Higgs mang điện và các boson chuẩn được cho như sau:

$$\begin{aligned}
 g_{ZH_1^+ H_1^+} = & \frac{1}{2} g c_\theta c_W (c_x^2 c_z^2 (t_W^2 - 1) + 2c_z^2 s_x^2 t_W^2 + s_z^2 (t_W^2 - 1)) \\
 & + \frac{1}{2\sqrt{3-t_W^2}} g s_\theta \left(4c_S c_x c_z s_S s_z + s_z^2 \left(\frac{1}{c_W^2} - 2s_S^2 \right) \right. \\
 & \left. + c_x^2 c_z^2 (2s_S^2 + t_W^2 - 1) + 2c_z^2 s_x^2 (t_W^2 - 1) \right) \\
 g_{ZH_2^+ H_2^+} = & \frac{1}{2} g c_\theta c_W (s_z^2 (c_x^2 (t_W^2 - 1) + 2s_x^2 t_W^2) + c_z^2 (t_W^2 - 1)) \\
 & + \frac{1}{2\sqrt{3-t_W^2}} g s_\theta \left(-4c_S c_x c_z s_S s_z + c_z^2 \left(\frac{1}{c_W^2} - 2s_S^2 \right) \right. \\
 & \left. + s_z^2 (c_x^2 (2s_S^2 + t_W^2 - 1) + 2s_x^2 (t_W^2 - 1)) \right) \\
 g_{ZH_2^+ H_1^+} = & -\frac{1}{2} g c_\theta c_W c_z s_z (c_x^2 (t_W^2 - 1) + (2s_x^2 - 1)t_W^2 + 1) \\
 & + \frac{1}{2\sqrt{3-t_W^2}} g s_\theta (2c_S c_x s_S + (c_z^2 - s_z^2) \\
 & + c_z s_z \left(\frac{1}{c_W^2} + c_x^2 (-2s_S^2 + t_W^2 - 1) - 2(s_S^2 + s_x^2 (t_W^2 - 1)) \right)) \\
 g_{ZH_1^+ H_1^-} = & \frac{1}{2} g c_\theta c_W (t_W^2 - 1) + \frac{g s_\theta (t_W^2 - 1)}{2\sqrt{3-t_W^2}}
 \end{aligned}$$

$$g_{Z\Delta^+ \Delta^-} = g c_\theta c_W t_W^2 + \frac{g s_\theta (t_W^2 - 1)}{\sqrt{3-t_W^2}}$$

$$\begin{aligned}
 g_{ZH_1^\pm Y^\mp} = & \frac{1}{4} g^2 c_\theta c_W c_z \left(\sqrt{2}k_3 s_x (3t_W^2 + 1) - \frac{2c_x n_S (t_W^2 - 1)}{s_S} \right) \\
 & + \frac{1}{4s_S \sqrt{3-t_W^2}} g^2 s_\theta \left(c_z \left(-\frac{2c_x n_S}{c_W^2} - 8c_x n_S s_S^2 \right. \right. \\
 & \left. \left. + \sqrt{2}k_3 s_S s_x (3t_W^2 - 1) - 8c_S n_S s_S s_z \right) \right)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 g_{ZH_2^\pm Y^\mp} = & -\frac{1}{4} g^2 c_\theta c_W \left(\sqrt{2}k_3 s_x s_z (3t_W^2 + 1) - \frac{2c_x n_S s_z (t_W^2 - 1)}{s_S} \right) \\
 & + \frac{1}{4c_W^2 s_S \sqrt{3-t_W^2}} g^2 s_\theta (c_W^2 s_S (8n_S (c_x s_S s_z - c_S c_z) \\
 & + \sqrt{2}k_3 s_x s_z (1 - 3t_W^2)) + 2c_x n_S s_z) \\
 g_{ZH_1^+ W^\mp} = & -\frac{g^2 c_\theta c_W k_1 t_W^2}{\sqrt{2}} - \frac{g^2 k_1 s_\theta (t_W^2 - 1)}{\sqrt{6-2t_W^2}}. \tag{30}
 \end{aligned}$$

5. KHẢO SÁT SỐ VÀ BIỆN LUẬN

Trong phân khảo sát số, để đơn giản bài báo sử dụng trường hợp $\theta_z = 0$. Các điểm được lựa chọn thỏa mãn độ lệch 1σ so với kết quả thực nghiệm của quá trình rã $h \rightarrow Z\gamma$ với $\mu_{Z\gamma} = 2.2 \pm 0.7$ (Hong et al., 2024) và độ lệch 2σ cho kênh rã $h \rightarrow \gamma\gamma$ với $\mu_{\gamma\gamma} = 1.04^{+0.1}_{-0.09}$ (Aaboud et al., 2018a; Sirunyan et al., 2018).

