

BỔ ĐÍNH BẬC MỘT VÒNG CHO QUÁ TRÌNH RÃ $h \rightarrow Z\gamma$ TRONG MÔ HÌNH ZEE

• Trương Tín Thành^(*), Lâm Thị Thanh Phương^(*),
Trịnh Thị Hồng^(*), Huỳnh Lê Tuyết Mai^(**)

Tóm tắt

Nghiên cứu rã vi phạm số lepton thế hệ đóng vai trò quan trọng trong các nghiên cứu về hạt Higgs boson. Do kênh rã $h \rightarrow Z\gamma$ là kênh vẫn chưa được thực nghiệm tìm ra mặc dù đã có những bằng chứng về tín hiệu của kênh rã này. Trong bài báo này, các đóng góp của các boson chuẩn, các fermion và các Higgs mang điện mới trong mô hình Zee vào quá trình rã được đưa ra, $h \rightarrow Z\gamma$. Đồng thời, sử dụng kết quả để giải số cho giới hạn cỡ TeV. Đây là một trong những kênh rã đang được thực nghiệm quan tâm trong thời điểm hiện nay và trong tương lai gần.

Từ khóa: Mô hình chuẩn, mô hình Zee, Higgs boson.

1. Đặt vấn đề

Theo mô hình chuẩn thì neutrino không có khối lượng, tuy nhiên thực nghiệm lại cho thấy rằng neutrino có khối lượng khác không. Mô hình Zee xây dựng theo cơ chế sinh khối lượng cho neutrino qua đóng góp bậc 1 vòng nhằm giải thích hợp lý giá trị cực nhỏ của neutrino nhưng khác không mà không cần thêm vào các neutrino phân cực phải. Ngoài ra, vấn đề rã vi phạm số lepton thế hệ, vật chất tối cũng là vấn đề thú vị trong mô hình này. Trong mô hình Zee có những nguồn LFV từ những tương tác: Yukawa, động năng hiệp biến, thế Higgs... Kênh rã $h \rightarrow \gamma\gamma$ là một trong những kênh rã quan trọng nhất để tìm ra Higgs boson tại LHC [2]. Đây cũng là kênh rã dùng để nghiên cứu Higgs boson nặng trong các mô hình chuẩn mở rộng. Kênh rã $h \rightarrow Z\gamma$ dự đoán có cùng bậc với kênh rã $h \rightarrow \gamma\gamma$. Dựa trên một số tính toán tổng quát gần đây [6], chúng tôi thực hiện tính $h \rightarrow Z\gamma$ trong mô hình Zee. Sử dụng hàm PV và chuẩn unitary, chúng tôi thực hiện tính toán $\text{Br}(h \rightarrow Z\gamma)$ thông qua tính đỉnh tương tác, tính toán giải số dựa trên phần mềm Mathematica.

2. Nội dung**2.1. Giới thiệu chung về mô hình Zee**

Trong mô hình Zee, ngoài các hạt như trong SM (Standard Model) đã biết, mô hình còn bao gồm một lưỡng tuyến Higgs mới và một cặp đơn tuyến Higgs mang điện $h^\pm \sim (1, \pm 2)$. Vì vậy,

thay cho 1 lưỡng tuyến Higgs trong SM, trong mô hình Zee, người ta ký hiệu hai lưỡng tuyến mới có cùng số lượng tử là $\phi_1, \phi_2 \sim (2, 1)$. Như vậy mô hình cho hai trị trung bình chân không (VEVs) v_1 và v_2 tương ứng với hai thành phần trung hòa chứa trong ϕ_1 và ϕ_2 . Các lưỡng tuyến Higgs nói trên có thể chuyển sang cơ sở mới thuận tiện hơn, gồm 2 lưỡng tuyến $H_{1,2}$ được định nghĩa như sau [5]:

$$\begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\beta & s_\beta \\ -s_\beta & c_\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

với $t_\beta \equiv \tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$, các hàm lượng giác được ký

hiệu đơn giản là $s_x \equiv \sin x$ và $c_x \equiv \cos x$. Các thành phần của hai lưỡng tuyến Higgs $H_{1,2}$ được khai triển ở dạng:

$$H_1 = \begin{pmatrix} G^+ \\ v + \phi_1^0 + iG^0 \\ \sqrt{2} \end{pmatrix}, H_2 = \begin{pmatrix} H^+ \\ \phi_2^0 + iA \\ \sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

trong đó ϕ_1^0 và ϕ_2^0 là các thành phần Higgs trung hòa CP (Charge Parity) chẵn, A là trạng thái Higgs trung hòa CP lẻ, H^\pm là Higgs mang điện. Các thành phần G^0 và G^\pm là các Goldstone boson bị hấp thụ bởi các boson chuẩn tương ứng Z và W^\pm sau khi đối xứng chuẩn bị phá vỡ.

Để tìm trạng thái riêng vật lý của các Higgs, ta đi khảo sát thế Higgs. Thế Higgs trong mô hình Zee viết được ở dạng giống [5]. Biểu thức

^(*) Trường Đại học An Giang.

