

BỘ GIÁO DỤC VÀ ĐÀO TẠO VIỆN HÀN LÂM KHOA HỌC
VÀ CÔNG NGHỆ VIỆT NAM

HỌC VIỆN KHOA HỌC VÀ CÔNG NGHỆ

----- *** -----

VŨ HÒA BÌNH

HIỆN TƯỢNG LUẬN CỦA PHẦN VÔ HƯỚNG
TRONG MÔ HÌNH 3-3-1 VỚI HẠT TỰA AXION

Chuyên ngành: Vật lý lý thuyết và Vật lý toán

Mã số: 9 44 01 03

TÓM TẮT LUẬN ÁN TIẾN SĨ VẬT LÝ

NGƯỜI HƯỚNG DẪN 1: PGS.TS. Đỗ Thị Hương

NGƯỜI HƯỚNG DẪN 2: GS.TS. Hoàng Ngọc Long

HÀ NỘI - 2023

Công trình được hoàn thành tại: Học viện Khoa học và Công nghệ

Viện Hàn lâm Khoa học và Công nghệ Việt Nam

Người hướng dẫn khoa học 1 : PGS.TS. Đỗ Thị Hương

Người hướng dẫn khoa học 2 : GS.TS. Hoàng Ngọc Long

Phản biện 1 :

Phản biện 2 :

Phản biện 3 :

Luận án sẽ được bảo vệ trước Hội đồng chấm luận án tiến sĩ, họp tại Học viện Khoa học và Công nghệ - Viện Hàn lâm Khoa học và Công nghệ Việt Nam vào hồi ... giờ ...; ngày ... tháng ... năm 202...

Có thể tìm hiểu luận án tại:

- Thư viện Học viện Khoa học và Công nghệ
- Thư viện Quốc gia Việt Nam

MỞ ĐẦU

Lý do chọn đề tài

Mô hình chuẩn (SM) được xây dựng dựa trên nhóm đối xứng $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ mô tả được ba loại tương tác trong tự nhiên (tương tác mạnh, tương tác yếu và tương tác điện từ). SM đã thành công trong việc dự đoán sự tồn tại của quark c (charm), b (bottom), t (top) cũng như sự tồn tại của các boson Z , W và đặc biệt là sự tồn tại của hạt Higgs với khối lượng cỡ 125 GeV. SM đã giải thích được gần như toàn bộ các kết quả thực nghiệm về thế giới vi mô. Tuy nhiên, nhiều kết quả thực nghiệm mới không thể giải thích được bằng SM và được coi là những tín hiệu của vật lý mới (NP). Bản thân SM không có các ứng cử viên cho vật chất tối (DM) và năng lượng tối (DE) nhưng kết quả phân tích phổ bức xạ nền Vũ trụ cho thấy sự tồn tại của một lượng lớn vật chất trong Vũ trụ là DM và DE. Các kết quả thực nghiệm mới cho thấy một số phép đo có sự sai lệch so với kết quả tính toán của SM như các tham số hiệu bình phương khối lượng của các mesons, tỉ số rẽ của hạt Higgs,... Mức độ sai số của các sai lệch này chưa đủ lớn để được coi là NP nhưng có thể tạo động lực và niềm tin cho các nhà khoa học nghiên cứu về các mô hình chuẩn mở rộng (BSM).

Những vấn đề về: sự bất đối xứng vật chất - phản vật chất, số thế hệ fermion, sự phân bậc khối lượng của các fermion, sự lượng tử hóa điện tích, hay vấn đề CP mạnh (SCPp), vv... cũng cần được giải quyết. Do đó, việc mở rộng SM là nhu cầu hoàn toàn cần thiết. Việc mở rộng đối xứng có thể thực hiện bằng cách mở rộng đối xứng ngoài (mở rộng số chiều không gian, mở rộng siêu không gian (lý thuyết siêu đối xứng (SUSY))), hoặc mở rộng nhóm đối xứng trong (mở rộng nhóm đối xứng chuẩn), vv... Kết hợp giải quyết các vấn đề hiện tại của vật lý hạt đồng thời chứa đựng lời giải cho thống nhất ba

loại tương tác mạnh, yếu và điện từ, người ta đã sử dụng các nhóm đối xứng đơn, mà đại số Lie của nó chứa đựng đại số Lie của nhóm đối xứng chuẩn $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ để mở rộng SM.

Ngay từ khi mới xây dựng, mô hình 3-3-1 đã thể giải thích được vì sao số thế hệ fermion phải bằng 3 hay sự nặng bất thường của quark t và vấn đề khối lượng rất nhỏ của neutrino bằng cơ chế cầu bập bênh (seesaw mechanism). Đối xứng PQ được tự động thỏa mãn trong các mô hình 3-3-1 nên SCPp có thể được giải quyết [1, 2]. vv... Mặt khác, mô hình 3-3-1 có thể chứa hạt tựa axion (ALP) [3] tương tác vô cùng yếu với vật chất thông thường và có thể là ứng cử viên cho DM. Sự đa dạng trong phần vô hướng của mô hình 3-3-1 sẽ là lợi thế để nghiên cứu sự tồn tại của các hạt Higgs mới với khối lượng 96GeV hoặc 150GeV. Có nhiều phiên bản của mô hình 3-3-1, ví dụ như mô hình 3-3-1 đơn giản (S331) và mô hình 3-3-1 tiết kiệm (E331), vv... Phiên bản ν 331 áp đối xứng $Z_{11} \otimes Z_2$ (A331) cho phép giải quyết SCPp với dự đoán sự tồn tại của DM axion [4, 5]. Gần đây, kết quả của thí nghiệm Xenon 1T cho thấy có thể có sự tồn tại của ứng cử viên DM nhẹ với khối lượng cỡ keV. Đây rất có thể là hạt DM axion. Vì vậy, chúng tôi quay lại tìm hiểu về mô hình A331 và nghiên cứu các tính chất của hạt vô hướng trong mô hình.

Mô hình A331 đã được nghiên cứu cách đây 20 năm [4, 5] nhưng các công trình này chưa được hoàn thiện do các kết quả chéo hóa phần vô hướng trung hòa CP lẻ không chính xác, ma trận trộn khối lượng trong phần vô hướng trung hòa CP chẵn còn thiếu một số đóng góp dẫn việc các trạng thái vật lý của các hạt trong mô hình là chưa chính xác nên một số kết luận trong mô hình A331 cần xem xét lại. Khối lượng của các hạt trong phần vô hướng trung hòa CP chẵn chưa được xác định nên không thể chỉ ra hạt vô hướng có thể đồng nhất với hạt Higgs trong SM (SMLHB). Những điều này đã hạn chế các nghiên cứu về hiện tượng luận của mô hình. Hạt giả vô hướng trong mô hình có hầu hết các tính chất giống hạt axion QCD nhưng lại có tương tác với hạt vật chất thông thường nên chúng tôi gọi hạt giả vô hướng xuất hiện trong phần vô hướng trung hòa CP lẻ là hạt tựa axion (ALP). Và phiên bản này của mô hình 3-3-1 được chúng tôi đặt lại tên là mô hình 3-3-1 với hạt tựa axion (ALP331). Kết quả nghiên cứu của chúng tôi được công bố trong công trình [3].

Cụ thể, chúng tôi đã chỉ ra sự cần thiết phải đưa vào đối xứng gián đoạn $Z_{11} \otimes Z_2$, đồng thời tích Z_2 cần được hiệu chỉnh lại. Từ đó, chúng tôi xác định

các trạng thái vật lý và khối lượng tương ứng của các hạt vô hướng trung hoà, các hạt vô hướng mang điện và các hạt giả vô hướng. Trạng thái vật lý của các trường chuẩn cũng được xác định nên có thể xác định cường độ tương tác của hạt Higgs với các trường chuẩn và trường vật chất (quark và lepton).

Một số hạt và tương tác của các hạt trong mô hình ALP331 được đồng nhất với các hạt và tương tác của các hạt trong SM. Các đóng góp của NP vào các quá trình đã biết như sự dao động của các meson hay các kênh hiếm của quark top , kênh hiếm của các boson Higgs nhẹ mới (h_5) và SMLHB (h) cho phép tìm giới hạn cho một vài tham số trong mô hình ALP331 sao cho phù hợp với dữ liệu thu được từ thực nghiệm. Do đó, chúng tôi chọn đề tài "*Hiện tượng luận của phần vô hướng trong mô hình 3-3-1 với hạt tựa axion*".

Mục đích nghiên cứu

- Khảo sát chi tiết phần vô hướng của mô hình ALP331 nhằm xác định trạng thái vật lý và khối lượng của các hạt trong mô hình.
- Dự đoán sự tồn tại của các hạt mới như hạt ALP, hạt giả vô hướng có khối lượng nhẹ, hạt boson Higgs mới có khối lượng trong thang EW, hạt Higgs có khối lượng rất nặng cỡ 10^{11} GeV có thể đóng vai trò lạm phát vũ trụ và một số tương tác của các hạt mới này.
- Khảo sát sự đóng góp của NP vào các quá trình đã biết như dao động meson, một số kênh hiếm của quark top và một số kênh hiếm của SMLHB.

Đối tượng và phạm vi nghiên cứu

- Ma trận trộn khối lượng trong phần vô hướng và tương tác Yukawa cùng một vài tham số trộn trong mô hình ALP331.
- Dao động meson, một số kênh hiếm của SMLHB h , boson Higgs mới nhẹ h_5 và các kênh hiếm của quark top gây ra bởi dòng trung hòa thay đổi vị (FCNC) trong ALP331.

Nội dung nghiên cứu

- Nghiên cứu mô hình ALP331 để xác định chính xác trạng thái vật lý và khối lượng của các hạt vô hướng trong mô hình.

