

MỞ ĐẦU

1. Tính cấp thiết của luận án

Lý thuyết chính thống hiện nay dùng để mô tả tương tác hạt cơ bản là Mô hình chuẩn (SM). Nhiều tiên đoán trong SM mà sau này được thực nghiệm kiểm chứng với độ chính xác khá cao như sự tồn tại và các tính chất của quark duyên, top quark, các boson chuẩn W và Z , và sự kiện phát hiện hạt boson Higgs tại LHC vào năm 2012, được coi là mảnh ghép cuối cùng của SM. Tuy nhiên, còn nhiều thách thức khác mà SM không giải quyết được, ví dụ như chưa giải thích tại sao số thế hệ fermion bằng 3, khối lượng nhỏ của neutrino, sự tồn tại của vật chất tối, năng lượng tối, vi phạm CP trong tương tác mạnh, bất đối xứng vật chất-phản vật chất. Điều này gợi ý rằng SM mới chỉ ở dạng lý thuyết hiệu dụng của một lý thuyết phổ quát ở mức năng lượng cao hơn. Điều này đã thúc đẩy các nhà vật lý hạt cơ bản xây dựng các mô hình chuẩn mở rộng (BSM) mà trong đó các hạt hay tương tác mới xuất hiện tại thang năng lượng cỡ TeV. Những tín hiệu của các mô hình BSM này được tìm kiếm tại máy gia tốc trực tiếp dưới dạng là các cộng hưởng mới, hoặc gián tiếp dưới dạng là những sai lệch so với tiên đoán SM trong một số quan sát (observables). Những quan sát nhận được nhiều quan tâm nhất ở các năm gần đây là quá trình thay đổi số vị, do những tiến bộ trong cả phương pháp tính toán phi nhiễu loạn (nonperturbative) và phân tích số liệu đã bắt đầu cho thấy một số chênh lệch giữa tiên đoán SM và thực nghiệm. Những độ lệch này nằm trong khoảng $2 - 4\sigma$, được gọi là những dị thường vật lý vị (flavor anomalies): quá trình dịch chuyển quark FCNC $b \rightarrow sl^+l^-$ của meson B ; moment từ dị thường của muon a_μ ... Có những giả thiết cho rằng những dị thường này xuất hiện là do sự hiểu biết của chúng ta về hiệu ứng phi nhiễu loạn chưa hoàn chỉnh hoặc gây nên bởi thăng giáng thống kê, nhưng nhìn chung chúng ắc ý mạnh về nguồn gốc của Vật lý mới, do có độ lệch lớn và rất khó giải thích trong nội tại SM.

Có ba cách khác nhau trong việc xây dựng các mô hình BSM: mở rộng thêm số chiều không thời gian, mở rộng phổ hạt, mở rộng nhóm đối xứng chuẩn điện yếu. Trong luận án này, chúng tôi nghiên cứu một số dị thường hiện nay trong hai mô hình mở rộng nhóm đối xứng điện yếu SM là mô hình 3-3-1 đơn giản (S331) và mô hình 3-3-1-1. Mô hình 3-3-1 được xây dựng dựa trên nhóm chuẩn $SU(3)_C \otimes SU(3)_R \otimes U(1)_X$, giải thích được nhiều câu hỏi của SM như số thế hệ fermion, lượng tử hoá điện tích, khối lượng neutrino, vi phạm CP trong tương tác mạnh, vật chất tối. Với các cách sắp xếp phổ hạt và lựa chọn số lượng đa tuyến Higgs, các mô hình 3-3-1 có thể chia ra thành nhiều phiên bản khác nhau trong đó mô hình S331 là phiên bản dành được nhiều sự quan tâm. Nó mang phổ Higgs đặc biệt có chứa các tương tác tại bậc cây của tam tuyến Higgs với cả lepton và quark thông qua các ma trận Yukawa tổng quát, là nguồn cho dị thường như các kênh rã vi phạm số vị lepton và quark của hạt boson Higgs tựa SM (SMLHB): $h \rightarrow l_i l_j$ (LFVHD), $h \rightarrow q_i q_j$ ($i \neq j$) (QFVHD), cùng với kênh rã hiếm FCNC của top quark $t \rightarrow qh$ ($q = u, c$), moment từ dị thường muon a_μ , kênh rã vi phạm số vị lepton trong phần lepton mang điện (cLFV) $\tau \rightarrow \mu\gamma$. Không những vậy, các hệ trộn meson $\Delta m_K, \Delta m_{B_s}$ và Δm_{B_d} cũng nhận thêm đóng góp từ các Higgs mới, bên cạnh đóng góp của các boson chuẩn mới đã được nghiên cứu trước đây.

Mô hình xây dựng dựa trên nhóm chuẩn $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X \otimes U(1)_N$ (mô hình 3-3-1-1) là sự mở rộng của mô hình 3-3-1 với một nhóm chuẩn của đối xứng $B-L$, không những kế thừa những ưu điểm của mô hình 3-3-1 mà còn có cơ chế bền tự nhiên cho vật chất tối, giải thích được vấn đề lạm phát cũng như sự bất đối xứng lepton-phản lepton trong vũ trụ, hiệu ứng trộn động năng. Đã có nhiều hiện tượng luận được nghiên cứu trong mô hình này, một trong số đó là nghiên cứu quá trình FCNC trong các hệ trộn meson $\Delta m_K, \Delta m_{B_s}, \Delta m_{B_d}$, tuy nhiên chỉ mới xét đến đóng góp của FCNC gắn với boson chuẩn mới $Z_{2,N}$ mà chưa xét đến FCNC của vô hướng mới H_1, \mathcal{A} cũng như đóng góp SM. Ngoài ra, các đóng góp FCNC còn có ảnh hưởng đến các kênh rã hiếm meson B như $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$, $B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-$ ngay tại bậc cây. Mô hình 3-3-1-1 cũng tiên đoán các Higgs mang điện mới, boson chuẩn mang điện mới, và đây là nguồn đóng góp mới vào các kênh rã bổ đính vi phạm số vị quark và lepton như $b \rightarrow s\gamma$, $\mu \rightarrow e\gamma$.

Với các lý do trên, chúng tôi chọn đề tài "Ảnh hưởng của các trường vô hướng lên dòng trung hoà thay đổi vị trong mô hình S331 và 3-3-1-1".

2. Mục đích nghiên cứu của luận án

- Trong mô hình S331, dựa theo tương tác vi phạm số vị bậc cây của tam tuyến Higgs với cả lepton và quark, tiến hành khảo sát một số hiện tượng luận như kênh rã LFVHD, QFVHD $h \rightarrow l_i l_j, h \rightarrow q_i q_j (i \neq j)$, kênh rã cLFV $\tau \rightarrow \mu \gamma$, moment từ dị thường muon $a_\mu, t \rightarrow qh$. Đóng góp mới của phần vô hướng vào các hệ trộn meson $\Delta m_K, \Delta m_{B_s}, \Delta m_{B_d}$ cũng được thảo luận.
- Trong mô hình 3-3-1-1, nghiên cứu các dị thường gắn với FCNC nhận đóng góp mới từ phần vô hướng vào các hệ trộn meson $\Delta m_K, \Delta m_{B_s}, \Delta m_{B_d}$, một số kênh rã của B -meson $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-, B \rightarrow K^{(*)} \mu^+ \mu^-$, và các kênh rã vi phạm số vị quark và lepton $b \rightarrow s \gamma, \mu \rightarrow e \gamma$.

3. Các nội dung nghiên cứu chính của luận án

- Tổng quan về SM và một số mô hình BSM. Trình bày một số ràng buộc và dị thường cho các quá trình vật lý vi hiện nay tại các máy gia tốc đang nhận được sự quan tâm của cộng đồng vật lý hạt cơ bản.
- Giới thiệu khái quát về mô hình S331. Xem xét ảnh hưởng của các tương tác vi phạm số vị tam tuyến Higgs với lepton và quark vào một số quá trình như kênh rã LFVHD và QFVHD, cLFV, moment từ dị thường muon, kênh rã FCNC của top quark, hệ trộn meson.
- Giới thiệu khái quát mô hình 3-3-1-1. Đánh giá đóng góp của phần vô hướng vào một số hiện tượng luận gắn với FCNC như hệ trộn meson, kênh rã hiếm của meson B , đồng thời nghiên cứu các kênh rã bổ đính vi phạm số vị với đóng góp mới từ Higgs mang điện mới và boson chuẩn mới.

CHƯƠNG 1. TỔNG QUAN

1.1. Mô hình chuẩn

SM của vật lý hạt cơ bản là một lý thuyết trường lượng tử tái chuẩn hóa được, miêu tả ba trong bốn tương tác đã biết của tự nhiên, ngoại trừ lực hấp dẫn. Phổ hạt trong SM được biểu diễn như sau

$$\begin{aligned} \text{Leptons : } \psi_{\alpha L} &= \begin{pmatrix} \nu_{\alpha L} \\ e_{\alpha L} \end{pmatrix} \sim (1, 2, -1), & e_{\alpha R} &\sim (1, 1, -2), \\ \text{Quarks : } Q_{\alpha L} &= \begin{pmatrix} u_{\alpha L} \\ d_{\alpha L} \end{pmatrix} \sim (3, 2, 1/3), \\ u_{\alpha R} &\sim (3, 1, 4/3), & d_{\alpha R} &\sim (3, 1, -2/3), \end{aligned} \quad (1.1)$$

trong đó $\alpha = 1, 2, 3$ là chỉ số thế hệ.

