

## SỰ XUẤT HIỆN CỦA VẬT CHẤT TỐI FERMION TRUNG HÒA TRONG MÔ HÌNH 3-3-1-1

Trần Đình Thám<sup>1</sup>

### TÓM TẮT

*Hiện nay nguồn gốc và mật độ vật chất tối trong Vũ trụ là câu hỏi trung tâm trong cả vật lý thiên văn và vật lý hạt cơ bản. Có rất nhiều bằng chứng thực nghiệm đã chứng tỏ sự tồn tại của vật chất tối trong Vũ trụ. Tuy nhiên, vấn đề đặt ra là: Vật chất tối được cấu tạo từ hạt cơ bản mới nào, hay nói cách khác ứng cử viên của vật chất tối là ai? Các ứng cử viên của vật chất tối xuất hiện như thế nào trong các mô hình mở rộng mô hình chuẩn? Việc tìm kiếm vật chất tối trong thực nghiệm ra sao?... Tất cả các câu hỏi đó vẫn đang được các nhà vật lý hạt cơ bản, cả thực nghiệm và lý thuyết đang rất quan tâm nghiên cứu để tìm ra câu trả lời.*

*Trong bài viết này, tôi tập trung vào việc nghiên cứu sự xuất hiện của vật chất tối fermion trung hòa trong mô hình mở rộng của mô hình chuẩn đó là mô hình 3-3-1-1 để góp phần vào việc tìm hiểu đầy đủ hơn ứng cử viên của vật chất tối.*

**Từ khóa:** *Vật chất tối, mô hình, fermion trung hòa, ứng cử viên của vật chất tối.*

### 1. Mở đầu

Nhiều thập kỷ qua, việc tìm kiếm và phát hiện các hạt mới đã thu hút các nhà vật lý trên thế giới, nhằm cố gắng tìm hiểu về cấu trúc và bản chất của Vũ trụ. Những công nghệ quan sát hiện đại của cuối thế kỷ XX đầu thế kỷ XXI chỉ đem lại cho chúng ta những hiểu biết phần nào về Vũ trụ, nhưng thực sự chúng ta vẫn chưa hiểu được nhiều về bản chất của Vũ trụ. Theo thực nghiệm quan sát hiện nay, Vũ trụ chứa 68,3% năng lượng tối, 26,8% vật chất tối, chỉ có 4,9% là vật chất thông thường (vật chất mà chúng ta quan sát được) [1]. Vật chất tối (Dark Matter - DM) đã được khẳng định về sự tồn tại của nó bằng cả quan sát và tiên đoán lý thuyết, DM được cho là các hạt cơ bản. Do đó, các hạt cấu tạo nên DM cũng như bản chất của chúng đang là vấn đề thời sự của vật lý hạt, thiên văn học và vũ trụ học.

Trên quan điểm của vật lý hạt cơ bản, các hạt DM là các hạt trung hòa, không bị rã hoặc thời gian sống của chúng phải đủ lớn (tức là thời gian sống của DM phải lớn hơn tuổi của Vũ trụ).

Như chúng ta đã biết, phần lớn các hạt trong mô hình chuẩn (Standard Model - SM) đều có khối lượng và không bền, với thời gian sống rất ngắn so với tuổi của Vũ trụ. Các hạt bền còn tồn tại trong Vũ trụ (không kể photon) bao gồm: electron, các quark u, d và ba neutrino; trong đó các hạt mang điện có thể tồn tại trong các tổ hợp bền như proton, neutron. Electron có thể cho đóng góp vào DM chỉ khi chúng liên kết với các proton để tạo thành các tổ hợp trung hòa nhưng tổ hợp này cho mật độ năng lượng nhỏ hơn rất nhiều so với mật độ DM đo được hiện nay. Như vậy, trong SM không tồn tại ứng cử viên

DM. Điều này khẳng định các hạt đóng góp vào DM phải là các hạt mới chỉ có trong các mô hình mở rộng SM.

Trước đây, các ứng cử viên của DM là các hạt có khối lượng và không tương tác với vật chất thông thường. Người ta cũng cho rằng, phần năng lượng bị mất đi trong các máy gia tốc chính là tín hiệu của vật chất tối. Tuy nhiên, khoa học hiện nay đã mở rộng đáng kể danh sách các ứng cử viên và cung cấp nhiều dấu hiệu mới có thể tìm kiếm DM. Các số liệu thực nghiệm về tìm kiếm DM một cách gián tiếp cho thấy phổ khối lượng của DM là rất rộng. Các thông tin về spin của DM cũng không được xác định. Chính vì vậy, các ứng cử viên của DM là rất phong phú như neutralino, boson Higgs, axion..., trong đó có fermion trung hòa.

Do đó trong bài viết này, tôi chỉ tập trung vào việc nghiên cứu sự xuất hiện của vật chất tối là fermion trung hòa trong mô hình mở rộng của SM đó là mô hình 3-3-1-1 và đề xuất phương án tìm kiếm trong thực nghiệm.