^(**) Trường Cao đẳng Y tế Cần Thơ.

cho ma trận khối lượng Higgs boson mang điện trong cơ sở (H^\pm, h^\pm) là:

$$M_c^2 = \begin{pmatrix} M_{H^+}^2 & \frac{-\mu\nu}{\sqrt{2}} \\ \frac{-\mu\nu}{\sqrt{2}} & M_{33}^2 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

trong đó $M_{H^+}^2 = \mu_2^2 + \frac{1}{2}\nu^2\lambda_3$, $M_{33}^2 = \mu_h^2 + \nu^2\lambda_8$.

Chéo hóa ma trận này người ta tìm được khối lượng và trạng thái riêng vật lý của Higgs mang điện. Ký hiệu các trạng thái này là (h_1^\pm, h_2^\pm) , liên hệ giữa các trạng thái đầu với các trạng thái vật lý là:

$$\begin{pmatrix} h_1^+ \\ h_2^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_\varphi & c_\varphi \\ c_\varphi & -s_\varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h^+ \\ H^+ \end{pmatrix}, s_{2\varphi} = \frac{\sqrt{2}\nu\mu}{m_{h_2^+}^2 - m_{h_1^+}^2}. \quad (1.4)$$

Như vậy trong mô hình Zee có thêm hai Higgs vật lý mang điện đơn ngoài các hạt đã biết trong mô hình chuẩn. Các Higgs này sẽ cho đóng góp bậc 1 vòng vào biên độ rẽ riêng phần của các quá trình rẽ SM-like Higgs (Higgs giống như mô hình chuẩn) $h \rightarrow \gamma\gamma, Z\gamma$.

Xét tương tự cho các Higgs trung hòa chẵn CP, ma trận bình phương khối lượng trong cơ sở trạng thái ban đầu $(\varphi_1^0, \varphi_2^0)$ có dạng:

$$M_h^2 = \begin{pmatrix} \lambda_4\nu^2 & \lambda_6\nu^2 \\ \lambda_6\nu^2 & m_A^2 + \lambda_5\nu^2 \end{pmatrix}. \quad (1.5)$$

Sau khi chéo hóa tìm khối lượng và các trạng thái riêng vật lý Higgs trung hòa CP chẵn h, H ta tìm được liên hệ với các trạng thái đầu và khối lượng vật lý như sau:

$$\begin{pmatrix} h \\ H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_{\beta-\alpha} & c_{\beta-\alpha} \\ c_{\beta-\alpha} & -s_{\beta-\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1^0 \\ \varphi_2^0 \end{pmatrix}, s_{2(\beta-\alpha)} = -\frac{2\lambda_6\nu^2}{m_H^2 - m_h^2}. \quad (1.6)$$

Ta có thể đồng nhất h là Higgs trung hòa được tìm thấy tại LHC, SM-like Higgs. Do Higgs này có đặc điểm tương tác giống với Higgs trung hòa dự đoán bởi SM.

2.2. Định tương tác cho quá trình rẽ $h \rightarrow Z\gamma$

2.2.1. Tương tác của SM-like Higgs với fermion

a. Hệ số định tương tác với lepton mang điện $he_a e_b$

Trong mô hình Zee phần lepton và quark đều có thể tương tác với hai lưỡng tuyến Higgs. Theo [5], tương tác Yukawa của lepton:

$$-\mathcal{L}_L = \bar{L}(Y_1^\dagger \phi_1 + Y_2^\dagger \phi_2)e_R + \bar{L}fLh^+ + H.c$$

$$\subset e_a \left[-\frac{s_\alpha m_{e_a} \delta_{ab}}{\nu c_\beta} + c_{\beta-\alpha} \frac{[(Y_2^\dagger)_{ab} P_R + (Y_2)_{ab} P_L]}{c_\beta \sqrt{2}} \right] e_b h,$$

với $L = (\nu_L, e_L)^T$ là lưỡng tuyến lepton nhóm $SU(2)$, e_R là đơn tuyến lepton nhóm $SU(2)$, $L \equiv i\sigma_2 L^c = i\sigma_2 C \bar{L}^T$, σ_2 là ma trận Pauli, f là ma trận phản xứng; Y_1 và Y_2 là ma trận Yukawa phức, ma trận khối lượng $(m_E)_{ab} = m_{e_a} \delta_{ab} = m_{e_b} \delta_{ab}$. Định tương tác trên được liệt kê trong Bảng 2.

b. Hệ số định tương tác của Higgs với các quark $h\bar{u}u, h\bar{d}d$

Tương tự, cũng theo [5] tương tác Yukawa của quark:

$$-\mathcal{L}_Q = \bar{Q}_L(Y_{u1}^\dagger \phi_1 u_R) + \bar{Q}_L Y_{d1}^\dagger \phi_1 d_R + H.c$$

$$\supset -\frac{s_\alpha}{c_\beta} \left(\frac{m_{u_a}}{\nu} h\bar{u}_a u_a + \frac{m_{d_a}}{\nu} h\bar{d}_a d_a \right), \quad (1.8)$$

trong đó thay $t_\beta = s_\beta / c_\beta$ và sử dụng hệ thức lượng giác phù hợp. Kết quả cũng được liệt kê trong Bảng 2.

