

ĐẠI HỌC QUỐC GIA HÀ NỘI
TRƯỜNG ĐẠI HỌC KHOA HỌC TỰ NHIÊN

Đinh Quang Sáng

**MÔ HÌNH CHUẨN MỞ RỘNG
VỚI CÁC HẠT VECTORLIKE VÀ NHÓM $U(1)_X$**

Chuyên ngành: Vật lý lý thuyết và Vật lý toán

Mã số: 9440130.01

TÓM TẮT LUẬN ÁN TIẾN SĨ VẬT LÝ

Hà Nội - 2025

Công trình được hoàn thành tại:

Trường Đại học Khoa học Tự nhiên, Đại học Quốc gia Hà Nội

Người hướng dẫn khoa học: 1. PGS. TS. Trần Minh Hiếu

2. PGS. TS. Phạm Thúc Tuyền

Phản biện: GS. TS. Trần Công Phong

Viện Khoa học Giáo dục Việt Nam

Phản biện: PGS. TS. Lê Văn Vinh

Đại học Phenikaa

Phản biện: PGS. TS. Đỗ Thị Hương

Viện Vật lý, Viện Hàn lâm KH&CN Việt Nam

Luận án sẽ được bảo vệ trước Hội đồng đánh giá luận án tiến sĩ

họp tại: Trường Đại học Khoa học Tự nhiên - ĐHQGHN

vào hồi: giờ ngày tháng năm 2025

Có thể tìm hiểu luận án tại:

- Thư viện Quốc gia Việt Nam;

- Trung tâm Thư viện và Tri thức số, Đại học Quốc gia Hà Nội

Mở đầu

Lý do chọn đề tài nghiên cứu

Mô hình chuẩn là một mô hình khá thành công và đang được sử dụng rộng rãi trong lĩnh vực nghiên cứu hạt cơ bản. Tuy vậy, mô hình này cũng có những hạn chế. Một số kết quả đo đạc thực nghiệm hiện tại có độ lệch tương đối cao so với các tính toán lý thuyết từ mô hình chuẩn. Những dị thường này đã trở thành các công cụ quan trọng để kiểm tra độ chính xác của mô hình. Một trong số đó là moment từ dị thường của muon, các đại lượng quan sát được liên quan tới các phân rã hiếm của B meson, tính unitary của ma trận CKM... Do đó, chúng ta cần mở rộng mô hình chuẩn để giải quyết các vấn đề này.

Trong các mô hình vật lý mới, luận án đặc biệt quan tâm đến mô hình Bélanger-Delaunay-Westhoff (BDW), một mô hình mở rộng của mô hình chuẩn có sự tham gia của các hạt vectorlike fermion và thêm vào một nhóm đối xứng chuẩn Abelian. Mô hình BDW có ưu điểm là đã mở rộng hợp lý mô hình chuẩn, giải thích được sự sai lệch của một số kết quả thực nghiệm so với tiên đoán của mô hình chuẩn, đồng thời còn đưa ra được một ứng cử viên để mô tả vật chất tối. Tuy nhiên, nó lại giả thiết số hạng trộn động năng giữa hai trường chuẩn Abelian là bé và bỏ qua. Việc làm này giúp mô hình trở nên bớt cồng kềnh hơn, có điều nó cũng làm cho tính toàn diện của mô hình bị giảm xuống. Điều này làm nảy sinh nhu cầu khảo sát mô hình mở rộng nói trên một cách kỹ càng hơn. Đây chính là lý do chúng tôi lựa chọn đề tài nghiên cứu **"Mô hình chuẩn mở rộng với các hạt vectorlike và nhóm $U(1)_X$ "**.

Mục đích, đối tượng và phạm vi nghiên cứu

Luận án tập trung nghiên cứu các các vấn đề sau: moment từ dị thường của muon a_μ (bài toán $g_\mu - 2$), các quá trình phân rã B-meson thành Kaon và cặp lepton μ, e : $B \rightarrow Kl^+l^-$ và $B \rightarrow K^*l^+l^-$, quá trình chuyển tiếp quark $b \rightarrow s\gamma$, cùng với tính unitary của ma trận CKM trong khuôn khổ mô hình BDW, có xét đến trường hợp số hạng trộn động năng khác không.

Phương pháp nghiên cứu

Các phương pháp nghiên cứu bao gồm kỹ thuật giản đồ Feynman, khử phân kỳ, tái chuẩn hóa... của lý thuyết trường, lý thuyết nhóm, cùng với các công cụ máy tính như phần mềm Mathematica và các gói mở rộng của nó.

Ý nghĩa khoa học và thực tiễn của luận án

Luận án đã tổng quát hóa mô hình BDW trong trường hợp có hệ số trộn động năng $k \neq 0$, đồng thời cũng đã khảo sát một số quá trình phân rã hiếm của B meson, moment từ dị thường của muon, cũng như tính unitary của ma trận CKM và thu được hàng loạt điều kiện ràng buộc cho các tham số của mô hình. Các kết quả này giúp ta có cái nhìn toàn diện hơn về mô hình. Ngoài ra, việc thu hẹp không gian tham số tự do cũng góp phần giúp mô hình trở nên càng chính xác, có thể đưa ra nhiều tiên đoán phù hợp với thực nghiệm hơn. Các kết quả nghiên cứu này là mới và có ý nghĩa khoa học quan trọng.

Bố cục của luận án

Ngoài phần mở đầu, kết luận, tài liệu tham khảo và các phụ lục, nội dung chính của luận án được trình bày trong 3 chương. Chương 1: Tổng quan về mô hình Bélanger-Delaunay-Westhoff. Chương 2: Muon $g - 2$ và phân rã semileptonic của B meson với số hạng trộn động năng. Chương 3: Phân rã $B \rightarrow X_s \gamma$ và tính unitary của ma trận CKM.

Các kết quả của luận án đã được đăng trên các tạp chí sau:

- Một bài báo đã đăng trên tạp chí Physical Review D.
- Một bài báo đã đăng trên tạp chí Nuclear Physics B.
- Một bài báo đã đăng trên tạp chí Communications in Physics.
- Một bài báo đã đăng trên tạp chí VNU Journal of Science: Mathematics - Physics.

1 Tổng quan về mô hình Bélanger-Delaunay-Westhoff

Chương này trình bày về cấu trúc hạt, nhóm chuẩn và Lagrangian của mô hình chuẩn và sau đó là mô hình mở rộng BDW của nó. Các số hạng

khối lượng và các tương tác liên quan đến các hạt mới của mô hình cũng sẽ được tính toán chi tiết.

1.1 Sơ lược về Mô hình chuẩn

Mục này trình bày sơ lược về cấu trúc hạt, nhóm chuẩn, và Lagrangian của Mô hình chuẩn. Nhìn chung, Mô hình chuẩn mặc dù là một mô hình khá thành công, nhưng bên cạnh đó, nó cũng tồn tại nhiều khiếm khuyết. Do đó, ta cần phải mở rộng mô hình chuẩn để được một mô hình toàn diện hơn.

1.2 Mô hình Bélanger-Delaunay-Westhoff

1.2.1 Lagrangian của mô hình

Mô hình Bélanger-Delaunay-Westhoff (BDW) là một mô hình mở rộng của mô hình chuẩn bằng cách bổ sung một nhóm đối xứng $U(1)_X$ mới và các hạt mới. Ngoài các hạt cơ bản của mô hình chuẩn, mô hình còn thêm vào các hạt vectorlike lepton (L_L, L_R), vectorlike quark (Q_L, Q_R), cùng hai trường vô hướng phức χ và ϕ .

Tính chất đối xứng của các hạt mới được liệt kê trong bảng 1.2.

Loại hạt	Spin	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	$U(1)_X$
L_L, L_R	1/2	1	2	-1/2	1
Q_L, Q_R	1/2	3	2	1/6	-2
χ	0	1	1	0	-1
ϕ	0	1	1	0	2

Bảng 1.2: Đặc tính lượng tử của các hạt mới trong mô hình BDW.

Các số hạng tương tác liên quan tới các hạt mới được viết như sau:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{NP}} \supset & -\lambda_{\phi H} |\phi|^2 |H|^2 - \lambda_{\chi H} |\chi|^2 |H|^2 \\ & - \left[y \bar{\ell}_L L_R \chi + w \bar{q}_L Q_R \phi + h.c. \right] - V_0(\phi, \chi), \end{aligned} \quad (1.15)$$

trong đó, H là lưỡng tuyến Higgs trong MHC, ℓ_L và q_L là các lưỡng tuyến các thành phần tay trái của lepton và quark trong MHC. V_0 là thế vô hướng

liên quan đến các trường vô hướng mới ϕ và χ

$$V_0(\chi, \phi) = \lambda_\phi |\phi|^4 + m_\phi^2 |\phi|^2 + \lambda_\chi |\chi|^4 + m_\chi^2 |\chi|^2 + \lambda_{\phi\chi} |\phi|^2 |\chi|^2 + (r\phi\chi^2 + h.c.). \quad (1.17)$$

Số hạng khối lượng của các vectorlike fermion có dạng:

$$\mathcal{L}_{\text{NP}} \supset - (M_L \bar{L}_L L_R + M_Q \bar{Q}_L Q_R + h.c.), \quad (1.26)$$

trong đó, khối lượng M_L và M_Q được giả thiết là rất lớn.

1.2.2 Khối lượng của các hạt mới

Mục này trình bày quá trình tính toán các số hạng khối lượng của các trường vô hướng mới χ , ϕ , hạt truyền tương tác trường chuẩn mới Z' , cùng vectorlike quark.