Để sinh khối lượng cho chúng, SM phải bị phá vỡ đối xứng tự phát hay cần cơ chế Higgs. Cơ chế Higgs làm việc với một lưỡng tuyến Higgs như sau

$$\phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} \sim (1, 2, 1), \quad \phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \quad (1.2)$$

Sau khi phá vỡ đối xứng tự phát, ta có các boson chuẩn với khối lượng và trị riêng như sau

$$\begin{aligned} W_{\mu}^{\pm} &= \frac{W_{\mu}^{\prime 1} \mp iW_{\mu}^{\prime 2}}{\sqrt{2}}, & m_{W^{\pm}} &= \frac{gv}{2}, \\ Z_{\mu} &= c_W W_{\mu}^{\prime 3} - s_W B'_{\mu}, & m_Z &= \frac{v\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} = \frac{gv}{2c_W} \\ A_{\mu} &= s_W W_{\mu}^{\prime 3} + c_W B'_{\mu}, & m_A &= 0. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Lagrangian Yukawa \mathcal{L}_Y cho lepton và quark là

$$\mathcal{L}_Y^{\text{lepton}} = - \sum_{a,b} \bar{e}_{aL} \mathcal{M}_{ab}^l e_{bR} - \sum_{a,b} \bar{u}_{aL} \mathcal{M}_{ab}^u u_{bR} - \bar{d}_{aL} \mathcal{M}_{ab}^d d_{bR}$$

$$-\bar{e}_{aL} \frac{\mathcal{M}_{ab}^l}{v} e_{bR} H - \sum_{a,b} \bar{u}_{aL} \frac{\mathcal{M}_{ab}^u}{v} u_{bR} H - \bar{d}_{aL} \frac{\mathcal{M}_{ab}^d}{v} d_{bR} H + h(\mathbf{1},4)$$

trong đó $\mathcal{M}_{ab}^l = \frac{h_{ab}^l}{\sqrt{2}} v$, $\mathcal{M}_{ab}^{u,d} = h_{ab}^{u,d} \frac{v}{\sqrt{2}}$ là ma trận trộn khối lượng các lepton và quark.

Tiếp theo, ta xét tương tác của lepton với các boson chuẩn. Tương tác dòng mang điện có dạng

$$\mathcal{L}_{CC}^{\text{lepton}} = J_{\mu}^{-} W^{-\mu} + J_{\mu}^{+} W^{+\mu}, \quad (1.5)$$

trong đó các dòng J_{μ}^{\pm} là

$$J_{\mu}^{+} = \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{a=1,2,3} \bar{\nu}_{aL} \gamma_{\mu} e_{aL}, \quad J_{\mu}^{-} = \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{a=1,2,3} \bar{e}_{aL} \gamma_{\mu} \nu_{aL}. \quad (1.6)$$

Dòng trung hoà và điện từ là

$$\mathcal{L}_{NC+em}^{\text{lepton}} = e J_{\mu}^{\text{em}} A^{\mu} + \frac{g}{c_W} J_{\mu}^Z Z^{\mu}. \quad (1.7)$$

với

$$J_{\mu}^Z = \sum_{a=1,2,3} \bar{l}_a \gamma_{\mu} [g_L P_L + g_R P_R] l_a, \quad J_{\mu}^{\text{em}} = \sum_{a=1,2,3} Q(l) \bar{l}_a \gamma_{\mu} l_a, \quad (1.8)$$

với $g_{L,R} = T_3(l_{L,R}) - s_W^2 Q(l)$.

Tương tự, ta xét cho quark. Tương tác dòng mang điện của quark là

$$\mathcal{L}_{CC}^{\text{quark}} = \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}'_{iL} \gamma^{\mu} V_{ij} d'_{jL} W_{\mu}^{+} + h.c., \quad (1.9)$$

với ma trận $V = V_L^{u\dagger} V_L^d$ là ma trận unita 3×3 , hay còn được gọi là ma trận CKM.

Tương tác dòng mang điện và trung hoà của quark là

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{em}}^{\text{quark}} &= e J_{\mu}^{\text{em}} A^{\mu}, \quad J_{\mu}^{\text{em}} = \sum_{a=1,2,3} Q(q) \bar{q}_a \gamma_{\mu} q_a, \quad q = u, d, \\ \mathcal{L}_{NC}^{\text{quark}} &= \frac{g}{c_W} J_{\mu}^Z Z^{\mu}, \quad J_{\mu}^Z = \sum_{a=1,2,3} \bar{q}_a \gamma_{\mu} [g_L P_L + g_R P_R] q_a. \end{aligned} \quad (1.10)$$

1.2. Một số ràng buộc thực nghiệm và dị thường vật lý vi hiện nay

1.2.1. Các kênh rã cLFV và LFVHD

SM không có neutrino phân cực phải và do đó khối lượng Dirac neutrino bằng không. Hệ quả của điều này là số lepton được bảo toàn, cấm sự xuất hiện

kênh rã cLFV. Tuy nhiên thực nghiệm đã khẳng định neutrino có khối lượng và có sự chuyển hóa thế hệ này sang thế hệ khác. Trong phiên bản mở rộng SM với neutrino phân cực phải ν_R , thì các kênh rã cLFV có thể xuất hiện tuy nhiên bị chặn rất mạnh bởi cơ chế GIM $\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) < 10^{-54}$. Các kênh rã cLFV khác như $\mu \rightarrow 3e$, $\tau \rightarrow (e, \mu)\gamma$ cũng có tỉ lệ rã nhánh rất bé, và không một thí nghiệm nào hiện nay có độ nhạy đủ để đo giá trị này. Hiện nay, thực nghiệm chưa khẳng định quan sát được tín hiệu cLFV nào mà thay vào đó là cho giới hạn trên của tỉ lệ rã nhánh, cụ thể là $\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) < 4.2 \times 10^{-13}$ với độ tin cậy 90% (thí nghiệm MEG), $\text{Br}(\tau \rightarrow e\gamma) < 3.3 \times 10^{-8}$, $\text{Br}(\tau \rightarrow \mu\gamma) < 4.4 \times 10^{-8}$ với độ tin cậy 90% (thí nghiệm Babar).

Vật lý mới cũng có thể xuất hiện dưới hình thức qua các tính chất boson Higgs khác với tiên đoán bởi SM, như là các kênh rã LFBVHD $h \rightarrow l_i l_j$ ($i \neq j$). Trong SM chỉ cho phép các kênh rã bảo toàn số vị lepton $h \rightarrow f\bar{f}$, và cấm các kênh rã LFBVHD $h \rightarrow l_i l_j$ ($i \neq j$) xuất hiện. Giới hạn thực nghiệm chặt nhất hiện nay cho các kênh rã LFBVHD này là $\text{Br}(h \rightarrow e\mu) < 6.1 \times 10^{-5}$, $\text{Br}(h \rightarrow \mu\tau) < 2.5 \times 10^{-3}$, $\text{Br}(h \rightarrow e\tau) < 4.7 \times 10^{-3}$. Điều này gợi ý rằng có thể đây có thể đây là tín hiệu của Vật lý mới.

1.2.2. Moment từ dị thường muon

Giá trị tiên đoán SM cho moment từ dị thường của muon a_μ^{SM} là

$$a_\mu^{\text{SM}} = 116591810(43) \times 10^{-11}, \quad (1.11)$$

Kết quả thực nghiệm gần đây nhất cho moment từ dị thường muon đo bởi thí nghiệm $g - 2$ E989 tại FNAL

$$a_\mu^{\text{Exp}} = 116592061(41) \times 10^{-11} \quad (1.12)$$

và giá trị này chênh lệch so với tiên đoán SM vào khoảng 4.2σ

$$\Delta a_\mu \equiv a_\mu^{\text{Exp}} - a_\mu^{\text{SM}} = 251(59) \times 10^{-11}. \quad (1.13)$$

Độ chính xác ấn tượng của tiên đoán SM và phép đo thực nghiệm khiến cho a_μ là đại lượng vật lý có độ chính xác cao, và là một trong những kênh tìm kiếm dấu hiệu Vật lý mới nhạy nhất hiện nay. Vật lý mới nếu có ở đây để giải thích sự chênh lệch Δa_μ này thì sẽ xuất hiện trong các đóng góp ở giản đồ một vòng (hạt vô hướng mới, vector mới hoặc fermion mới).

1.2.3. *Kênh rã FCNC của top quark $t \rightarrow qh$ ($q = u, c$)*

Hiệu ứng vật lý mới có thể xuất hiện trong phần quark, tuy nhiên có phần phức tạp hơn bởi những quá trình có liên hệ với tương tác vi phạm số vị Higgs có chứa top quark. Một trong những quá trình FCNC của top quark là các kênh rã $t \rightarrow qh$ với $q = u, c$. Trong SM, $\text{Br}(t \rightarrow ch) \simeq 10^{-15}$, $\text{Br}(t \rightarrow uh) = |V_{ub}/V_{cb}|^2 \text{Br}(t \rightarrow ch) \simeq 10^{-17}$ là rất nhỏ và nằm ngoài phạm vi tìm kiếm hiện nay của LHC. Một số kết quả thực nghiệm của CMS, ATLAS chưa quan sát được tín hiệu đáng kể nào so với thông nền cho những kênh rã FCNC của top quark, điều này dẫn đến các giới hạn trên cho các bề rộng rã riêng phần: $\text{Br}(t \rightarrow qh) < 0.47\%$ với độ tin cậy 95%.

1.2.4. *Di thường trong một số kênh rã bán lepton của meson B*

Một trong những tiên đoán quan trọng của SM là các thế hệ lepton mang điện khác nhau có cùng tương tác giống nhau (tính phổ quát của vị lepton-LFU). Tuy nhiên, một vài thực nghiệm gần đây cho thấy có dấu hiệu của sự vi phạm nguyên lý (LFUV), gợi ý rằng đó có thể là dấu hiệu của Vật lý mới. Một trong những tín hiệu của LFUV xuất hiện trong sự dịch chuyển quark FCNC $b \rightarrow sl^+l^-$ ($l = e, \mu$) của meson B , chênh lệch với tiên đoán của SM $\sim 3\sigma$: ví dụ như tỉ lệ rã nhánh $\text{Br}(B^+ \rightarrow K^+\mu^+\mu^-)$, $\text{Br}(B^0 \rightarrow K^{0*}\mu^+\mu^-)$, $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \phi\mu^+\mu^-)$; góc P_5' trong kênh rã $B^0 \rightarrow K^{0*}\mu^+\mu^-$, tỉ số $R_{K^{(*)}} = \text{Br}(B^{+,0} \rightarrow K^{+,0*}\mu^+\mu^-)/\text{Br}(B^+ \rightarrow K^{+,0*}e^+e^-)$. Các quan sát về LFUV này bị cấm xuất hiện tại bậc cây trong SM do cơ chế GIM, và chỉ có mặt khi xét đến bậc bổ đính như các giản đồ cánh cụt hay giản đồ hộp.

