

TÁC ĐỘNG CỦA TÁI CHUẨN HÓA LÊN MÔ HÌNH ĐỐI XỨNG THỂ HỆ S_4 VÀ LEPTOGENESIS

Nguyễn Thanh Phong¹, Đặng Trung Sĩ², Nguyễn Văn Điệp² và Trương Trọng Thúc²

ABSTRACT

We study the supersymmetric seesaw model in a S_4 based flavor model. It has been shown that at the leading order, the model yields to exact tri-bimaximal pattern of the lepton mixing matrix and zero lepton-asymmetry of the decays of heavy right-handed neutrinos. By considering the renormalization group evolution from high energy scale (GUT scale) to low energy scale (seesaw scale), the off-diagonal terms in the combination of the Dirac Yukawa-coupling matrix can be generated and the degeneracy of heavy right-handed Majorana neutrino masses can be lifted. As a result, the flavored leptogenesis successfully realized. We also investigate how the effective light neutrino mass $|\langle m_{ee} \rangle|$ associated with neutrinoless double beta decay can be predicted along with the neutrino mass hierarchies by imposing experimental data on the low-energy observables. We find a link between the leptogenesis and the neutrinoless double beta decay characterized by $|\langle m_{ee} \rangle|$ through a high energy CP phase, which is correlated with the low energy Majorana CP phases. It is shown that the predictions of $|\langle m_{ee} \rangle|$ for some fixed parameters of high energy physics can be constrained by the current observation of baryon asymmetry (BAU).

Keywords: Seesaw mechanism, tri-bimaximal pattern, baryon asymmetry, leptogenesis

Title: The effects of renormalization group evolution on S_4 flavor symmetry and leptogenesis

TÓM TẮT

Chúng tôi nghiên cứu mô hình siêu đối xứng với cơ chế seesaw dựa trên nhóm đối xứng S_4 . Khi không tính đến các bổ đính, mô hình thu được cấu trúc tri-bimaximal của các góc trộn khu vực lepton và không có sự vi phạm số lepton trong phân rã của các neutrino phân cực phải. Bằng cách xét quá trình tái chuẩn hóa từ mức năng lượng cao (GUT scale) về mức năng lượng thấp (seesaw scale), các thành phần không chéo của ma trận tích giữa ma trận tương tác Yukawa neutrino Dirac với ma trận liên hiệp hermite của nó được sinh ra, đồng thời sự suy biến khối lượng các neutrino Majorana nặng phân cực phải được loại bỏ. Kết quả là leptogenesis có xét đến đóng góp riêng lẻ của các lepton thể hệ được thực hiện thành công. Chúng tôi cũng nghiên cứu và đưa ra tiên đoán về khối lượng hiệu dụng $|\langle m_{ee} \rangle|$ của quá trình rã hai hạt beta không kèm hạt neutrino bằng cách đưa vào các số liệu thực nghiệm ở mức năng lượng thấp. Chúng tôi tìm thấy mối quan hệ giữa leptogenesis và khối lượng hiệu dụng $|\langle m_{ee} \rangle|$ qua pha CP ở mức năng lượng cao, tương quan với các pha CP Majorana ở năng lượng thấp. Chúng tôi tìm thấy được miền giá trị tiên đoán của $|\langle m_{ee} \rangle|$ có thể được xác định bởi số liệu thực nghiệm của bất đối xứng vật chất – phản vật chất của vũ trụ (BAU).

Từ khóa: Cơ chế seesaw, cấu trúc tri-bimaximal, bất đối xứng baryon, leptogenesis

¹ Khoa Khoa Học Tự Nhiên, Trường Đại học Cần Thơ

² Học viên Cao học

1 GIỚI THIỆU

Các kết quả thực nghiệm về dao động neutrino là bằng chứng quan trọng để tìm kiếm nguồn gốc về sự chênh lệch thang khối lượng giữa các quark và các lepton. Các thí nghiệm gần đây về dao động neutrino là nhằm đo đạc chính xác hơn hiệu bình phương khối lượng của các neutrino và các góc trộn giữa các thế hệ lepton [1]. Các góc trộn này gần như có cấu trúc tri-bimaximal (TB) [2] và có giá trị lớn hơn rất nhiều so với các góc trộn của khu vực quark. Do đó việc tìm kiếm một mô hình dẫn đến cấu trúc góc trộn một cách tự nhiên cho hai khu vực quark và lepton trở nên hết sức quan trọng.