2.2.2. Tương tác boson chuẩn Z với fermion

Ta có Lagrangian chứa định tương tác của Z boson với quark có dạng:

$$\mathcal{L}_{\text{int}}(Q, A_\mu^3, B_\mu) \subset i\bar{u}_R D_\mu \gamma^\mu u_R + i\bar{q}_L D_\mu \gamma^\mu q_L + i\bar{d}_R D_\mu \gamma^\mu d_R$$

$$\subset gZ_\mu \bar{u}\gamma^\mu \left[\frac{-s_W^2 + 3c_W^2}{6c_W} P_L - \frac{2s_W^2}{3c_W} P_R \right] u + gZ_\mu \bar{d}\gamma^\mu \left[\frac{-s_W^2 - 3c_W^2}{6c_W} P_L + \frac{s_W^2}{3c_W} P_R \right] d. \quad (1.9)$$

Tương tự, Lagrangian mô tả tương tác của Z boson với lepton được viết ở dạng:

$$L_{\text{int}}(e, A_\mu^3, B_\mu) = i\bar{L} D_\mu \gamma^\mu L + i\bar{e}_R D_\mu \gamma^\mu e_R$$

$$\supset Z \frac{g}{c_W} \bar{e}\gamma_\mu \left[\left(\frac{-1}{2} + s_W^2 \right) P_L + s_W^2 P_R \right] e. \quad (1.10)$$

Khi đó, ta có các hệ số định tương tác của Z boson với các fermion được liệt kê ở Bảng 1.

Bảng 1. Tương tác của Z boson với fermion

Đỉnh tương tác	g_V	g_A	g_L	g_R
$Z^\mu \bar{d}_\alpha d_\alpha$	$-\frac{1}{4} - \frac{1}{3} s_W^2$	$\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{2} - \frac{1}{3} s_W^2$	$-\frac{1}{3} s_W^2$
$Z^\mu \bar{u}_\alpha u_\alpha$	$\frac{1}{4} - \frac{2}{3} s_W^2$	$-\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2} - \frac{2}{3} s_W^2$	$-\frac{2}{3} s_W^2$
$Z^\mu \bar{\nu}_a \nu_a$	$\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	0
$Z^\mu \bar{l}_\alpha a_\alpha$	$-\frac{1}{4} + s_W^2$	$\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{2} + s_W^2$	s_W^2

2.2.3. Tương tác Higgs với các boson chuẩn

Tương tác này nằm trong số hạng động năng hiệp biến Higgs:

$$\mathcal{L} = (D_\mu H_1)^\dagger (D^\mu H_1) + (D_\mu H_2)^\dagger (D^\mu H_2)$$

$$\Rightarrow \frac{g^2 v}{2} s_{\beta-\alpha} g^{\mu\nu} h W_\mu^+ W_\nu^- = g m_W s_{\beta-\alpha} g^{\mu\nu} h W_\mu^+ W_\nu^- \quad (1.11)$$

với $m_W = gv/2$, chúng tôi cũng chứng minh được hệ số đỉnh $hW_\mu^+ h_{1,2}^-$ bằng 0. Hệ số đỉnh của Z boson và photon với Higgs mang điện $Zh_i^+ h_j^-$, $A^\mu h_i^+ h_j^-$ (với $i, j = 1, 2$):

$$\mathcal{L} = (D_\mu H_2)^\dagger (D^\mu H_2) + (D_\mu h^+)^\dagger (D^\mu h^+)$$

$$\Rightarrow h_1^+ h_1^- (p_{1-\mu} - p_{1+\mu}) \frac{-g}{2} \left[Z^\mu \frac{c_\phi^2 c_{2W} - 2s_\phi^2 s_W^2}{c_W} + 2s_W A^\mu \right]$$

$$+ \frac{-g}{2c_W} s_\phi c_\phi Z^\mu \left[h_1^+ h_2^- (-p_{2-\mu} + p_{1+\mu}) + h_1^- h_2^+ (-p_{1-\mu} + p_{2+\mu}) \right]$$

$$+ h_2^+ h_2^- (-p_{2-\mu} + p_{2+\mu}) \frac{-g}{2} \left[Z^\mu \frac{s_\phi^2 c_{2W} - 2s_W^2 c_\phi^2}{c_W} + 2A^\mu s_W \right]. \quad (1.12)$$

Tất cả các đỉnh trên cũng được liệt kê trong Bảng 2.

2.2.4. Đỉnh tự tương tác của SM-like Higgs với Higgs mang điện

Các đỉnh tương tác của Higgs mang điện với Higgs trung hòa: $hh_1^+ h_1^-$, $hh_2^+ h_2^-$, $hh_1^+ h_2^\mp$ nằm trong thế Higgs [5]:

$$V \supset hh_1^- h_1^+ \left[c_{\beta-\alpha} v (\lambda_7 c_\phi^2 + \lambda_{10} s_\phi^2) + s_{\beta-\alpha} v (\lambda_3 c_\phi^2 + \lambda_8 s_\phi^2) - \sqrt{2} \mu s_{\beta-\alpha} c_\phi s_\phi \right]$$