## 2. Nội dung

### 2.1. Mô hình 3-3-1-1

#### 2.2.1. Fermion trung hoà và các hạt lepton sai

Nhóm đối xứng chuẩn của mô hình 3-3-1 là  $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ , trong đó  $SU(3)_C$  là đối xứng của sắc động lực học lượng tử còn  $SU(3)_L \otimes U(1)_X$  là sự mở rộng từ đối xứng điện yếu của SM. Toán tử điện tích là tích còn lại không bị phá vỡ của đối xứng chuẩn  $Q = T_3 - (1/\sqrt{3})T_8 + X$ , ở đây  $T_i$  ( $i = 1, 2, 3, \dots, 8$ ) là vi tử của nhóm  $SU(3)_L$ ,  $X$  là tích của  $U(1)_X$ . Siêu tích của SM là  $Y = - (1/\sqrt{3})T_8 + X$ .

Các fermion dưới đối xứng 3-3-1 được sắp xếp như sau:

$$\Psi_{aL} = \begin{pmatrix} \nu_{aL} \\ e_{aL} \\ N_{aR}^c \end{pmatrix} \sim (1, 3, -1/3); \quad e_{aR} \sim (1, 1, -1) \quad (1)$$

$$Q_{aL} = \begin{pmatrix} d_{aL} \\ -u_{aL} \\ D_{aL} \end{pmatrix} \sim (3, 3^*, 0); \quad Q_{3L} = \begin{pmatrix} u_{3L} \\ d_{3L} \\ U_L \end{pmatrix} \sim (3, 3, 1/3) \quad (2)$$

$$u_{aR} \sim (3, 1, 2/3); \quad d_{aR} \sim (3, 1, -1/3) \quad (3)$$

$$U_R \sim (3, 1, 2/3); \quad D_{aR} \sim (3, 1, -1/3) \quad (4)$$

Trong đó  $a = 1, 2, 3$  và  $\alpha = 1, 2$  là chỉ số thế hệ hay chỉ số vị. Các số trong ngoặc lần lượt là các số lượng tử của  $SU(3)_C$ ,  $SU(3)_L$  và  $U(1)_X$ .  $N_{aR}$  và  $U, D_\alpha$  tương ứng là fermion trung hòa mới và các quark ngoại lai. Điện tích của các quark ngoại lai  $Q(U) = 2/3$  và  $Q(D_\alpha) = -1/3$  giống như các quark thông thường. Số lepton của  $N_{aR}$  bằng không

$L(N_{aR}) = 0$  khác với  $\nu_R$ . Vì vậy mô hình được gọi là mô hình 3-3-1 với fermion trung hòa.

Ta biết rằng, mô hình 3-3-1 với neutrino phân cực phải  $L(\nu_R) \neq 0$  có thang seesaw rất cao (để giải thích các khối lượng nhỏ của neutrino thông thường) từ  $10^{10}$  đến  $10^{14}$  GeV [2, 3]. Thang năng lượng này là quá cao so với máy gia tốc thông thường (cỡ TeV) nên rất khó kiểm chứng thực nghiệm. Tuy nhiên, mô hình 3-3-1 với fermion trung hòa [4, 5] cho thang seesaw cỡ TeV do  $L(N_R) = 0$  và vì vậy mô hình có thể được kiểm chứng.

Ngoài ra, mô hình 3-3-1 với fermion trung hòa cho ta giải thích ma trận trộn neutrino tự nhiên [6, 7]. Sự có mặt của  $N_R$  thay cho  $\nu_R$  sẽ dẫn đến một lớp các hạt mới, lẻ dưới một đối xứng chẵn lẻ và có thể cung cấp ứng cử viên cho DM.

Để phá vỡ đối xứng chuẩn  $SU(3)_L \otimes U(1)_X$  về đối xứng  $U(1)_Q$  và sinh khối lượng cho các fermion, mô hình 3-3-1 đòi hỏi ba tam tuyến vô hướng.

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_1^+ \\ \rho_2^0 \\ \rho_3^+ \end{pmatrix} \sim (1, 3, 2/3), \quad (5)$$

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta_1^0 \\ \eta_2^- \\ \eta_3^0 \end{pmatrix} \sim (1, 3, -1/3), \quad (6)$$

$$\chi = \begin{pmatrix} \chi_1^0 \\ \chi_2^- \\ \chi_3^0 \end{pmatrix} \sim (1, 3, -1/3), \quad (7)$$

Trong các mô hình 3-3-1, số lepton và số baryon có liên quan đến đối xứng  $U(1)_L$  và đối xứng  $U(1)_B$  ( $\mathbf{L}$  số lepton mới của mô hình và  $\mathbf{B}$  số baryon mới của mô hình).

Số lepton  $L$  thông thường là tổ hợp của các vi tử chéo của nhóm  $SU(3)_L \otimes U(1)_L \rightarrow U(1)_L$ :

$$L = \frac{2}{\sqrt{3}} T_8 + \mathbf{L} \quad (8)$$

Đối xứng baryon  $U(1)_B$  là đối xứng chính xác sau phá vỡ  $SU(3)_L \otimes U(1)_B \rightarrow U(1)_B$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B} \quad (9)$$

Từ biểu thức (8) và (9) ta thấy  $L$  là số lepton thông thường và  $B$  là số baryon thông thường,  $T_8$  đã biết nên ta hoàn toàn xác định được  $\mathbf{L}$  và  $\mathbf{B}$ .