$$U_{TB} = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{6}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1)$$

Những năm gần đây, có rất nhiều mô hình lý thuyết có thể dẫn đến cấu trúc TB của các góc trộn khu vực lepton đã được xây dựng. Các mô hình này có đặc điểm chung là thêm vào nhóm chuẩn của mô hình chuẩn (Standard Model - SM) các nhóm đối xứng không liên tục. Trong các mô hình này, thu hút được nhiều sự chú ý là các mô hình dựa trên nhóm đối xứng A_4 [3], T' [4] và gần đây nhất là nhóm đối xứng S_4 [5,6,7].

Trong mô hình S_4 [7], cấu trúc TB của các góc trộn của khu vực lepton được sinh ra một cách tự nhiên với cơ chế seesaw (seesaw mechanism). Mặc dù theo cấu trúc TB thì $\theta_{13}=0$ (hay $U_{e3}=0$, do đó sẽ không có sự vi phạm CP ở khu vực lepton) là phù hợp với cận trên của kết quả đo đạc ở thí nghiệm CHOOZ-Palo Verde ($\theta_{13}<12^\circ$ ở 3σ) [1], nhưng giá trị khác không (và phức) của U_{e3} , dẫn đến khả năng phát hiện sự vi phạm CP ở khu vực lepton, là mục tiêu chính của nhiều thí nghiệm về dao động của các neutrino sinh ra từ các lò phản ứng hạt nhân (nhà máy điện hạt nhân) và từ các máy gia tốc. Ngoài ra, cấu trúc của ma trận tương tác Yukawa của neutrino Dirac và sự suy biến của khối lượng các neutrino Majorana nặng phân cực phải cũng không cho phép giải thích sự bất đối xứng vật chất và phản vật chất của vũ trụ (Baryon Asymmetry of the Universe - BAU) thông qua quá trình leptogenesis [8].

Trong nghiên cứu này, bằng cách xét quá trình tái chuẩn hóa từ mức năng lượng cao (GUT scale) về mức năng lượng thấp (seesaw scale), các thành phần chéo của tích ma trận tương tác Yukawa của neutrino Dirac và liên hiệp hermite của nó được sinh ra, đồng thời sự suy biến của khối lượng của các neutrino Majorana nặng phân cực phải được loại bỏ. Kết quả là leptogenesis được thực hiện thành công, tức là sự bất đối xứng vật chất và phản vật chất được giải thích một cách định lượng. Ngoài ra, chúng tôi cũng nghiên cứu chi tiết các hiệu ứng vật lý ở mức năng lượng thấp như khối lượng neutrino, sự vi phạm CP ở năng lượng thấp (δ_{CP}), sự phân rã beta không kèm hạt neutrino ($|\langle m_{ee} \rangle|$) và hiệu ứng của quá trình tái chuẩn hóa lên các góc trộn khu vực lepton.

2 MÔ HÌNH ĐỐI XỨNG THỂ HỆ S_4

Chúng tôi nghiên cứu mô hình S_4 được giới thiệu bởi [7], trong đó, sau khi thực hiện cơ chế seesaw và chéo hóa, ta thu được cấu trúc TB của các góc trộn khu vực lepton. Mô hình này là siêu đối xứng và dựa trên nhóm đối xứng $G_f = S_4 \times Z_3 \times Z_4$, trong đó mỗi nhóm thành phần giữ một vai trò khác nhau. Thành phần S_4 quyết định các góc trộn; thành phần phụ Z_3 đảm bảo sự sắp xếp không gian thể hệ giữa neutrino và các lepton mang điện; thành phần Z_4 loại trừ các yếu tố phân kỳ trong Lagrangian và đảm bảo thang khối lượng của khu vực lepton. S_4 là nhóm không liên tục, được tạo bởi các giao hoán của bốn thực thể. Nhóm có 24 phần tử được chia thành 5 biểu diễn bất khả qui: hai đơn tuyến (1_1 và 1_2), một nhị tuyến (2) và hai tam tuyến (3_1 và 3_2). Trường vật chất của khu vực lepton và các flavon (là các hạt chịu trách nhiệm sinh các ma trận tương tác Yukawa hiệu dụng của khu vực quark và lepton) được trình bày trong bảng 1.