- Khảo sát sự đóng góp của vật lý mới đối với dao động meson, các kênh rã của SMLHB, hạt Higgs mới nhẹ và quark *top* thông qua FCNC. Từ đó, tìm điều kiện ràng buộc cho một số tham số trong mô hình sao cho phù hợp với dữ liệu thu được từ thực nghiệm.

Phương pháp nghiên cứu

- Sử dụng lý thuyết trường lượng tử, lý thuyết trường tương tác, các quy tắc Feynman, giản đồ Feynman. và lý thuyết nhóm Lie, nhóm gián đoạn.
- Dùng phần mềm Mathematica.

Bố cục của luận án

Ngoài phần mở đầu, kết luận chung và phụ lục, nội dung chính của luận án được trình bày trong 3 chương.

Chương 1. Tổng quan: Giới thiệu sơ lược về SM và mô hình 3-3-1 cùng các biến thể của mô hình này. Trình bày khái quát về hạt axion và hạt tựa axion (ALP), cũng như dao động meson, các quá trình rã Higgs và rã hiếm của quark *t* trong SM.

Chương 2. Phân vô hướng của mô hình 3-3-1 với hạt tựa axion: Lý giải vì sao cần đưa đối xứng gián đoạn $Z_{11} \otimes Z_2$ vào mô hình và sự xuất hiện tự nhiên của đối xứng PQ . Nghiên cứu cụ thể các trường chuẩn, thế Higgs và tương tác Yukawa để đồng nhất một số hạt của mô hình ALP331 với các hạt trong SM. Các hạt mới như ALP (a), hạt giả vô hướng A_5 , boson h_5 và boson Φ (có thể đóng vai trò lạm phát vũ trụ) xuất hiện trong mô hình ALP331 cũng được xem xét.

Chương 3. Một số hiện tượng luận trong phần vô hướng Higgs của mô hình ALP331: Khảo sát các kênh rã của SMLHB (h) như $h \rightarrow \bar{l}l$, $h \rightarrow \bar{b}b$, boson (h_5) và các kênh rã hiếm của quark *top* $t \rightarrow hq$, $t \rightarrow q\gamma$ với ($q = u, c$) để tìm giới hạn cho một vài tham số về góc trộn khối lượng hoặc khối lượng của các hạt vô hướng trong mô hình ALP331. Kết quả khảo sát dao động meson cho phép xác định giới hạn dưới cho khối lượng của một số hạt vô hướng mới trong mô hình ALP331.

CHƯƠNG 1. Tổng quan

1.1. SM và một số hiện tượng luận của phần vô hướng trong SM

1.1.1. Ý tưởng xây dựng SM

Trong suốt thế kỉ XX, SM được cho là lý thuyết thành công nhất của Vật lý Hạt cơ bản khi sử dụng nhóm đối xứng $SU(3)_C$ mô tả tương tác mạnh trong sắc động học lượng tử (QCD) và mẫu Glashow - Weinberg - Salam (GWS) mô tả tương tác điện - yếu bằng nhóm $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Trước khi có mẫu GWS, ta biết đến tương tác yếu với hai dòng mang điện là $J_\mu = J_\mu^{had} + j_\mu^{lep}$, tương tác điện từ chỉ có một dòng $J_\mu^{em} = \bar{\psi}_{(x)}^{(l)} \gamma_\mu \psi_{(x)}^{(l)} + \bar{\psi}_{(x)}^{(q)} \gamma_\mu \psi_{(x)}^{(q)}$, với l, q kí hiệu cho các lepton và quark. Chính vì vậy nhóm đối xứng cần dùng để mô tả ba dòng tương tác này phải chứa ít nhất ba vi tử. Nhóm đối xứng đơn giản nhất mà người ta nghĩ tới là nhóm $SU(2)$. Tuy nhiên, tích yếu và điện tích gắn liền với dòng J_μ , được xác định như sau:

$$\begin{aligned} T_+(t) &= \frac{1}{2} \int d\vec{x} \left(j_0^{lep}(x) + j_0^{had}(x) \right), & T_-(t) &= (T_+(t))^\dagger, & (1.1) \\ Q(t) &= \int d\vec{x} J_0^{em}(x) = - \int d\vec{x} \left\{ \left(\psi^{(l)}(x) \right)^\dagger \psi^{(l)}(x) + \left(\psi^{(q)}(x) \right)^\dagger \psi^{(q)}(x) \right\}, & (1.2) \end{aligned}$$

nên ba toán tử $T_+(t), T_-(t)$ và $Q(t)$ không tạo thành đại số khép kín bởi vì $[T_+, T_-] = 2T_3$, với T_3 được xác định như sau

$$T_3 = \int d\vec{x} \left\{ \left(\psi_L^{(l)}(x) \right)^\dagger \psi_L^{(l)}(x) + \left(\psi_L^{(\nu_l)}(x) \right)^\dagger \psi_L^{(\nu_l)}(x) + \left(\psi_L^{(q)}(x) \right)^\dagger \psi_L^{(q)}(x) \right\}. \quad (1.3)$$

Để đóng kín đại số với các dòng thì phải thêm nhóm $U(1)$ nên người ta đã sử dụng nhóm đối xứng $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ trong lý thuyết điện yếu. Toán tử điện tích khi đó có dạng: $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$ với T_3 là vi tử chéo của nhóm $SU(2)_L$, Y là siêu tích.

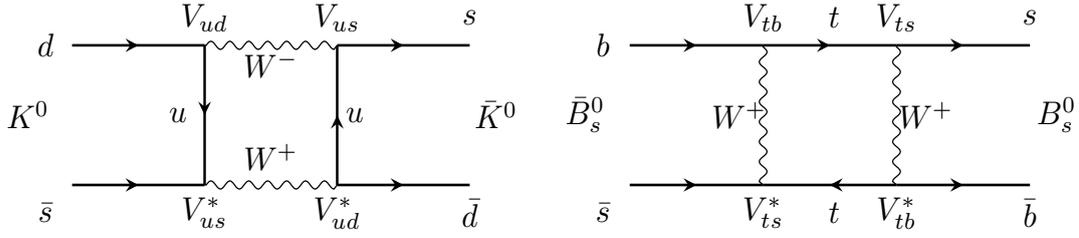
SM không chứa dòng trung hoà thay đổi vị (FCNC) lepton và quark. Tất cả dòng tương tác đều bảo toàn vị quark và lepton tại gần đúng cây. Trong phần lý thuyết điện yếu, ba thế hệ fermion, bốn hạt truyền tương tác điện yếu và hạt Higgs không thoả mãn tính chất của DM.

Trong phần QCD với đối xứng $SU(3)_C$, tám gluon đóng vai trò là hạt truyền tương tác mạnh. Do không có sự SSB đối với nhóm $SU(3)_C$ nên các gluon không có khối lượng. Khi nghiên cứu các vấn đề hiện tại của vật lý hạt cơ bản được đề cập ở trên, người ta thường giữ nguyên nhóm đối xứng màu $SU(3)_C$ và đề xuất hướng mở rộng đối xứng chuẩn trong phần điện yếu.

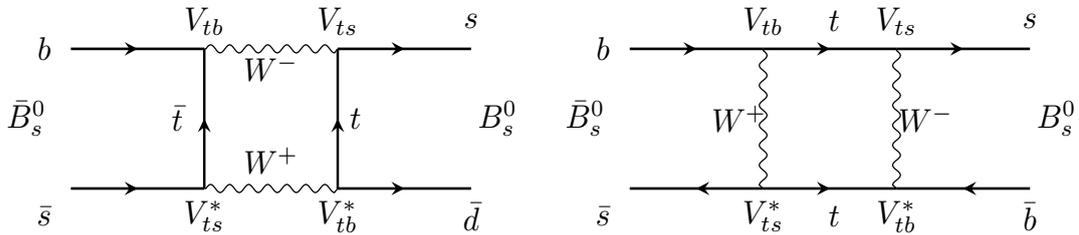
SM đã thành công trong việc dự đoán sự tồn tại của các quark s, b, t và các boson W^\pm, Z , đặc biệt là boson Higgs 125GeV. Tuy nhiên, ngoài vấn đề neutrino không có khối lượng, DM và DE thì SM còn có một số hạn chế khi chưa giải thích được vấn đề về số thế hệ fermion, vấn đề bất đối xứng vật chất - phản vật chất và một số dị thường về các kết quả đo của thực nghiệm mới.

1.1.2. Dao động meson trong SM

Các meson trung hoà là sự kết hợp của các quark và phản quark cùng loại (K^0, \bar{K}^0), (B_s, \bar{B}_s), (B_d, \bar{B}_d). Tương tác của dòng mang điện có thể dự đoán các quá trình dao động giữa ($K^0 - \bar{K}^0$), ($B_s - \bar{B}_s$), ($B_d - \bar{B}_d$) như giản đồ (1.1), (1.2) và (1.3).

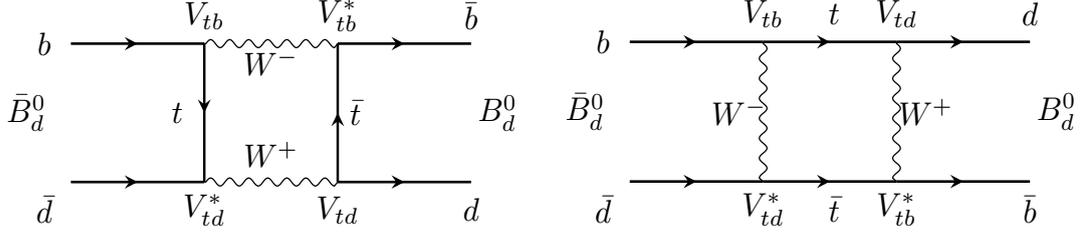


Hình 1.1: Giản đồ hộp mô tả quá trình dao động $K^0 - \bar{K}^0$ từ các tương tác của dòng mang điện trong SM.