Ở đây, các hạt trong SM vẫn giữ nguyên số lepton ban đầu. Tuy nhiên, hầu hết các hạt mới chẳng hạn như  $N_R, U, D, X, Y, \rho_3, \eta_3$  và  $\chi_{1,2}$  mang số lepton khác với tự nhiên của nó được quy định bởi SM. Có nghĩa là,  $N_R$  nằm trong tam tuyến lepton nhưng lại có số lepton bằng 0;  $U, D$  là các quark nhưng lại có số lepton khác 0; các boson chuẩn  $X, Y$  và các hạt vô hướng  $\rho_3, \eta_3$  và  $\chi_{1,2}$  có số lepton khác 0. Vì vậy, mô hình này là mô hình với phần lớn các hạt mới mang số lepton sai còn gọi là mô hình với các hạt lepton sai [8].

### 2.2.2. Đối xứng chuẩn 3-3-1-1 và W- parity

Ở đây nhóm đối xứng chuẩn của mô hình là  $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X \otimes U(1)_N$ , vì vậy ta gọi là mô hình 3-3-1-1. Các đa tuyến của mô hình 3-3-1-1 và các tích  $N$  tương ứng được cho bởi Bảng 1. Để phá vỡ tích B - L chúng ta phải thêm một trường vô hướng phức biến đổi như đơn tuyến của nhóm 3-3-1,

$$\phi \sim (1, 1, 0) \quad (10)$$

với  $\mathbf{B}(\phi) = \mathbf{B}(\phi) = 0, \mathbf{L}(\phi) = \mathbf{L}(\phi) = -2$ . Đối xứng 3-3-1-1 sẽ bị phá vỡ tự phát và các hạt trong mô hình nhận khối lượng đúng thông qua bốn trường vô hướng  $\phi, \eta, \rho, \chi$ .

**Bảng 1.** Các đa tuyến trong mô hình 3-3-1-1 với tích  $N$  tương ứng

Multiplet	$\psi_{aL}$	$e_{aR}$	$\nu_{aR}$	$Q_{3L}$	$Q_{aL}$	$u_{aR}$	$d_{aR}$	$U_R$	$D_{aR}$	$\rho$	$\eta$	$\chi$	$\phi$
$N = \mathbf{B} - \mathbf{L}$	$-\frac{2}{3}$	- 1	- 1	$\frac{2}{3}$	0	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{4}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$	2

Tích chuẩn B - L được xác định như sau:

$$B - L = -\sqrt{\frac{2}{3}}T_8 + N \quad (11)$$

Đây là tích không bị phá vỡ sau khi  $SU(3)_L \otimes U(1)_N$  bị phá vỡ bởi  $\eta, \rho, \chi$ . Sự mở rộng mô hình 3-3-1 với fermion trung hòa thành mô hình 3-3-1-1 có thể áp dụng cho các mô hình 3-3-1 thông thường như mô hình 3-3-1 tối thiểu và mô hình 3-3-1 với neutrino phân cực phải. Cách mở rộng này tương tự như mở rộng lý thuyết  $SU(5)$  thành  $SO(10)$  với tích B - L được xem như là một tích chuẩn định xứ.

Hiện tượng luận của mô hình là rất phong phú [9]. Tuy nhiên, trong bài báo này tôi chỉ tập trung vào một hệ quả là đối xứng gián đoạn còn dư sau phá vỡ đối xứng chuẩn 3-3-1-1. Đối xứng gián đoạn này sẽ cho một số hạt mới bền vững và chúng có thể là ứng cử viên của vật chất tối. Vì vậy, động lực gắn với số lepton và baryon sẽ không được quan tâm nghiên cứu.

Ở đây, số lepton được hiểu như là một hệ quả của bảo toàn tích tương ứng với nhóm  $G = SU(3)_L \otimes U(1)_L$ . Thừa số đầu tiên là phiên bản đối xứng toàn cục của đối xứng chuẩn. Nghĩa là, khi tính toán số lepton, tất cả các số lượng tử gắn

với đối xứng toàn cục  $SU(3)_L$  cho các đa tuyến của mô hình giống như đối xứng  $SU(3)_L$  định xứ. Do đó, nếu  $T_8$  và  $\mathbf{L}$  đặc trưng cho số lepton thì chúng được xem như là một tích toàn xứ và không nên nhầm lẫn với các tích chuẩn  $SU(3)_L \otimes U(1)_X$ . Tương tự, số baryon  $B$  cũng được xem như là tích toàn cục thông thường. Thực tế, các mô hình 3-3-1 luôn luôn bảo toàn số baryon. Vì vậy, số lepton  $\mathbf{L}$  hay  $L$  tác động lên mô hình là tương đương với tích  $N$  và sẽ được nhắc đến thay cho  $N$ . Tóm lại, mô hình 3-3-1 với các fermion trung hòa và tích  $\mathbf{L}$  (cộng thêm các neutrino mới phân cực phải và đơn tuyến vô hướng) được hiểu như là mô hình 3-3-1-1, trong đó tương tác chuẩn ứng với tích  $N$  không được xét đến.