$$+ hh_1^+ h_2^- \left[c_{\beta-\alpha} s_\phi c_\phi v (\lambda_{10} - \lambda_7) + s_{\beta-\alpha} s_\phi c_\phi v (\lambda_8 - \lambda_3) - \frac{\mu s_{\beta-\alpha} (c_\phi^2 - s_\phi^2)}{\sqrt{2}} \right]$$

$$+ hh_2^+ h_1^- \left[c_{\beta-\alpha} s_\phi c_\phi v (\lambda_{10} - \lambda_7) + s_{\beta-\alpha} s_\phi c_\phi v (\lambda_8 - \lambda_3) - \frac{\mu s_{\beta-\alpha} (c_\phi^2 - s_\phi^2)}{\sqrt{2}} \right]$$

$$+ hh_2^+ h_2^- \left[c_{\beta-\alpha} v (\lambda_7 s_\phi^2 + \lambda_{10} c_\phi^2) + c_{\beta-\alpha} v (\lambda_3 s_\phi^2 + \lambda_8 c_\phi^2) + \sqrt{2} \mu s_{\beta-\alpha} c_\phi s_\phi \right]. \quad (1.13)$$

Dựa trên tất cả các kết quả tính toán trên, chúng tôi liệt kê tất cả các đỉnh tương tác liên quan đến quá trình $h \rightarrow Z\gamma$ trong Bảng 2.

Bảng 2. Bảng các hệ số đỉnh tương tác đóng góp vào biên độ $h \rightarrow Z\gamma$ ở gần đúng bậc 1 vòng trong chuẩn Unitary, trong đó $e = g s_W$

Đỉnh	Hệ số đỉnh
$hW_\mu^+ W_\nu^-$	$ig m_W s_{\beta-\alpha} g_{\mu\nu}$
$hW_\mu^+ h_{1,2}^-$	0
$hh_1^+ h_1^-$	$-i \left[c_{\beta-\alpha} v (\lambda_7 c_\phi^2 + \lambda_{10} s_\phi^2) + s_{\beta-\alpha} v (\lambda_3 c_\phi^2 + \lambda_8 s_\phi^2) - \sqrt{2} \mu s_{\beta-\alpha} c_\phi s_\phi \right]$
$hh_1^+ h_2^-, hh_1^- h_2^+$	$-i \left[c_{\beta-\alpha} s_\phi c_\phi v (\lambda_{10} - \lambda_7) + s_{\beta-\alpha} s_\phi c_\phi v (\lambda_8 - \lambda_3) - \mu s_{\beta-\alpha} (c_\phi^2 - s_\phi^2) / \sqrt{2} \right]$
$hh_2^+ h_2^-$	$-i \left[c_{\beta-\alpha} v (\lambda_7 s_\phi^2 + \lambda_{10} c_\phi^2) + s_{\beta-\alpha} v (\lambda_3 s_\phi^2 + \lambda_8 c_\phi^2) + \sqrt{2} \mu s_{\beta-\alpha} c_\phi s_\phi \right]$
$A^\mu h_1^+ h_1^-$	$ie (p_{1+\mu} - p_{1-\mu})$
$A^\mu h_2^+ h_2^-$	$ie (p_{2+\mu} - p_{2-\mu})$
$Z^\mu h_1^+ h_1^-$	$ig (c_\phi^2 c_{2W} - 2s_\phi^2 s_W^2) (p_{1+\mu} - p_{1-\mu}) / 2c_W$
$Z^\mu h_2^+ h_2^-$	$ig (s_\phi^2 c_{2W} - 2s_W^2 c_\phi^2) (p_{2+\mu} - p_{2-\mu}) / 2c_W$
$Z^\mu h_1^+ h_2^-$	$-ig s_\phi c_\phi (p_{1+\mu} - p_{2-\mu}) / 2c_W$
$Z^\mu h_2^+ h_1^-$	$-ig s_\phi c_\phi (p_{2+\mu} - p_{1-\mu}) / 2c_W$
$hq_a q_a$	$is_\alpha m_{q_a} / vc_\beta$
$he_a e_b$	$i \left(\frac{s_\alpha m_{e_a} \delta_{ab}}{vc_\beta} - c_{\beta-\alpha} \frac{(Y^\dagger)_{ab} P_R + (Y_2)_{ab} P_L}{c_\beta \sqrt{2}} \right)$

Tương tự chúng tôi cũng tính được các đỉnh tương tác liên quan đến quá trình h của $H \rightarrow Z\gamma$ cho trong bảng.

Bảng 3. Bảng các hệ số đỉnh tương tác đóng góp vào biên độ $H \rightarrow Z\gamma$ ở gần đúng bậc 1 vòng trong chuẩn Unitary