1.2.3 Tương tác trường chuẩn

Trong mục này, chúng tôi xem xét tương tác giữa các boson trường chuẩn (photon, gluon, Z , W^\pm , Z') cùng các fermion trong mô hình BDW trong hệ cơ sở hương vị quark và hệ cơ sở khối lượng. Các số hạng tương tác đều đã được tính toán chi tiết.

1.2.4 Tương tác của các trường vô hướng mới

Mục này tính toán các số hạng tương tác giữa các vô hướng mới và fermion trong mô hình; giữa các vô hướng mới và trường chuẩn Z' ; cũng như các số hạng tương tác bậc cao giữa các vô hướng mới này với nhau.

1.2.5 Một số nhận xét về mô hình

Mục này trình bày một số nhận xét về mô hình BDW mà ta vừa xét ở trên.

1.3 Kết luận chương 1

Trong chương 1 của luận án, đầu tiên, Lagrangian của mô hình chuẩn được trình bày một cách sơ lược. Kế đó, chúng tôi mô tả mô hình mở rộng

BDW của mô hình chuẩn. Lagrangian của mô hình này cùng các số hạng quan trọng liên quan tới phần vật lý mới đã được tính toán cụ thể.

2 Muon $g - 2$ và phân rã semileptonic của B meson với số hạng trộn động năng

Chương này sử dụng mô hình BDW để khảo sát bài toán muon $g - 2$ và hai phân rã hiếm $B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-$, $B^0 \rightarrow K^*(892)^0 \mu^+ \mu^-$, có đối chiếu cả hai trường hợp có và không có số hạng trộn động năng. Từ các dữ liệu thực nghiệm tương ứng, vùng tham số cho phép của mô hình sẽ được tìm ra.

2.1 Số hạng trộn động năng

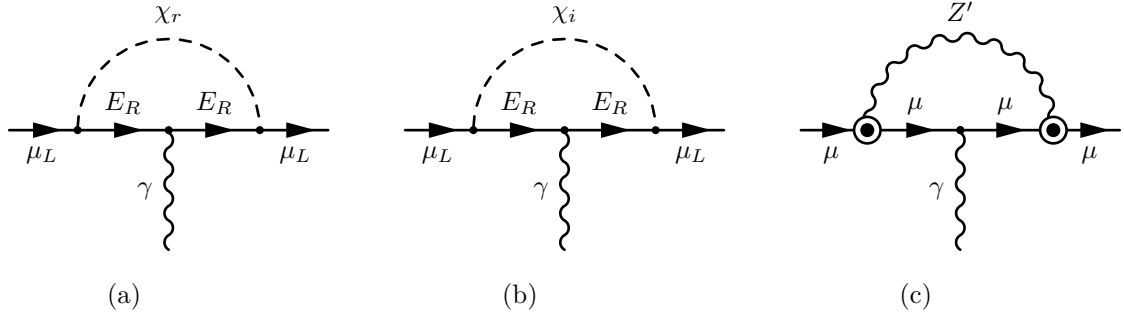
Xét một mô hình lý thuyết chứa hai nhóm chuẩn Abelian $U(1) \times U(1)_X$. Phần Lagrangian của mô hình chỉ liên quan đến các trường chuẩn

$$\mathcal{L}_{\text{gauge}}^{\text{kinetic}} \supset -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^1 F^{1\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^2 F^{2\mu\nu} - \frac{k}{2}F_{\mu\nu}^1 F^{2\mu\nu}, \quad (2.1)$$

Số hạng cuối cùng chính là số hạng trộn động năng, với k là hệ số trộn động năng. Bằng cách thực hiện một phép quay thích hợp trong không gian các trường chuẩn, ta có thể khử số hạng trộn động năng này đi. Phép quay này được chọn sao cho tích và hằng số tương tác của trường chuẩn thứ hai được định nghĩa lại, trong khi các đặc trưng của trường chuẩn thứ nhất không thay đổi. Thủ thuật này giúp cho việc tính toán trở nên đơn giản hơn rất nhiều.

2.2 Muon $g - 2$

Các giản đồ Feynman ứng với các đóng góp chủ đạo của vật lý mới đối với muon $g - 2$ được biểu diễn trên hình 2.1.



Hình 2.1: Các đóng góp chủ đạo của vật lý mới đối với muon $g - 2$. Các đỉnh tương tác chỉ sinh ra do hiệu ứng trộn động năng được biểu diễn bằng một vòng tròn bao quanh một dấu chấm.

Biểu thức giải tích đóng góp của vật lý mới đối với muon $g - 2$ có dạng như sau:

$$\begin{aligned}
\Delta a_\mu^{\text{NP}} = & \frac{|y_\mu|^2 m_\mu^2}{32\pi^2 m_{\chi_r}^2} \left[F_g(\tau) + \left(\frac{1}{1+\delta} \right) F_g\left(\frac{\tau}{1+\delta}\right) \right] \\
& + \frac{\beta}{4\pi^2} \int_0^1 dz (1-z) \left\{ \left(-g_A \sin \alpha_Z + g_A^k \cos \alpha_Z \right)^2 (3z-1) \ln [\beta(1-z)^2 + z] \right. \\
& \left. + \frac{\left(-g_V \sin \alpha_Z + g_V^k \cos \alpha_Z \right)^2 z(1-z) - \left(-g_A \sin \alpha_Z + g_A^k \cos \alpha_Z \right)^2 z(z+3)}{\beta(1-z)^2 + z} \right\}, \tag{2.45}
\end{aligned}$$

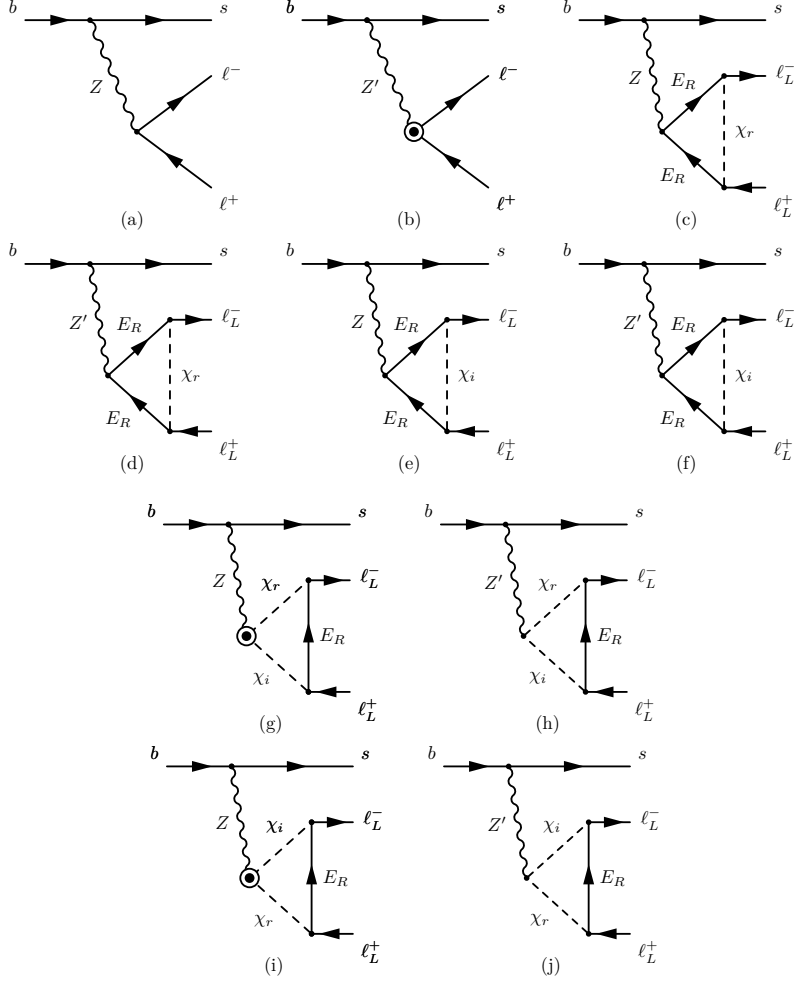
với $\tau = \frac{m_L^2}{m_{\chi_r}^2}$, $\delta = \frac{m_{\chi_i}^2}{m_{\chi_r}^2} - 1$, $\beta = \frac{m_\mu^2}{m_{Z'}^2}$, và

$$F_g(x) = \frac{1}{6(1-x)^4} (6x \ln x + x^3 - 6x^2 + 3x + 2). \tag{2.49}$$

2.3 Các hệ số Wilson

Phần bổ chính liên quan tới vật lý mới đối với bốn hệ số Wilson $C_{9,10}^{(\prime)}$ theo các giản đồ trên hình 2.2 là:

$$\begin{aligned}
C_9^{\text{NP}} = & \frac{12g_X + kg_Y}{12(1-k^2)} \left(\frac{g_X \cos \alpha_Z}{m_{Z'}^2} A_k + \frac{g_2 \sin \alpha_Z}{m_Z^2} A_k^Z \right) \Lambda_{\text{SM}}^2 \frac{|V_{tb} V_{ts}^*|}{V_{tb} V_{ts}^*} A_{bs}, \tag{2.50} \\
C_9^{\prime \text{NP}} = & \left\{ \frac{12g_X + kg_Y}{12(1-k^2)} \left(\frac{g_X \cos \alpha_Z}{m_{Z'}^2} A_k + \frac{g_2 \sin \alpha_Z}{m_Z^2} A_k^Z \right) \right.
\end{aligned}$$