Hình 1.2: Giản đồ hộp mô tả quá trình dao động $B_s - \bar{B}_s$ từ các tương tác của dòng mang điện trong SM.

Kết quả tính toán trong SM có sự sai lệch so với số liệu thực nghiệm. Các nhà khoa học chỉ ra sự sai lệch đó có thể do sai số trong việc xác định các



Hình 1.3: Giản đồ hộp mô tả quá trình dao động $B_d - \bar{B}_d$ từ các tương tác của dòng mang điện trong SM.

phần tử ma trận V_{CKM} hoặc sai lệch trong việc xác định các hằng số túi f_M xác định bởi lý thuyết QCD tại năng lượng thấp hay do lý thuyết SM chưa tính hết các bậc đóng góp.

1.1.3. Kênh rã Higgs thành hai fermion trong SM

Quá trình rã boson Higgs h thành hai fermion f với $f = u, d, c, s, b, \tau, \mu, e$ có bề rộng rã là:

$$\Gamma(h \rightarrow \bar{f}f) = \int d\Gamma = \frac{g_{(h,f,f)}^2}{8\pi} m_h \left(1 - \frac{4m_f^2}{m_h^2}\right)^{\frac{3}{2}}. \quad (1.4)$$

1.1.4. Một số kênh rã hiếm của quark top trong SM

Trong SM, quark t là hạt cơ bản có khối lượng lớn nhất (~ 172 GeV) nên $m_t > m_h > m_Z > m_W$ do đó quark t có thể rã theo các kênh sau đây: $t \rightarrow qh$, $t \rightarrow qZ$, $t \rightarrow q\gamma$ với $q = u, c$ và $t \rightarrow q'W$ với $q' = d, s, b$. Đối với các tương tác của dòng mang điện thì các kênh rã này có thể tồn tại ở gần đúng cây. Đối với dòng trung hoà thì tương tác của Higgs với các fermion là bảo toàn vị tại gần đúng một vòng nên các kênh rã $t \rightarrow qh$, $t \rightarrow qZ$, $t \rightarrow q\gamma$, chỉ có thể xuất hiện thông qua đóng góp bổ đính. Chính vì vậy, các kênh rã này được coi là các kênh rã hiếm. Các kênh rã hiếm phải kể đến là $t \rightarrow qh$ và $t \rightarrow q\gamma$ với $q = u, c$. Do tỉ số rã hiếm rất nhỏ nên đây sẽ là các điều kiện ràng buộc rất tốt để áp đặt nên các tương tác mới trong BSM.

1.2. Vi phạm CP trong tương tác mạnh

Khi nghiên cứu đến cấu trúc chân không của QCD, chúng ta nhận thấy sự xuất hiện của một số hạng hoàn toàn bất biến với đối xứng chuẩn nhưng

lại gây ra vi phạm CP và được xác định là:

$$G \cdot \tilde{G} = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} G_a^{\mu\nu} G^{a\alpha\beta}, \quad (1.5)$$

trong đó, \tilde{G} là tensor cường độ trường đối ngẫu (dual field strength tensor) và được định nghĩa là:

$$\tilde{G}_{\mu\nu}^a = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} G^{\alpha\beta,a}. \quad (1.6)$$

Sự xuất hiện của số hạng gây ra vi phạm CP trong tương tác của QCD thực sự là một thách thức với SM vì cho đến thời điểm hiện tại, thực nghiệm vẫn chưa phát hiện được tín hiệu về vi phạm CP trong QCD. Số hạng vi phạm CP sẽ cho đóng góp vào EDM của neutron. Việc không quan sát được EDM của neutron đã áp đặt lên giới hạn trên của d_N với mức độ tin cậy 90% là $d_N \leq 2.9 \times 10^{-26} e \text{ cm}$. Sự ràng buộc này đòi hỏi tham số tinh chỉnh θ gắn liền với $G \cdot \tilde{G}$ phải rất nhỏ. Để có sự phù hợp giữa lý thuyết và thực nghiệm thì $\theta \ll \mathcal{O}(10^{-9})$. Lý do vì sao θ phải rất nhỏ được gọi là vấn đề CP mạnh (Strong CP problem - SCPp). SCPp có thể được giải quyết bằng đối xứng $U(1)_{PQ}$ với sự xuất hiện của một hạt giả vô hướng là hạt axion QCD sau khi SSB đối xứng toàn cục $U(1)_{PQ}$ ở thang $f_a \sim 10^{11} \text{ GeV}$ gắn với dị thường QCD. Còn hạt tựa axion (ALP) xuất hiện sau khi có sự phá vỡ đối xứng $U(1)$ toàn cục. ALP có nhiều tính chất giống với axion QCD về thế và Lagrangian hiệu dụng của các tương tác. Vì khối lượng của ALP không thu được từ các hiệu ứng QCD không nhiễu loạn và ALP không tương tác với các gluon như axion QCD nên ALP không giải quyết được SCPp.

1.3. Một số mô hình 3-3-1

Các mô hình 3 – 3 – 1 được xây dựng dựa trên cơ sở nhóm đối xứng $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$. Toán tử điện tích có dạng: $Q = T_3 + \beta T_8 + X$. Ta phân loại các mô hình 3-3-1 dựa trên giá trị của β .

1.3.1. Mô hình 3-3-1 với $\beta = \pm\sqrt{3}$

Mô hình 3-3-1 tối thiểu (M331)

Phần quark: hai thế hệ đầu xếp vào tam tuyến $SU(3)_L$, thế hệ thứ ba xếp vào phản tam tuyến $SU(3)_L$. Phần vô hướng: có ba tam tuyến và một lục tuyến. Phần lepton: lepton mang điện được đưa vào đáy của phản tam tuyến lepton. Đặc điểm: thế Higgs phức tạp với nhiều tham số, có cực Landau.

Mô hình 3-3-1 đơn giản (S331)

Phần quark: thế hệ đầu xếp vào tam tuyến $SU(3)_L$, hai thế hệ sau xếp vào phản tam tuyến $SU(3)_L$. Phần vô hướng: giống với phần vô hướng của mô hình E331. Phần lepton: giống với phần lepton của mô hình M331. Đặc điểm: FCNC có thể nhỏ do không phụ thuộc vào cực Landau, có ứng cử viên cho DM nếu đưa thêm vào mô hình các đa tuyến vô hướng trợ.

Mô hình 3-3-1 rút gọn tối thiểu (RM331)

Phần quark: giống với phần quark của mô hình ν 331. Phần vô hướng: gồm 2 tam tuyến χ, ρ . Phần lepton: giống với phần lepton của mô hình M331. Đặc điểm: có cực Landau nên có đóng góp vào FCNC lớn và không phù hợp với các kết quả thực nghiệm.

1.3.2. Mô hình 3-3-1 với $\beta = \pm \frac{1}{\sqrt{3}}$

Mô hình 3-3-1 với neutrino phân cực phải (ν 331)

Phần quark: hai thế hệ đầu xếp vào phản tam tuyến $SU(3)_L$, thế hệ thứ ba xếp vào tam tuyến $SU(3)_L$. Phần vô hướng: có ba tam tuyến χ, ρ, η trong đó có hai tam tuyến (χ, η) có số lượng tử giống nhau. Phần lepton: neutrino xoay phải được đưa vào đáy của tam tuyến lepton. Đặc điểm: phân bậc không tự nhiên, hạt DM có khối lượng cỡ MeV và tính bền không được đảm bảo.

Mô hình 3-3-1 tiết kiệm (E331)

Sự sắp xếp các quark và lepton giống hệt mô hình M331 nhưng phần vô hướng rút gọn từ phần vô hướng của ν 331. Trong ν 331 có hai tam tuyến có số lượng tử giống nhau và chỉ khác nhau số lepton. Nếu vi phạm lepton xảy ra thì hai trường vô hướng này là hoàn toàn tương đương nên có thể bỏ bớt một trường vô hướng khỏi mô hình. Hai trường vô hướng trong E331 là χ, η . E331 có số đa tuyến nhỏ nhất, lượng tham số tự do ít hơn nhiều so với các mô hình 3-3-1 ban đầu.

Mô hình 3-3-1 với axion (A331)

Cấu trúc hạt của mô hình A331 gồm toàn bộ các hạt của ν 331 và một hạt đơn tuyến vô hướng phức $\phi \sim (1, 1, 0)$ có VEV $v_\phi \sim 10^{11}$ GeV. Nhóm đối

xúng của mô hình là $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X \otimes Z_{11} \otimes Z_2$. Trạng thái của axion [4] là:

$$a = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{v_{\chi'}^2}{v_\phi^2}}} \left(I_\phi + \frac{v_{\chi'}}{v_\phi} I_{\chi'} \right). \quad (1.7)$$

Trong biểu thức (1.7), axion a là tổ hợp của hai thành phần $I_\phi, I_{\chi'}$ nên không có tương tác Yukawa với vật chất thông thường.

1.4. Kết luận chương 1

Ý tưởng xây dựng SM và những thành công cũng như hạn chế của SM được trình bày một cách cơ bản. FCNC không tồn tại ở gần đúng cây mà xuất hiện thông qua đóng góp bổ đính một vòng vào dao động meson trong SM. Các kênh rã Higgs trong SM tại gần đúng cây và gần đúng một vòng cũng được trình bày để làm cơ sở đánh giá về tỉ số rã của SMLHB và một số kênh rã hiếm như $t \rightarrow hq, t \rightarrow q\gamma$ với $q = u, c$.