CHƯƠNG 2. NGHIÊN CỨU NHỮNG TƯƠNG TÁC FCNC DỊ THƯỜNG CỦA BOSON HIGGS TRONG MÔ HÌNH S331

2.1. Tóm tắt về mô hình S331

Mô hình S331 là sự kết hợp của mô hình 3-3-1 tiết kiệm và mô hình 3-3-1 tối thiểu. Mô hình có phổ fermion là

$$\begin{aligned}
 \psi_{aL} &\equiv \begin{pmatrix} \nu_{aL} \\ e_{aL} \\ (e_{aR})^c \end{pmatrix} \sim (1, 3, 0), & e_{aR} &\sim (1, 1, -1) \\
 Q_{\alpha L} &\equiv \begin{pmatrix} d_{\alpha L} \\ -u_{\alpha L} \\ J_{\alpha L} \end{pmatrix} \sim (3, 3^*, -1/3), & Q_{3L} &\equiv \begin{pmatrix} u_{3L} \\ d_{3L} \\ J_{3L} \end{pmatrix} \sim (3, 3, 2/3), \\
 u_{aR} &\sim (3, 1, 2/3), & d_{aR} &\sim (3, 1, -1/3), \\
 J_{\alpha R} &\sim (3, 1, -4/3), & J_{3R} &\sim (3, 1, 5/3),
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

trong đó $a = 1, 2, 3$ và $\alpha = 1, 2$ là các chỉ số thế hệ. Thế hệ quark thứ ba được sắp xếp khác với hai thế hệ đầu để thu được các đóng góp FCNC phù hợp khi thang năng lượng mới bị chặn bởi cực Landau. Phổ vô hướng là

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta_1^0 \\ \eta_2^- \\ \eta_3^+ \end{pmatrix} \sim (1, 3, 0), \quad \chi = \begin{pmatrix} \chi_1^- \\ \chi_2^{--} \\ \chi_3^0 \end{pmatrix} \sim (1, 3, -1), \tag{2.2}$$

với các VEVs $\langle \eta_1^0 \rangle = \frac{u}{\sqrt{2}}$, $\langle \chi_3^0 \rangle = \frac{w}{\sqrt{2}}$. Để có được ứng viên vật chất tối, một đa tuyến vô hướng trơ $\phi = \eta', \chi'$ hoặc σ được thêm vào. Lagrangian Yukawa l

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_Y &= h_{33}^J \bar{Q}_{3L} \chi J_{3R} + h_{\alpha\beta}^J \bar{Q}_{\alpha L} \chi^* J_{\beta R} + h_{3a}^u \bar{Q}_{3L} \eta u_{aR} + \frac{h_{\alpha a}^u}{\Lambda} \bar{Q}_{\alpha L} \eta \chi u_{aR} \\
 &+ h_{\alpha a}^d \bar{Q}_{\alpha L} \eta^* d_{aR} + \frac{h_{3a}^d}{\Lambda} \bar{Q}_{3L} \eta^* \chi^* d_{aR} + h_{ab}^e \bar{\psi}_{aL}^c \psi_{bL} \eta \\
 &+ \frac{h_{ab}^e}{\Lambda^2} (\bar{\psi}_{aL}^c \eta \chi) (\psi_{bL} \chi^*) + \frac{s_{ab}^\nu}{\Lambda} (\bar{\psi}_{aL}^c \eta^*) (\psi_{bL} \eta^*) + h.c.,
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

2.2. Kết quả nghiên cứu các tương tác FCNC dị thường của boson Higgs trong mô hình S331

2.2.1. Tương tác LFV của Higgs

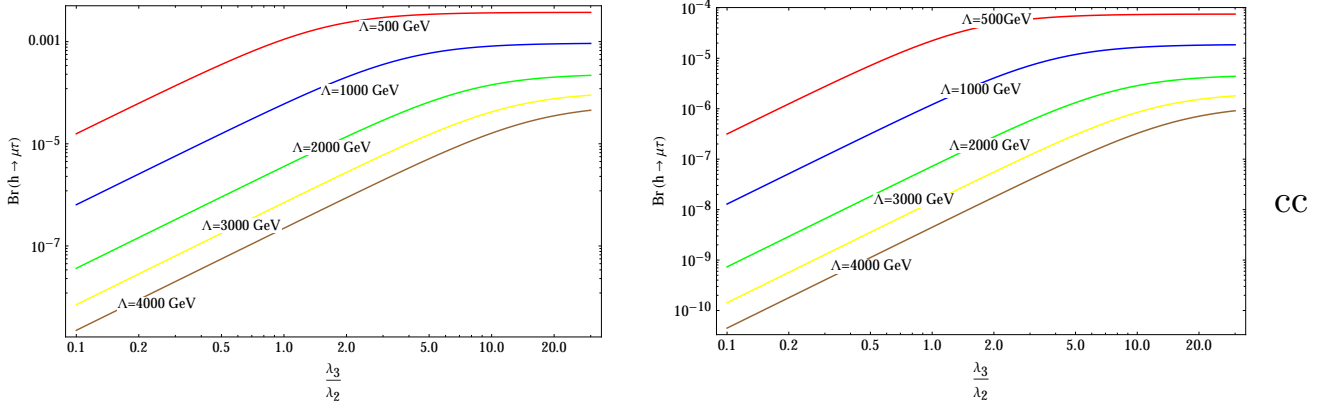
$h \rightarrow \mu\tau$

Lagrangian cho kênh rã LFV của Higgs là

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y \supset & \bar{e}'_R g_h^{ee} e'_L h + \bar{e}'_R g_H^{ee} e'_L H \\ & + \{ (e'_L)^c g_L^{e\nu} \nu'_L + (\nu'_L)^c g_L^{\nu e} e'_L + \bar{\nu}'_L g_R^{\nu e} e'_R + (e'_R)^c g_R^{e\nu} (\nu'_L)^c \} H^+ + h.c., \end{aligned} \quad (2.4)$$

với $g_h^{ee} = U_R^{e\dagger} \left(c_\zeta \frac{1}{u} \mathcal{M}_e - s_\zeta \frac{uw}{\sqrt{2}\Lambda^2} h'^e \right) U_L^e$, $g_H^{ee} = U_R^{e\dagger} \left(s_\zeta \frac{1}{u} \mathcal{M}_e + c_\zeta \frac{uw}{\sqrt{2}\Lambda^2} h'^e \right) U_L^e$,
 $g_L^{e\nu} = (U_L^e)^T \left(c_\theta h^e + s_\theta \frac{uw}{2\Lambda^2} h'^e \right) U_L^\nu$, $g_L^{\nu e} = (U_L^\nu)^T c_\theta h^e U_L^e$, $g_R^{\nu e} = U_L^{\nu\dagger} c_\theta \frac{u}{\sqrt{2}\Lambda} s^\nu U_R^e$,
 $g_R^{e\nu} = U_L^{eT} c_\theta \frac{u}{\sqrt{2}\Lambda} s^\nu U_R^{\nu T}$, $(\mathcal{M}_e)_{ab} = \sqrt{2}u \left(h_{ab}^e + \frac{h_{ab}^{\prime e} w^2}{4\Lambda^2} \right)$ là khối lượng trộn giữa các lepton mang điện. Tỷ lệ rã nhánh cho các kênh này là

$$\text{Br}(h \rightarrow e_i e_j) = \frac{m_h}{8\pi\Gamma_h} (|g_h^{e_i e_j}|^2 + |g_h^{e_j e_i}|^2), \quad (2.5)$$



Hình 2.1: Tỷ lệ rã nhánh $\text{Br}(h \rightarrow \mu\tau)$ như là hàm của hệ số $\frac{\lambda_3}{\lambda_2}$ với các thang năng lượng Λ khác nhau. Ở đây $[(U_R^e)^\dagger h'^e U_L^e]_{\mu\tau} = 2 \frac{\sqrt{m_\mu m_\tau}}{u}$, và $[(U_R^e)^\dagger h'^e U_L^e]_{\mu\tau} = 5 \times 10^{-4}$, tương ứng cho hình bên trái và bên phải.

Trong miền Λ nhỏ và hệ số $\frac{\lambda_3}{\lambda_2} > 1$, $\text{Br}(h \rightarrow \mu\tau) \simeq 10^{-3}$. Tuy nhiên, trong miền này, mô hình S331 có thể đối mặt với các ràng buộc chặt chẽ từ các tương tác đã biết của Higgs. Nếu $\Lambda \sim \text{TeV}$ nhưng vẫn nằm dưới cực Landau, $\lambda_1 \sim \lambda_2$, góc trộn ξ sẽ nhỏ và $\text{Br}(h \rightarrow \mu\tau) \simeq 10^{-5}$.

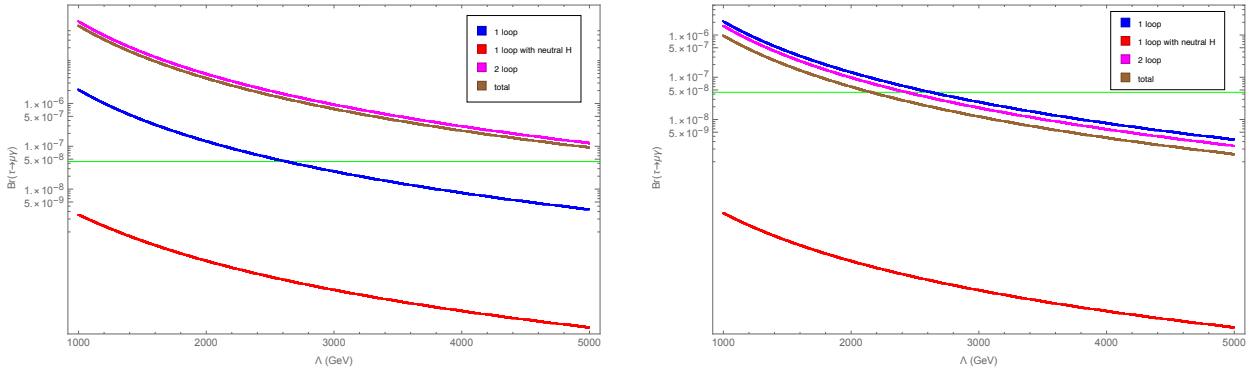
$\tau \rightarrow \mu\gamma$

Bề rộng rẽ riêng phần của quá trình $\tau \rightarrow \mu\gamma$ như sau

$$\text{Br}(\tau \rightarrow \mu\gamma) = \frac{48\pi^3\alpha}{G_F^2} (|D_L^\gamma|^2 + |D_R^\gamma|^2) \text{Br}(\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau), \quad (2.6)$$