Hình 2.2: Các đóng góp chủ đạo của vật lý mới đối với các hệ số Wilson $C_9^{(\prime)}$ and $C_{10}^{(\prime)}$.

$$+ \frac{g_2 \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W\right)}{2 \cos \theta_W \sqrt{1 - k^2}} \left[\frac{g_X \sin \alpha_Z}{m_{Z'}^2} A_k - \frac{g_2 \cos \alpha_Z}{m_Z^2} A_k^Z \right] \left. \vphantom{\frac{g_2 \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W\right)}{2 \cos \theta_W \sqrt{1 - k^2}}} \right\} \Lambda_{\text{SM}}^2 \frac{|V_{tb} V_{ts}^*|}{V_{tb} V_{ts}^*} B_{bs}, \quad (2.51)$$

$$C_{10}^{\text{NP}} = \frac{12g_X + kg_Y}{12(1 - k^2)} \left(\frac{g_X \cos \alpha_Z}{m_{Z'}^2} B_k + \frac{g_2 \sin \alpha_Z}{m_Z^2} B_k^Z \right) \Lambda_{\text{SM}}^2 \frac{|V_{tb} V_{ts}^*|}{V_{tb} V_{ts}^*} A_{bs}, \quad (2.52)$$

$$C_{10}^{\prime \text{NP}} = \left\{ \frac{12g_X + kg_Y}{12(1 - k^2)} \left(\frac{g_X \cos \alpha_Z}{m_{Z'}^2} B_k + \frac{g_2 \sin \alpha_Z}{m_Z^2} B_k^Z \right) + \frac{g_2 \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W\right)}{2 \cos \theta_W \sqrt{1 - k^2}} \left[\frac{g_X \sin \alpha_Z}{m_{Z'}^2} B_k - \frac{g_2 \cos \alpha_Z}{m_Z^2} B_k^Z \right] \right\} \Lambda_{\text{SM}}^2 \frac{|V_{tb} V_{ts}^*|}{V_{tb} V_{ts}^*} B_{bs}, \quad (2.53)$$

trong đó, các ký hiệu A_k , A_k^Z , B_k , and B_k^Z được định nghĩa như sau

$$A_k(q^2) = \left[\frac{3kg_Y \cos \alpha_Z}{4g_X} - \frac{g_2 \sqrt{1-k^2} \sin \alpha_Z}{g_X \cos \theta_W} \left(-\frac{1}{4} + \sin^2 \theta_W \right) \right] + \frac{|y_\ell|^2 \cos \alpha_Z}{32\pi^2} f_A \\ + \frac{|y_\ell|^2}{32\pi^2} \left[\left(1 + \frac{kg_Y}{2g_X} \right) \cos \alpha_Z - \frac{g_2 \sqrt{1-k^2} \sin \alpha_Z}{g_X \cos \theta_W} \left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right) \right] g_A, \quad (2.54)$$

$$A_k^Z(q^2) = \left[\frac{\sqrt{1-k^2}}{\cos \theta_W} \left(-\frac{1}{4} + \sin^2 \theta_W \right) \cos \alpha_Z + \frac{3kg_Y}{4g_2} \sin \alpha_Z \right] + \frac{|y_\ell|^2 g_X \sin \alpha_Z}{32\pi^2 g_2} f_A \\ + \frac{|y_\ell|^2}{32\pi^2} \left[\frac{\sqrt{1-k^2} \cos \alpha_Z}{\cos \theta_W} \left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right) + \left(1 + \frac{kg_Y}{2g_X} \right) \frac{g_X \sin \alpha_Z}{g_2} \right] g_A, \quad (2.55)$$

$$B_k(q^2) = \left[\frac{kg_Y \cos \alpha_Z}{4g_X} - \frac{g_2 \sqrt{1-k^2} \sin \alpha_Z}{4g_X \cos \theta_W} \right] - \frac{|y_\ell|^2 \cos \alpha_Z}{32\pi^2} f_B \\ + \frac{|y_\ell|^2}{32\pi^2} \left[\left(1 + \frac{kg_Y}{2g_X} \right) \cos \alpha_Z - \frac{g_2 \sqrt{1-k^2} \sin \alpha_Z}{g_X \cos \theta_W} \left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right) \right] g_B, \quad (2.56)$$

$$B_k^Z(q^2) = \left[\frac{\sqrt{1-k^2}}{4 \cos \theta_W} \cos \alpha_Z + \frac{kg_Y}{4g_2} \sin \alpha_Z \right] - \frac{|y_\ell|^2 g_X \sin \alpha_Z}{32\pi^2 g_2} f_B \\ + \frac{|y_\ell|^2}{32\pi^2} \left[\frac{\sqrt{1-k^2} \cos \alpha_Z}{\cos \theta_W} \left(-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right) + \left(1 + \frac{kg_Y}{2g_X} \right) \frac{g_X \sin \alpha_Z}{g_2} \right] g_B. \quad (2.57)$$

Trong các công thức trên, các hàm tích phân vòng f_A , g_A , f_B , và g_B được cho bởi

$$f_A = \int dx dy dz \delta(1-x-y-z) \left\{ \frac{\ln[(\tau z + x + y + \delta x)(\tau z + x + y + \delta y)]}{2} \right. \\ \left. - \frac{m_\ell^2}{m_{\chi_r}^2} z(1-z) \left[\frac{1}{\tau z + x + y + \delta x} + \frac{1}{\tau z + x + y + \delta y} \right] \right\}, \quad (2.58)$$

$$g_A = \int dx dy dz \delta(1-x-y-z) \left\{ -\frac{\ln[(\tau(x+y)+z)(\tau(x+y)+z+\delta z)]}{2} \right\}$$

$$+ \frac{z^2 m_\ell^2 + xyq^2 + m_L^2}{2m_{\chi_r}^2} \left[\frac{1}{\tau(x+y) + z} + \frac{1}{\tau(x+y) + z + \delta z} \right] \Bigg\}, \quad (2.59)$$

$$f_B = \int dx dy dz \delta(1-x-y-z) \frac{\ln [(\tau z + x + y + \delta x)(\tau z + x + y + \delta y)]}{2}, \quad (2.60)$$

$$g_B = \int dx dy dz \delta(1-x-y-z) \left\{ \frac{\ln [(\tau(x+y) + z)(\tau(x+y) + z + \delta z)]}{2} + \frac{z^2 m_\ell^2 - xyq^2 - m_L^2}{2m_{\chi_r}^2} \left[\frac{1}{\tau(x+y) + z} + \frac{1}{\tau(x+y) + z + \delta z} \right] \right\}, \quad (2.61)$$

là kết quả của quá trình tham số hóa Feynman. Trong các công thức này, ℓ là một trong các lepton mang điện trong mô hình chuẩn $\{e, \mu, \tau\}$.

2.4 Phân tích số liệu và đồ thị

Trong quá trình phân tích số liệu, để đơn giản, ta giả thiết các vectorlike lepton chỉ tương tác với muon (y_μ đáng kể), còn tương tác với electron có thể bỏ qua ($y_e = 0$). Từ đó, bộ các tham số tự do đầu vào sẽ là

$$m_{\chi_r}, m_{Z'}, k, g_X, y_\mu, \tau, \delta, A_{bs}, B_{bs}. \quad (2.62)$$

Trong mục này, ta xem xét các ràng buộc liên quan tới moment từ dị thường muon, và các phân rã semileptonic của B meson. Độ lệch giữa giá trị thực nghiệm và tiên đoán MHC của muon $g - 2$ là

$$\Delta a_\mu \equiv a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{SM}} = (25.1 \pm 5.9) \times 10^{-10}. \quad (2.63)$$

Nếu xét thêm thí nghiệm đang tiến hành E989, độ lệch trên được dự kiến là

$$\Delta a_\mu^{\text{projected}} = (25.1 \pm 4.6) \times 10^{-10}, \quad (2.64)$$

cũng tức là 5.5σ .

Về phần các phân rã semileptonic của B meson, xét khối lượng bất biến của muon trong miền $q^2 = [1.1, 6.0] \text{ GeV}^2$, ta có các ràng buộc trong vùng

2σ như sau:

$$1.050 \times 10^{-7} < BR(B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-) < 1.322 \times 10^{-7}, \quad (2.65)$$

$$1.382 \times 10^{-7} < BR(B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-) < 1.970 \times 10^{-7}, \quad (2.66)$$

$$0.764 < R_K = \frac{BR(B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-)}{BR(B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-)} < 0.934, \quad (2.67)$$

$$0.53 < R_{K^*} = \frac{BR(B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-)}{BR(B^0 \rightarrow K^{*0} e^+ e^-)} < 0.95, \quad (2.68)$$

theo các kết quả từ thí nghiệm LHCb.