CHƯƠNG 2. Phần vô hướng của mô hình 3 – 3 – 1 với hạt tựa axion

2.1. Cách sắp xếp hạt trong mô hình ALP331

Phổ các hạt trong mô hình ALP331 bao gồm các hạt trong mô hình ν 331 và một đơn tuyến vô hướng $\phi \sim (1, 1, 0)$. Để sinh khối lượng cho các boson chuẩn và các fermion, các trường vô hướng phải có VEV khác không.

2.2. Lý do đưa nhóm đối xứng gián đoạn $Z_{11} \otimes Z_2$ vào mô hình ν 331 và sự xuất hiện đối xứng PQ trong mô hình A331

Với 3 tam tuyến vô hướng χ, η, ρ thì tương tác Yukawa sinh khối lượng cho các fermion trong mô hình nhưng chưa hoàn chỉnh. Vì vậy, ta thêm vào một đơn tuyến vô hướng ϕ để sinh khối lượng đủ cho các hạt trong mô hình.

Khi đó, tương tác Yukawa đầy đủ (chứa 13 đa tuyến) của mô hình là:

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}_Y &= y_1 \bar{Q}_{3L} \chi U_R + y_2 \bar{Q}_{aL} \chi^* D_{aR} + y_3 \bar{Q}_{3L} \eta u_{aR} + y_4 \bar{Q}_{aL} \eta^* d_{aR} \\
&+ y_5 \bar{Q}_{3L} \rho d_{aR} + y_6 \bar{Q}_{aL} \rho^* u_{aR} + h_{ab} \bar{\psi}_{aL} \rho l_{bR} + h'_{ab} \epsilon^{ijk} (\bar{\psi}_{aL})_i (\psi_{bL})_j^c (\rho^*)_k \\
&+ (y_N)_{ab} \bar{N}_{aR}^C \phi N_{bR} + h.c,
\end{aligned} \tag{2.1}$$

và thế Higgs sinh khối lượng cho các boson chuẩn của mô hình có dạng:

$$V_{Higgs} = V_{Higgs}^{hermite} + V_{Higgs}^{non-hermite}, \tag{2.2}$$

Điều kiện của tích Z_N thu được từ tương tác Yukawa ban đầu nên ta không dùng được đối xứng Z_N với $N > 12$ mặc dù mô hình có 13 đa tuyến độc lập. Do 12 không phải là số nguyên tố nên tất cả các pha của đa tuyến sẽ bị chuyển về những đối xứng rời rạc nhỏ hơn (Z_2, Z_3, Z_4, Z_6) khiến các toán tử bậc cao của ϕ khó bị triệt tiêu. Vì vậy, đối xứng rời rạc lớn nhất có thể dùng là Z_{11} để chặn hầu hết các số hạng trong phần $V_{Higgs}^{non-hermite}$ của thế

Higgs. Chỉ còn lại 3 số hạng bất biến dưới qui luật biến đổi của nhóm Z_{11} là: $\chi^\dagger \eta \phi^* \phi^*$, $\eta \rho \chi \phi$, $\eta \eta \rho \phi^*$. Để tránh những số hạng không mong muốn như $(\chi^\dagger \eta + \eta^\dagger \chi)^2$, người ta đưa vào đối xứng Z_2 làm triệt tiêu bớt các số hạng này. Dưới biến đổi của nhóm Z_2 , các tam tuyến $SU(3)_L$ là η và χ có tích Z_2 trái dấu. Dưới sự biến đổi của nhóm đối xứng Z_2 các trường sau đây là lẻ:

$$(\eta, \rho, u_R, d_{nR}, e_{nR}, N_R) \rightarrow -(\eta, \rho, u_R, d_{nR}, e_{nR}, N_R). \quad (2.3)$$

Áp phép biến đổi của nhóm Z_2 lên 3 số hạng bất biến Z_{11} thì còn lại số hạng $\eta \rho \chi \phi$ không Hermite cùng các số hạng Hermite trong thế Higgs của mô hình. Để cung cấp số hạng khối lượng Dirac và Majorana cho ν_L và N_R ta có phổ hạt với các tính chất được thể hiện trong Bảng 2.1.

	Q_{nL}	Q_{3L}	u_{aR}	d_{aR}	U_{3R}	D_{nR}	ψ_{aL}	e_{aR}	N_{aR}	η	χ	ρ	ϕ
$SU(3)_C$	3	3	3	3	3	3	1	1	1	1	1	1	1
$SU(3)_L$	$\bar{\mathbf{3}}$	3	1	1	1	1	3	1	1	3	3	3	1
$U(1)_X$	0	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	-1	0	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
Z_{11}	ω_4^{-1}	ω_0	ω_5	ω_2	ω_3	ω_4	ω_1	ω_3	ω_5^{-1}	ω_5^{-1}	ω_3^{-1}	ω_2^{-1}	ω_1^{-1}
Z_2	1	1	-1	-1	1	1	1	-1	-1	-1	1	-1	1

Bảng 2.1: Giá trị các tích của các hạt trong mô hình dưới biến đổi của nhóm $SU(3)_C \times SU(3)_L \times U(1)_X \times Z_{11} \times Z_2$ với $a = 1, 2, 3$ và $\alpha = 1, 2$.

Đối xứng PQ tự động xuất hiện trong mô hình nếu ta gán tích PQ cho các hạt sao cho: các quark trái và các quark phải có tích PQ ngược nhau. Giả sử rằng các fermion của phần chiều đối lập có tích PQ trái dấu và $X_d = X_D = 1$, ta tóm tắt được tích PQ của các fermion trong Bảng 2.2.

	u_{aL}	d_{aL}	U_L	$D_{\alpha L}$	ψ_{aL}	e_{aR}	ν_{aL}	ν_{aR}	N_{aR}
X_{PQ}	-1	1	1	1	1	1	1	-1	1

Bảng 2.2: Tích PQ của các fermion trong mô hình ALP331

2.3. Các boson chuẩn

Chín boson chuẩn xuất hiện từ đối xứng $SU(3)_L \otimes U(1)_X$ sẽ nhận khối lượng từ Lagrangian có chứa số hạng động năng và có trạng thái vật lý là:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad Y_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^6 \pm iW_\mu^7),$$

$$X_\mu^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^4 - iW_\mu^5), \quad X_\mu^{0*} = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^4 + iW_\mu^5). \quad (2.4)$$

Sau khi SSB, phổ khối lượng của các boson chuẩn là:

$$m_W^2 = \frac{g^2}{4}(v_\eta^2 + v_\rho^2), \quad m_{X^0}^2 = \frac{g^2}{4}(v_\chi^2 + v_\eta^2), \quad m_Y^2 = \frac{g^2}{4}(v_\chi^2 + v_\rho^2). \quad (2.5)$$

Boson W trong mô hình đang xét giống hệt với boson W trong SM. Còn boson X^0 và Y là những cặp trường vector chuẩn và hoàn toàn mới. Đây là những hạt nặng và có sự phân bậc khối lượng: $|m_Y^2 - m_{X^0}^2| < m_W^2$. Các trạng thái riêng xác định từ sự trộn của các thành phần W_μ^3, W_μ^8, B_μ là:

$$\begin{aligned} A_\mu &= s_W W_{3\mu} + c_W \left(-\frac{t_W}{\sqrt{3}} W_{8\mu} + \sqrt{1 - \frac{t_W^2}{3}} B_\mu \right), \\ Z_\mu &= c_W W_{3\mu} - s_W \left(-\frac{t_W}{\sqrt{3}} W_{8\mu} + \sqrt{1 - \frac{t_W^2}{3}} B_\mu \right), \\ Z'_\mu &= \sqrt{1 - \frac{t_W^2}{3}} W_{8\mu} + \frac{t_W}{\sqrt{3}} B_\mu. \end{aligned} \quad (2.6)$$

2.4. Thê Higgs

Thế vô hướng của mô hình có dạng:

$$\begin{aligned} V &= \mu_\phi^2 \phi^* \phi + \mu_\chi^2 \chi^\dagger \chi + \mu_\rho^2 \rho^\dagger \rho + \mu_\eta^2 \eta^\dagger \eta + \lambda_1 (\chi^\dagger \chi)^2 + \lambda_2 (\eta^\dagger \eta)^2 \\ &+ \lambda_3 (\rho^\dagger \rho)^2 + \lambda_4 (\chi^\dagger \chi) (\eta^\dagger \eta) + \lambda_5 (\chi^\dagger \chi) (\rho^\dagger \rho) + \lambda_6 (\eta^\dagger \eta) (\rho^\dagger \rho) \\ &+ \lambda_7 (\chi^\dagger \eta) (\eta^\dagger \chi) + \lambda_8 (\chi^\dagger \rho) (\rho^\dagger \chi) + \lambda_9 (\eta^\dagger \rho) (\rho^\dagger \eta) \\ &+ \lambda_{10} (\phi^* \phi)^2 + \lambda_{11} (\phi^* \phi) (\chi^\dagger \chi) + \lambda_{12} (\phi^* \phi) (\rho^\dagger \rho) \\ &+ \lambda_{13} (\phi^* \phi) (\eta^\dagger \eta) + (\lambda_\phi \epsilon^{ijk} \eta_i \rho_j \chi_k \phi + H.c.) \end{aligned} \quad (2.7)$$

Giá trị trung bình chân không (VEV) v_ϕ gây ra phá vỡ đối xứng PQ dẫn đến sự xuất hiện của hạt tựa axion (ALP) ở thang năng lượng rất cao $10^{10} - 10^{11}$ GeV. Các ràng buộc từ điều kiện cực tiểu thế ở mức cây như sau:

$$\begin{aligned} \mu_\rho^2 + \lambda_3 v_\rho^2 + \frac{\lambda_5}{2} v_\chi^2 + \frac{\lambda_6}{2} v_\eta^2 + \frac{\lambda_{12}}{2} v_\phi^2 + \frac{A}{2v_\rho^2} &= 0, \\ \mu_\eta^2 + \lambda_2 v_\eta^2 + \frac{\lambda_4}{2} v_\chi^2 + \frac{\lambda_6}{2} v_\rho^2 + \frac{\lambda_{13}}{2} v_\phi^2 + \frac{A}{2v_\eta^2} &= 0, \\ \mu_\chi^2 + \lambda_1 v_\chi^2 + \frac{\lambda_4}{2} v_\eta^2 + \frac{\lambda_5}{2} v_\rho^2 + \frac{\lambda_{11}}{2} v_\phi^2 + \frac{A}{2v_\chi^2} &= 0, \end{aligned}$$

$$\mu_\phi^2 + \lambda_{10}v_\phi^2 + \frac{\lambda_{11}}{2}v_\chi^2 + \frac{\lambda_{12}}{2}v_\rho^2 + \frac{\lambda_{13}}{2}v_\eta^2 + \frac{A}{2v_\phi^2} = 0, \quad (2.8)$$

trong đó, $A \equiv \lambda_\phi v_\phi v_\chi v_\eta v_\rho$.