Mặc dù lý thuyết bất biến với các đối xứng  $U(1)_L$  và  $U(1)_B$  và  $L$ ,  $B$  không bị phá vỡ bởi các giá trị trung bình chân không của  $\eta$ ,  $\rho$ ,  $\chi$ . Tuy nhiên,  $B$ ,  $L$  nên bị phá vỡ theo một cách nào đó để giải thích bất đối xứng vật chất và phản vật chất của Vũ trụ, đồng thời cung cấp khối lượng cho neutrino.

Như đã được chỉ ra, bản chất của  $L$  trong mô hình này là tích định xứ vì nó là kết quả của  $T_8$ . Lý thuyết với  $L$  định xứ có thể đưa về lý thuyết với tích  $N = \mathbf{B} - \mathbf{L}$ . Chúng ta phải phá vỡ hoàn toàn tích  $N$  cũng như cung cấp khối lượng đủ lớn cho boson chuẩn mới  $Z_N$  tương ứng để hạt này không bị phát hiện bởi các máy gia tốc hiện tại. Điều này có thể đạt được nếu ta đưa vào đơn tuyến vô hướng  $\phi$  như đã đề cập, với giá trị trung bình chân không,

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \Lambda \quad (12)$$

Với những vô hướng và trung bình chân không đã cho, ta có thể chứng minh được rằng parity (tương tự parity trong Mô hình chuẩn siêu đối xứng tối thiểu) là đối xứng gián đoạn còn dư và không bị phá vỡ sau phá vỡ đối xứng  $B - L = -(\frac{2}{\sqrt{3}})T_8 + N$  [hay  $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ ]. Parity này là một đối xứng chính xác của mô hình 3-3-1-1 và do đó khi kể đến spin sẽ có dạng:

$$P = (-1)^{3(B-L)+2s} = (-1)^{-2\sqrt{3}T_8+3N+2s} \quad (13)$$

$P$  vẫn bảo toàn tất cả các trung bình chân không được cho ở trên.  $R$ -parity của các hạt trong mô hình được cho ở Bảng 2.

**Bảng 2.**  $R$ -parity của các hạt trong mô hình 3-3-1-1 gồm hai loại là các hạt lepton sai và các hạt thông thường

+ 1 (ordinary or bilepton particle)	$\nu_L$ $e$ $u$ $d$ $\gamma$ $W$ $Z$ $\rho_1,$ $\eta_{1,2}$ $\chi^3$ $\phi$ $\nu_R$ $Z'$ $Z_N$ $2$
- 1 (lepton sai particle)	$N_R$ $UD$ $\rho_3$ $\eta_3$ $\chi_{1,2}$ $X$ $Y$

Chúng ta thấy rằng tất cả các hạt có số lepton sai khác so với tự nhiên thông thường của chúng như được quy định bởi SM bởi 1 đơn vị, ví dụ  $L(N_R) = 0$ ,  $L(U) = -1$ ,  $L(X) = 1$ ,  $L(\rho_3) = -1$  thì được gọi là các hạt lepton sai với tích  $R$ -parity lẻ. Ngược lại, các hạt thông thường là các hạt trong SM và các hạt mới có tích  $R$ -parity chẵn. Như vậy  $R$ -parity có nguồn gốc từ đối xứng chuẩn 3-3-1-1 và là một đối xứng tự nhiên của các hạt lepton sai. Hạt lepton sai nhẹ nhất là bền vững do đối xứng  $R$ -parity và có khả năng là ứng viên của DM.

### 2.2.3. Thế vô hướng và khối lượng

Nếu đơn tuyến vô hướng  $\phi$  có giá trị trung bình chân không  $\Lambda$  cỡ thang  $\omega$  của phá vỡ đối xứng 3-3-1 thì nó sẽ tương tác với các vô hướng thông thường  $\eta$ ,  $\rho$ ,  $\chi$  thông qua thế vô hướng. Hiện tượng luận ứng với đối xứng B - L bị phá vỡ với sự hiện diện của boson chuẩn  $Z_N$  sẽ xuất hiện đồng thời với vật lý mới của mô hình 3-3-1 ở thang TeV [9]. Nếu trung bình chân không  $\Lambda$  rất lớn so với  $\omega$ , nghĩa là trường Higgs cho phá vỡ đối xứng  $U(1)_N$  rất nặng, thì  $\phi$  sẽ tách khỏi thế hiệu dụng của  $\eta$ ,  $\rho$ ,  $\chi$  ở năng lượng thấp. Ngoài ra,  $Z_N$  cũng tách khỏi phổ và không trộn lẫn với các boson chuẩn của mô hình 3-3-1.

Phá vỡ tích  $N = \mathbf{B} - \mathbf{L}$  có thể xuất hiện ở thang TeV hoặc thang rất cao. Vì vậy, chúng ta gọi  $R$ -parity trong mô hình này là  $W$ -parity và ở đây  $W$  nghĩa là lepton sai. Tùy thuộc vào không gian tham số của mô hình, hạt lepton sai nhẹ nhất có thể là hạt vector ( $X^0$ ), vô hướng ( $\chi_1^0$  hay  $\eta_3^0$ ), hoặc fermion ( $N_R^0$ ). Tất cả các hạt này phải trung hòa điện nếu chúng là ứng cử viên cho DM.