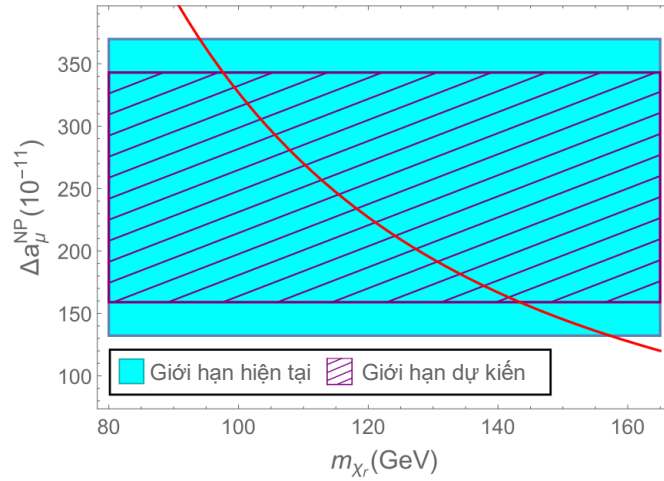
Ngoài ra, ta có điều kiện ràng buộc đối với khối lượng vectorlike lepton mang điện và hạt χ_r theo các thí nghiệm ở LEP và LHC là

$$m_L \gtrsim 100 \text{ GeV}, \quad (2.87)$$

và

$$0 < m_L - m_{\chi_r} \lesssim 60 \text{ (GeV)}. \quad (2.89)$$

*** Ràng buộc đối với m_{χ_r} :**

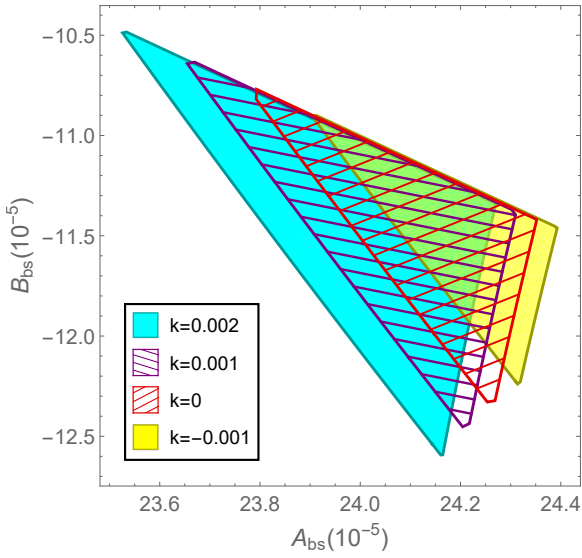


Hình 2.3: Đóng góp của vật lý mới đối với moment từ dị thường của muon như một hàm của m_{χ_r} trong trường hợp $\tau = 1.78$, $\delta = 1$, $y_\mu = 3$, và $k = 0$. Vùng màu xanh da trời và vùng gạch chéo lần lượt là các giới hạn 2σ hiện tại (2.63) và dự kiến khi thí nghiệm E989 hoàn thành (2.64).

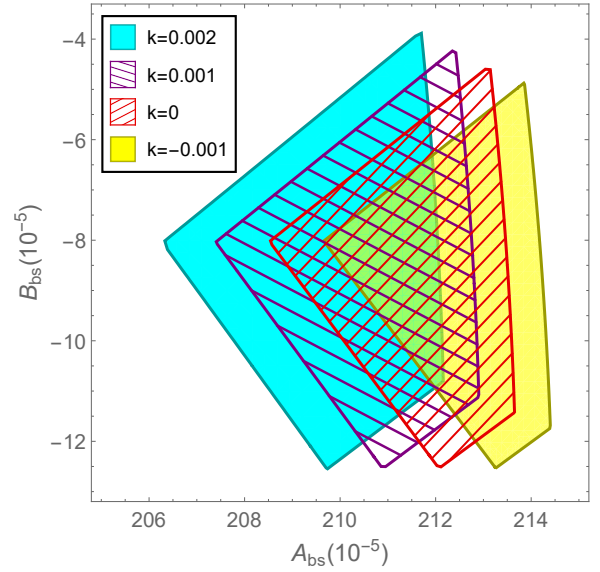
Trên hình 2.3, ta biểu diễn sự phụ thuộc của Δa_μ^{NP} vào m_{χ_r} với các tham số khác nhận giá trị cố định, $\tau = 1.78$, $\delta = 1$, $y_\mu = 3$, và $k = 0$. Trong

trường hợp này, từ các giới hạn (2.63) đối với muon $g - 2$ ta suy ra khoảng 2σ cho các giá trị khả dĩ của khối lượng χ_r là $94 \text{ GeV} \lesssim m_{\chi_r} \lesssim 157 \text{ GeV}$. Trong tương lai gần, khi các đo đạc ở thí nghiệm E989 hoàn thành, ta dự kiến vùng tham số này sẽ được cải thiện hơn. Giới hạn dự kiến trong (2.64) dẫn đến một ràng buộc càng nghiêm ngặt hơn đối với tham số này, đó là $98 \text{ GeV} \lesssim m_{\chi_r} \lesssim 143 \text{ GeV}$. Trong các phân tích tiếp theo về muon $g - 2$ trong luận án, chúng tôi chọn $m_{\chi_r} = 120 \text{ GeV}$ với vai trò là giá trị đại diện.

*** Các ràng buộc thực nghiệm trên mặt phẳng (A_{bs}, B_{bs}) :**



Hình 2.7: Vùng tham số khả dĩ bên trái trên mặt phẳng (A_{bs}, B_{bs}) cho trường hợp $m_{Z'} = 300 \text{ GeV}$, $y_\mu = 3$, $g_X = 3$, $\tau = 1.78$, $\delta = 1$, và $k = -0.001, 0, 0.001, 0.002$.

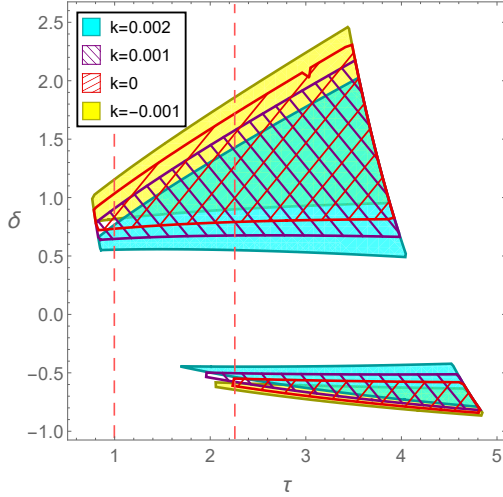


Hình 2.8: Vùng tham số khả dĩ bên phải trên mặt phẳng (A_{bs}, B_{bs}) cho trường hợp $m_{Z'} = 300 \text{ GeV}$, $y_\mu = 3$, $g_X = 3$, $\tau = 1.78$, $\delta = 1$, và $k = -0.001, 0, 0.001, 0.002$.

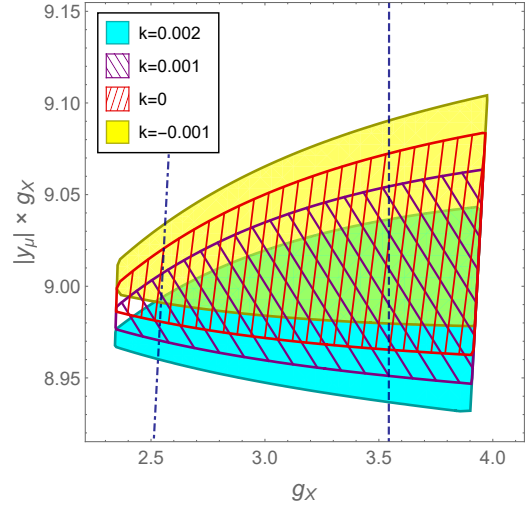
Hình 2.7 biểu diễn vùng thỏa mãn tất cả các điều kiện ràng buộc liên quan đến các phân rã semileptonic của B meson ở vùng A_{bs} nhỏ, ứng với các giá trị khác nhau của hệ số trộn động năng $k = -0.001, 0, 0.001$, và 0.002 . Ta thấy vùng được phép dịch chuyển dần sang trái về phía các giá trị A_{bs} bé, đồng thời tăng lớn diện tích khi hệ số k tăng lên. Điều này đồng nghĩa với việc lựa chọn các tham số A_{bs} và B_{bs} trở nên linh động hơn khi k lớn. Tình huống đối với vùng A_{bs} lớn được thể hiện trên hình 2.8 ứng với các trường hợp $k = -0.001, 0, 0.001$, và 0.002 . Ta thấy giá trị cận dưới của B_{bs} trong vùng này ($\sim 12.55 \times 10^{-5}$) hầu như không đổi khi k biến

thiên, trong khi cận trên thì hơi tăng lên khi k tăng. Về phần tham số A_{bs} , các giá trị k lớn sẽ khiến miền được phép của nó dịch chuyển sang bên trái, đồng thời bề rộng miền này cũng tăng lên.

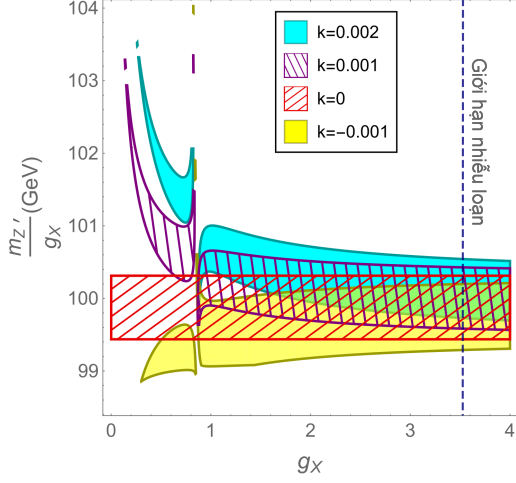
Chọn $A_{bs} = 24.2 \times 10^{-5}$, và $B_{bs} = -11.5 \times 10^{-5}$ làm giá trị đại diện, tương tự, ta cũng có đồ thị về các ràng buộc thực nghiệm đối với các cặp tham số (τ, δ) (hình 2.11), (g_X, y_μ) (hình 2.14), $(g_X, m_{Z'})$ (hình 2.18), và $(y_\mu, m_{Z'})$ (hình 2.22) khi cố định các tham số còn lại.