2.5. Phần vô hướng mang điện

Trong hệ cơ sở (η_2^-, ρ_1^-) , bình phương ma trận trộn khối lượng là:

$$M_{c_1}^2 = -\frac{(A - \lambda_9 v_\rho^2 v_\eta^2)}{2} \begin{pmatrix} \frac{1}{v_\eta^2} & \frac{1}{v_\eta v_\rho} \\ \frac{1}{v_\eta v_\rho} & \frac{1}{v_\rho^2} \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

Với $\tan \alpha = \frac{v_\eta}{v_\rho}$, các trường vật lý được xác định như sau:

$$\begin{pmatrix} G_1^\pm \\ H_1^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\alpha & -s_\alpha \\ s_\alpha & c_\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_1^\pm \\ \eta^\pm \end{pmatrix}, \quad (2.10)$$

Trong hệ cơ sở (χ_2^-, ρ_3^-) , bình phương ma trận trộn khối lượng là:

$$M_{c_2}^2 = -\frac{(A - \lambda_8 v_\rho^2 v_\chi^2)}{2} \begin{pmatrix} \frac{1}{v_\chi^2} & \frac{1}{v_\chi v_\rho} \\ \frac{1}{v_\chi v_\rho} & \frac{1}{v_\rho^2} \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Với $\tan \theta_1 = \frac{v_\rho}{v_\chi}$, các trường vật lý được xác định như sau:

$$\begin{pmatrix} G_2^\pm \\ H_2^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_1 & -\sin \theta_1 \\ \sin \theta_1 & \cos \theta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi_2^\pm \\ \rho_3^\pm \end{pmatrix}, \quad (2.12)$$

2.6. ALP trong mô hình ALP331

Trong hệ cơ sở (I_χ^1, I_η^3) , ta có một trường vô hướng không khối lượng G_1 và một trường vô hướng có khối lượng B_1 với khối lượng là:

$$m_{B_1}^2 = -\frac{(A - \lambda_7 v_\eta^2 v_\chi^2)}{2} \cdot \frac{(v_\eta^2 + v_\chi^2)}{v_\eta^2 v_\chi^2}. \quad (2.13)$$

Bình phương ma trận trộn khối lượng trong hệ cơ sở $(I_\phi, I_\chi^3, I_\rho, I_\eta^1)$ có dạng:

$$M_{odd}^2 = -\frac{A}{2} \begin{pmatrix} \frac{1}{v_\phi^2} & \frac{1}{v_\phi v_\chi} & \frac{1}{v_\phi v_\rho} & \frac{1}{v_\phi v_\eta} \\ & \frac{1}{v_\chi^2} & \frac{1}{v_\chi v_\rho} & \frac{1}{v_\chi v_\eta} \\ & & \frac{1}{v_\rho^2} & \frac{1}{v_\rho v_\eta} \\ & & & \frac{1}{v_\eta^2} \end{pmatrix}, \quad (2.14)$$

và được chéo hóa chính xác bằng phương pháp Euler. Các trường vật lý là:

$$\begin{pmatrix} a \\ G_{Z'} \\ G_Z \\ A_5 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{\theta_\phi} & -s_{\theta_3}s_{\theta_\phi} & -s_\alpha c_{\theta_3}s_{\theta_\phi} & -c_\alpha c_{\theta_3}s_{\theta_\phi} \\ 0 & c_{\theta_3} & -s_\alpha s_{\theta_3} & -c_\alpha s_{\theta_3} \\ 0 & 0 & c_\alpha & -s_\alpha \\ s_{\theta_\phi} & s_{\theta_3}c_{\theta_\phi} & s_\alpha c_{\theta_3}c_{\theta_\phi} & c_\alpha c_{\theta_3}c_{\theta_\phi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_\phi \\ I_\chi^3 \\ I_\rho \\ I_\eta^1 \end{pmatrix}, \quad (2.15)$$

trong đó, $\cos \xi = c_\xi$, $\sin \xi = s_\xi$ với $\xi = \alpha, \theta_3, \theta_\phi$ và các góc trộn là:

$$\begin{aligned} \tan \alpha &= \frac{v_\eta}{v_\rho}, & \tan \theta_3 &= \frac{v_\eta}{v_\chi \sqrt{1 + \frac{v_\eta^2}{v_\rho^2}}} \approx \frac{v_\eta}{v_\chi}, \\ \tan \theta_\phi &= \frac{v_\chi}{v_\phi \sqrt{1 + v_\chi^2 \left(\frac{1}{v_\rho^2} + \frac{1}{v_\eta^2} \right)}} \approx \frac{v_\chi}{v_\phi}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Ở đây, ALP là hạt không có khối lượng và được xác định bởi sự kết hợp của cả bốn trường vô hướng CP lẻ I_ϕ, I_χ^3, I_ρ cùng I_η^1 :

$$a = I_\phi c_{\theta_\phi} - I_\chi^3 s_{\theta_\phi} s_{\theta_3} - I_\rho c_{\theta_3} s_\alpha s_{\theta_\phi} - I_\eta^1 c_\alpha c_{\theta_3} s_{\theta_\phi}, \quad (2.17)$$

Khai triển này là hoàn toàn khác với axion a được đưa ra trong các công bố trước đây. Ma trận (2.14) được chéo hóa bởi ma trận trong (2.15) với ba góc trộn $\alpha, \theta_3, \theta_\phi$ được xác định trong (2.16) và một tham số $\left(\frac{1}{v_\phi^2} + \frac{1}{v_\chi^2} + \frac{1}{v_\rho^2} + \frac{1}{v_\eta^2} \right)$ chứa trong biểu thức xác định khối lượng của trường A_5 trong biểu thức:

$$m_{A_5}^2 = -\frac{A}{2} \left(\frac{1}{v_\phi^2} + \frac{1}{v_\chi^2} + \frac{1}{v_\rho^2} + \frac{1}{v_\eta^2} \right) \approx -\frac{\lambda_\phi v_\phi v_\chi}{\sin 2\alpha}. \quad (2.18)$$

Từ biểu thức (2.18), ta có thể thấy giá trị của λ_ϕ phải là số âm.

2.7. Phần vô hướng trung hòa CP chẵn

Trong hệ cơ sở (R_χ^1, R_η^3) , ta có một trường vô hướng không khối lượng G_4 và một trường vô hướng có khối lượng H_1 với khối lượng như sau:

$$m_{H_1}^2 = -\frac{(A - \lambda_7 v_\eta^2 v_\chi^2)}{2} \cdot \frac{(v_\eta^2 + v_\chi^2)}{v_\eta^2 v_\chi^2}. \quad (2.19)$$

Trong hệ cơ sở $(R_\eta^1, R_\rho, R_\chi^3, R_\phi)$, bình phương ma trận trộn khối lượng là:

$$\begin{pmatrix} 2\lambda_2 v_\eta^2 - \frac{A}{2v_\eta^2} & \lambda_6 v_\eta v_\rho + \frac{\lambda_\phi v_\chi v_\phi}{2} & \lambda_4 v_\eta v_\chi + \frac{\lambda_\phi v_\rho v_\phi}{2} & \lambda_{13} v_\eta v_\phi + \frac{\lambda_\phi v_\rho v_\chi}{2} \\ \lambda_6 v_\eta v_\rho + \frac{\lambda_\phi v_\chi v_\phi}{2} & 2\lambda_3 v_\rho^2 - \frac{A}{2v_\rho^2} & \frac{\lambda_\phi v_\eta v_\phi}{2} + \lambda_5 v_\rho v_\chi & \frac{\lambda_\phi v_\eta v_\chi}{2} + \lambda_{12} v_\rho v_\phi \\ \lambda_4 v_\eta v_\chi + \frac{\lambda_\phi v_\rho v_\phi}{2} & \frac{\lambda_\phi v_\eta v_\phi}{2} + \lambda_5 v_\rho v_\chi & 2\lambda_1 v_\chi^2 - \frac{A}{2v_\chi^2} & \frac{\lambda_\phi v_\eta v_\rho}{2} + \lambda_{11} v_\chi v_\phi \\ \lambda_{13} v_\eta v_\phi + \frac{\lambda_\phi v_\rho v_\chi}{2} & \frac{\lambda_\phi v_\eta v_\chi}{2} + \lambda_{12} v_\rho v_\phi & \frac{\lambda_\phi v_\eta v_\rho}{2} + \lambda_{11} v_\chi v_\phi & 2\lambda_{10} v_\phi^2 - \frac{A}{2v_\phi^2} \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