Bài báo này không quan tâm đến lục tuyến vô hướng bởi sự có mặt của đơn tuyến vô hướng  $\phi$  là đủ để cung cấp khối lượng cho các neutrino phù hợp với thực nghiệm. Do đối xứng  $W$ -parity nên các  $\nu_{L,R}$  không trộn với  $N_R$ . Ngoài ra, nguồn gốc khối lượng của  $N_R$  và  $\nu_R$  có thể đến từ các loại phá vỡ đối xứng khác nhau trong mô hình 3-3-1-1.

## 2.3. Vật chất tối và thực nghiệm tìm kiếm

### 2.3.1. Mật độ tàn dư của fermion trung hòa $N_R$

Các hạt mang số lepton sai bao gồm các ứng cử viên cho DM  $X^0$ ,  $N_R^0$  và  $H^0$  là các hạt nặng với khối lượng tỷ lệ với  $\omega$ . Tuy nhiên, ở đây chỉ tính cho trường hợp hạt nhẹ nhất fermion trung hòa  $N_R^0$  sao cho các kết luận là đúng đắn.

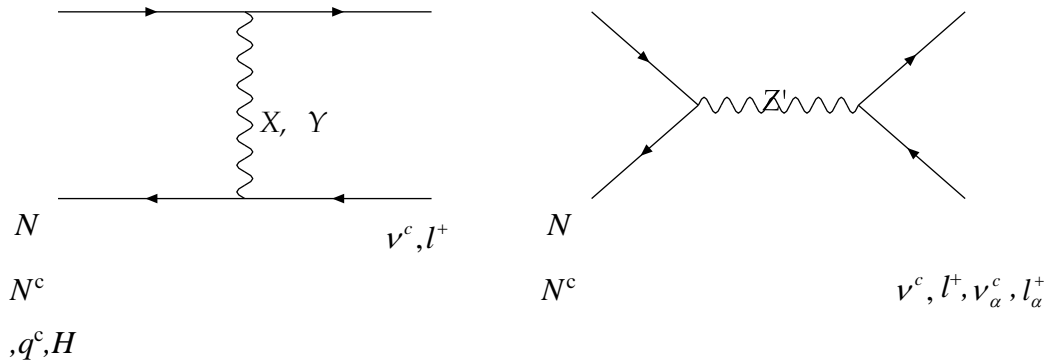
Sự hủy của  $N_R$  thành các hạt SM chủ yếu thông qua các kênh sau:

$$NN^C \rightarrow \nu\nu^c, l^-l^+, \nu_\alpha\nu_\alpha^c, l_\alpha^-l_\alpha^+, qq^c, ZH$$

Các giản đồ Feynman cho các kênh này được cho

$$\nu, l^-$$

$$\nu, l^-, \nu_\alpha, l_\alpha^-, q, Z$$



Quy tắc Feynman cho các quá trình trên có thể tham khảo từ tài liệu [10, 11]. Dựa vào giản đồ Feynman ta tính được tiết diện tán xạ toàn phần của quá trình hủy này và từ đó tính được trung bình nhiệt của tích giữa tiết diện tán xạ và vận tốc tương đối của DM được cho bởi:

$$\langle \sigma v_{rel} \rangle \approx \frac{\alpha^2}{(150 GeV)^2} \frac{(2557.5 GeV)^2 m_{N_R}^2}{m_{Z'}^4} \quad (14)$$

ở đây ta đã sử dụng  $s_w^2 = 0.231$  và  $x_F = 20$ . Vì  $\frac{\alpha^2}{(150 GeV)^2} \approx 1 pb$  và dữ liệu

WMAP cho mật độ tàn dư DM  $N_R$  ( $\Omega_N h^2 \approx 0.1 pb / \langle \sigma v_{rel} \rangle \approx 0.11$ ), ta có:

$$m_{N_R} \approx \frac{m_{Z'}^2}{2557.5 GeV} \quad (15)$$

Vì  $m_{N_R} < m_{Z'}$  ta rút ra được giới hạn  $m_{Z'} \leq 2.5$  TeV. Giới hạn trên cho khối lượng  $Z'$  là điều kiện cần thiết đảm bảo  $N_R$  bền, tương ứng với thuộc tính của DM. Một số giới hạn dưới cho khối lượng  $Z'$  đã được xem xét. Hạt này có khối lượng cỡ vài TeV [12, 13]. Vì vậy, chúng ta lấy giới hạn dưới được nghiên cứu gần đây [13],  $m_{Z'} \geq 2.2$  TeV. Kết quả là, khối lượng của  $N_R$  được giới hạn bởi  $m_{N_R} \geq 1.9$  TeV.

Tóm lại,  $N_R$  là DM nếu có khối lượng nằm trong khoảng:

$$1.9 \text{ TeV} \leq m_{N_R} \leq 2.5 \text{ TeV} \quad (16)$$

Khối lượng của  $N_R$  hoàn toàn được xác định thông qua khối lượng  $m_{Z'}$  hay chân không VEV  $\omega$  theo một hàm đơn trị vì mật độ tàn dư đã được biết, điều này khác với các tính số được thực hiện bởi phần mềm Mi-croOMEGAs [14]. Kết quả trên của chúng tôi phù hợp trong một khoảng lớn như đã chỉ ra trong [14].