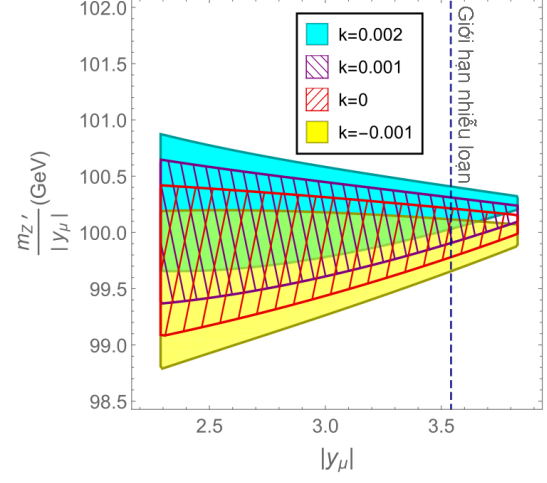
Hình 2.11: Vùng tham số được phép trên mặt phẳng (τ, δ) cho trường hợp $m_{Z'} = 300$ GeV, $y_\mu = 3$, $g_X = 3$, và các giá trị khác nhau của k . Vùng nằm giữa hai đường đứt nét màu đỏ thỏa mãn điều kiện (2.89).



Hình 2.14: Vùng tham số được phép trên mặt phẳng $(g_X, y_\mu g_X)$ cho trường hợp $m_{Z'} = 300$ GeV, $\tau = 1.78$, $\delta = 1$, và các giá trị khác nhau của k . Các đường chấm gạch và đường đứt nét lần lượt ứng với giới hạn nhiễu loạn của y_μ and g_X .

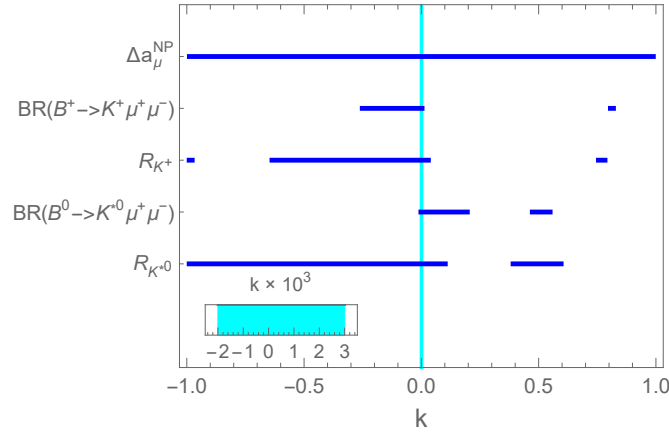


Hình 2.18: Vùng tham số được phép trên mặt phẳng $(g_X, \frac{m_{Z'}}{g_X})$ cho trường hợp $y_\mu = 3$, $\tau = 1.78$, $\delta = 1$, và các giá trị khác nhau của k .



Hình 2.22: Vùng tham số được phép trên mặt phẳng $(y_\mu, \frac{m_{Z'}}{|y_\mu|})$ cho trường hợp $g_X = 3$, $\tau = 1.78$, $\delta = 1$, và các giá trị khác nhau của k .

*** Ràng buộc đối với k :**



Hình 2.23: Các ràng buộc thực nghiệm đối với hệ số trộn động năng cho trường hợp $m_{Z'} = 300$ GeV $g_X = 3$, $y_\mu = 3$, $\tau = 1.78$, $\delta = 1$.

Các ràng buộc thực nghiệm đối với hệ số trộn động năng k được biểu diễn trên hình 2.23 khi các tham số còn lại nhận các giá trị cố định $m_{Z'} = 300$ GeV $g_X = 3$, $y_\mu = 3$, $\tau = 1.78$, và $\delta = 1$. Bằng cách lấy giao của các khoảng tham số khả dĩ của k nói trên, ta được miền tham số cho phép của hệ số trộn động năng thỏa mãn tất cả các ràng buộc đang xét là

$-0.002 \lesssim k \lesssim 0.003$ khi các tham số khác được giữ cố định.

2.5 Kết luận chương 2

Chương này của luận án đã sử dụng mô hình BDW để khảo sát bài toán muon $g - 2$ cùng các phân rã semileptonic của B meson, có xét đến cả hai trường hợp có và không có số hạng trộn động năng. Từ các ràng buộc thực nghiệm tương ứng, vùng cho phép trong không gian tham số của mô hình đã được xác định.

3 Phân rã $B \rightarrow X_s \gamma$ và tính unitary của ma trận CKM

Chương này khảo sát phân rã hiếm $B \rightarrow X_s \gamma$ và tính unitary của ma trận CKM trong khuôn khổ mô hình BDW. Dựa vào các kết quả đo đạc thực nghiệm về hai vấn đề đó, kết hợp với dữ liệu cập nhật về các quá trình liên quan đến chuyển tiếp quark $b \rightarrow sl^+l^-$, muon $g - 2$, các thí nghiệm tìm kiếm vectorlike quark ở LHC, và khối lượng quark, chúng tôi thu được miền cho phép trong không gian tham số một cách toàn diện hơn so với chương trước. Do tính phức tạp của mô hình trong trường hợp số hạng trộn động năng k nhận giá trị tổng quát, để đơn giản hóa các tính toán, chương này chỉ giới hạn xem xét các ràng buộc thực nghiệm kể trên trong trường hợp $k = 0$.

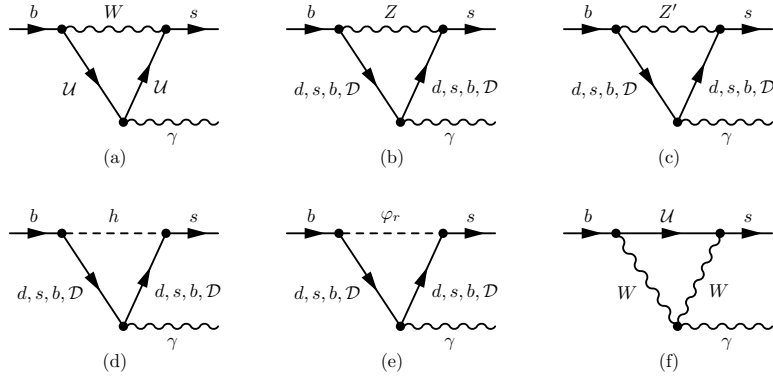
3.1 Đóng góp của vật lý mới đối với hệ số Wilson C_7

Hamiltonian hiệu dụng mô tả chuyển tiếp $b \rightarrow s \gamma$ được cho bởi

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{tb} V_{ts}^* \sum_{i=1}^8 (C_i \mathcal{O}_i + C'_i \mathcal{O}'_i) + h.c. \quad (3.1)$$

Ở đây, toán tử chủ yếu liên quan đến quá trình $b \rightarrow s \gamma$ là:

$$\mathcal{O}_7 = \frac{e}{16\pi^2} m_b (\bar{s}_L \sigma^{\mu\nu} b_R) F_{\mu\nu}. \quad (3.2)$$



Hình 3.1: Đóng góp chủ đạo của vật lý mới đối với chuyển tiếp $b \rightarrow s\gamma$.

Trong mô hình đang xét, các giản đồ Feynman trong chuẩn unitary ứng với các đóng góp chủ đạo của vật lý mới đối với chuyển tiếp $b \rightarrow s\gamma$ được biểu diễn trên hình 3.1. Đóng góp vật lý mới đối với hệ số Wilson C_7 là

$$C_7^{\text{NP}} = \frac{1}{4\sqrt{2}G_F(V_{tb}V_{ts}^*)m_b} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \left[F_{\nu ff} \Big|_{\nu=W, f=U} + \sum_{\nu=Z, Z'} \sum_{f=d, s, b, \mathcal{D}} F_{\nu ff} + F_{WWU} + \sum_{S=h, \varphi_r} \sum_{f=d, s, b, \mathcal{D}} F_{Sff} \right] \quad (3.4)$$

với các hàm tích phân vòng được cho bởi

$$F_{\nu ff} = \frac{Q_f}{m_{\mathcal{V}}^2} \left\{ A_1^{\nu ff} \left[(1-3x) \ln[\beta_{f\nu}(x+y) + 1 - x - y] - x \right] + \frac{A_2^{\nu ff}}{\beta_{f\nu}(x+y) + 1 - x - y} \right\} \quad (3.5)$$

$$F_{Sff} = \frac{Q_f}{m_S^2} \times \frac{B^{Sff}}{\beta_{fS}(x+y) + 1 - x - y} \quad (3.6)$$

$$F_{WWU} = \frac{1}{m_W^2} \left\{ C_1^{WWU} \ln[(1 - \beta_{UW})(x+y) + \beta] + \frac{C_3^{WWU}}{(1 - \beta_{UW})(x+y) + \beta_{UW}} - C_2^{WWU} \right\} \quad (3.7)$$