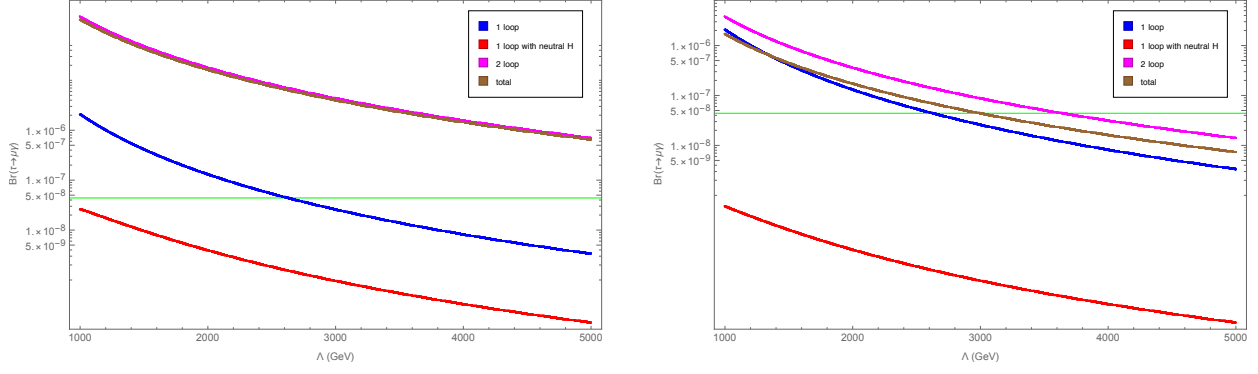
trong đó $D_{L,R}^\gamma$ là đóng góp từ giản đồ bậc một vòng và hai vòng (chi tiết xem trong luận án)

Chúng tôi sẽ đánh giá đóng góp của từng loại giản đồ một vào $\tau \rightarrow \mu\gamma$ thông qua khảo sát số.



Hình 2.2: Sự phụ thuộc của $\text{Br}(\tau \rightarrow \mu\gamma)$ vào Λ trong các đóng góp khác nhau. Đường màu xanh lá cây là giới hạn thực nghiệm $\text{Br}(\tau \rightarrow \mu\gamma)_{\text{Exp}} < 4.4 \times 10^{-8}$. Ở đây $[(U_R^e)^\dagger h'^e U_L^e]_{\mu\tau} = 2\frac{\sqrt{m_\mu m_\tau}}{u}$ và $[(U_R^e)^\dagger h'^e U_L^e]_{\mu\tau} = 5 \times 10^{-4}$, tương ứng cho hình bên trái và phải. Hệ số $\frac{\lambda_3}{\lambda_2} = 1$ áp dụng cho cả hai hình.

Các kết quả thể hiện trong đồ thị 2.2 gợi ý rằng các giản đồ hai vòng có thể mang đến đóng góp chủ đạo cho $\tau \rightarrow \mu\gamma$. Tùy theo việc chọn $[(U_R^e)^\dagger h'^e U_L^e]_{\mu\tau} = 2\frac{\sqrt{m_\mu m_\tau}}{u}$, hay $[(U_R^e)^\dagger h'^e U_L^e]_{\mu\tau} = 5 \times 10^{-4}$, đóng góp từ giản đồ hai vòng vào $\text{Br}(\tau \rightarrow \mu\gamma)$ có thể lớn hơn hoặc nhỏ hơn đóng góp một vòng. Tuy nhiên trường hợp $[(U_R^e)^\dagger h'^e U_L^e]_{\mu\tau} = 5 \times 10^{-4}$ cho $\Lambda > 2.4 \text{ TeV}$, phù hợp với với điều kiện cực Landau. So sánh hai đồ thị 2.2 và 2.3, chúng tôi tìm thấy rằng kết luận trên thay đổi nhỏ khi hệ số $\frac{\lambda_3}{\lambda_2}$ thay đổi.

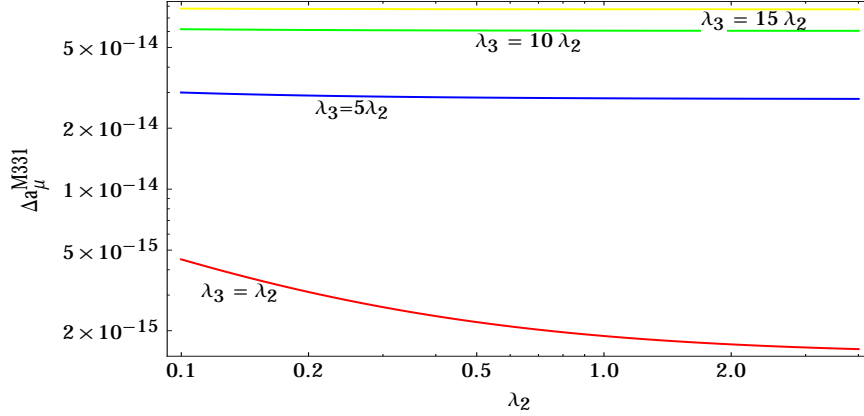


Hình 2.3: Khảo sát $\text{Br}(\tau \rightarrow \mu\gamma)$ khi lựa chọn $\frac{\lambda_3}{\lambda_2} = 5$

$(g - 2)_\mu$

Mô hình 3-3-1 còn có FCNC, do đó nó có thể gây nên các đóng góp của chính mình vào moment từ dị thường

$$(\Delta a_\mu)^{M331} \simeq \sum_{\phi} \left(g_{\phi}^{\tau\mu} \right)^2 \frac{m_\mu m_\tau}{8\pi^2 m_\phi^2} \left(\ln \frac{m_\phi^2}{m_\tau^2} - \frac{3}{2} \right). \quad (2.7)$$



Hình 2.4: Đóng góp của tương tác LFV của Higgs vào Δa_μ^{M331} như là hàm của tham số thế Higgs λ_2 với các hệ số $\frac{\lambda_3}{\lambda_2}$.

Đồ thị 2.4 với lựa chọn như trên giải thích được tỉ lệ rẽ nhánh $h \rightarrow \tau\mu$ nhưng không giải thích được Δa_μ^{M331} . Tuy nhiên, $(g - 2)_\mu$ trong mô hình S331 còn nhận đóng góp từ boson chuẩn mang điện tích đôi trong giản đồ một vòng

$$\Delta a_\mu(Y^{\pm\pm}) \simeq \frac{28}{3} \frac{m_\mu^2}{u^2 + w^2}. \quad (2.8)$$

Thang năng lượng phá vỡ đối xứng $SU(3)_L$ là $1.7 \text{ TeV} < w < 2.2 \text{ TeV}$, trong

miền này thì giải thích được dị thường moment từ muon

$$(\Delta a_\mu)_{\text{EXP-SM}} = (26.1 \pm 8) \times 10^{-10}. \quad (2.9)$$

Ràng buộc của LHC cho khối lượng Z' trong S331 dẫn đến $w > 2.38$ TeV, và rất gần với không gian tham số của w mà phù hợp cho giải thích $(\Delta a_\mu)_{\text{EXP-SM}}$. Nói một cách khác, trong miền không gian tham số mà cho phép một sự giải thích các kết quả thực nghiệm LHC, giá trị của moment từ dị thường muon là được tiên đoán, $(\Delta a_\mu)_{331} < 13.8 \times 10^{-10}$. Giới hạn trên này rất gần với ràng buộc trong công thức (2.9).

2.2.2. Tương tác QFV của Higgs

Trộn meson ở bậc cây

FCNC không những chỉ gây nên bởi sự trao đổi boson chuẩn mới trung hoà này (Z') mà còn bởi boson Higgs của SM và boson Higgs mới

$$\mathcal{L}_Y \supset \bar{u}'_R \mathcal{G}_h^u u'_L h + \bar{d}'_R \mathcal{G}_h^d d'_L h + \bar{u}'_R \mathcal{G}_H^u u'_L H + \bar{d}'_L \mathcal{G}_H^d d'_R H + h.c. \quad (2.10)$$

với $\mathcal{G}_h^u = -(V_R^u)^\dagger \left\{ c_\xi \frac{1}{u} M^u + s_\xi \frac{h^u}{\Lambda} \frac{u}{2} \right\} V_L^u$, $\mathcal{G}_h^d = -(V_R^d)^\dagger \left\{ c_\xi \frac{1}{u} M^d - s_\xi \frac{h^d}{\Lambda} \frac{u}{2} \right\} V_L^d$, $\mathcal{G}_H^u = -(V_R^u)^\dagger \left\{ s_\xi \frac{1}{u} M^u - c_\xi \frac{h^u}{\Lambda} \frac{u}{2} \right\} V_L^u$, và $\mathcal{G}_H^d = -(V_R^d)^\dagger \left\{ s_\xi \frac{1}{u} M^d + c_\xi \frac{h^d}{\Lambda} \frac{u}{2} \right\} V_L^d$.

Nghiên cứu FCNC gắn với Z'_μ dẫn đến $m_{Z'} > 4.67$ TeV. Giá trị này sát với cực Landau, mà ở đó lý thuyết trở nên mất tính chất tái chuẩn hoá. Với điều kiện $(V_{dL})_{3a} = 0$, chỉ còn FCNC gắn với Higgs, và sẽ bị ràng buộc từ các thực nghiệm hệ trộn meson K^0 và $B_{s,d}^0$,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{FCNC}^{eff} = & \left\{ \frac{[(\mathcal{G}_h^q)_{ij}]^2}{m_h^2} + \frac{[(\mathcal{G}_H^q)_{ij}]^2}{m_H^2} \right\} (\bar{q}_i R q_{jL})^2 \\ & + \left\{ \frac{[(\mathcal{G}_h^q)_{ji}^*]^2}{m_h^2} + \frac{[(\mathcal{G}_H^q)_{ji}^*]^2}{m_H^2} \right\} (\bar{q}_i L q_{jR})^2 \\ & + 2 \left\{ \frac{[(\mathcal{G}_h^q)_{ij}]}{m_h} + \frac{[(\mathcal{G}_H^q)_{ij}]}{m_H} \right\} \left\{ \frac{[(\mathcal{G}_h^q)_{ji}^*]}{m_h} + \frac{[(\mathcal{G}_H^q)_{ji}^*]}{m_H} \right\} \\ & \times (\bar{q}_i R q_{jL}) (\bar{q}_i L q_{jR}). \end{aligned} \quad (2.11)$$

Xét tỉ số $\kappa \equiv \frac{[(\mathcal{G}_h^q)_{ij}]^2 m_H^2}{[(\mathcal{G}_H^q)_{ij}]^2 m_h^2} \simeq \frac{m_H^2}{m_h^2} \tan^2 \xi < 1$ khi $w \gg u$. Điều này nghĩa là vô hướng Higgs mới H cho nhiều đóng góp vào FCNC hơn h . Giới hạn mạnh

nhất cho vật lý mới đến từ hệ trộn $B_s - \bar{B}_s$, dẫn đến giới hạn cho $(\mathcal{G}_h^q)_{32}$ như sau :

$$2 \left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) |(\mathcal{G}_h^q)_{32}|^2 = 2 \left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) \frac{\lambda_3^2 u^4}{\lambda_2^2 w^4} |[(V_R^d)^\dagger h^d V_L^d]_{23}|^2 < 1.8 \times 10^{-6} \quad (2.12)$$

Thang vật lý mới có thể được lựa chọn nằm cách xa cực Landau khi lựa chọn $\lambda_3/\lambda_2 > 1$ và V_R^d, h^d phù hợp. Tính chất tái chuẩn hoá được của lý thuyết sẽ được đảm bảo.