### 2.3.2. Thực nghiệm tìm kiếm vật chất tối fermion trung hòa $N_R$

Các thí nghiệm tìm kiếm trực tiếp DM đo năng lượng giật lùi được sinh ra do sự tán xạ của DM với hạt nhân trong một máy dò lớn. Ở mức cơ bản, sự tán xạ là do tương tác của DM với quark bị giam cầm trong các nucleon. Trong mô

hình này, đóng góp chính cho biên độ tán xạ  $N_R$ -quark đến từ kênh t với boson  $Z'$  (ngoài ra có thể có đóng góp khác đến từ  $Z$  boson, tuy nhiên đóng góp này là rất nhỏ bởi giới hạn trộn giữa  $Z - Z'$  nhỏ). Vì vậy, Lagrangian hiệu dụng được cho bởi:

$$L_{N_R-quark}^{eff} = \bar{N}R\gamma^\mu N_R[\bar{q}\gamma_\mu(\alpha_q P_L + \beta_q P_R)q], \quad (17)$$

ở đây các hằng số tương tác liên quan được cho bởi [10, 11, 15].

Trong giới hạn phi tương đối tính chỉ có hai toán tử trong Lagrangian hiệu dụng tồn tại (các toán tử khác triệt tiêu) như được cho bởi [16].

$$L_{N_R-quark}^{eff} = \lambda_{q,o}\bar{N}\gamma^\mu N\bar{q}\gamma_\mu q + \lambda_{q,e}\bar{N}\gamma^\mu\gamma_5 N\bar{q}\gamma_\mu\gamma_5 q, \quad (18)$$

ở đây  $\lambda_{q,o} \equiv (\beta_q + \alpha_q)/4$  cho các toán tử lẻ, trong khi  $\lambda_{q,e} \equiv (\beta_q - \alpha_q)/4$  cho các toán tử chẵn.

Biên độ tán xạ  $N_R$  - nucleon có thể được xác định trực tiếp từ các biên độ trên thông qua thừa số dạng nucleon như được cho sau đây [16].

$$L_{N_R-nucleon}^{eff} = \lambda_{\psi,o}\bar{N}\gamma^\mu N\bar{\psi}\gamma_\mu\psi + \lambda_{\psi,e}\bar{N}\gamma^\mu\gamma_5 N\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi, \quad (19)$$

ở đây  $\psi$  là nucleon,  $\psi \equiv (p, n)$ , và  $\lambda_{\psi,e} = \sum_{q=u,d,s} \Delta_q^\psi \lambda_{q,e}$  với giá trị  $\Delta_q^\psi$

được cho trong [16], trong khi  $\lambda_{\psi,o}$  được cho bởi phương trình,

$$\lambda_{\psi,o} = \sum_{q=u,d} f_{Vq}^\psi \lambda_{q,0}, \quad f_{Vu}^p = 2, \quad f_{Vd}^p = 1, \quad f_{Vu}^n = 1, \quad f_{Vd}^n = 2 \quad (20)$$

$\lambda_{\psi,o}$  và  $\lambda_{\psi,e}$  tương ứng là các tương tác độc lập spin và phụ thuộc spin.

Đối với hạt nhân lớn, tiết diện tán xạ của hạt nhân với  $N_R$  được tăng cường bởi tương tác độc lập spin, trong khi không có sự tăng mạnh đến từ tương tác phụ thuộc spin [16]. Vì vậy, đóng góp chủ yếu cho tiết diện tán xạ đến từ tương tác độc lập spin được cho bởi phương trình,

$$\sigma_{N_R-nucleon}^{SI} = \frac{4\mu_A^2}{\pi} (\lambda_p Z + \lambda_n (A - Z))^2 \quad (21)$$

ở đây  $Z$  là diện tích của hạt nhân,  $A$  là số khối và

$$\mu_A = \frac{m_{N_R} m_A}{m_{N_R} + m_A}, \quad \lambda_p = \frac{\lambda_{p,0}}{2} = \frac{3(2S_w^2 - g^2)}{16(3 - 4S_w^2)m_Z^2}, \quad \lambda_n = \frac{\lambda_{n,0}}{2} = -\frac{g^2}{16m_Z^2} \quad (22)$$

Số liệu thực nghiệm về tiết diện tán xạ giữa  $N_R$  và nucleon được xác định bởi kết quả trên bằng cách lấy trung bình trên một nucleon,

$$\sigma_{N_R-nucleon}^{SI} = \frac{4\mu_{nucleon}^2}{\pi} (\lambda_p \frac{Z}{A} + \lambda_n (\frac{A-Z}{A}))^2 \quad (23)$$

$$\mu_{nucleon} = \frac{m_{N_R} m_{p,n}}{m_{N_R} + m_{p,n}} \approx m_{nucleon} \quad (24)$$

Giới hạn thực nghiệm mạnh nhất về tiết diện tán xạ giữa  $N_R$  và nucleon hiện tại được cho bởi thực nghiệm XENON100. Đối với hạt nhân Xe với  $Z = 54$ ,  $A = 131$ , và  $m_{nucleon} = 1 \text{ GeV}$ ,  $g^2 = 4\pi\alpha/S_w^2$  với  $\alpha = 1/128$  và  $S_w^2 = 0.231$ , chúng ta có:

$$\sigma_{N_R-nucleon}^{SI} \approx 2,9 \cdot 10^{-43} \left(\frac{1\text{TeV}}{m_{Z'}}\right)^4 \text{ cm}^2 \quad (25)$$

Với giới hạn khối lượng  $Z'$  được cho ở trên,  $m_{Z'} \geq 2.2 \text{ TeV}$ , ta có;

$$\sigma_{N_R-nucleon}^{SI} \leq 1,2 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2 \quad (26)$$

Giới hạn này đáng ngạc nhiên vì phù hợp với giới hạn được cho bởi thực nghiệm XENON100 [17] và phù hợp với một số công trình được công bố gần đây [18, 19, 20], với DM có khối lượng trong miền TeV.