Trong các phương trình trên, ta định nghĩa

$$A_1^{\nu ff} = g_A^{bf\nu} g_A^{sf\nu} (2m_f + m_b + m_s) + g_V^{bf\nu} g_V^{sf\nu} (-2m_f + m_b + m_s)$$

$$+ g_V^{bf\nu} g_A^{sf\nu} (2m_f - m_b + m_s) + g_A^{bf\nu} g_V^{sf\nu} (-2m_f - m_b + m_s), \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} A_2^{\nu ff} = & g_A^{bf\nu} g_A^{sf\nu} \left\{ -4m_f(x+y-1) + \right. \\ & \left. + (m_b + m_s) [\beta_{f\nu}(x+y)x + 2(x+y-1)(x-1)] \right\} \\ & + g_A^{bf\nu} g_V^{sf\nu} \left\{ 4m_f(x+y-1) + \right. \\ & \left. + (-m_b + m_s) [\beta_{f\nu}(x+y)x + 2(x+y-1)(x-1)] \right\} \\ & + g_V^{bf\nu} g_A^{sf\nu} \left\{ -4m_f(x+y-1) + \right. \\ & \left. + (-m_b + m_s) [\beta_{f\nu}(x+y)x + 2(x+y-1)(x-1)] \right\} \\ & + g_V^{bf\nu} g_V^{sf\nu} \left\{ 4m_f(x+y-1) + \right. \\ & \left. + (m_b + m_s) [\beta_{f\nu}(x+y)x + 2(x+y-1)(x-1)] \right\}, \quad (3.9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B^{Sff} = & g_P^{bfS} g_P^{sfS} \left[m_f(x+y) + (m_b + m_s)x(x+y-1) \right] \\ & + g_P^{bfS} g_S^{sfS} \left[m_f(x+y) - (m_s - m_b)x(x+y-1) \right] \\ & + g_S^{bfS} g_P^{sfS} \left[m_f(x+y) + (m_s - m_b)x(x+y-1) \right] \\ & + g_S^{bfS} g_S^{sfS} \left[m_f(x+y) - (m_b + m_s)x(x+y-1) \right], \quad (3.10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C_1^{WWU} = & g_A^{bUW} g_A^{sUW} \left\{ (m_b + m_s) [4x^2 + 2x(2y-3) + 1] \right\} \\ & + g_A^{bUW} g_V^{sUW} \left\{ (-m_b + m_s) [4x^2 + 2x(2y-3) + 1] \right\} \\ & + g_V^{bUW} g_A^{sUW} \left\{ (-m_b + m_s) [4x^2 + 2x(2y-3) + 1] \right\} \\ & + g_V^{bUW} g_V^{sUW} \left\{ (m_b + m_s) [4x^2 + 2x(2y-3) + 1] \right\}, \quad (3.11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C_2^{WWU} = & g_A^{bUW} g_A^{sUW} \left\{ -m_U - (m_b + m_s) [x^2 + x(y-2) + 1] \right\} \\ & + g_A^{bUW} g_V^{sUW} \left\{ m_U + (m_b - m_s) [x^2 + x(y-2) + 1] \right\} \\ & + g_V^{bUW} g_A^{sUW} \left\{ -m_U + (m_b - m_s) [x^2 + x(y-2) + 1] \right\} \\ & + g_V^{bUW} g_V^{sUW} \left\{ m_U - (m_b + m_s) [x^2 + x(y-2) + 1] \right\}, \quad (3.12) \end{aligned}$$

$$C_3^{WWU} = g_A^{bUW} g_A^{sUW} \left[3m_U(x+y) + (m_b + m_s)(2x^2 + 2xy + y) \right]$$

$$\begin{aligned}
& + g_A^{bUW} g_V^{sUW} \left[-3m_U(x+y) + (-m_b + m_s)(2x^2 + 2xy + y) \right] \\
& + g_V^{bUW} g_A^{sUW} \left[3m_U(x+y) + (-m_b + m_s)(2x^2 + 2xy + y) \right] \\
& + g_V^{bUW} g_V^{sUW} \left[-3m_U(x+y) + (m_b + m_s)(2x^2 + 2xy + y) \right], \quad (3.13)
\end{aligned}$$

$$\text{và } \beta_{ab} = \frac{m_a^2}{m_b^2}.$$

3.2 Phân tích số liệu và đồ thị

Trong mục này, chúng tôi xem xét một số ràng buộc thực nghiệm đối với các tham số của mô hình. Một trong số đó là tính unitary của hàng thứ nhất của ma trận CKM trong mô hình chuẩn:

$$0.9971 \leq |V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 \leq 0.9999 \quad (2\sigma). \quad (3.15)$$

Ngoài ra, chúng tôi còn xem xét dữ liệu thực nghiệm về tỷ số phân nhánh của phân rã bức xạ (radiative decay) B meson ở mức 2σ :

$$3.11 \times 10^{-4} < \text{BR}(B \rightarrow X_s \gamma) < 3.87 \times 10^{-4}. \quad (3.16)$$

Khi xét đến thí nghiệm đang tiến hành Belle II, khoảng 2σ nói trên được dự kiến sẽ trở thành

$$3.35 \times 10^{-4} < \text{BR}(B \rightarrow X_s \gamma)_{\text{Belle2}} < 3.63 \times 10^{-4}. \quad (3.17)$$

Trong chương này, chúng tôi cũng cập nhật lại các dữ liệu thực nghiệm mới nhất về các phân rã semileptonic của B meson, muon $g-2$, và khối lượng quark. Ngoài ra, khối lượng vectorlike quark còn chịu một ràng buộc từ việc tìm kiếm các quá trình sinh cặp vectorlike quark là

$$m_Q \gtrsim 1.59 \text{ TeV}. \quad (3.24)$$

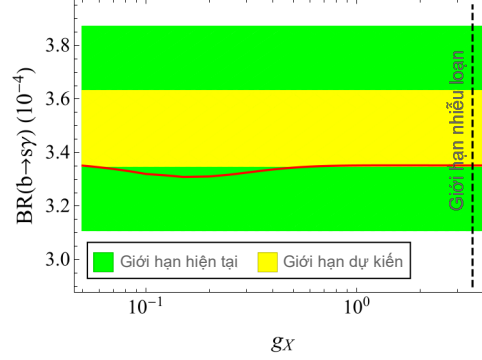
Bộ các tham số tự do của mô hình bao gồm

$$y_{1,2,3}, g_X, w_{1,2,3}, m_{Z'}, \lambda_\phi, m_Q, m_{\chi_r}, \tau = \frac{m_L^2}{m_{\chi_r}^2}, \delta = \frac{m_{\chi_i}^2}{m_{\chi_r}^2} - 1. \quad (3.25)$$

Sau một số đánh giá từ dữ liệu thực nghiệm, chúng tôi chọn $y_2 = 3.3$,

$m_{\chi_r} = 120$ GeV, $\tau = 1.78$, $\delta = 1$, $y_1 = 3$, $y_3 = 0$, $w_1 = 0$, và $\lambda_\phi = 3$. Bộ các tham số còn lại là g_X , w_2 , w_3 , $m_{Z'}$, and m_Q . Đối với các hằng số tương tác của trường chuẩn $U(1)_X$ và các tham số Yukawa vừa thêm vào, ta đưa vào thêm các giới hạn nhiễu loạn của chúng

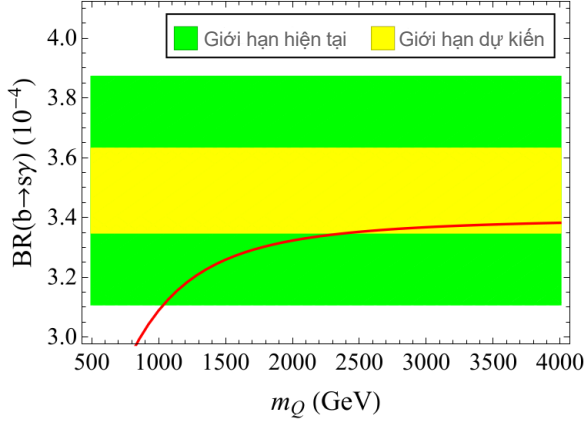
$$g_X, w_{2,3} \leq \sqrt{4\pi}. \quad (3.26)$$



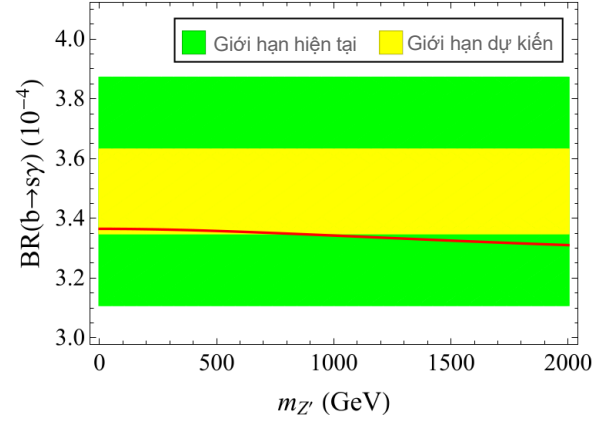
Hình 3.2: $\text{BR}(b \rightarrow s\gamma)$ như là hàm của g_X khi $m_{Z'} = 700$ GeV, $m_Q = 2500$ GeV, $w_2 = 2.45$, $w_3 = 0.25$. Vùng màu xanh lá và màu vàng lần lượt biểu thị các giới hạn hiện tại và dự kiến từ thí nghiệm Belle II trong tương lai.

Trên hình 3.2, tỷ số phân nhánh của quá trình $b \rightarrow s\gamma$ được biểu diễn dưới dạng hàm của g_X trong trường hợp $m_{Z'} = 700$ GeV, $m_Q = 2500$ GeV, $w_2 = 2.45$, $w_3 = 0.25$. Ứng với bộ tham số này, đóng góp chủ đạo vào quá trình $b \rightarrow s\gamma$ đến từ giản đồ vòng liên quan đến hạt boson Z' của nhóm chuẩn $U(1)_X$ trên hình 3.1c. Có thể thấy tỷ số phân nhánh của $b \rightarrow s\gamma$ không phụ thuộc nhiều vào g_X . Bộ tham số này thỏa mãn các ràng buộc thực nghiệm hiện tại (3.16) trên toàn khoảng được vẽ của g_X cho tới giới hạn nhiễu loạn. Trong khi đó, các kết quả dự kiến của thí nghiệm Belle II có thể loại đi một loạt giá trị của g_X từ 0.05 đến 0.79.