$h \rightarrow q_i q_j$

Mô hình S331 tiên đoán $\text{Br}(h \rightarrow q_i q_j)$ như trong bảng (2.1). ràng buộc yếu nhất là trong phần $b-s$, $\text{Br}(h \rightarrow b\bar{s}) < 3.5 \times 10^{-3}$, quá nhỏ để quan sát được tại LHC do phong nền QCD lớn, nhưng các tín hiệu này được mong đợi sẽ được quan sát thấy tại ILC trong tương lai.

Quan sát	Ràng buộc
Dao động D^0	$\text{Br}(h \rightarrow u\bar{c}) \leq \frac{2 \times 10^{-4}}{1 + \frac{1}{\kappa}}$
Dao động B_d^0	$\text{Br}(h \rightarrow d\bar{b}) \leq \frac{8 \times 10^{-5}}{1 + \frac{1}{\kappa}}$
Dao động K^0	$\text{Br}(h \rightarrow d\bar{s}) \leq \frac{2 \times 10^{-6}}{1 + \frac{1}{\kappa}}$
Dao động B_s^0	$\text{Br}(h \rightarrow s\bar{b}) \leq \frac{7 \times 10^{-3}}{1 + \frac{1}{\kappa}}$

Bảng 2.1: Giới hạn trên đối với các kênh rã vi phạm số vị của SMLHB thành các quark nhẹ với độ tin cậy 95% từ các thực nghiệm meson.

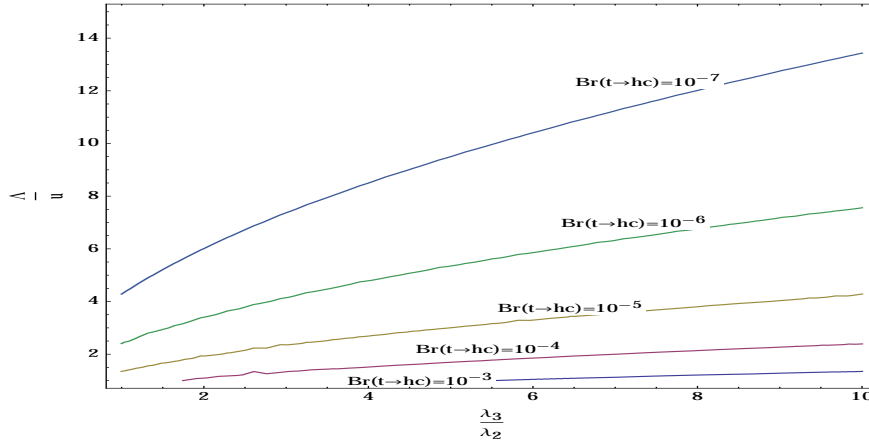
$t \rightarrow qh$ ($q = u, c$)

Các tương tác vi phạm số vị Higgs với quark trong công thức (2.10) còn đem tới các kênh rã không chuẩn của top quark $t \rightarrow hu_i$, $u_i = u, c$,

$$\text{Br}(t \rightarrow u_i h) \simeq \frac{\Gamma(t \rightarrow u_i h)}{\Gamma(t \rightarrow bW^+)}, \quad \Gamma(t \rightarrow hu_i) = \frac{|\mathcal{G}_{i3}^u|^2 + |\mathcal{G}_{3i}^u|^2}{16\pi} \frac{(m_t^2 - h_h^2)^2}{m_t^3} \quad (2.13)$$

Quan sát tại LHC cho $\text{Br}(t \rightarrow hc) < 0.16\%$ và $\text{Br}(t \rightarrow hu) < 0.19\%$ với độ tin cậy 95%. Trong đồ thị 2.5, chúng tôi vẽ $\text{Br}(t \rightarrow hc)$ khi chọn $[(V_R^u)^\dagger h^u V_L^u]_{32} = [(V_R^u)^\dagger h^u V_L^u]_{23} = 2\sqrt{\frac{m_c m_t}{u}}$. $\text{Br}(t \rightarrow ch)$ có thể đạt đến 10^{-3} nếu thang vật lý mới khoảng vài trăm GeV, và hệ số $\frac{\lambda_3}{\lambda_2} > 5$. Trong miền tham số này, góc trộn

ξ là lớn. $\text{Br}(t \rightarrow ch)$ giảm xuống nhanh chóng khi hệ số $\frac{w}{u}$ tăng lên. Với góc trộn nhỏ ξ , $\text{Br}(t \rightarrow ch)$ thay đổi từ 10^{-5} to 10^{-8} .



Hình 2.5: Tỷ lệ rẽ nhánh của top quark thành hc .

2.3. Kết luận chương 2

Chúng tôi nghiên cứu các ràng buộc từ một số hiện tượng luận gắn với tương tác Yukawa vi phạm số vị trong mô hình S331.

Cả hai tam tuyến Higgs tương tác với lepton và quark, gây nên các tín hiệu vi phạm số vị trong phần lepton và quark. Chúng tôi đã chỉ ra rằng mô hình này cho tỷ lệ rẽ nhánh lớn của kênh rẽ vi phạm số vị lepton của Higgs $h \rightarrow \mu\tau$ và có thể đạt tới sự phù hợp với các ràng buộc thực nghiệm khác, chẳng hạn như $\tau \rightarrow \mu\gamma$ và $(g-2)_\mu$.

Các đóng góp của tương tác dòng trung hoà thay đổi vị, tương tác Higgs–quark–quark, hệ trộn meson được nghiên cứu. $\text{Br}(h \rightarrow qq')$ có thể được tăng lên dựa theo phép đo của hệ trộn meson. Tỷ lệ rẽ nhánh của kênh $t \rightarrow qh$ có thể đạt tới 10^{-3} , nhưng cũng có thể nhỏ cỡ 10^{-8} .

CHƯƠNG 3. MỘT SỐ RÀNG BUỘC VẬT LÝ NHẬN ĐƯỢC TỪ FCNC TRONG MÔ HÌNH 3-3-1-1

3.1. Tóm tắt về mô hình 3-3-1-1

Nhóm đối xứng chuẩn của mô hình là $SU(3)_C \times SU(3)_L \times U(1)_X \times U(1)_N$, toán tử điện tích và $B - L$

$$Q = T_3 + \beta T_8 + X, \quad B - L = \beta' T_8 + N, \quad (3.1)$$

Các lepton và quark, được sắp xếp như sau

$$\begin{aligned} \psi_{aL} &= (\nu_{aL}, e_{aL}, (N_{aR})^c)^T \sim (1, 3, -1/3, -2/3), \\ \nu_{aR} &\sim (1, 1, 0, -1), \quad e_{aR} \sim (1, 1, -1, -1), \\ Q_{\alpha L} &= (d_{\alpha L}, -u_{\alpha L}, D_{\alpha L})^T \sim (3, 3^*, 0, 0), \\ Q_{3L} &= (u_{3L}, d_{3L}, U_L)^T \sim (3, 3, 1/3, 2/3), \\ u_{aR} &\sim (3, 1, 2/3, 1/3), \quad d_{aR} \sim (3, 1, -1/3, 1/3), \\ U_R &\sim (3, 1, 2/3, 4/3), \quad D_{aR} \sim (3, 1, -1/3, -2/3), \end{aligned} \quad (3.2)$$

với $a = 1, 2, 3$, $\alpha = 1, 2$ là các chỉ số thế hệ. Phần vô hướng là

$$\begin{aligned} \eta^T &= (\eta_1^0, \eta_2^-, \eta_3^0)^T \sim (1, 3, -1/3, 1/3), \\ \rho^T &= (\rho_1^+, \rho_2^0, \rho_3^+)^T \sim (1, 3, 2/3, 1/3), \\ \chi^T &= (\chi_1^0, \chi_2^-, \chi_3^0)^T \sim (1, 3, -1/3, -2/3), \quad \phi \sim (1, 1, 0, 2). \end{aligned} \quad (3.3)$$

Các vô hướng trung hòa điện tích có các VEV là

$$\langle \eta_1^0 \rangle = \frac{u}{\sqrt{2}}, \quad \langle \rho_2^0 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad \langle \chi_3^0 \rangle = \frac{w}{\sqrt{2}}, \quad \langle \phi \rangle = \frac{\Lambda}{\sqrt{2}}. \quad (3.4)$$

Các VEVs, u, v , phá vỡ đối xứng điện yếu và sinh khối lượng cho các hạt của SM với điều kiện: $u^2 + v^2 = 246^2 \text{ GeV}^2$. Các VEVs, w, Λ , phá vỡ nhóm $SU(3)_L, U(1)_N$ và sinh khối lượng cho các hạt mới. Để đồng nhất SM, chúng tôi giả thiết $w, \Lambda \gg u, v$.