Cụ thể, các điều kiện ràng buộc bên dưới từ các điểm được phép trong phân khảo sát số:

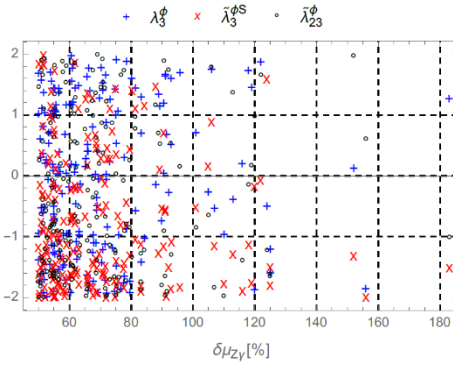
$$\begin{aligned} \delta\mu_{Z\gamma} &\equiv \left(\frac{Br^{331}(h \rightarrow Z\gamma)}{Br^{SM}(h \rightarrow Z\gamma)} - 1 \right) \times 100\% \rightarrow 50\% \leq \delta\mu_{Z\gamma} \leq 190\% (1\sigma), \\ \delta\mu_{\gamma\gamma} &\equiv \left(\frac{Br^{331}(h \rightarrow \gamma\gamma)}{Br^{SM}(h \rightarrow \gamma\gamma)} - 1 \right) \times 100\% \rightarrow -14\% \leq \delta\mu_{\gamma\gamma} \leq 24\% (2\sigma). \end{aligned} \quad (31)$$

Phạm vi khảo sát của các tham số tự do được cho bởi:

$$\begin{aligned} \theta_S, \theta_x &\in [0, 2\pi]; m_{h_1^+}, m_{h_2^+}, m_{H_1^+}, \\ m_\Delta &\in [0.5, 5] TeV; m_Y \in [1, 5] TeV; \\ \tilde{\lambda}_3^{\phi S}, \tilde{\lambda}_{23}^{\phi}, \tilde{\lambda}_{13}^{\phi}, \lambda_3^{\phi}, \lambda_{13}^{\phi} &\in [-2, 2]. \end{aligned} \quad (32)$$

Các kết quả số được thảo luận bên dưới sẽ luôn thỏa mãn các điều kiện ràng buộc đã được đề cập như trên.

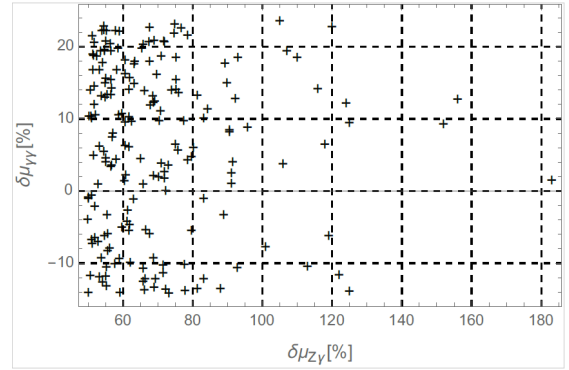
Đầu tiên, trong bài báo, khảo sát sự phụ thuộc giữa $\delta\mu_{Z\gamma}^{331}$ và $\delta\mu_{\gamma\gamma}^{331}$. Kết quả thu được biểu diễn



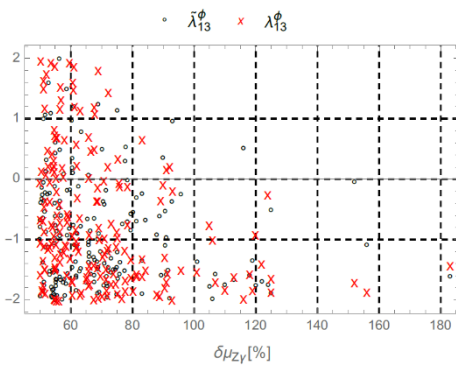
Hình 3: Sự phụ thuộc giữa $\delta\mu_{Z\gamma}^{331}$ và các hệ số tương tác của Higgs boson