Bảng 1: Các biểu diễn của các trường vật chất của khu vực lepton và các flavon trong mô hình

Field	l	e^c	μ^c	τ^c	ν^c	$h_{u,d}$	φ	χ	ϑ	η	ϕ	Δ
S_4	3_1	1_1	1_2	1_1	3_1	1_1	3_1	3_2	1_2	2	3_1	1_2
Z_3	ω	ω^2	ω^2	ω^2	1	1	1	1	1	ω^2	ω^2	ω^2
Z_4	1	i	-1	- i	1	1	i	i	1	1	1	-1

Siêu thế (super-potential) cho khu vực neutrino của mô hình như sau

$$\omega_\nu = \frac{y_{\nu 1}}{\Lambda} ((\nu^c l)_2 \eta)_1, h_u + \frac{y_{\nu 2}}{\Lambda} ((\nu^c l)_3 \phi)_1, h_u + \frac{1}{2} M (\nu^c \nu^c)_1 + h.c + \dots, \quad (2)$$

trong đó dấu ba chấm (...) để chỉ các số hạng bậc cao.

Các giá trị trung bình chân không (vacuum expectation value - VEV) của các flavon của mô hình được xác định như sau

$$\begin{aligned} \langle \varphi \rangle &= (0 \quad \nu_\varphi \quad 0), & \langle \chi \rangle &= (1 \quad \nu_\chi \quad 1), & \langle \vartheta \rangle &= \nu_\vartheta \\ \langle \eta \rangle &= (0 \quad \nu_\eta), & \langle \phi \rangle &= (\nu_\phi \quad \nu_\phi \quad \nu_\phi), & \langle \Delta \rangle &= \nu_\Delta. \end{aligned} \quad (3)$$

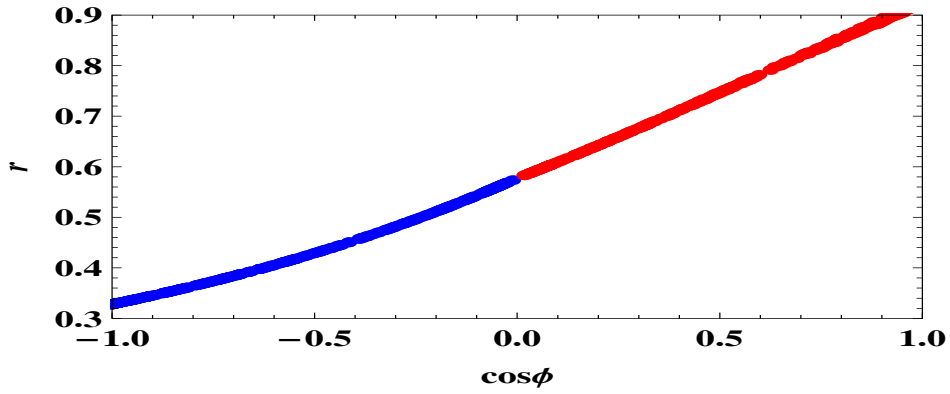
Với cấu trúc VEV như trên, ma trận khối lượng cho các lepton mang điện thu được

$$m_l = \text{Diag.} \left(y_e \frac{\nu_\varphi^3}{\Lambda^3} \quad y_\mu \frac{\nu_\varphi \nu_\chi}{\Lambda^2} \quad y_\tau \frac{\nu_\varphi}{\Lambda} \right) \nu_d, \quad (4)$$

trong đó các thành phần của ma trận được cho là thực. Các ma trận khối lượng cho

Dirac neutrino và Majorana neutrino thu được như sau

$$m_\nu^d = e^{i\alpha_1} \begin{pmatrix} 2be^{i\phi} & a - be^{i\phi} & a - be^{i\phi} \\ a - be^{i\phi} & a + 2be^{i\phi} & -be^{i\phi} \\ a - be^{i\phi} & -be^{i\phi} & a + 2be^{i\phi} \end{pmatrix} \nu_u, M_R = \begin{pmatrix} M & 0 & 0 \\ 0 & 0 & M \\ 0 & M & 0 \end{pmatrix}, \quad (5)$$