So sánh với ma trận tương ứng trong [4, 5], ta thấy rằng ba yếu tố ma trận đầu tiên ở cột bốn phải có *thêm* các số hạng: $\frac{\lambda_{11}v_\phi v_\chi'}{2}$, $\frac{\lambda_{13}v_\phi v_\eta}{2}$ và $\frac{\lambda_{12}v_\phi v_\rho}{2}$. Ma trận dùng để chéo hóa ma trận M_R^2 là:

$$U_R = \begin{pmatrix} -c_{\alpha_2} & -s_{\alpha_2}c_{\alpha_3} & -s_{\alpha_2}s_{\alpha_3}c_{\alpha_\phi} & s_{\alpha_2}s_{\alpha_3}s_{\alpha_\phi} \\ s_{\alpha_2} & -c_{\alpha_2}c_{\alpha_3} & -c_{\alpha_2}s_{\alpha_3}c_{\alpha_\phi} & c_{\alpha_2}s_{\alpha_3}s_{\alpha_\phi} \\ 0 & s_{\alpha_3} & -c_{\alpha_3}c_{\alpha_\phi} & c_{\alpha_3}s_{\alpha_\phi} \\ 0 & 0 & s_{\alpha_\phi} & c_{\alpha_\phi} \end{pmatrix}, \quad (2.21)$$

trong đó, các góc trộn của phần vô hướng CP chẵn được xác định như sau:

$$\tan 2\alpha_2 = \frac{4c_{\alpha_3}v_\eta v_\rho (A + \lambda_6 v_\eta^2 v_\rho^2)}{Ac_{\alpha_3}^2 v_\eta^2 - Av_\rho^2 + 4v_\eta^2 v_\rho^2 (\lambda_2 v_\eta^2 - \lambda_3 c_{\alpha_3}^2 v_\rho^2)}, \quad (2.22)$$

$$\tan 2\alpha_3 = \frac{4v_\chi (A + 2\lambda_5 v_\rho^2 v_\chi^2)}{c_{\alpha_\phi} (A - 4\lambda_1 v_\chi^4)^2}, \quad (2.23)$$

$$\tan 2\alpha_\phi = \frac{\lambda_{11}v_\chi}{\lambda_{10}v_\phi}. \quad (2.24)$$

Ta có thể đồng nhất h là boson Higgs của SM. Còn h_5 , H_χ là các hạt mới với khối lượng ở thang điện yếu v_η, v_ρ, v_χ . Hạt mới Φ có khối lượng rất lớn ở thang v_ϕ có thể giải thích lạm phát ở giai đoạn vũ trụ sớm.

2.8. Phân tích các kết quả chạy số cho phần vô hướng

1. Phần vô hướng mang điện: $\lambda_9 v_\rho^2 v_\eta^2 > A$ và $\lambda_8 v_\rho^2 v_\chi^2 > A$.
2. Phần vô hướng CP lẻ: $\lambda_7 v_\eta^2 v_\chi^2 > A$. Nếu $v_\eta = v_\rho$ trong thang EW, thì ta có thể có: $(m_{A_5}^2)_{min} = -\lambda_\phi v_\phi v_\chi$, điều này dẫn đến $\lambda_\phi < 0$. Với $m_{A_5} \sim 10^3$ GeV, $v_\phi \sim 10^{10}$ GeV và $v_\chi = 10^5$ GeV, thì $|\lambda_\phi| < 10^{-9}$. Thêm vào đó, từ điều kiện của λ_9 và giả sử rằng $v_\eta = v_\rho \simeq 174$ GeV, $v_\phi = 10^{10}$ GeV và $v_\chi = 10^5$ GeV, thì ta có kết quả là $|\lambda_\phi| < 10^{-10}$. Giá trị rất nhỏ của hằng số tương tác giữa bốn vô hướng λ_ϕ có thể giải thích một cách định tính bằng cách sử dụng đòi hỏi khối lượng của trường giả vô hướng A_5 phải ở thang năng lượng cỡ TeV.
3. Phần vô hướng CP chẵn
 - Khối lượng của lạm phát vũ trụ $m_\Phi = \sqrt{2\lambda_{10}} v_\phi \approx 10^{11}$ GeV nên $\lambda_{10} \approx 1$ nếu $v_\phi \approx 10^{10}$ GeV.
 - Khối lượng của trường vô hướng nặng: $m_{H_\chi}^2 \approx 2\lambda_1 v_\chi^2 + \frac{\lambda_5^2}{2\lambda_1} v_\rho^2$.

- Hai trường vô hướng nhẹ: Sử dụng gần đúng $\lambda_2 \simeq \lambda_3 \simeq \lambda_6$, ta có:

$$m_{h,h_5}^2 \approx \lambda_3 v^2 + \frac{m_{A_5}^2}{2} \pm \sqrt{m_{A_5}^4 + \lambda_3^2 (v^4 - 3v_\eta^2 v_\rho^2) - \frac{\lambda_3 m_{A_5}^2 (v^4 - 2v_\eta^2 v_\rho^2)}{v^2}} \quad (2.25)$$

Trong trường hợp $v_\eta = v_\rho = \frac{v}{\sqrt{2}}$, thì: $m_h^2 \simeq \frac{3}{2} \lambda_3 v^2$, $m_{h_5}^2 \simeq \frac{\lambda_3 v^2}{2} + m_{A_5}^2$.

Trường h là SMLHB. Trường vô hướng mới h_5 với khối lượng có thể nhận giá trị 150 GeV hoặc 96 GeV phụ thuộc vào các tham số $\lambda_2, \lambda_3, \lambda_\phi$ và các VEV của các trường vô hướng. Mối liên hệ giữa A_5, h và h_5 là: $|m_{h_5}^2 - m_{A_5}^2| = \mathcal{O}(m_h^2)$..

2.9. Tương tác Yukawa và sự bảo toàn vị cho tương tác của SMLHB

Với $\alpha = 1, 2$ và $a = \alpha, 3$, các hằng số tương tác Yukawa được xác định bởi các biểu thức sau:

$$(y_6)_{na} = \frac{\sqrt{2}}{v_\rho} \left(V_{uL} \widetilde{M}_u V_{uR}^\dagger \right)_{na}, \quad (y_3)_{3a} = \frac{\sqrt{2}}{v_\eta} \left(V_{uL} \widetilde{M}_u V_{uR}^\dagger \right)_{3a} \quad (2.26)$$

$$(y_4)_{na} = \frac{\sqrt{2}}{v_\eta} \left(V_{dL} \widetilde{M}_d V_{dR}^\dagger \right)_{na}, \quad (y_5)_{3a} = \frac{\sqrt{2}}{v_\rho} \left(V_{dL} \widetilde{M}_d V_{dR}^\dagger \right)_{3a}. \quad (2.27)$$

Hằng số tương tác rất nhỏ λ_ϕ cũng có thể được hiểu là kết quả của sự phá vỡ đối xứng $U(1)_L$ (đối xứng toàn cục về số lepton), đối xứng này bị vi phạm bởi tương tác của bốn vô hướng $\lambda_\phi \eta \chi \rho \phi$. Ta có thể viết lại hằng số tương tác dưới dạng khác như sau:

$$(\Gamma_{u,d}^h)_{ij} = \frac{c_{\alpha_2}}{v_\rho} \left(\widetilde{M}_{u,d} \right)_{ij} - \frac{c_{\alpha_2}}{v_\eta} (\tan \alpha + \tan \alpha_2) \left(\Gamma_h'^{(u,d)} \right)_{ij}. \quad (2.28)$$

Trong biểu thức (2.28), số hạng đầu tiên bảo toàn vị, số hạng thứ hai làm thay đổi vị. Để bảo toàn vị cho các tương tác của hạt Higgs trong SM, số hạng thứ hai phải bị triệt tiêu nên $\tan \alpha = -\tan \alpha_2$.

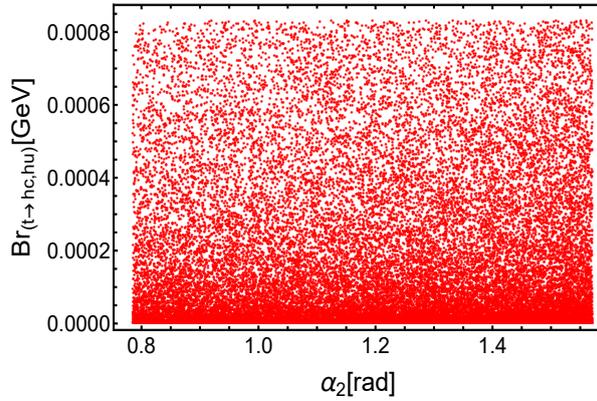
2.10. Kết luận chương 2

Nguyên nhân đưa đối xứng gián đoạn $Z_{11} \otimes Z_2$ vào mô hình $\nu 331$ được trình bày chi tiết. Các ma trận trộn khối lượng trong phần vô hướng Higgs của mô hình ALP331 được chéo hóa giúp xác định được trạng thái vật lý và khối lượng của các trường vô hướng xuất hiện trong mô hình ALP331 (hạt ALP, hạt SMLHB,...). Phần boson chuẩn cũng được chéo hóa rõ ràng và cho thấy mô hình có 5 boson chuẩn mới nặng (Z', X^0, X^{0*}, Y^\pm) cùng xuất hiện với 4 boson chuẩn của SM (A, Z, W^\pm).

CHƯƠNG 3. Một số hiện tượng luận trong phần vô hướng Higgs của mô hình ALP331

3.1. Một số kênh rã hiếm của quark top gây ra bởi FCNC

3.1.1. Kênh rã của quark top $t \rightarrow ch$ và $t \rightarrow uh$ gây ra bởi FCNC



Hình 3.1: Mối tương quan giữa góc trộn α_2 và tỉ lệ rã nhánh $Br_{(t \rightarrow hu, t \rightarrow hc)}$.