### 3. Kết luận

Bài báo đã chỉ ra được mô hình 3-3-1 có thể thêm vào một đối xứng  $U(1)_N$  biến đổi theo đối xứng chuẩn. Mô hình này dựa trên nhóm đối xứng chuẩn  $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X \otimes U(1)_N$  cho tích  $B - L$  là một tích của đối xứng  $SU(3)_L \otimes U(1)_N$ . Sự phá vỡ  $B - L$  sinh ra một đối xứng dư  $W$ -parity tương tự như  $R$ -parity trong siêu đối xứng. Đối xứng này giúp ta phân loại phổ hạt trong mô hình thành hai loại: Hạt thông thường mang tích chẵn, các hạt lepton sai mang tích lẻ là các hạt mới không có trong mô hình chuẩn. Vì vậy, các hạt lepton sai này có thể đóng vai trò ứng cử viên DM.

Kết quả nghiên cứu cũng cho thấy, nếu hạt lepton sai nhẹ nhất là fermion trung hòa thì nó có thể là DM nếu khối lượng của nó nằm trong khoảng  $1.9 \text{ TeV} \leq m_{NR} \leq 2.5 \text{ TeV}$  và khối lượng của boson chuẩn trung hòa  $Z'$  cũng phải thỏa mãn giới hạn  $2.2 \text{ TeV} \leq m_{Z'} \leq 2.5 \text{ TeV}$ .

Với những nội dung đã trình bày ở trên có thể nhấn mạnh rằng, kết quả nghiên cứu của bài báo so với một số công bố gần đây thể hiện tính khác biệt ở chỗ, mô hình này giải quyết triệt để vấn đề DM mà các mô hình trước đây chưa giải quyết một cách tốt nhất.

### TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1]. Planck Collaboration (P. A. R. Ade et al.) (2013). *Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results*, e - Print: arXiv: 1303.5062.
- [2]. P. Minkowski (1977). "mu  $\rightarrow$  e gamma at a Rate of One Out of 1-Billion Muon Decays", Phys. Lett. B 67, 421; M. Gell-Mann, P. Ramond and R. Slansky, Complex spinors and unified theories, in Supergravity, edited by P. van Nieuwenhuizen and D. Z. Freedman (North Holland, Amsterdam, 1979), p. 315; T.

- Yanagida, in Proceedings of the Workshop on the Unified Theory and the Baryon Number in the Universe, edited by O. Sawada and A. Sugamoto (KEK, Tsukuba, Japan, 1979), p. 95; S. L. Glashow, The future of elementary particle physics, in Proceedings of the 1979 Cargèse Summer Institute on Quarks and Leptons, edited by M. Lévy et al. (Plenum Press, New York, 1980), pp. 687-713; R. N. Mohapatra and G. Senjanović (1980). *Neutrino Mass and Spontaneous Parity Violation*, Phys. Rev. Lett. 44, 912.
- [3]. P.V. Dong and H.N. Long (2008). *Neutrino masses and lepton flavor violation in the 3-3-1 model with right-handed neutrinos*, Phys. Rev. D 77, 057302.
- [4]. E. Ma (2001). *Naturally small seesaw neutrino mass with no new physics beyond the TeV scale*, Phys. Rev. Lett. 86, 2502.
- [5]. P.V. Dong, L.T. Hue, H.N. Long and D.V. Soa (2010). "The 3- 3-1 model with A-4 flavor symmetry", Phys. Rev. D 81, 053004; P.V. Dong, H.N. Long, D.V. Soa, and V.V. Vien (2011). "The 3-3-1 model with S4 flavor symmetry", Eur. Phys. J. C 71, 1544; P.V. Dong, H.N. Long, C.H. Nam, and V.V. Vien (2012). "The S3 flavor symmetry in 3-3-1 models", Phys. Rev. D 85, 053001.
- [6]. E. Ma and G. Rajasekaran (2001). *Softly broken A(4) symmetry for nearly degenerate neutrino masses*, Phys. Rev. D 64, 113012.
- [7]. P.V. Dong, L.T. Hue, H.N. Long and D.V. Soa (2010). "The 3- 3-1 model with A-4 flavor symmetry", Phys. Rev. D 81, 053004; P.V. Dong, H.N. Long, D.V. Soa, and V.V. Vien (2011). "The 3-3-1 model with S4 flavor symmetry", Eur. Phys. J. C 71, 1544; P.V. Dong, H.N. Long, C.H. Nam, and V.V. Vien (2012). "The S3 flavor symmetry in 3-3-1 models", Phys. Rev. D 85, 053001.
- [8]. M.I. Vysotsky and M.B. Voloshin (1986). Yad. Fiz. 44, 845; M.B. Voloshin, M.I. Vysotsky and L.B. Okun (1986). Zh. Eksp. Teor. Fiz. 91, 745 [ Sov. Phys. JETP 64, 446 (1986)].
- [9]. P.V. Dong, D.T. Huong, and N.T. Thuy, "The 3-3-1-1 model of electroweak and B - L interactions", in preparation.
- [10]. M. Singer, J.W.F. Valle and J. Schechter, "Canonical Neutral Current Predictions From the Weak Electromagnetic Gauge Group SU(3) X u(1)" (1980). Phys. Rev. D 22, 738; J.C. Montero, F. Pisano and V. Pleitez, "Neutral currents and GIM mechanism in SU(3)-L x U(1)-N models for electroweak interaction" (1993). Phys. Rev. D 47, 2918; R. Foot, H.N. Long and Tuan A. Tran (1994). "SU(3)-L x U(1)-N and SU(4)-L x U(1)-N gauge models with righthanded neutrinos", Phys. Rev. D 50, 34(R); H.N. Long (1996). "The 331 model with right handed neutrinos", Phys. Rev. D 53,