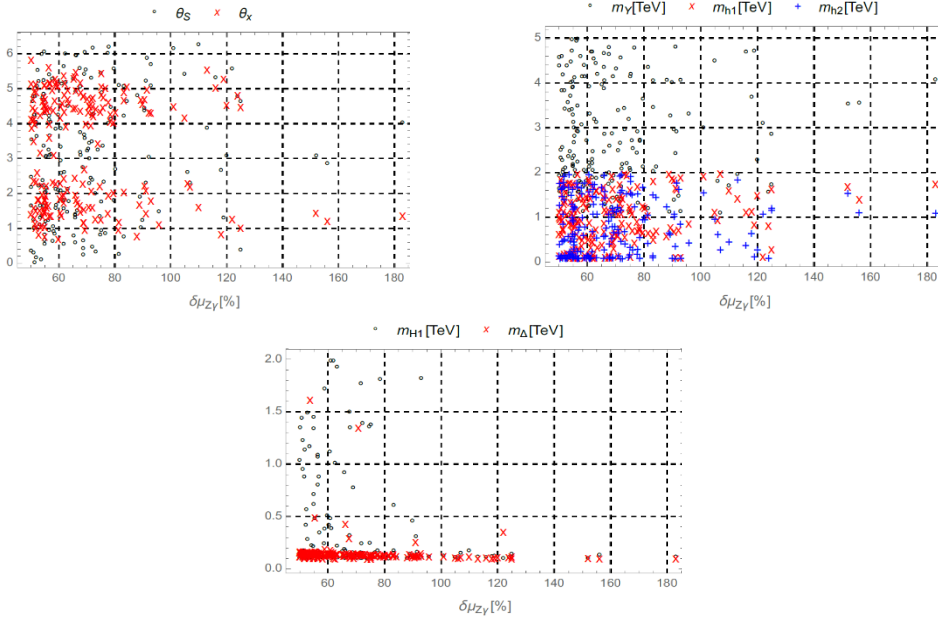
như Hình 2. Dễ dàng thấy, $\delta\mu_{Z\gamma}^{331}$ bị chặn rất chặt chẽ bởi $\delta\mu_{\gamma\gamma}^{331}$ trong mô hình đang xét. Cụ thể, giá trị cực đại của $\delta\mu_{Z\gamma}^{331}$ vẫn nhỏ hơn dữ liệu thực nghiệm gần đây xét trong độ lệch 1σ như trong (Hong et al., 2024).

Tiếp theo, mối liên hệ giữa $\delta\mu_{Z\gamma}^{331}$ và các hệ số tương tác của Higgs boson được thể hiện trong Hình 3. Mối tương quan giữa $\delta\mu_{Z\gamma}^{331}$ với $\lambda_3^{\phi}, \tilde{\lambda}_3^{\phi S}$ và $\tilde{\lambda}_{23}^{\phi}$ được biểu diễn như hình bên trái, còn $\delta\mu_{Z\gamma}^{331}$ với $\tilde{\lambda}_{13}^{\phi}$ và λ_{13}^{ϕ} được biểu diễn như hình bên phải. Có thể thấy rằng, các vùng được phép cho các giá trị của $\delta\mu_{Z\gamma}^{331} < 130\%$.



Hình 2: Sự phụ thuộc giữa $\delta\mu_{Z\gamma}^{331}$ và $\delta\mu_{\gamma\gamma}^{331}$





Hình 4: Mối tương quan giữa $\delta\mu_{Z\gamma}^{331}$ với khối lượng Higgs và các thông số trộn

Cuối cùng, trong nghiên cứu này đã khảo sát mối tương quan giữa $\delta\mu_{Z\gamma}^{331}$ với khối lượng Higgs boson mang điện và góc trộn θ như Hình 4. Các kết quả khảo sát số cho thấy rằng với $1 < \theta < 6$ cho phép $\delta\mu_{Z\gamma}^{331} > 37\%$. Tương tự, chỉ có m_{h_1} ảnh hưởng mạnh đến $\delta\mu_{Z\gamma}^{331}$ và các khối lượng còn lại không ảnh hưởng quá nhiều đến giá trị của $\delta\mu_{Z\gamma}^{331}$. Điều này hoàn toàn phù hợp với kết quả thu được trong tài liệu (Hong et al., 2024).

6. KẾT LUẬN

Trong mô hình 331Le trong công trình này, các đóng góp bậc một vòng của Higgs boson tựa SM vào các quá trình $h \rightarrow Z\gamma, \gamma\gamma$ trong chuẩn unitary đã được nghiên cứu. Nhiều gián đồ đóng góp vào biên độ bậc một vòng của kênh $h \rightarrow Z\gamma$ nhưng không