Đỉnh	Hệ số đỉnh
$HW_\mu^+ W_\nu^-$	$ig m_W c_{\beta-\alpha} g_{\mu\nu}$
$HW_\mu^+ h_{1,2}^-$	0
$Hh_1^+ h_1^-$	$-i \left[s_{\beta-\alpha} v (\lambda_7 c_\phi^2 + \lambda_{10} s_\phi^2) + c_{\beta-\alpha} v (\lambda_3 c_\phi^2 + \lambda_8 s_\phi^2) - \sqrt{2} \mu c_{\beta-\alpha} c_\phi s_\phi \right]$
$Hh_1^+ h_2^-, Hh_1^- h_2^+$	$-i \left[s_{\beta-\alpha} s_\phi c_\phi v (\lambda_{10} - \lambda_7) + c_{\beta-\alpha} s_\phi c_\phi v (\lambda_8 - \lambda_3) - \mu c_{\beta-\alpha} (c_\phi^2 - s_\phi^2) / \sqrt{2} \right]$
$Hh_2^+ h_2^-$	$-i \left[s_{\beta-\alpha} v (\lambda_7 s_\phi^2 + \lambda_{10} c_\phi^2) + c_{\beta-\alpha} v (\lambda_3 s_\phi^2 + \lambda_8 c_\phi^2) + \sqrt{2} \mu c_{\beta-\alpha} c_\phi s_\phi \right]$
$Hq_a q_a$	$ic_\alpha m_{q_a} / (vc_\beta)$
$He_a e_b$	$i \left(-\frac{c_\alpha m_{e_a} \delta_{ab}}{vc_\beta} + c_{\beta-\alpha} \frac{(Y^\dagger)_{ab} P_R + (Y_2)_{ab} P_L}{c_\beta \sqrt{2}} \right)$

2.3. Khảo sát số và biện luận

Trong chuẩn Unitary, các giản đồ 1 vòng đóng góp vào $h \rightarrow Z\gamma$ cho trong Hình 1. Giản

đồ mới theo mô hình Zee là giản đồ 2 chứa hai Higgs mang điện $h_{1,2}^\pm$. Các đóng góp từ boson chuẩn W^\pm và fermion có thể suy ra từ các tính toán trong SM. Trong phần này chúng tôi chỉ trình bày cách tính đóng góp của giản đồ chứa các Higgs mang điện. Biểu thức biên độ được viết tổng quát cho giản đồ chứa các Higgs boson mang điện $h_i - h_j - h_j$ dưới dạng sau:

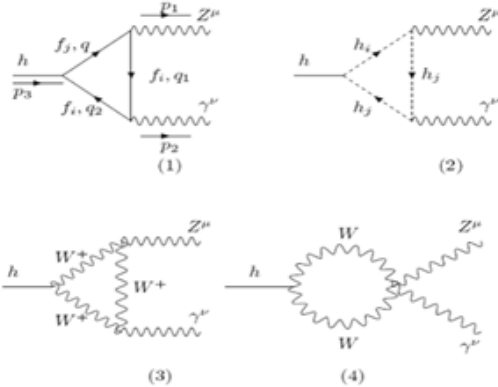
$$F_{21} = \frac{eA_{ij}}{(16\pi^2)} \times 4[C_2 + C_{22} + C_{12}], \quad (1.14)$$

trong đó thừa số $A_{ij} = 2(g_{Zh_i^+ h_j^-} \lambda_{hh_i^- h_j^+})$ được tính từ các hệ số đỉnh tương tác liệt kê trong Bảng 2.

Biểu thức đóng góp của Higgs boson mang điện được tính số sử dụng gói phần mềm LoopTools [4] tích hợp với phần mềm Mathematica 11. Từ các tính toán trên chúng tôi viết được biểu thức bề rộng rãi riêng phần $h \rightarrow Z\gamma$ dự đoán từ mô hình Zee như sau:

$$\Gamma^{Zee}(h \rightarrow Z\gamma) = \frac{m_h^3}{32\pi^2} \left(1 - \frac{m_Z^2}{m_h^2}\right)^3 |F_{21}^{Zee}|^2, \quad (1.15)$$

$$F_{21}^{Zee} = F_{21W}^{Zee} + \sum_f F_{21f}^{Zee} + \sum_{i,j=1}^2 F_{21,h_{i,j}^\pm}^{Zee}, f = e, \mu, \tau, u, d, c, s, b, t.$$



Hình 1. Các giản đồ bậc 1 vòng cho đóng góp vào biên độ rãi $h \rightarrow Z\gamma$ trong mô hình Zee, xét trong chuẩn unitary

Các ký hiệu $f_i (i, j = 1, 2, 3)$ là các fermion bao gồm lepton và quark, $h_{i,j} (i, j = 1, 2)$ là các Higgs mang điện mới. Các giản đồ (2), (3), (4) có chiều xung lượng quy ước như giản đồ (1). $F_{21W}^{Zee}, F_{21f}^{Zee}, F_{21,h_{i,j}^\pm}^{Zee}$ lần lượt là các đóng góp của boson chuẩn W , fermion và các Higgs mang điện. Đóng góp của các lepton rất nhỏ, tương tự

như trong SM nên ta có thể bỏ qua. Biểu thức cụ thể cho các đóng góp trên là:

$$F_{21f}^{Zee} = \frac{\alpha_{em} g N_f}{4\pi m_W} \left(\frac{s_\beta}{c_\alpha}\right) \left[\frac{-2Q_f (T_3(f) - 2Q_f s_W^2)}{s_W c_W}\right] \times m_f^2 [4(C_{12} + C_{22} + C_2) + C_0], \quad (1.16)$$

$$F_{21,h_{i,j}^\pm}^{Zee} = \frac{eA_{i,j}}{(16\pi^2)} \times 4[C_2 + C_{22} + C_{12}]. \quad (1.17)$$

Các thừa số $A_{ij} = 2(g_{Zh_i^+ h_j^-} \lambda_{hh_i^- h_j^+})$ được liệt kê trong Bảng 4, $m_Z = m_W / c_W = gv / (2c_W)$.