3.2. Kết quả nghiên cứu về một số ràng buộc vật lý nhận được từ FCNC trong mô hình 3-3-1-1

3.2.1. Một số quá trình hiếm truyền bởi boson chuẩn mới và vô hướng mới ở bậc cây

Trộn meson ở bậc cây

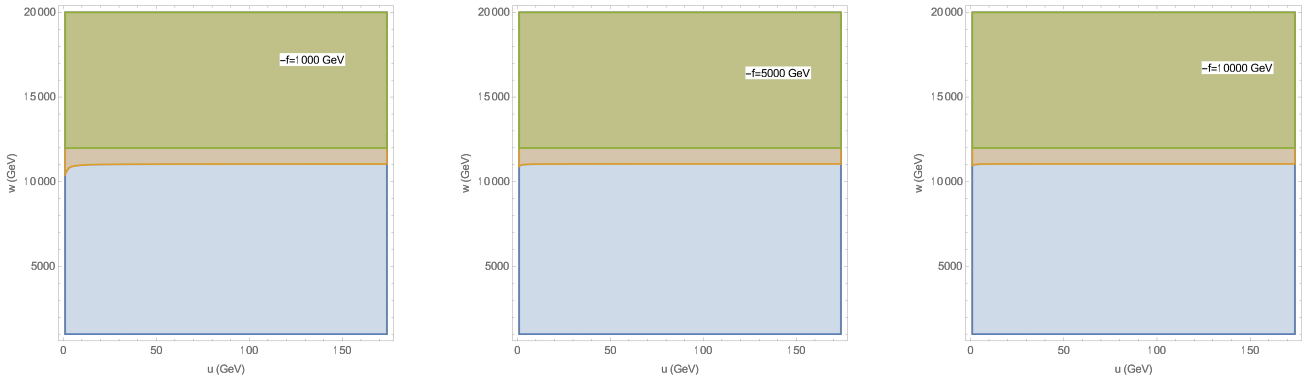
Do sự sắp xếp khác nhau giữa các thế hệ quark, quark của SM tương tác với hai tam tuyến Higg sẽ xuất hiện FCNC gắn với boson Higgs trung hòa ở gần đúng cây, bên cạnh boson mới $Z_{2,N}$. Chúng tôi bây giờ sẽ nghiên cứu sự ảnh hưởng của FCNC gắn với cả boson chuẩn mới và vô hướng mới vào các hệ dao động meson trong mô hình 3-3-1-1 như sau

Sự chênh lệch khối lượng meson có thể được tách ra thành các đóng góp của SM và vật lý mới (chi tiết xem trong luận án)

$$\Delta m_{K,B_d,B_s} = (\Delta m_{K,B_d,B_s})_{\text{SM}} + (\Delta m_{K,B_d,B_s})_{\text{NP}}, \quad (3.5)$$

Chúng tôi có các ràng buộc sau giữa vật lý mới và thực nghiệm

$$-0.3 < \frac{(\Delta m_K)_{\text{NP}}}{(\Delta m_K)_{\text{exp}}} < 0.3, \quad -0.4 < \frac{(\Delta m_{B_d})_{\text{NP}}}{(\Delta m_{B_d})_{\text{SM}}} < 0.17, \quad -0.29 < \frac{(\Delta m_{B_s})_{\text{NP}}}{(\Delta m_{B_s})_{\text{SM}}} < 0.2. \quad (3.6)$$

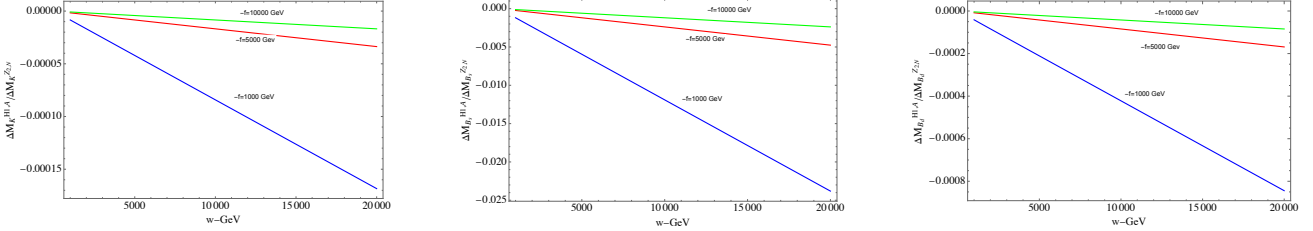


Hình 3.1: ràng buộc cho w và u từ các chênh lệch khối lượng meson $\Delta m_K, \Delta m_{B_s}$ và Δm_{B_d} . Miền khả di cho Δm_K là toàn bộ mặt phẳng, trong khi miền màu da cam và xanh là cho Δm_{B_s} và Δm_{B_d} .

Đồ thị 3.1 cho thấy các tham số trộn là ít bị ảnh hưởng bởi FCNC tương tác với các trường vô hướng.

Tiếp theo, chúng tôi đánh giá đóng góp của FCNCs tương tác với boson chuẩn mới vào các tham số trộn meson được thể hiện trong đồ thị 3.2. Kết quả cho thấy đóng góp chủ yếu đến từ FCNC của boson chuẩn.

Trong 3.1, miền tham số thỏa mãn các điều kiện trong (??),(3.6) là $w > 12$ TeV, chặt chẽ và lớn hơn đáng kể so với kết quả nhận được trước đây do trong nghiên cứu trước, các tác giả so sánh đóng góp vật lý mới với giá trị thực nghiệm và đã bỏ qua đóng góp của SM vào tiên đoán lý thuyết.



Hình 3.2: Đồ thị biểu diễn sự phụ thuộc các tỉ số $\Delta m_{K,B_s,B_d}^{H1,A} / \Delta m_{K,B_s,B_d}^{Z2,ZN}$ vào thang vật lý mới w .

Kênh rã $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$ và $B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-$

Hamiltonian hiệu dụng cho các quá trình $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$ và $B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-$ như sau

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* \sum_{i=9,10,S,P} (C_i(\mu) \mathcal{O}_i(\mu) + C'_i(\mu) \mathcal{O}'_i(\mu)), \quad (3.7)$$

Các hệ số Wilson của chúng bao gồm đóng góp SM và đóng góp vật lý mới ở bậc cây

$$\begin{aligned} C_9^{\text{NP}} &= -\Theta_{23} \frac{m_W^2}{c_W V_{tb} V_{ts}^*} \frac{(4\pi)^2}{e^2} \left(\frac{g_2 g_{V2}^{Z_2}(f)}{g m_{Z_2}^2} + \frac{g_N g_{V2}^{Z_N}(f)}{g m_{Z_N}^2} \right), \\ C_{10}^{\text{NP}} &= \Theta_{23} \frac{m_W^2}{c_W V_{tb} V_{ts}^*} \frac{(4\pi)^2}{e^2} \left(\frac{g_2 g_A^{Z_2}(f)}{g m_{Z_2}^2} + \frac{g_N g_A^{Z_N}(f)}{g m_{Z_N}^2} \right). \end{aligned} \quad (3.8)$$

Chú ý rằng $C_{S,P}^{\text{SM}} = C'_{S,P}^{\text{SM}} = 0$. Do đó, $C_{S,P}, C'_{S,P}$ thu được bởi các đóng góp vật lý mới như sau

$$\begin{aligned} C_S^{\text{NP}} &= \frac{8\pi^2}{e^2} \frac{1}{V_{tb} V_{ts}^*} \frac{\Gamma_{23}^d \Gamma_{\alpha\alpha}^l}{m_{H_1}^2}, & C'_S{}^{\text{NP}} &= \frac{8\pi^2}{e^2} \frac{1}{V_{tb} V_{ts}^*} \frac{(\Gamma_{32}^d)^* \Gamma_{\alpha\alpha}^l}{m_{H_1}^2}, \\ C_P^{\text{NP}} &= -\frac{8\pi^2}{e^2} \frac{1}{V_{tb} V_{ts}^*} \frac{\Gamma_{23}^d \Delta_{\alpha\alpha}^l}{m_A^2}, & C'_P{}^{\text{NP}} &= \frac{8\pi^2}{e^2} \frac{1}{V_{tb} V_{ts}^*} \frac{(\Gamma_{32}^d)^* \Delta_{\alpha\alpha}^l}{m_A^2}, \end{aligned} \quad (3.9)$$

với $\Gamma_{\alpha\alpha}^l = \Delta_{\alpha\alpha}^l = \frac{u}{v} m_{l_\alpha}$.

Tỉ lệ rẽ nhánh cho kênh $B_s \rightarrow l_\alpha^+ l_\alpha^-$

$$\begin{aligned} \text{Br}(B_s \rightarrow l_\alpha^+ l_\alpha^-)_{\text{theory}} &= \frac{\tau_{B_s}}{64\pi^3} \alpha^2 G_F^2 f_{B_s}^2 |V_{tb} V_{ts}^*|^2 m_{B_s} \sqrt{1 - \frac{4m_{l_\alpha}^2}{m_{B_s}^2}} \\ &\times \left\{ \left(1 - \frac{4m_{l_\alpha}^2}{m_{B_s}^2} \right) \left| \frac{m_{B_s}^2}{m_b + m_s} (C_S - C'_S) \right|^2 \right. \\ &\left. + \left| 2m_{l_\alpha} (C_{10} - C'_{10}) + \frac{m_{B_s}^2}{m_b + m_s} (C_P - C'_P) \right|^2 \right\}, \end{aligned} \quad (3.10)$$

Nếu xét thêm hiệu ứng dao động của hệ $B_s - \bar{B}_s$, giá trị lý thuyết và thực nghiệm liên hệ với nhau bởi

$$\text{Br}(B_s \rightarrow l_\alpha^+ l_\alpha^-)_{\text{exp}} \simeq \frac{1}{1 - y_s} \text{Br}(B_s \rightarrow l_\alpha^+ l_\alpha^-)_{\text{theory}}, \quad (3.11)$$

Với kênh $B_s \rightarrow e^+ e^-$, tiên đoán SM và giới hạn thực nghiệm là

$$\text{Br}(B_s \rightarrow e^+ e^-)_{\text{SM}} = (8.54 \pm 0.55) \times 10^{-14}, \quad \text{Br}(B_s \rightarrow e^+ e^-)_{\text{exp}} < 2.8 \times 10^{-7} \quad (3.12)$$

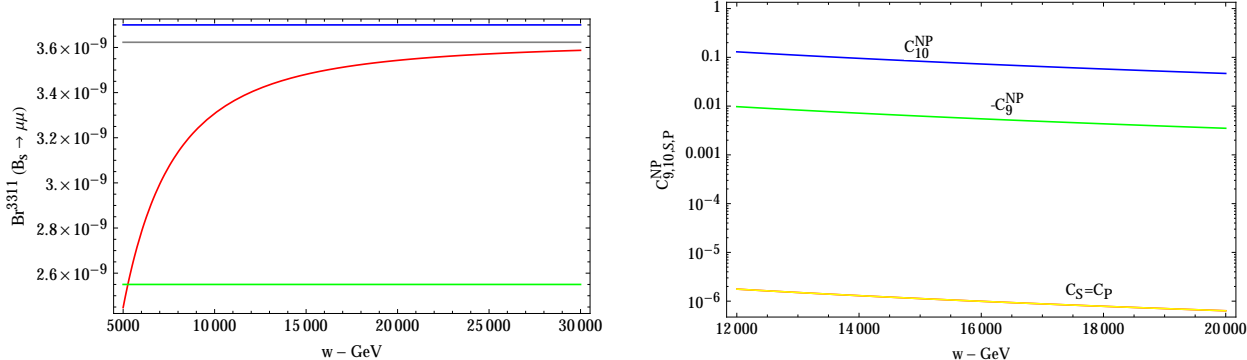
Đóng góp SM vào tỉ lệ rẽ nhánh của $B_s \rightarrow e^+ e^-$ bị chặn mạnh đối với giới hạn trên của thực nghiệm hiện nay. Đây có thể là kênh rất tốt để tìm kiếm cho vật lý mới. Ngược lại hoàn toàn với $B_s \rightarrow e^+ e^-$, kết quả thực nghiệm mới nhất của tỉ lệ rẽ nhánh $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ là

$$\text{Br}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\text{exp}} = (3.09_{-0.43}^{+0.46} {}_{-0.11}^{+0.15}) \times 10^{-9}. \quad (3.13)$$

Trong đó SM tiên đoán SM

$$\text{Br}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\text{SM}} = (3.66 \pm 0.14) \times 10^{-9}. \quad (3.14)$$

Hiệu ứng vật lý mới trong $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dẫn đến các ràng buộc mới chặt chẽ cho thang vật lý mới. Chúng tôi sẽ khảo sát số cho kênh rẽ $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$.