Tỉ lệ rã nhánh của quá trình $t \rightarrow qh_5$ ($q = c, u$) là:

$$Br(t \rightarrow h_5 u) = \frac{g_{th_5 u}^2 (m_t^2 - m_{h_5}^2)^2}{4\pi \Gamma_t 2m_t m_{h_5}}, \quad Br(t \rightarrow h_5 c) = \frac{g_{th_5 c}^2 (m_t^2 - m_{h_5}^2)^2}{4\pi \Gamma_t 2m_t m_{h_5}}. \quad (3.1)$$

Nếu hạt h_5 có khối lượng cỡ 150 GeV, kết quả chạy số cho thấy tỉ lệ rã nhánh của các kênh rã $t \rightarrow h_5 q$ (với $q = u, c$) có thể nhận giá trị vào cỡ 10^{-3} .

3.1.2. Kênh rã hiếm của quark top $t \rightarrow c\gamma$ và $t \rightarrow u\gamma$ gây ra bởi FCNC

Bề rộng rã của các quá trình $t \rightarrow c\gamma$ và $t \rightarrow u\gamma$ có dạng:

$$\begin{aligned} \Gamma(t \rightarrow c\gamma) &= \frac{\alpha G_F m_t^3 |y_{hct}|^2}{192\pi^4} \left| \left(f_1 \frac{m_h}{m_t} + f_2 \frac{m_h}{m_t} \right) A_h B_h + \left(f_1 \frac{m_{h_5}}{m_t} + f_2 \frac{m_{h_5}}{m_t} \right) A_{h_5} B_{h_5} \right|^2 \\ \Gamma(t \rightarrow u\gamma) &= \frac{\alpha G_F m_t^3 |y_{hut}|^2}{192\pi^4} \left| \left(f_1 \frac{m_h}{m_t} + f_2 \frac{m_h}{m_t} \right) A_h B_h + \left(f_1 \frac{m_{h_5}}{m_t} + f_2 \frac{m_{h_5}}{m_t} \right) A_{h_5} B_{h_5} \right|^2 \end{aligned} \quad (3.2)$$

Nếu trường A_5 có khối lượng rất gần với thang TeV, trong khi đó trường h_5 có khối lượng trong khoảng $90 \text{ GeV} \leq m_{h_5} \leq 200 \text{ GeV}$ thì đóng góp chính vào các quá trình rã $t \rightarrow u\gamma$ và $t \rightarrow c\gamma$ sẽ phát sinh từ các trao đổi ảo của quark top với các vô hướng trung hòa CP chẵn h và h_5 . Hằng số tương tác làm thay đổi vị của quark top là $10^{-2} \text{ GeV} \leq y_{hct}, y_{hut} \leq 1.2 \times 10^{-2}$. Tỷ số rã nhánh của các quá trình rã hiếm $t \rightarrow c\gamma$ và $t \rightarrow u\gamma$ là:

$$Br(t \rightarrow c\gamma) = \frac{\Gamma(t \rightarrow c\gamma)}{\Gamma_{top}}, \quad Br(t \rightarrow u\gamma) = \frac{\Gamma(t \rightarrow u\gamma)}{\Gamma_{top}}, \quad (3.3)$$

trong đó, $\Gamma_{top} = 1.42_{-0.15}^{+0.19} \text{ GeV}$ là bề rộng rã toàn phần của quark top . Các kết quả chạy số đối với tỷ số rã nhánh của $t \rightarrow c\gamma$ và $t \rightarrow u\gamma$ cho thấy tỷ số này phải nhận giá trị vào cỡ 10^{-10} , nhỏ hơn vài bậc so với giá trị giới hạn trên của thực nghiệm 2.2×10^{-4} và 6.1×10^{-5} .

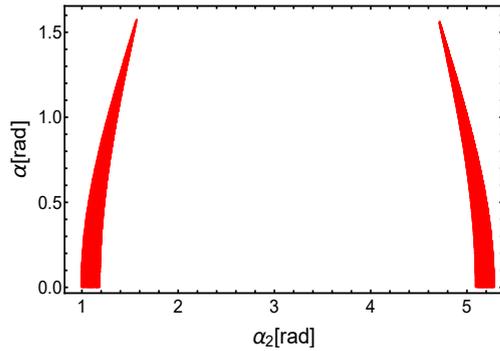
3.2. Một số kênh rã của SMLHB h thành hai fermion

3.2.1. SMLHB rã thành hai quark loại d : $h \rightarrow \bar{b}b$

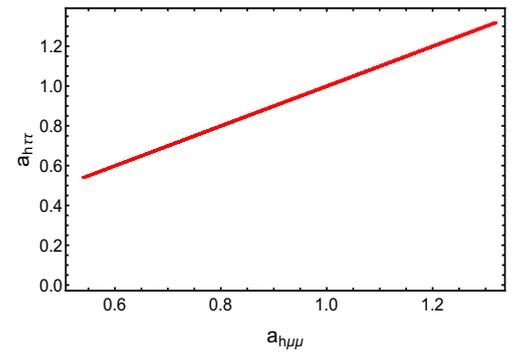
Sử dụng biểu thức (1.4), ta xác định được bề rộng rã của quá trình $h \rightarrow \bar{b}b$. Hệ số chênh lệch của $g_{hb\bar{b}}$ trong ALP331 đang xét so với $g_{hb\bar{b}}^{SM}$ của SM là:

$$a_{hb\bar{b}} = 2 \frac{c_{\alpha_2}}{c_{\alpha}}. \quad (3.4)$$

Để có tỷ số rã nhánh của các quá trình rã $h \rightarrow \bar{b}b$ nằm trong khoảng thực



Hình 3.2: Tương quan giữa góc trộn α và α_2 khi khảo sát quá trình rã $h \rightarrow \bar{b}b$.



Hình 3.3: Tương quan giữa các tham số $a_{h\tau\tau}$ và $a_{h\mu\mu}$.

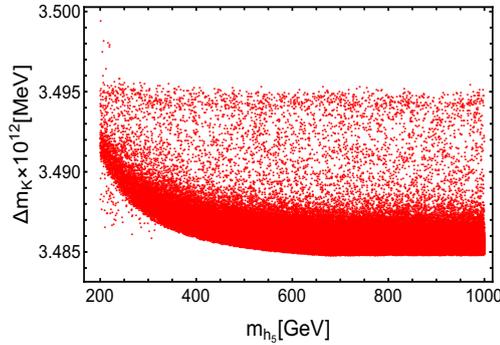
nghiệm cho phép với $\alpha \in [0, \frac{\pi}{2}]$ rad thì giá trị của α_2 nên nằm trong khoảng $(1 \div 1.6)$ rad hoặc $(4.75 \div 5.4)$ rad.

3.2.2. SMLHB rã thành hai lepton mang điện $h \rightarrow \bar{l}l$

Hệ số chênh lệch của $g_{h\bar{l}l}$ trong ALP331 với $g_{h\bar{l}l}^{SM}$ là: $a_{h\bar{l}l} = \frac{vc\alpha_2}{v_\rho}$ Tập giá trị $0.6 < a_{h\mu\mu,\tau\tau} < 1.2$ phù hợp với giới hạn thực nghiệm. Hình (3.3) biểu diễn mối liên hệ tuyến tính giữa $a_{h\tau\tau}$ và $a_{h\mu\mu}$. Kết hợp điều kiện ràng buộc về góc trộn α và α_2 thu được từ kênh rã $h \rightarrow \bar{b}b$ thì ta thu được điều kiện ràng buộc chặt hơn giữa α và α_2 là: Nếu $0.7 \text{ rad} \leq \alpha \leq 1.4 \text{ rad}$ thì $1 \text{ rad} \leq \alpha_2 \leq 1.4 \text{ rad}$, hoặc $4.8 \text{ rad} \leq \alpha_2 \leq 5.4 \text{ rad}$.

3.3. Dao động meson

Các dao động meson này được gây ra bởi sự tương tác của các trường vô hướng và boson Z' với các quark trong phần quark loại d . Sự trộn meson $K^0 - \bar{K}^0$, $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ và $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ được mô tả bởi các Hamiltonian hiệu dụng. Trong mô hình ALP331, các đóng góp của vật lý mới cho sự khác biệt của meson phụ thuộc vào $G_F, f_K, B_K, \eta_K, m_K, \dots$



Hình 3.4: Mối liên hệ giữa sự tách khối lượng của meson Δm_K với khối lượng của trường vô hướng nhẹ mới m_{h_5} .

Trong Hình (3.4), ta vẽ mối tương quan giữa sự tách khối lượng của meson Δm_K với khối lượng của trường vô hướng CP chẵn không nằm trong SM m_{h_5} . Còn trong Hình (3.6), ta biểu diễn vùng giới hạn phù hợp với các điều kiện ràng buộc của sự tách khối lượng của các meson Δm_K , Δm_{B_d} và Δm_{B_s} trong mặt phẳng $m_{A_5} - m_{h_5}$. Vùng giới hạn này chứa các giá trị nằm trong phạm vi cho phép của thực nghiệm.

3.4. Tương tác của SMLHB h với các hạt giả vô hướng trong phần vô hướng trung hòa CP lẻ

Hằng số tương tác của SMLHB h với hai hạt ALP a được xác định là:

$$g_{haa} \approx \frac{v_\rho v_\eta}{2\sqrt{2}} \left(\frac{\lambda_6 \lambda_{12}}{\sqrt{V_{236}^2 + (\lambda_3 v_\rho^2 - \lambda_2 v_\eta^2) V_{236}}} - \lambda_{13} \sqrt{V_{236} + \lambda_3 v_\rho^2 - \lambda_2 v_\eta^2} \right), \quad (3.5)$$

trong đó, $V_{236} = \sqrt{(\lambda_2 v_\eta^2 - \lambda_3 v_\rho^2)^2 + \lambda_6^2 v_\eta^2 v_\rho^2}$.