Bảng 4. Thừa số A_{ij}

A_{11}	$2m_Z(c_\beta^2 c_{2W} - 2s_\beta^2 s_W^2) s_{\beta-\alpha} [\cot(\beta-\alpha)(\lambda_7 c_\beta^2 + \lambda_{10} s_\beta^2) + (\lambda_3 c_\beta^2 + \lambda_8 s_\beta^2) - \mu s_{2\phi} / (v\sqrt{2})]$
A_{12}, A_{21}	$-m_Z s_{2\phi}^2 s_{\beta-\alpha} [\cot(\beta-\alpha)(-\lambda_7 + \lambda_{10}) + (-\lambda_3 + \lambda_8) - \sqrt{2}\mu \cot(2\phi) / v]$
A_{22}	$2m_Z(s_\beta^2 c_{2W} - 2c_\beta^2 s_W^2) s_{\beta-\alpha} [\cot(\beta-\alpha)(\lambda_7 c_\beta^2 + \lambda_{10} s_\beta^2) + (\lambda_3 c_\beta^2 + \lambda_8 s_\beta^2) + \mu s_{2\phi} / (v\sqrt{2})]$

Nếu bề rộng rãi toàn phần của SM-like Higgs boson trong mô hình Zee là Γ_h^{Zee} thì tỉ số bề rộng rãi là:

$$Br^{Zee}(h \rightarrow Z\gamma) = \frac{\Gamma^{Zee}(h \rightarrow Z\gamma)}{\Gamma_h^{Zee}}. \quad (1.18)$$

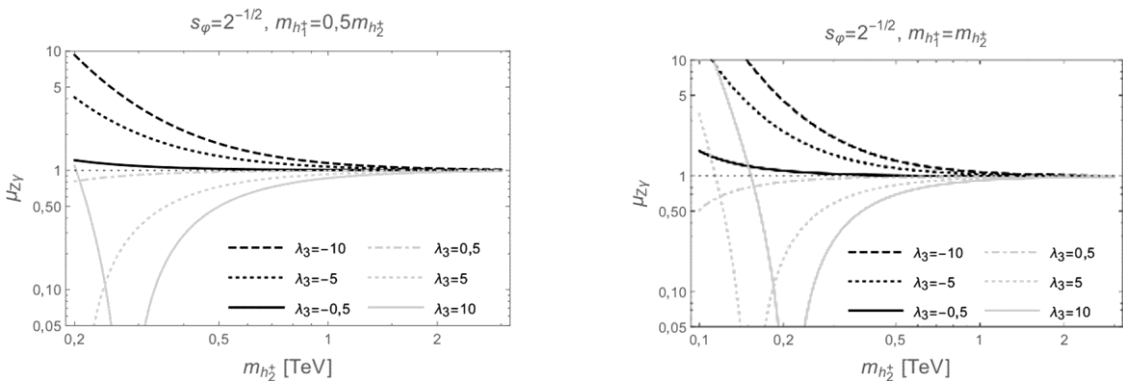
Chúng ta thấy có 2 higgs boson liên quan đến quá trình bề rộng rãi mà chúng tôi xét, tuy nhiên từ đỉnh tương tác chúng tôi thấy chỉ cần quan tâm đến $h \rightarrow Z\gamma$. Các giới hạn cần thiết cũng được chúng tôi xét đến từ các kết quả đã được công bố [5]. Để chọn được vùng tham số thỏa mãn thực nghiệm hiện nay [3] cho SM-like Higgs boson h đang xét, chúng tôi phải xét đến giới hạn thực nghiệm hiện nay cho bề rộng rãi $h \rightarrow \gamma\gamma$. Thực nghiệm cho thấy các đỉnh hệ số đỉnh tương tác hW^+W^- và $h\bar{f}f$ phải ngược dấu nhau và có độ lớn rất gần với kết quả dự đoán từ SM. Từ Bảng 2 ta thấy sai lệch của 2 hệ số đỉnh trên so với giá trị trong SM là $\kappa_{hWW} = s_{\beta-\alpha}$ và $\kappa_{hff} = -s_\alpha / c_\beta$. Điều kiện phù hợp với thực nghiệm là $\kappa_{hWW}, \kappa_{hff} \approx \pm 1$. Trong phần giải số chúng tôi chọn điều kiện $\kappa_{hWW} = \kappa_{hff} = -1$, tương đương với $\alpha = \beta + \pi / 2$. Các hệ quả tương ứng là $c_{\beta-\alpha} = 0, s_{\beta-\alpha} = -1, s_\alpha = -c_\beta$. Lúc này tất cả các đỉnh tương tác tương ứng đều sai khác dấu so với SM. Chọn tham số trộn các Higgs mang điện ϕ và khối lượng các Higgs mang điện là các tham số độc lập dùng để khảo sát số, tham số μ trong