ảnh hưởng đến kênh $h \rightarrow \gamma\gamma$ cũng đã được trình bày trong nghiên cứu này. Điều đó dẫn đến khả năng $\delta\mu_{Z\gamma}^{331}$ lớn có thể được phép bởi ràng buộc chặt chẽ từ thực nghiệm của $\delta\mu_{\gamma\gamma}^{331}$. Các kết quả tính toán giải tích và số liệu minh họa được trình bày như trên cũng đã chứng minh rằng tỉ lệ $\gamma\gamma$ của Higgs boson tựa SM phụ thuộc rất yếu vào khối lượng Higgs mang điện nặng nhưng lại bị ảnh hưởng mạnh bởi m_{h_1} . Bên cạnh đó, nghiên cứu này cũng đã khảo sát vùng tham số có độ lệch lớn $\delta\mu_{Z\gamma,\gamma\gamma}^{331}$ và thỏa mãn độ lệch 1σ (2σ) từ dữ liệu thực nghiệm. Mặc dù giá trị cực đại này vẫn nhỏ hơn độ lệch từ dữ liệu thực nghiệm. Các dữ liệu nghiên cứu về hai kênh $\gamma\gamma$ trên sẽ đóng vai trò quan trọng để hạn chế vùng không gian tham số của mô hình 331Le.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

Aaboud, M., Aad, G., Abbott, B., Abdinov, O., Abeloos, B., Abidi, S. H., AbouZeid, O. S., ..., & Zwahlen, L. [ATLAS Collaboration]. (2017). Searches for the $Z\gamma$ decay mode of the Higgs boson and for new high-mass resonances in pp collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS detector. *JHEP* 1710, 112. DOI: 10.1007/JHEP10%282017%29112

Aaboud, M., Aad, G., Abbott, B., Abdinov, O., Abeloos, B., Abidi, S. H., AbouZeid, O. S., ..., &

& Zwahlen, L. [ATLAS Collaboration]. (2018a). Combined measurement of differential and total cross sections in the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and the $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ decay channels at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS detector. *Phys. Lett. B* 786, 114. DOI: 10.1016/j.physletb.2018.09.019

Aaboud, M., Aad, G., Abbott, B., Abdinov, O., Abeloos, B., Abidi, S. H., AbouZeid, O. S., ..., & Zwahlen, L. [ATLAS Collaboration]. (2018b) Measurements of Higgs boson properties in the