Hình 1: Tương quan giữa r ($r = b/a$) và $\cos \phi$ cho hai trường hợp NH (phần $\cos \phi > 0$) và IH (phần $\cos \phi < 0$)

trong đó M là thực và dương. Pha $\phi = \alpha_2 - \alpha_1$ là pha duy nhất có ý nghĩa vật lý, bởi vì pha chung α_1 có thể bị loại trừ bằng phép quay toàn cục. Hai pha α_1, α_2 là các argument của $y_{\nu 1}$ và $y_{\nu 2}$. Các tham số a và b là thực và dương và được cho bởi

$$a = |y_{\nu 1}| \frac{v_\eta}{\Lambda}, b = |y_{\nu 2}| \frac{v_\phi}{\Lambda}.$$

Sau khi thực hiện cơ chế seesaw, ta thu được giá trị hiệu dụng của ma trận khối lượng neutrino nhẹ

$$m_{eff} = -(m_\nu^d)^T M_R^{-1} m_\nu^d. \quad (6)$$

Ma trận khối lượng này được chéo hóa bằng ma trận TB

$$U_\nu^T m_{eff} U_\nu = \text{Diag.}(m_1, m_2, m_3), \quad (7)$$

$$m_1 = m_0(1 + 9r^2 - 6r \cos \phi), m_2 = 2m_0, m_3 = m_0(1 + 9r^2 + 6r \cos \phi),$$

$$m_0 = v_u^2 a^2 / M, r = b / a.$$

Ma trận trộn của khu vực lepton được cho bởi

$$U_{PMNS} = U_\nu = e^{-i\gamma_1/2} U_{TB} \cdot \text{Diag.}(1, e^{i\beta_1}, e^{i\beta_2}), \quad (8)$$

trong đó $\beta_1 = \gamma_1 / 2, \beta_2 = (\gamma_1 - \gamma_3) / 2$ là các pha Majorana vi phạm số CP, trong đó

$$\gamma_1 = \arg[(a - 3be^{i\phi})^2], \gamma_3 = \arg[-(a + 3be^{i\phi})^2]. \quad (9)$$

Để thấy phân tử $e^{-i\gamma_1/2}$ không có ý nghĩa vật lý. Ngoài ra, nhóm đối xứng G_f làm cho các góc trộn khu vực lepton theo cấu trúc TB, do đó pha CP Dirac bằng không, $\delta_{CP} = 0$. Còn lại năm tham số vật lý là $\beta_1, \beta_2, m_1, m_2, m_3$ hoàn toàn được xác định bởi năm tham số của mô hình là M, v_u, a, b và ϕ .

Khối lượng của các neutrino nhẹ có thể ở dạng normal hierarchy (NH: $m_3 > m_2 > m_1$) hoặc inverted hierarchy (IH: $m_2 > m_1 > m_3$) phụ thuộc vào dấu của $\cos \phi$. Nếu $\cos \phi > 0$ ($\cos \phi < 0$) ta có NH (IH). Mối tương quan giữa r và $\cos \phi$ cho hai trường hợp NH (phần $\cos \phi > 0$) và IH (phần $\cos \phi < 0$) được biểu diễn trên hình