Hằng số tương tác của SMLHB h với hai trường giả vô hướng A_5 là:

$$g_{hA_5A_5} \approx \frac{1}{2\sqrt{2}} \left(v_\rho (2\lambda_3 v_\eta^2 + \lambda_6 v_\rho^2) \sqrt{\frac{V_{236} - \lambda_3 v_\rho^2 + \lambda_2 v_\eta^2}{V_{236}}} - v_\eta (2\lambda_2 v_\rho^2 + \lambda_6 v_\eta^2) \sqrt{\frac{V_{236} + \lambda_3 v_\rho^2 - \lambda_2 v_\eta^2}{V_{236}}} \right). \quad (3.6)$$

Khi xét với trường Higgs mới nhẹ h_5 , ta nhận thấy các hằng số tương tác $g_{h_5aa}, g_{h_5A_5A_5}$ cũng phụ thuộc vào $\lambda_2, \lambda_3, \lambda_6, v_\rho, v_\eta$ và V_{236} .

3.5. Kết luận chương 3

Một số hiện tượng trong mô hình ALP331 như dao động meson, các kênh rare hiếm của quark top và kênh rare của SMLHB thành hai lepton gây ra bởi FCNC, được khảo sát để giới hạn vùng không gian giá trị cho một số tham số (góc trộn khối lượng, hằng số tương tác,...) trong mô hình.

KẾT LUẬN

Mô hình ALP331 có hai loại trường vô hướng không trộn với nhau là: trường vô hướng bilepton mang có số lepton bằng 2 và các trường vô hướng thông thường không mang số lepton. Trường vật lý của các hạt ALP a và hạt giả vô hướng A_5 được xác định chính xác đã cho thấy hai trường này chỉ tương tác với các fermion trong mô hình với cường độ cực nhỏ.

Việc chéo hóa các ma trận trộn khối lượng để tìm các trường vật lý là bước mở đầu cho việc nghiên cứu các hiện tượng luận của mô hình ALP331 trong thời gian tới.

Các phân tích số liệu của chúng tôi trong phần vô hướng cũng cho phép xác định thành công giới hạn dưới về khối lượng của trường giả vô hướng A_5 vào cỡ 200GeV. Kết quả này là hoàn toàn khác với những kết quả đã được công bố trước đây. Các kết quả chạy số cũng chỉ ra được các điều kiện ràng buộc của các hằng số tương tác $\lambda_2, \lambda_3, \lambda_\phi$ với $\tan \alpha = \frac{v_\eta}{v_\rho}$ và các VEV của các trường vô hướng ϕ, χ, η, ρ để làm xuất hiện một boson Higgs mới có khối lượng cỡ thang TeV hoặc subTeV.

Mô hình ALP331 là hoàn toàn phù hợp với các điều kiện thực nghiệm thu được từ các kênh rã FCNC của quark top , các kênh rã hiếm của quark top , các kênh rã thành lepton của SMLHB cũng như trong các dao động meson $K^0 - \bar{K}^0, B_d^0 - \bar{B}_d^0$ và $B_s^0 - \bar{B}_s^0$.

Mô hình ALP331 không chỉ giải thích được vì sao số thế hệ fermion là 3 hay vấn đề khối lượng rất nhỏ của neutrino, mà còn có thể cho các ứng cử viên DM và giải thích được khối lượng rất lớn của lạm phát vũ trụ cũng như sự xuất hiện của hạt ALP có gần như đầy đủ các tính chất của DM mặc dù chưa giải quyết được vấn đề CP mạnh. Tất cả các kết quả nhận được đều rất tự nhiên. Việc tiếp tục đi sâu nghiên cứu theo hướng mở rộng này để giải quyết các vấn đề ngoài phạm vi SM đang tồn tại là khả thi và cần thiết.

NHỮNG ĐÓNG GÓP MỚI CỦA LUẬN ÁN

1. Chúng tôi đã phân tích chi tiết phổ hạt của mô hình ALP331 để chỉ ra những thiếu sót và kết luận chưa hợp lý về một số hạt mới trong phần vô hướng của mô hình trong một số bài báo đã được công bố trước đây của các tác giả khác. Từ đó, chúng tôi bổ sung những số hạng còn thiếu và chỉnh sửa lại các ma trận trộn khối lượng. Sau đó, chúng tôi trình bày những kết quả của việc chéo hóa các ma trận khối lượng này để xác định chính xác biểu thức mô tả trạng thái vật lý cũng như biểu thức xác định khối lượng của các hạt trong phần vô hướng của mô hình ALP331.
2. Việc xác định một cách chính xác biểu thức mô tả trạng thái vật lý của các hạt trong phần vô hướng CP lẻ giúp chỉ ra rằng mô hình đang xét không chứa axion là ứng cử viên cho CDM axion QCD . Mô hình chỉ chứa hạt ALP nên không giải quyết được vấn đề CP mạnh do ALP không xuất hiện từ các tương tác trong QCD . Tuy nhiên, ALP vẫn có thể là ứng cử viên cho DM dạng khác. Vì vậy, mô hình $\nu 331$ áp đối xứng gián đoạn $Z_{11} \otimes Z_2$ hay mô hình A331 được chúng tôi đặt tên lại là mô hình ALP331.
3. Một số hiện tượng luận chưa từng được khảo sát trong mô hình ALP331 trước đây đã được chúng tôi nghiên cứu. Đó là những hiện tượng như hiện tượng dao động meson B , sự rã bảo toàn vị của SMLHB, các kênh rã của quark top $t \rightarrow hq, t \rightarrow q\gamma$ với $q = u, c$ gây ra bởi FCNC, tương tác của các hạt giả vô hướng với các quark ngoại lai và các tương tác mới giữa các hạt h, h_5, a, A_5 . Các kết quả nghiên cứu giúp chúng tôi xác định những điều kiện ràng buộc của một số tham số như góc trộn khối lượng và hằng số tương tác trong mô hình để mô hình ALP331 có thể phù hợp với dữ liệu thực nghiệm.

DANH MỤC CÁC CÔNG TRÌNH ĐÃ CÔNG BỐ

1. D. T. Binh, L. T. Hue, V. H. Binh, H. N. Long, *Neutrino energy-loss rate in 331β model*, International Journal of Modern Physics A, Vol **36**, No. 26 (2021) 2150179.
2. Hoang Ngoc Long, Vo Van Vien, Vu Hoa Binh, *Effective Couplings between Two Photons and Axion in the 3-3-1 Model*, VNU Journal of Science: Mathematics - Physics, Vol. **37**, No. 4 (2021), 51-58.
3. V. H. Binh, D. T. Binh, A. E. Cárcamo Hernández, D. T. Huong, D. V. Soa, and H. N. Long, *Higgs sector phenomenology in the 3-3-1 model with an axionlike particle*, arXiv:2007.05004[hep-ph], Phys. Rev. D **107**, 095030 (2023), (28 pages), DOI: 10.1103/PhysRevD.107.095030, ISSN: 1550-7998, IF: 5.407 (SCI), h-5 index: 155.
4. L. T. Hue, H. N. Long, V. H. Binh, H. L. T. Mai, T. Phong Nguyen, *One-loop contributions to decays $e_b \rightarrow e_a \gamma$ and $(g - 2)_{e_a}$ anomalies and Ward identity*, arXiv:2301.05407 [hep-ph], Nuclear Physics B **992**, (2023), 116244. DOI: 10.1016/j.nuclphysb.2023.116244, IF: 3.045 (SCI), h index: 262.
5. V. H. Binh, D. T. Huong, H. N. Long, D. V. Soa, *New scalar fields in the 3-3-1 model with axion like particle*, The 48th Vietnam Conference on Theoretical Physics, (2023).

Luận án này sử dụng các kết quả của công trình thứ 3 và có liên quan đến công trình thứ 2 cùng báo cáo tại hội nghị Vật lý lý thuyết Việt Nam lần thứ 48.

Tài liệu tham khảo

- [1] J. C. Montero, V. Pleitez and O. Ravinez, *Soft superweak CP violation in a 3-3-1 model*, Physics Review D, **1999**, 60, 076003, [hep-ph/9811280].
- [2] J. C. Montero, C. C. Nishi, V. Pleitez, O. Ravinez and M. C. Rodriguez, *Soft CP violation in K-meson systems*, Physics Review D, **2006**, 73, 016003 [hep-ph/0511100].
- [3] V. H. Binh, D. T. Binh, A. E. Cárcamo Hernández, D. T. Huong, D. V. Soa, and H. N. Long, *Higgs sector phenomenology in the 3-3-1 model with axion like particle*, Physics Review D, **2023**, 107, 095030.
- [4] A. G. Dias, C. A. de S. Pires and P. S. Rodrigues da Silva, *Discrete symmetries, invisible axion and lepton number symmetry in an economic 3-3-1 model*, Physics Review D **2003**, 68, 115009.
- [5] J. G. Ferreira, C. A. de S. Pires, J. G. Rodrigues and P.S. Rodrigues da Silva, *Embedding cosmological inflation, axion dark matter and seesaw mechanism in a 3-3-1 gauge model*, Physics Letter B **2017**, 771, 199.
- [6] S. Weinberg, *A New Light Boson?*, Physics Letter B **1978**, 40, 223.
- [7] F. Wilczek, *Problem of Strong P and T Invariance in the Presence of Instantons*, Physics Review Letter **1978**, 40, 279.
- [8] I. I. Bigi, A. I. Sanda, *CP violation*, Cambridge University Press, **2009** <https://doi.org/10.1017/CBO9780511581014>.
- [9] C. B. Adams *et al.*, *Snowmass 2021 White Paper Axion Dark Matter*, **2023**, <https://doi.org/10.48550/arXiv.2203.14923>.
DOI: 10.1140/epjc/s10052-023-11203-9, arXiv: 2206.10100 [hep-ph].