- diphoton decay channel with 36 fb⁻¹ of pp collision data at $\sqrt{s}=13$ TeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D* 98 (5) 052005. DOI: 10.1103/PhysRevD.98.052005
- Aad, G., Abajyan, T., Abbott, B., Abdallah, J., Abdel Khalek, S., Abdelalim, A.A., Abidinov, O., ..., & Zwalinski, L. [ATLAS Collaboration]. (2012). Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B* 716(1), 1-29. DOI: 10.1016/J.PHYSLETB.2012.08.020
- An, F., Bai, Y., Chen, C., Chen, X., Chen, J., Guimaraes da Costa, Cui, Z., Fang, Y., Fu, C. & Gao, J. (2019) Precision Higgs physics at the CEPC. *Chin. Phys. C* 43(4), 043002. DOI: 10.1088/1674-1137/43/4/043002
- Antonov, E. S., & Drutskey, A. G. (2023). Measurement of $Br(H \rightarrow Z\gamma)$ $Br(H \rightarrow Z\gamma)$ at the 250 GeV ILC. *JETP Lett.* 117(3), 177-183. DOI: 10.1134/S002136402260330X
- Archer-Smith, P. D., Stolarski & Vega-Morales, R. (2021). On New Physics Contributions to the Higgs Decay to $Z\gamma$. *JHEP* 10, 247. [arXiv:2012.01440 [hep-ph]].
- Barducci, D.L., Di Luzio, Nardecchia, M., & Toni, C. (2023). Closing in on new chiral leptons at the LHC. *JHEP* 12, 154. DOI: 10.1007/JHEP12(2023)154
- Benbrik, R., Boukidi, M., Ouchemhou, M., Rahili, L., & Tibsirte, O. (2023). Higgs-like particle decays into γZ and $\gamma\gamma$: Fingerprints of some non-supersymmetric models. *Nucl. Phys. B* 990, 116154. DOI: 10.1016/j.nuclphysb.2023.116154
- Cao, J., Wu, L., Wu, P., & Yang, J. M. (2013). The Z+photon and diphoton decays of the Higgs boson as a joint probe of low energy SUSY models. *JHEP* 09, 043. DOI: 10.1007/JHEP09(2013)043
- Cepeda, M., Gori, S., Ilten, P., Kado, M., Riva, F., Abdul Khalek, R., Aboubrahim, A., Alimena, J., Alioli, S., & Alves, A. (2019). Higgs Physics at the HL-LHC and HE-LHC. *CERN Yellow Rep. Monogr.* 7, 221-584. DOI: 10.23731/CYRM-2019-007.221
- Chatrchyan, S., Khachatryan, V., Sirunyan, A. M., Tumasyan, A., Adam, W., Aguilo, E., Bergauer, T., ..., & Wenman, D. (2012). Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1), 30-61. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021
- Degrande, C., Hartling, K., & Logan, H. E. (2018). Scalar decays to $\gamma\gamma$, $Z\gamma$, and $W\gamma$ in the Georgi-Machacek model. *Phys. Rev. D* 96 (2017) (7), 075013 DOI:10.1103/PhysRevD.96.075013
- Fonseca, J. F., & Hirsch, R. M. (2016). A flipped 331 model. *JHEP* 08, 003. DOI:10.1007/JHEP08(2016)003
- Fontes, D., Romão, J. C., & Silva, J. P. (2014). Large pseudoscalar Yukawa couplings in the Complex 2HDM. *JHEP*, 1412. 043. DOI: 10.48550/arXiv.1502.01720
- Gunion, H. E., Haber, H., Kane, G., & Dawson, S. (2000). *The Higgs Hunter's Guide*. Front. Phys. 80, 1-404 SCIPP- 89/13.
- Hong, T. T., Le, V. K., Phuong, L. T. T., Hoi, N. C., Ngan, N. T. K., & Nha, N. H. T. (2024). Decays of Standard Model-Like Higgs Boson $h \rightarrow \gamma\gamma$, $Z\gamma$ in a Minimal Left-Right Symmetric Model. *PTEP* 3, 033B04. DOI: 10.1093/ptep/ptae029
- Hue, L. T., Arbuzov, A. B., Hong, T. T., Nguyen, T. P., Si, D. T., & Long, H. N. (2018). General one-loop formulas for decay $h \rightarrow \ell\ell\gamma$ in Higgs extensions of the Standard Model. *Z. Eur. Phys. J. C* 78(11), 885. doi:10.1140/epjc/s10052-018-6349
- Hue, L. T., Tran, D. T., Nguyen, T. H. & Phan, K. H. (2023). One-loop expressions for $h \rightarrow \ell\ell\gamma$ in Higgs extensions of the Standard Model. *PTEP*, no.8, 083B06. DOI: 10.1093/ptep/ptad106
- Hung, H. T., Hong, T. T., Phuong, H. H., Mai, H. L. T., & Hue, L. T. (2019). Neutral Higgs decays $H \rightarrow Z\gamma$, $\gamma\gamma$ in 3-3-1 models. *Phys. Rev. D*, 100(7), 075014. DOI: 10.1103/PhysRevD.100.075014
- Liu, C. X., Zhang, H. B., Yang, J. L., Zhao, S. M., Liu, Y. B., & Feng, T. F. (2020). Higgs boson decay $h \rightarrow Z\gamma$ and muon magnetic dipole moment in the $\mu\nu$ SSM. *JHEP* 04, 002 DOI: 10.1007/JHEP04%282020%29002
- Sirunyan, A. M., Tumasyan, A., Adam, W., Ambrogio, F., Asilar, E., Bergauer, T., Brandstetter, J., ..., & Woods, N. [CMS Collaboration]. (2018). Measurements of Higgs boson properties in the diphoton decay channel in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV. *JHEP* 1811, 185. DOI: 10.1007/JHEP11(2018)185
- Tran, D. T., Nguyen, T. H., & Phan, K. H. (2024). One-loop contributions for $h \rightarrow \ell\ell\gamma$ and $e^+e^- \rightarrow h\gamma$ in U (1) B-L extension of the standard model. *Chin. Phys. C*, 48, 5, 053101. DOI: 10.1088/1674-1137/ad2441
- Yildirim, E. (2022). Loop-induced $h \rightarrow \gamma\gamma$, $Z\gamma$, $g\gamma$ decays in 3-Higgs doublet models. *Int. J. Mod. Phys. A* 37(13), 2250067. DOI: 10.1142/S0217751X22500671
- Yue, C. X., Shi, Q. Y., & Hua, T. (2013). Vector bileptons and the decays $h \rightarrow \gamma\gamma$, $Z\gamma$. *Nucl. Phys. B* 876, 747. DOI: 10.1016/j.nuclphysb.2013.09.004
- Wang, X., Zhao, S. M., Wang, T. T., Su, L. H., Li, W., Zhang, Z. N., Yang, Z. J., & Feng, T. F.

(2022). Higgs boson
decays $h \rightarrow Z\gamma$ and $h \rightarrow mVZ$ in the $U(1) \times U(1) \times X$

SSM. *Eur. Phys. J. C* 82(11), 977. DOI:
10.1140/epjc/s10052-022-10957-y