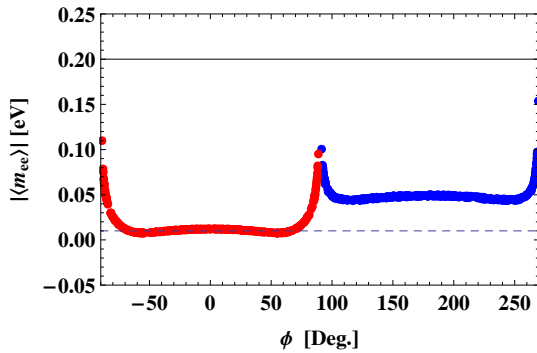
1. Ở đây (và trong toàn bộ bài báo này), chúng tôi sử dụng kết quả thực nghiệm từ dao động neutrino ở mức độ tin cậy 1σ cho trong bảng 2 cho việc tính số [1] (cần phải nói thêm rằng, có một số kết quả làm khớp khác nhau từ số liệu thực nghiệm. Việc chọn số liệu làm khớp trong bài này là ngẫu nhiên).

Bảng 2: Các giá trị thực nghiệm của khu vực neutrino [1]

Parameter	Best fit $\pm 1\sigma$	3σ interval
$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} eV^2]$	$7.65^{+0.23}_{-0.20}$	7.05 – 8.34
$\Delta m_{31}^2 [10^{-3} eV^2]$	$\pm 2.40^{+0.12}_{-0.11}$	$\pm (2.07 - 2.75)$
$\sin^2 \theta_{12}$	$0.304^{+0.022}_{-0.016}$	0.25 – 0.37
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.5^{+0.07}_{-0.06}$	0.36 – 0.67
$\sin^2 \theta_{13}$	$0.01^{+0.016}_{-0.011}$	≤ 0.056

Một đại lượng vật lý quan trọng khác là khối lượng hiệu dụng $|\langle m_{ee} \rangle|$ trong quá trình phân rã hai hạt beta không kèm hạt neutrino (neutrinoless double beta decay - $0\nu\beta\beta$)

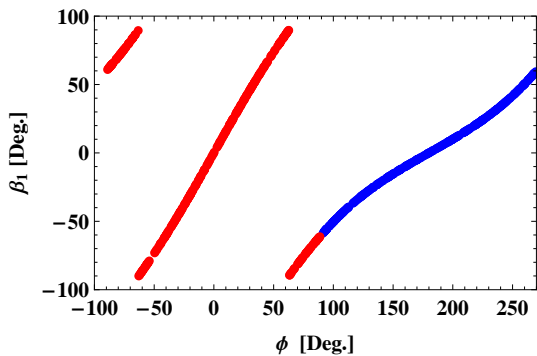
$$|\langle m_{ee} \rangle| = |m_1 U_{e1}^2 + m_2 U_{e2}^2 + m_3 U_{e3}^2|, \tag{10}$$



Hình 2: Giá trị tiên đoán của khối lượng hiệu dụng $|\langle m_{ee} \rangle|$ biểu diễn như là

ngang liền nét (đứt nét) là giới hạn dưới hiện nay (tương lai) của các thí nghiệm về $0\nu\beta\beta$ [9]. Ta thấy các giá trị tiên đoán trên của mô hình là hoàn toàn có thể kiểm chứng bằng thực nghiệm trong tương lai gần. Ngoài ra, mối quan hệ giữa ϕ và β_1

có thể tính được từ phương trình (9) như sau $\sin 2\beta_1 = \frac{6r \sin \phi (1 - 3r \cos \phi)}{1 - 6r \cos \phi + 9r^2}$ (12)



Hình 3: Tương quan giữa pha CP β_1 và pha góc ϕ .

trong đó U_{ei} là các phần tử của ma trận U_{PMNS} . Do có phần tử $U_{e3} = 0$ nên m_3 không có đóng góp vào $|\langle m_{ee} \rangle|$, do đó chỉ duy nhất pha Majorana β_1 là có đóng góp vào $|\langle m_{ee} \rangle|$, khi đó ta có

$$|\langle m_{ee} \rangle| = \frac{1}{3} |2m_1 + m_2 e^{2i\beta_1}|. \tag{11}$$

Hình 2 cho ta thấy giá trị tiên đoán cho $|\langle m_{ee} \rangle|$ của mô hình như là hàm của ϕ . Trong hình này, đường nằm

và được biểu diễn trên hình 3.