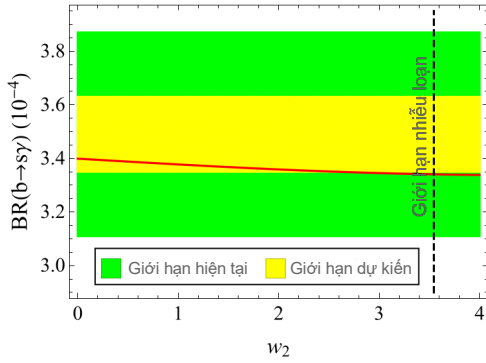
Tương tự, ta cũng có các đồ thị sự phụ thuộc của tỷ số phân nhánh của chuyển tiếp $b \rightarrow s\gamma$ như là hàm của m_Q , $m_{Z'}$, w_2 và w_3 .



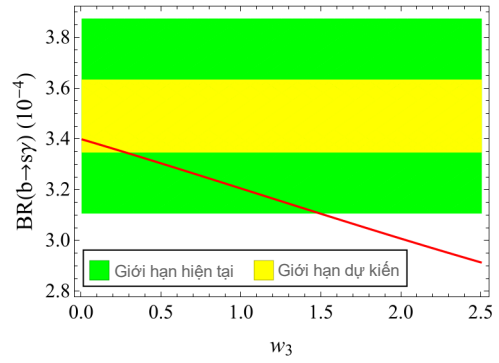
Hình 3.3: $BR(b \rightarrow s\gamma)$ như là hàm của m_Q khi $m_{Z'} = 700$ GeV, $g_X = 1.4$ GeV, $w_2 = 2.45$, $w_3 = 0.25$.



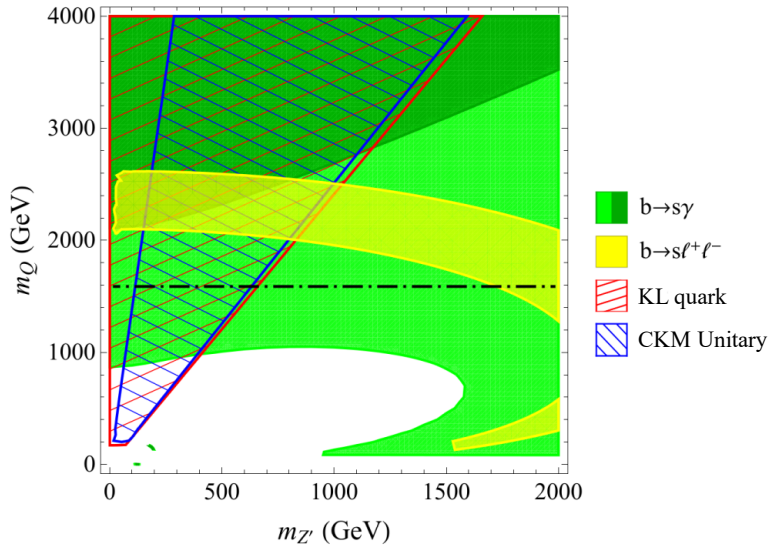
Hình 3.4: $BR(b \rightarrow s\gamma)$ như là hàm của $m_{Z'}$ khi $m_Q = 2500$ GeV, $g_X = 1.4$, $w_2 = 2.45$, $w_3 = 0.25$.



Hình 3.5: $BR(b \rightarrow s\gamma)$ như là hàm của w_2 khi $m_Q = 2500$ GeV, $m_{Z'} = 700$ GeV, $g_X = 1.4$, $w_3 = 0.25$.



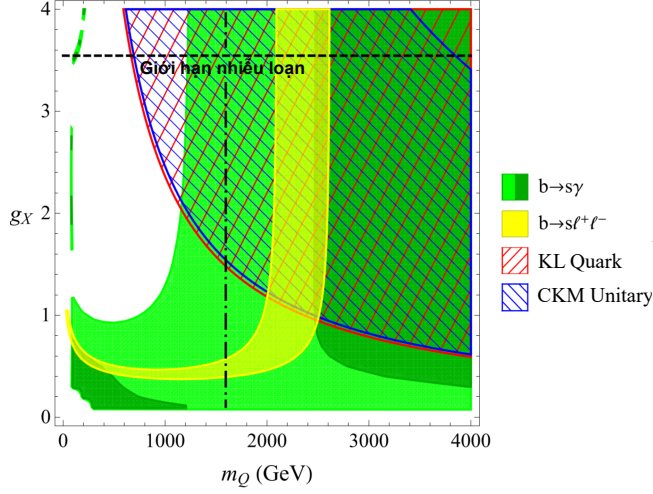
Hình 3.6: $BR(b \rightarrow s\gamma)$ như là hàm của w_3 khi $m_Q = 2500$ GeV, $m_{Z'} = 700$ GeV, $g_X = 1.4$, $w_2 = 2.45$.



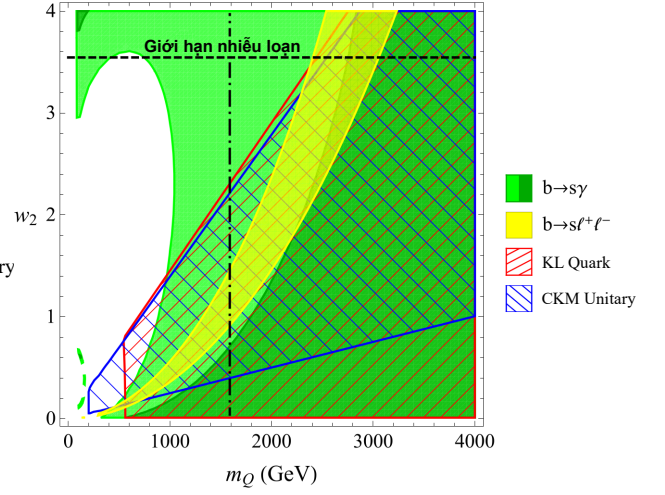
Hình 3.8: Các ràng buộc trên mặt phẳng $(m_{Z'}, m_Q)$ khi $g_X = 1.4$, $w_2 = 2.45$, $w_3 = 0.25$. Màu xanh lá mạ và màu xanh lá đậm biểu diễn vùng 2σ được phép hiện tại (3.16) và vùng dự kiến tương ứng sau khi thí nghiệm Belle II hoàn thành (3.17). Đường chấm gạch nằm ngang thể hiện giới hạn dưới (3.24) của m_Q .

Trên hình 3.8, chúng tôi khảo sát miền cho phép của cặp tham số $(m_{Z'}, m_Q)$ khi cố định giá trị các tham số còn lại. Khoảng tham số cho phép hiện tại của $m_{Z'}$ và m_Q lần lượt là $[150, 1000]$ GeV và $[2000, 2615]$ GeV. Ta thấy vùng tham số được phép này đã thỏa mãn điều kiện cận dưới hiện tại ở LHC của khối lượng vectorlike quark (3.24) (đường chấm gạch nằm ngang). Sau thí nghiệm Belle II, hai khoảng này giảm xuống còn $[152, 816]$ GeV và $[2124, 2615]$ GeV.

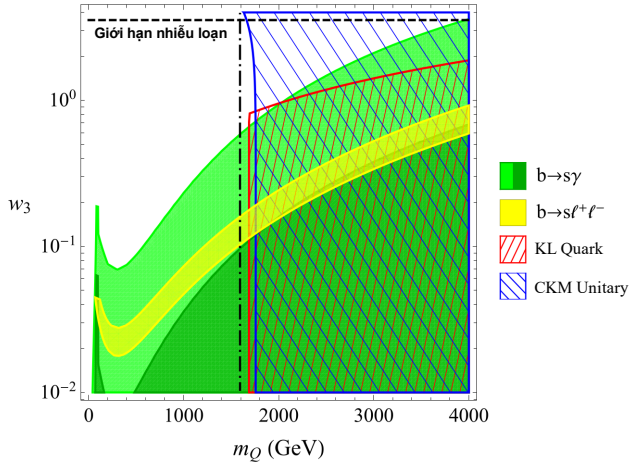
Tương tự, ta cũng có các đồ thị ràng buộc đối với các cặp tham số (m_Q, g_X) , (m_Q, w_2) , (m_Q, w_3) , $(m_{Z'}, g_X)$, $(m_{Z'}, w_2)$, $(m_{Z'}, w_3)$ khi các tham số còn lại nhận các giá trị cố định. Đường đứt nét màu đen biểu diễn giới hạn nhiễu loạn (3.26). Đường chấm gạch thẳng đứng thể hiện giới hạn dưới (3.24) của m_Q .