Hình 3.3: Bảng bên trái vẽ $\text{Br}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$: đường cong màu đỏ thể hiện giá trị tiên đoán của mô hình 3-3-1-1, đường màu xám thể hiện giá trị trung tâm của tiên đoán SM. Các đường màu xanh nước biển và xanh lá là các giới hạn trên và dưới của thực nghiệm. Bảng bên phải dự đoán đóng góp vật lý mới vào các hệ số Wilson. Cả hai bảng được vẽ bởi cố định: $\Lambda = 1000w$, $f = -w$, $u = 200$ GeV. Các tham số khác được lựa chọn như trong phần 3.2.1

Từ đồ thị 3.3 thì ta có $w > 5$ TeV, không chặt như giới hạn thu được ở phần trước. Do đó, miền phù hợp nhất cho giới hạn thực nghiệm của cả hệ trộn $(\bar{B}_s - B_s)$ và $\text{Br}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ là $w > 12$ TeV. Trong bảng bên phải của 3.3, $C_{9,10}^{\text{NP}} \gg C_{S,P}$. Với $w > 12$ TeV, $C_{10}^{\text{NP}} > 0$, $\text{Br}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ giảm khoảng 5% , mang lại giá trị tiên đoán lý thuyết và thực nghiệm gần với nhau hơn.

Các dị thường của kênh rã $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$ được giải thích nếu $C_9^{\text{NP}} \simeq -1.1$. Với điều kiện $w > 12$ TeV, $C_9^{\text{NP}} \simeq -0.01$,. Do vậy, mô hình 3-3-1-1 không thể giải thích được các dị thường của $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$.

Cả hai hệ số Wilson C_9, C_{10} đều cho đóng góp vào $\text{Br}(B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-)$. Như được tiên đoán bởi mô hình 3-3-1-1, với $w > 12$ TeV thì C_9^{NP} và C_{10}^{NP} là quá bé , cho nên mô hình 3-3-1-1 là không giải thích được dị thường trong kênh rã $B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-$.

3.2.2. Các kênh rã bổ đính

Kênh rã $b \rightarrow s\gamma$

Bên cạnh dòng mang điện liên hệ với boson chuẩn SM, W_μ^\pm , mô hình 3-3-1-1 còn chứa các dòng mang điện mới, tương tác với boson chuẩn mới Y_μ^\pm , hai Higgs mang điện mới H_4^\pm, H_5^\pm , và FCNC tương tác với $Z_{2,N}$. Tất cả những dòng trên sẽ đóng góp vào quá trình $b \rightarrow s\gamma$.

Hamiltonian hiệu dụng cho kênh rã $b \rightarrow s\gamma$ là

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{b \rightarrow s\gamma} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* [C_7(\mu_b) \mathcal{O}_7 + C_8(\mu_b) \mathcal{O}_8 + C_7'(\mu_b) \mathcal{O}_7' + C_8'(\mu_b) \mathcal{O}_8'], \quad (3.15)$$

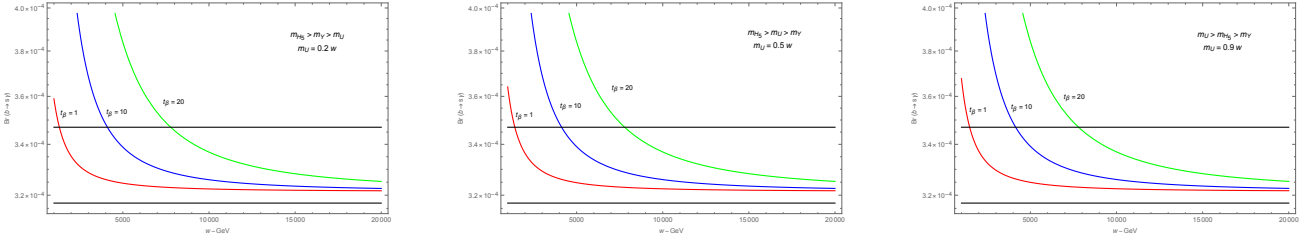
Các hệ số Wilson $C_{7,8}(\mu_b)$ tách thành như là tổng của đóng góp SM và đóng góp 3-3-1-1 : $C_{7,8}(\mu_b) = C_{7,8}^{\text{SM}}(\mu_b) + C_{7,8}^{\text{NP}}(\mu_b)$. Vật lý mới đóng góp vào $C_{7,8}^{\text{NP}}$ qua giản đồ một vòng (chi tiết xem trong luận án)

Chỉ số 0 thể hiện các hệ số Wilson này được tính mà chưa có đóng góp của QCD. Cần chú ý rằng các bổ đính QCD cho $b \rightarrow s\gamma$ là quan trọng và phải có mặt để tính toán được đầy đủ. Tại thang $\mu \sim m_b$, $w = 10$ TeV, ta có $C_7^{Z_{2,N}}(\mu_b) \simeq \mathcal{O}(10^{-5})$, nhỏ hơn rất nhiều so với của SM, $C_7^{\text{SM}}(\mu_b) = -0.3523$. Do đó, trong tính toán tiếp theo, $C_7^{Z_{2,N}}$ có thể được bỏ qua. Bổ đính QCD cho C_7^Y và $C_7^{H^5}$ tại bậc LO là

$$C_7^Y(\mu_b) = \kappa_7 C_7^Y(m_Y) + \kappa_8 C_8^Y(m_Y), \quad C_7^{H^5}(\mu_b) = \kappa_7 C_7^{H^5}(m_Y) + \kappa_8 C_8^{H^5}(m_Y) \quad (3.16)$$

Tỉ lệ rã nhánh $\text{Br}(b \rightarrow s\gamma)$ được cho bởi

$$\text{Br}(b \rightarrow s\gamma) = \frac{6\alpha}{\pi C} \frac{|V_{ts}^* V_{tb}|^2}{|V_{cb}|^2} (|C_7(\mu_b)|^2 + N(E_\gamma)) \text{Br}(b \rightarrow ce\bar{\nu}_e), \quad (3.17)$$

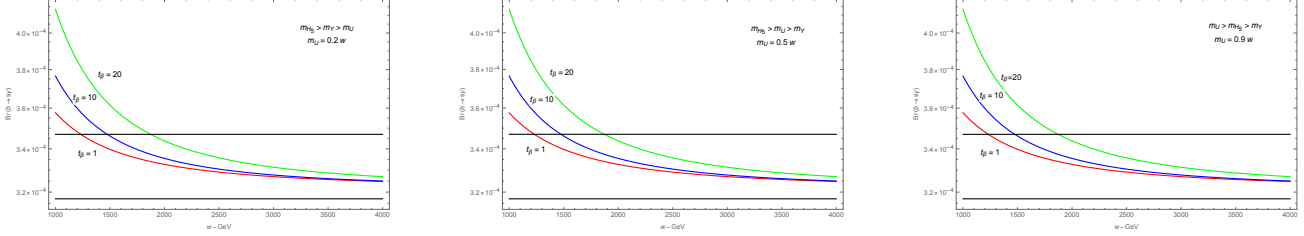


Hình 3.4: Sự phụ thuộc của $\text{Br}(b \rightarrow s\gamma)$ vào thang vật lý mới w trong giới hạn, $u, v \ll -f \frac{u^2 + v^2}{uv} \sim w \sim \Lambda$. Đường màu đen đậm thể hiện ràng buộc thực nghiệm hiện tại $\text{Br}(b \rightarrow s\gamma) = (3.32 \pm 0.15) \times 10^{-4}$

Trong đồ thị 3.4, chúng tôi nhận thấy rằng tỉ lệ rã nhánh này phụ thuộc mạnh vào giá trị của t_β trong đó số hạng chứa t_β đến từ $C_7^{H^5}$. Giới hạn dưới cho thang vật lý mới phụ thuộc vào giá trị của t_β , cụ thể, $w \geq 1$ TeV với $t_\beta = 1$; $w \geq 4.1$ TeV với $t_\beta = 10$; $w \geq 7.7$ TeV với $t_\beta = 20$. Những giới hạn này là nhỏ hơn so với kết quả đã nhận được ở các phần trước.

Tương tự, chúng tôi khảo sát $\text{Br}(b \rightarrow s\gamma)$ trong trường hợp $u, v \ll -f \sim w \sim \Lambda$ trong đồ thị 3.5. Chúng tôi nhận thấy rằng sự phụ thuộc của tỉ lệ rã

nhánh này vào t_β không mạnh bằng so với tiên đoán trong đồ thị 3.4. Với giới hạn $w > 12$ TeV, ảnh hưởng của t_β vào $\text{Br}(b \rightarrow s\gamma)$ trở nên không đáng kể và giá trị tỉ lệ rã nhánh được tiên đoán bởi lý thuyết gần đạt giá trị trung tâm của giới hạn thực nghiệm .



Hình 3.5: Sự phụ thuộc của tỉ lệ rã nhánh $\text{Br}(b \rightarrow s\gamma)$ vào thang vật lý mới w trong giới hạn $u, v \ll -f \sim w \sim \Lambda$.