Khi chéo hóa ma trận khối lượng M_R , ta nhận được khối lượng của các neutrino nặng phân cực phải là suy biến ($M_1 = M_2 = M_3 = M$). Trong hệ cơ sở này, ma trận tương tác Yukawa của neutrino Dirac có dạng

$$Y_\nu = V_R^T Y_\nu^d, Y_\nu^d = \frac{1}{v_u} m_\nu^d, \text{ trong đó}$$

$$V_R^T M_R V_R = \text{Diag.}(M_1 \quad M_2 \quad M_3)$$

$$V_R = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1/\sqrt{2} & -1/\sqrt{2} \\ 0 & 1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (13)$$

Dẫn đến ma trận hermite $H = Y_\nu Y_\nu^\dagger$ có dạng như sau

$$H \equiv Y_\nu Y_\nu^\dagger = \begin{pmatrix} 2a^2 + 6b^2 - 4ab \cos \phi & \sqrt{2}(a^2 - 3b^2 + 2ab \cos \phi) & 0 \\ \sqrt{2}(a^2 - 3b^2 + 2ab \cos \phi) & 3a^2 + 3b^2 - 2ab \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & a^2 + 9b^2 + 4ab \cos \phi \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Như vậy, trong mô hình này khối lượng các neutrino phân cực phải là hoàn toàn suy biến và $\text{Im}[H_{ij}] = 0$, do đó dẫn đến các hệ quả sau :

- Leptogenesis không phân biệt sự đóng góp riêng lẻ của các lepton thế hệ (unflavored leptogenesis) không xảy ra trong mô hình.
- Leptogenesis có phân biệt sự đóng góp riêng lẻ của các lepton thế hệ (flavored leptogenesis) có thể thực hiện.

Trong cả hai trường hợp trên đều đòi hỏi phải loại trừ sự suy biến của khối lượng các neutrino Majorana nặng phân cực phải. Quá trình tái chuẩn có thể làm cho hai quá trình leptogenesis (unflavored và flavored) xảy ra.

3 CÁC PHƯƠNG TRÌNH TÁI CHUẨN HÓA

Như đã đề cập ở trên, do $\text{Im}[H_{ij}] = 0$ nên unflavored leptogenesis không xảy ra, quá trình tái chuẩn hóa có thể làm cho $\text{Im}[H_{ij}] \neq 0$ dẫn đến unflavored leptogenesis có thể thực hiện. Ngoài ra nếu $\text{Im}[H_{ij}] = 0$ thì flavored leptogenesis có thể thực hiện được một khi suy biến của các khối lượng neutrino Majorana nặng phân cực phải được loại trừ, và quá trình tái chuẩn hóa cũng có thể thực hiện được. Như vậy, trong cả hai trường hợp ta đều cần đến quá trình tái chuẩn hóa.

Phương trình tái chuẩn hóa cho ma trận khối lượng neutrino nặng phân cực phải trong hệ cơ sở mà ma trận khối lượng này chéo và thực là [10]

$$\frac{dM_i \delta_{ij}}{dt} = A_{ij}^T M_j + M_i A_{ij} + 2\{V_R^T [(Y_\nu Y_\nu^\dagger) M_R + M_R (Y_\nu Y_\nu^\dagger)^T] V_R\}_{ij}, \quad (15)$$

trong đó $t = \frac{1}{16\pi^2} \ln(M / \Lambda')$, với M là thang năng lượng tái chuẩn hóa, thang cut-off

Λ' có thể đồng nhất với thang phá vỡ đối xứng của nhóm G_f và được cho là đồng nhất với GUT scale, $\Lambda' \sim 10^{16}$ GeV. Ở đây, vì M_R thay đổi theo mức năng lượng nên V_R cũng phụ thuộc vào thang năng lượng. Phương trình tái chuẩn hóa cho $V_R(t)$ được cho như sau

$$\frac{d}{dt} V_R = V_R A, \quad (16)$$

trong đó, do V_R là unita nên A là ma trận phản hermite, tức là $A^\dagger = -A$. Từ phương trình (14), phương trình tái chuẩn hóa cho phần thực của phần tử chéo là

$$\frac{dM_i}{dt} = 4M_i(Y_\nu Y_\nu^\dagger)_{ii} \quad (17)$$

Phương trình tái chuẩn hóa cho Y_ν trong cơ sở M_R chéo và thực là [10]

$$\frac{dY_\nu}{dt} = Y_\nu[(T - 3g_2^2 - \frac{3}{5}g_1^2)H + Y_l^\dagger Y_l + 3Y_\nu Y_\nu^\dagger] + A^T Y_\nu. \quad (18)$$