hệ số tự tương tác $hh_i h_j$ được xác định theo hệ thức: $\mu = \frac{(m_{h_2}^2 - m_{h_1}^2) s_{2\varphi}}{\sqrt{2}v}$. Hệ số đỉnh $hh_i h_j$ chỉ phụ thuộc thêm hai tham số $\lambda_{3,8}$, chúng tôi chọn $\lambda_8 = -\lambda_3$ sao cho các hằng số tương tác cho đóng góp vào $h \rightarrow Z\gamma$ là nhỏ nhất (đảm bảo giới hạn thực nghiệm). Với các điều kiện nêu trên, các tham số độc lập chưa biết trong phần khảo sát này là: Khối lượng Higgs mang điện $m_{h_{1,2}}^+$, góc trộn φ , hệ số tự tương tác λ_3 . Dựa theo các kết quả khảo sát trong tài liệu [1], các khoảng giới hạn tham số được chọn là: $100\text{GeV} \leq m_{h_{1,2}}^+ \leq 1,5 \times 10^3 \text{GeV}$, $0,5 \leq s_\varphi \leq 1$, và $0 \leq \lambda_3 \leq 4\pi$. Các tham số đã biết từ thực nghiệm được lấy theo [3]. Các hằng số khác được tính như sau: $e = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$, $g = 2m_W / v$. Các đóng góp

từ các fermion nhẹ không đáng kể nên được bỏ qua. Với các dữ kiện trên, sự sinh SM-like Higgs trong các máy gia tốc dự đoán từ SM và mô hình Zee hoàn toàn trùng nhau. Cả hai mô hình cũng cho cùng bề rộng rãi riêng phần của SM-like Higgs đối với các kênh rẽ chính bậc cây. Vì vậy bề rộng rãi toàn phần có thể xét là $\Gamma_h^{Zee} \simeq \Gamma_h^{SM}$. Theo đó đại lượng thực nghiệm quan tâm là cường độ tín hiệu μ_{Z_γ} [3] trong mô hình Zee có dạng sau:

$$\mu_{Z_\gamma} \equiv \frac{Br^{Zee}(h \rightarrow Z\gamma)}{Br^{SM}(h \rightarrow Z\gamma)} = \frac{\Gamma^{Zee}(h \rightarrow Z\gamma)}{\Gamma^{SM}(h \rightarrow Z\gamma)} = \left| \frac{F_{21}^{Zee}}{F_{21}^{SM}} \right|^2. \quad (1.19)$$

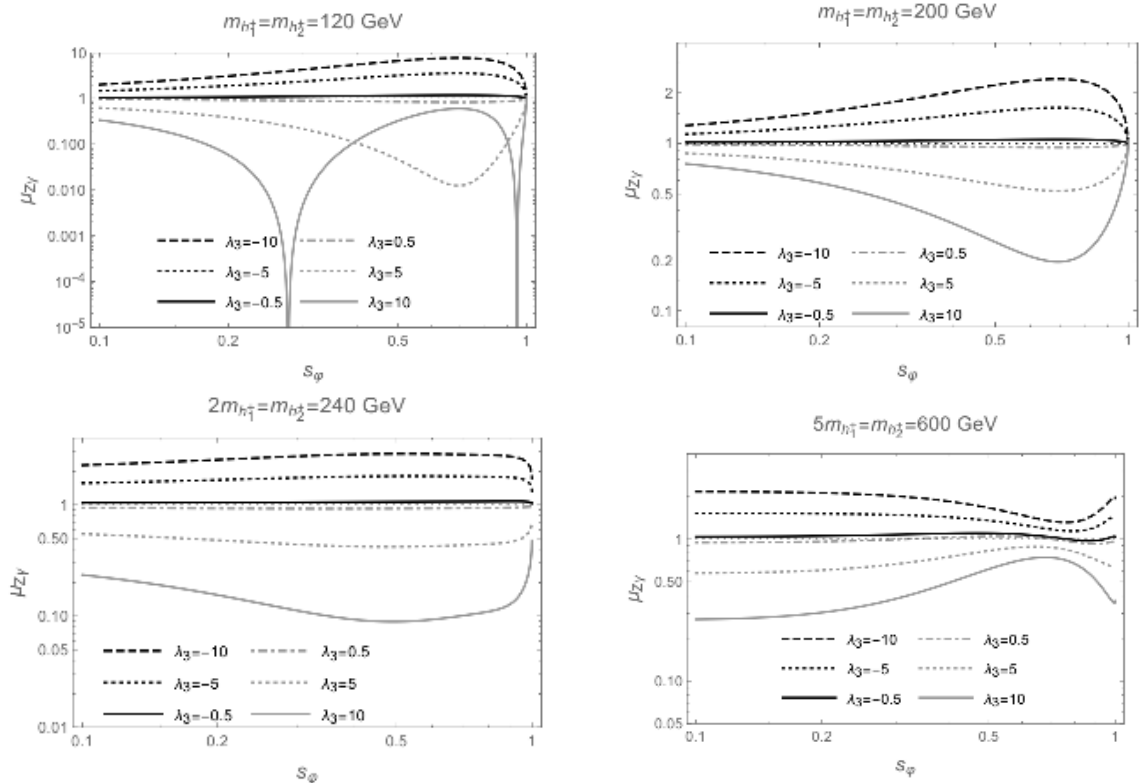
Ta xét trường hợp đặc biệt đầu tiên với $s_\varphi = 1/\sqrt{2}$. Đồ thị trên Hình 2 biểu diễn μ_{Z_γ} theo hàm của khối lượng Higgs mang điện $m_{h_2}^+$ với các giá trị khác nhau của λ_3 .