Kênh rã CLFV

Mô hình 3-3-1-1 dự đoán một số tương tác dòng mang điện mới liên kết với hạt mang điện mới, $Y^\pm, H_{4,5}^\pm$ cho đóng góp vào kênh rã CLFV. Biểu thức Lagrangian hiệu dụng của quá trình $\mu \rightarrow e\gamma$

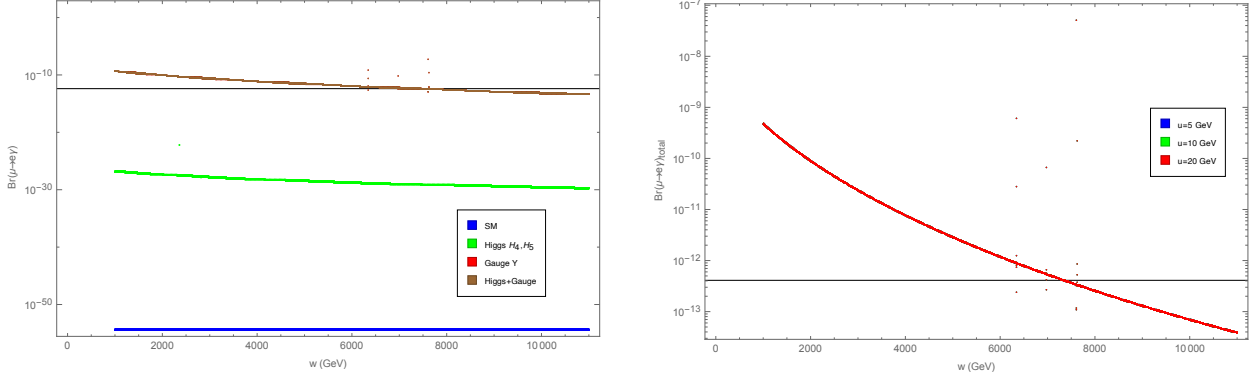
$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\mu \rightarrow e\gamma} = -4 \frac{eG_F}{\sqrt{2}} m_\mu (A_R \bar{e} \sigma_{\mu\nu} P_R \mu + A_L \bar{e} \sigma_{\mu\nu} P_L \mu) F^{\mu\nu} + H.c., \quad (3.18)$$

trong đó các hệ số A_L, A_R nhận được khi tính các giản đồ một vòng (chi tiết xem trong luận án)

Tỉ lệ rã nhánh $\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma)$ là

$$\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{12\pi^2}{G_F^2} (|A_L|^2 + |A_R|^2) \text{Br}(\mu \rightarrow e \tilde{\nu}_e \nu_\mu), \quad (3.19)$$

Hình bên trái của đồ thị 3.6 ước lượng mức độ của từng đóng góp vào $\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma)$. Đóng góp chủ đạo sẽ đến từ boson chuẩn mới Y^\pm . Để đồng nhất với giới hạn thực nghiệm, thang vật lý mới thoả mãn $w > 7.3$ TeV, giới hạn này giống với giới hạn nhận được từ khảo sát kênh rã $b \rightarrow s\gamma$.



Hình 3.6: Hình bên trái: Đồ thị biểu diễn sự phụ thuộc của tỉ lệ rẽ nhánh $\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma)$ vào thang vật lý mới w cho từng loại đóng góp khác nhau. Hình bên phải: Đồ thị thể hiện sự so sánh của sự phụ thuộc tỉ lệ rẽ nhánh của tất cả các đóng góp $\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma)_{\text{total}}$ vào thang vật lý mới w khi $u = 5$ GeV, $u = 10$ GeV and $u = 20$ GeV, một cách tương ứng. Đường đậm màu đen thể hiện giới hạn trên thực nghiệm

Hình bên phải của đồ thị 3.6 cho thấy $\text{Br}(\mu \rightarrow e\gamma)_{\text{total}}$ phụ thuộc rất nhỏ vào u . Điều quan trọng cần chú ý rằng các hệ số $A_{L,R}^{H_4, H_5}$ là chịu ảnh hưởng của thang điện yếu u và v . Do đó, kết quả này cho thấy các dòng mang điện liên kết với các hạt Higgs mang điện có ít ảnh hưởng đến kênh rẽ $\mu \rightarrow e\gamma$ và do đó có thể bỏ qua.

3.3. Kết luận chương 3

Trong mô hình 3-3-1-1, chúng tôi thảo luận một vài hiện tượng luận gắn với FCNC. Nguồn gây nên FCNC tại bậc cây đến từ cả phần boson chuẩn và Higgs đều được làm rõ. Thực nghiệm cho dao động meson sẽ ràng buộc cho FCNC bậc cây. Giới hạn dưới của thang vật lý mới được áp đặt là chặt chẽ hơn so với trước đây, $M_{\text{new}} > 12$ TeV.

Trong giới hạn này, FCNC bậc cây cho đóng góp không đáng kể vào $\text{Br}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$, $\text{Br}(B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-)$ và $\text{Br}(B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-)$. Tỉ lệ rẽ nhánh của kênh rẽ bổ đỉnh $b \rightarrow s\gamma$ bị ảnh hưởng bởi hệ số $\frac{v}{u}$ qua các giản đồ truyền bởi boson Higgs mang điện mới. Ngược lại, dòng mang điện của boson chuẩn mới Y_μ^\pm đóng góp chính vào quá trình rẽ $\mu \rightarrow e\gamma$.

KẾT LUẬN CHUNG

ẢNH HƯỞNG CỦA CÁC TRƯỜNG VÔ HƯỚNG LÊN DÒNG TRUNG HÒA THAY ĐỔI VỊ TRONG MÔ HÌNH S331 VÀ 3-3-1-1

A. Mô hình S331: Chúng tôi nghiên cứu các ràng buộc từ một số hiện tượng luận gắn với tương tác Yukawa vi phạm số vị trong mô hình S331.

- Cả hai tam tuyến Higgs tương tác với lepton và quark, gây nên các tín hiệu vi phạm số vị trong phần lepton và quark. Chúng tôi đã chỉ ra rằng mô hình này cho tỉ lệ rẽ nhánh lớn của kênh rẽ vi phạm số vị lepton của Higgs $h \rightarrow \mu\tau$ và có thể đạt tới sự phù hợp với các ràng buộc thực nghiệm khác, chẳng hạn như $\tau \rightarrow \mu\gamma$ và $(g-2)_\mu$.
- Các đóng góp của tương tác dòng trung hoà thay đổi vị, tương tác Higgs–quark–quark, hệ trộn meson được nghiên cứu. $\text{Br}(h \rightarrow qq')$ có thể được tăng lên dựa theo phép đo của hệ trộn meson. Tỉ lệ rẽ nhánh của kênh $t \rightarrow qh$ có thể đạt tới 10^{-3} , nhưng cũng có thể nhỏ cỡ 10^{-8} .

B. Mô hình 3-3-1-1: Trong mô hình 3-3-1-1, chúng tôi thảo luận một vài hiện tượng luận gắn với FCNC

- Nguồn gây nên FCNC tại bậc cây đến từ cả phần boson chuẩn và Higgs đều được làm rõ. Thực nghiệm cho dao động meson sẽ ràng buộc cho FCNC bậc cây. Giới hạn dưới của thang vật lý mới được áp đặt là chặt chẽ hơn so với trước đây, $M_{\text{new}} > 12 \text{ TeV}$.
- Trong giới hạn này, FCNC bậc cây cho đóng góp không đáng kể vào $\text{Br}(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-)$, $\text{Br}(B \rightarrow K^*\mu^+\mu^-)$ và $\text{Br}(B^+ \rightarrow K^+\mu^+\mu^-)$.
- Tỉ lệ rẽ nhánh riêng phần của kênh rẽ bỏ đỉnh $b \rightarrow s\gamma$ bị ảnh hưởng bởi hệ số $\frac{v}{u}$ qua các giản đồ truyền bởi boson Higgs mang điện mới. Ngược lại, dòng mang điện của boson chuẩn mới Y_μ^\pm đóng góp chính vào quá trình rẽ $\mu \rightarrow e\gamma$.

NHỮNG ĐÓNG GÓP MỚI CỦA LUẬN ÁN

1. Chúng tôi nghiên cứu các ràng buộc từ một số hiện tượng luận gắn với tương tác Yukawa vi phạm số vị trong mô hình S331. Chúng tôi đã chỉ ra rằng mô hình này cho tỉ lệ rẽ nhánh ớn của kênh rẽ vi phạm số vị lepton của Higgs $h \rightarrow \mu\tau$ và có thể đạt tới sự phù hợp với các ràng buộc thực nghiệm khác, chẳng hạn như $\tau \rightarrow \mu\gamma$ và $(g-2)_\mu$. Các đóng góp của tương tác dòng trung hoà thay đổi vị, tương tác Higgs–quark–quark, hệ trộn meson được nghiên cứu. $\text{Br}(h \rightarrow qq')$ có thể được tăng lên dựa theo phép đo của hệ trộn meson. Tỉ lệ rẽ nhánh của kênh $t \rightarrow qh$ có thể đạt tới 10^{-3} , nhưng cũng có thể nhỏ cỡ 10^{-8} .
2. Trong mô hình 3-3-1-1, chúng tôi thảo luận một vài hiện tượng luận gắn với FCNC. Nguồn gây nên FCNC tại bậc cây đến từ cả phần boson chuẩn và Higgs đều được làm rõ. Thực nghiệm cho dao động meson sẽ ràng buộc cho FCNC bậc cây. Giới hạn dưới của thang vật lý mới được áp đặt là chặt chẽ hơn so với trước đây, $M_{\text{new}} > 12 \text{ TeV}$. Trong giới hạn này, FCNC bậc cây cho đóng góp không đáng kể vào $\text{Br}(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-)$, $\text{Br}(B \rightarrow K^*\mu^+\mu^-)$ và $\text{Br}(B^+ \rightarrow K^+\mu^+\mu^-)$. Tỉ lệ rẽ nhánh của kênh rẽ bỏ đỉnh $b \rightarrow s\gamma$ bị ảnh hưởng bởi hệ số $\frac{v}{u}$ qua các giản đồ truyền bởi boson Higgs mang điện mới. Ngược lại, dòng mang điện của boson chuẩn mới Y_μ^\pm đóng góp chính vào quá trình rẽ $\mu \rightarrow e\gamma$.