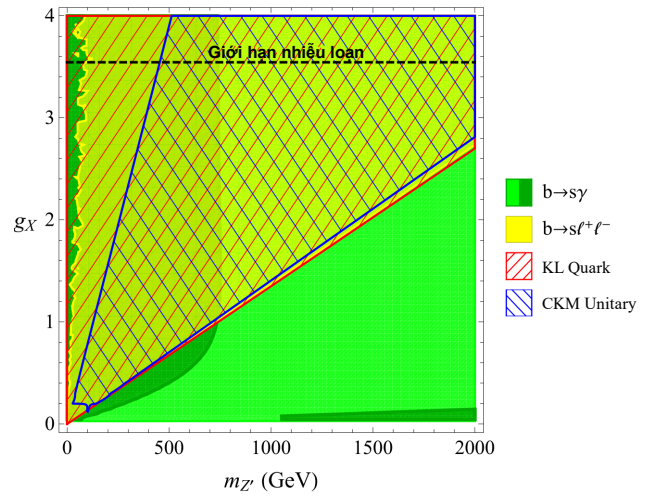
Hình 3.9: Các ràng buộc trên mặt phẳng (m_Q, g_X) khi $m_{Z'} = 700$ GeV, $w_2 = 2.45$, $w_3 = 0.25$.



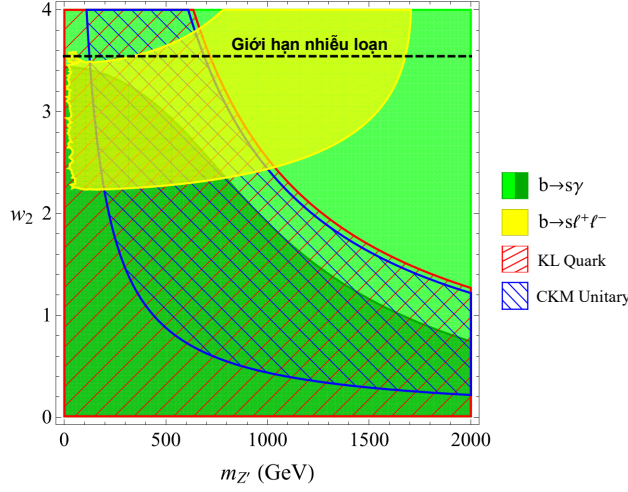
Hình 3.10: Các ràng buộc trên mặt phẳng (m_Q, w_2) khi $m_{Z'} = 700$ GeV, $g_X = 1.4$, $w_3 = 0.25$.



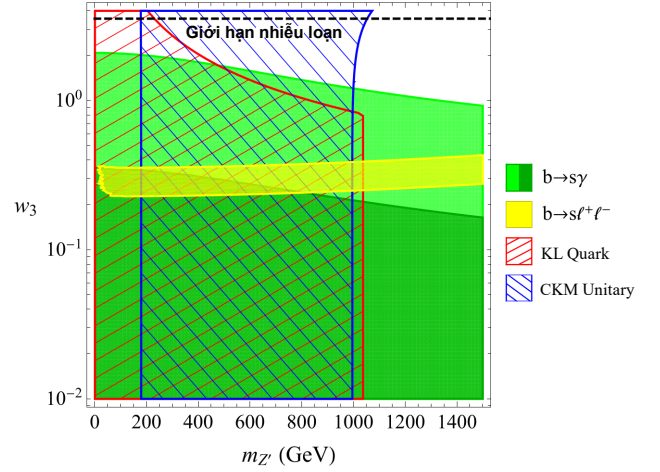
Hình 3.11: Các ràng buộc trên mặt phẳng (m_Q, w_3) khi $m_{Z'} = 700$ GeV, $g_X = 1.4$, $w_2 = 2.45$.



Hình 3.12: Các ràng buộc trên mặt phẳng $(m_{Z'}, g_X)$ khi $m_Q = 2500$ GeV, $w_2 = 2.45$, $w_3 = 0.25$.



Hình 3.13: Các ràng buộc trên mặt phẳng $(m_{Z'}, w_2)$ khi $m_Q = 2500$ GeV, $g_X = 1.4$, $w_3 = 0.25$.



Hình 3.14: Các ràng buộc trên mặt phẳng $(m_{Z'}, w_3)$ khi $m_Q = 2500$ GeV, $g_X = 1.4$, $w_2 = 2.45$.

3.3 Kết luận chương 3

Chương này tập trung nghiên cứu về tính unitary của ma trận CKM và phân rã $b \rightarrow s\gamma$ trong khuôn khổ mô hình BDW. Kết hợp với các dữ liệu cập nhật về muon $g - 2$, các phân rã semileptonic của B meson, khối lượng quark, vùng tham số cho phép của mô hình đã được xác định một cách đầy đủ hơn so với chương trước.

Kết luận

Luận án đã trình bày những nghiên cứu về một mô hình mở rộng của mô hình chuẩn bằng cách tăng thêm các hạt vectorlike và nhóm $U(1)_X$, cụ thể là mô hình Bélanger-Delaunay-Westhoff. Các kết quả chính thu được như sau:

- Trong mô hình BDW, các số hạng khối lượng trong hệ cơ sở khối lượng của các hạt mới đã được tính toán cụ thể. Ngoài ra, do các quark của SM và vectorlike quark bị trộn lẫn với nhau, dẫn đến một số đỉnh tương tác cũ trong mô hình chuẩn bị biến đổi và một số đỉnh tương tác mới xuất hiện. Cụ thể, trong khi các tương tác điện từ và tương tác mạnh vẫn giống hệt như trong SM thì các tương tác yếu liên quan tới các hạt W và Z lại bị thay đổi, đặc biệt là sự xuất hiện của các tương tác giữa các quark thuộc các thế hệ khác nhau. Ngoài ra, các số hạng tương tác liên quan tới các hạt vô hướng ϕ và χ trong phần vật lý mới, cụ thể là tương tác giữa chúng và các fermion, hạt boson Z' , cũng như các tương tác vô hướng bậc cao cũng đã được thu nhận.
- Luận án cũng đã tính toán và thu được biểu thức giải tích cho các đóng góp của vật lý mới đối với moment từ dị thường của muon và các hệ số Wilson $C_{9,10}^{(\prime)}$. Dựa vào đó, chúng tôi có được sự phụ thuộc của các đại lượng vật lý như Δa_μ , tỷ số phân nhánh của các quá trình $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$, các tỷ số R_K, R_{K^*} vào các tham số tự do của mô hình. Từ các ràng buộc thực nghiệm tương ứng, vùng tham số được phép của mô hình đã được xác định. Các kết quả dự kiến từ thí nghiệm đang tiến hành E989 đối với muon $g - 2$ cũng đã được xem xét.
- Một đóng góp quan trọng khác của luận án là mở rộng mô hình BDW bằng cách xem xét trường hợp có xuất hiện số hạng trộn động năng giữa hai trường chuẩn tương ứng với hai nhóm $U(1)_Y$ và $U(1)_X$ của mô hình. Luận án đã khảo sát sự ảnh hưởng của hiệu ứng trộn động năng đối với các quá trình liên quan đến phân rã $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$ cùng bài toán muon $g - 2$ và thấy rằng vùng tham số được phép trong trường hợp này bị dịch chuyển và mở rộng hơn so với trường hợp không có trộn động năng.
- Luận án còn nghiên cứu các phân rã liên quan đến chuyển tiếp $b \rightarrow s\gamma$ của B meson và sự vi phạm tính unitary của ma trận CKM trong

khuôn khổ mô hình BDW. Biểu thức cụ thể cho đóng góp của vật lý mới đối với hệ số Wilson C_7 đã được tính toán chi tiết. Chúng tôi đã sử dụng các dữ liệu mới nhất đối với muon $g - 2$, các tỷ số phân nhánh semileptonic của B meson, khối lượng quark, các ràng buộc từ thí nghiệm LEP và LHC ở 13 TeV, cũng như các điều kiện yêu cầu của lý thuyết nhiễu loạn. Vùng tham số thỏa mãn tất cả các ràng buộc nói trên ở mức 2σ đã được xác định. Ngoài ra, các kết quả dự kiến từ thí nghiệm đang tiến hành Belle II đối với phân rã $b \rightarrow s\gamma$ cũng đã được xem xét. Trong tương lai gần, thí nghiệm này được kỳ vọng sẽ cung cấp các ràng buộc mạnh mẽ, góp phần thu hẹp đáng kể không gian tham số cho phép của mô hình đang xét.

Trong thời gian tới, chúng tôi dự định sẽ đánh giá ảnh hưởng của hiệu ứng trộn động năng đối với không gian tham số khi kết hợp thêm điều kiện ràng buộc ứng với chuyển tiếp $b \rightarrow s\gamma$. Ngoài ra, mô hình BDW còn có thể được mở rộng bằng cách bổ sung cơ chế seesaw để sinh khối lượng cho neutrino, hoặc siêu đối xứng hóa để giải quyết vấn đề phân bậc gauge.

Danh mục các công trình khoa học của tác giả liên quan tới luận án

1. Tran Minh Hieu, **Dinh Quang Sang** and Trieu Quynh Trang (2020), "On the standard model extension with vector-like fermions and Abelian symmetry", *Communications in Physics* Vol. 30 (3), pp. 231-244.
2. **Sang Quang Dinh**, Hieu Minh Tran (2021), "Muon $g - 2$ and semileptonic B decays in BDW model with gauge kinetic mixing", *Physical Review D* Vol. 104 (11), 115009.
3. **Sang Quang Dinh**, Hieu Minh Tran (2023), "A model with vectorlike fermions and $U(1)_X$ symmetry: CKM unitarity, $b \rightarrow s$ transitions, and prospect at Belle II", *Nuclear Physics B* Vol. 997, 116384.
4. Tran Minh Hieu, **Dinh Quang Sang** (2024), "Scalar sector interactions in BDW model", *VNU Journal of Science: Mathematics – Physics* Vol. 40 (1), pp. 105-112.