Hình 2. Cường độ tín hiệu quá trình rẽ SM-like Higgs boson $h \rightarrow Z\gamma$ trong mô hình Zee theo hàm của khối lượng Higgs mang điện

Do $s_\varphi^2 - s_{2\varphi}^2 = c_{2\varphi} = 0$ thừa số chứa λ_3 trong đóng góp hệ số $A_{11,22}$ và thừa số chứa $\Delta m_{h^+}^2 = m_{h_2}^2 - m_{h_1}^2 > 0$ trong $A_{11,22}$ đều bằng 0. Trường hợp đồ thị phải tương ứng $\Delta m_{h^+}^2 = 0$ cho $A_{11,22} = 0$. Cả hai trường hợp đều cho thấy cường độ tín hiệu đều rất lớn trong khoảng khối lượng nhỏ của các Higgs mang điện và độ lớn của λ_3 nhận giá trị lớn. Trong khi đó

thực nghiệm hiện nay chỉ ra được $\mu_{Z_\gamma}^{Ex} < 6,6$ với độ tin cậy 95% (95%CL) [1]. Vì vậy trong thời gian tới, nếu thực nghiệm xác định được giá trị cụ thể $\mu_{Z_\gamma}^{Ex} > 1$ mô hình Zee có thể giải thích được giá trị này $\mu_{Z_\gamma}^{Zee} = \mu_{Z_\gamma}^{Ex}$, thông qua đóng góp của các hạt Higgs boson mang điện. Cường độ tín hiệu phụ thuộc vào s_φ được cho trên Hình 3.



Hình 3. Cường độ tín hiệu quá trình rã $h \rightarrow Z\gamma$ trong mô hình Zee theo hàm s_ϕ

3. Kết luận

Chúng tôi đã tính được bề rộng rã riêng phần và tỉ lệ rã nhánh trong quá trình rã $h \rightarrow Z\gamma$ trong mô hình Zee. Dự đoán về tỉ lệ rã nhánh trong mô hình Zee là tính hiệu để phân biệt SM và mô hình Zee khi thực nghiệm đo được kênh rã này. Cường độ tín hiệu nhận giá trị lớn trong vùng thỏa mãn đồng thời các điều kiện sau: Khối lượng các Higgs mang điện nhỏ; hằng số tự tương tác Higgs λ_3 phải lớn và dương; s_ϕ nhận giá trị

phù hợp trong khoảng $0,5 \rightarrow 1$. Giá trị các tham số mô hình có thể làm tăng cường hoặc khử các đóng góp từ SM làm cho giá trị cường độ tín hiệu có thể nhỏ hơn 1 rất nhiều. Các giá trị $\lambda_3 > 0$ đều cho các đóng góp ngược dấu với đóng góp từ SM, dẫn đến hệ quả $\mu_{Z\gamma} < 1$. Thực nghiệm trong thời gian tới tiếp tục tiến gần tới giá trị $\mu_{Z\gamma} > 1$. Vì vậy giá trị $\lambda_3 > 0$ rất khó được xác nhận trong tương lai gần./.

Tài liệu tham khảo

[1]. M. Aaboud et al (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), pp. 112.

[2]. G. Aad, T. Abajyan, B. Abbott, and L. Zwalinski (2012), “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”, *Physics Letters B*, (716), pp. 1-254.

[3]. G. Aad et al (2016), “Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV”, *JHEP*, (1608), pp. 045.

[4]. T. Hahn and M. Perez-Victoria (1999), “Automatized one loop calculations in fourdimensions and D-dimensions,” *Comput. Phys. Commun.*, (118), pp. 153.

[5]. J. Herrero-García, T. Ohlsson, S. Riad and J. Wirén (2017), “Full parameter scan of the Zee model: exploring Higgs lepton flavor violation”, *JHEP*, (1704), pp. 130.

[6]. L. T. Hue, A. B. Arbuzov, T. T. Hong, T. Phong Nguyen, D. T. Si and H. N. Long (2018), “General one-loop formulas for decay $h \rightarrow Z\gamma$ ”, *Eur. Phys. J. C*.

ONE LOOP CORRECTIONS TO $h \rightarrow Z\gamma$ DECAY IN ZEE MODEL

Summary

The lepton flavor violating decay is important to research on Higgs boson. This is because the $h \rightarrow Z\gamma$ decay channel has yet to be tested despite some evidence of this canal signal. This paper presents the contributions of gauge bosons, fermions, and new charged Higgs boson in the Zee model on $h \rightarrow Z\gamma$ decay. At the same time, it applies the results to solve problems of the TeV limit. This is one of the decay channels widely concerned at the present time and in the near future.

Keywords: Standard model, Zee model, Higgs boson.

Ngày nhận bài: 28/11/2018; Ngày nhận lại: 16/01/2019; Ngày duyệt đăng: 16/3/2019.