- 437; *SU(3)-L x U(1)-N model for right-handed neutrino neutral currents*, Phys. Rev. D 54, 4691 (1996).
- [11]. H.N. Long and L.D. Ninh (2005). *SM Higgs boson production at CERN LHC in 3-3-1 model with right-handed neutrinos*, Phys. Rev. D 72, 075004.
- [12]. J. Beringer et al. (Particle Data Group) (2012). *Review of Particle Physics (RPP)*, Phys. Rev. D 86, 010001.
- [13]. See, for examples, D.A. Gutierrez, W.A. Ponce, and L.A. Sanchez (2006). *Phenomenology of the SU(3) (c) x SU(3) (L) x U(1) (X) model with right-handed neutrinos*, Eur. Phys. J. A. Coutinho, V.S. Guimaraes and A.A. Nepomuceno, arXiv:1304.7907.
- [14]. J. K. Mizukoshi, C.A.de S. Pires, F.S. Queiroz, and P.S. Rodrigues da Silva (2011). "WIMPs in a 3-3-1 model with heavy Sterile neutrinos", Phys. Rev. D 83, 065024; J.D. Ruiz-Alvarez, C.A.de S. Pires, F.S. Queiroz, D. Restrepo, and P.S. Rodrigues da Silva (2012). "On the Connection of Gamma-Rays, Dark Matter and Higgs Searches at LHC", Phys. Rev. D 86, 075011.
- [15]. W.A. Ponce, Y. Giraldo and L.A. Sanchez (2003). "Minimal scalar sector of 3-3-1 models without exotic electric charges", Phys. Rev. D 67, 075001; P.V. Dong, H.N. Long, D.T. Nhung and D.V. Soa (2006). "SU(3)(C) x SU(3)(L) x U(1)(X) model with two Higgs triplets", Phys. Rev. D 73, 035004; P.V. Dong and H.N. Long (2008). "The Economical SU(3)(C) X SU(3)(L) X U(1)(X) model", Adv. High Energy Phys. 2008, 739492.
- [16]. G. Belanger, F. Boudjema, A. Pukhov, and A. Semenov (2009). *Dark matter direct detection rate in a generic model with micrOMEGAs 2.2*, Comput. Phys. Commun. 180, 747.
- [17]. E. Aprile et al. (XENON100 Collaboration) (2012). "Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data", Phys. Rev. Lett. 109, 181301; P.V. Dong, T.D. Tham and H.T. Hung (2013). "3-3-1-1 model for dark matter", Phys. Rev. D 87, 115003.
- [18]. P.V. Dong (2023). *Interpreting dark matter solution for B - L gauge symmetry*, arXiv: 2305.19197 [hep-ph].
- [19]. P.V. Dong, N.H. Thao (2024). *Scotogenic gauge mechanism for neutrino mass and dark matter*, arXiv: 2406.08752 [hep-ph].
- [20]. P.V. Dong (2025). *Implications of a dark grand unification*, arXiv: 2508.01429 [hep-ph].

## EMERGENCE OF NEUTRAL FERMION DARK MATTER IN THE 3-3-1-1 MODEL

*Tran Dinh Tham<sup>1</sup>*

### ABSTRACT

*The origin and density of dark matter in the Universe are currently key questions in both astrophysics and particle physics. There has been lots of experimental evidence that proves the existence of dark matter in the Universe. However, the question is what new elementary particles is dark matter made of. In other words, who are the candidates for dark matter? How do dark matter candidates appear in models that extend the standard model? How is the search for dark matter conducted in experiments? These questions are still being studied by particle physicists, both experimental and theoretical, to find answers to these problems. In this article, we focus on studying the appearance of neutral fermion dark matter in the extended model of the standard model, the 3-3-1-1 model, to contribute to a more complete understanding of the candidates for dark matter.*

**Keywords:** *Dark matter, model, neutral fermion, dark matter candidates.*



<sup>1</sup> Hiệu trưởng Trường Đại học Phạm Văn Đồng; Email: [tdtham@pdu.edu.vn](mailto:tdtham@pdu.edu.vn).