Và cuối cùng, phương trình tái chuẩn hóa cho ma trận hermit H là

$$\frac{dH}{dt} = 2(T - 3g_2^2 - \frac{3}{5}g_1^2)H + 2Y_\nu(Y_l^\dagger Y_l)Y_\nu^\dagger + 6H^2 + A^T H + HA^*. \quad (19)$$

Từ phương trình này, chỉ giữ lại đóng góp chủ yếu là các hiệu ứng tái chuẩn hóa từ tau-Yukawa, ta nhận được các thành phần sinh ra từ tái chuẩn hóa cho các yếu tố chéo của ma trận hermite H như sau [10, 11]

$$H_{ij} \approx 2y_\tau^2 (Y_\nu)_{i3} (Y_\nu)_{j3}^* t. \quad (20)$$

Từ phương trình (17), tham số độ dịch khối lượng của các neutrino nặng phân cực phải từ quá trình tái chuẩn hóa nhận được như sau

$$\delta_N^{ij} = 1 - \frac{M_i}{M_j} = 4(H_{ii} - H_{jj})t, \quad (21)$$

Trong đó H được cho ở phương trình (14).

Như vậy, dưới tác dụng của quá trình tái chuẩn hóa, các thành phần không chéo của ma trận H nhận thêm các bổ đính nhỏ và phức; ngoài ra, sự suy biến của khối lượng các neutrino Majorana nặng phân cực phải cũng được loại trừ. Kết quả là các thành phần cần thiết cho quá trình flavored và unflavored leptogenesis đã nhận được.

4 FLAVORED LEPTOGENESIS TỪ QUÁ TRÌNH TÁI CHUẨN HÓA

Như đã đề cập từ đầu, trong mô hình S_4 nguyên thủy, leptogenesis không hoạt động, tức là không cho phép giải thích được BAU. Ở mục này, chúng tôi nghiên cứu quá trình leptogenesis nhờ vào quá trình tái chuẩn hóa đã được xem xét ở trên. Ngoài ra, mặc dù các yếu tố cần thiết cho hai quá trình leptogenesis (flavored và unflavored) điều đã có đủ, trong khuôn khổ của bài báo này, chúng tôi chỉ trình bày quá trình flavored leptogenesis.

Trước hết sự bất đối xứng số lepton được sinh ra nhờ vào sự phân rã không cân bằng và vi phạm số lepton của các neutrino nặng phân cực phải (Right Handed Neutrinos-RHN) ở thời điểm rất sớm của vũ trụ. Nếu khối lượng của các RHN là $M \leq (1 + \tan^2 \beta) \cdot 10^{12} \text{ GeV}$, khi đó sự phân rã của RHN ra các thế hệ lepton khác nhau là phân biệt được, và sự bất đối xứng số CP do sự phân rã của RHN thứ i ra lepton α ($\alpha = e, \mu, \tau$) được cho bởi [12,13].

$$\varepsilon_i^\alpha = \frac{1}{8\pi H_{ii}} \sum_{j \neq i} \text{Im}[H_{ij}(\tilde{Y})_{i\alpha}(\tilde{Y})_{j\alpha}^*] g\left(\frac{M_j}{M_i}\right), \quad (22)$$

trong đó hàm $g(x)$ là các bồ đỉnh bậc một (một vòng) của sự phân rã của RHN thứ i , được cho bởi

$$g\left(\frac{M_j^2}{M_i^2}\right) \equiv g_{ij}(x) = \sqrt{x} \left(\frac{2}{1-x} - \ln \frac{1+x}{x} \right). \quad (23)$$

Hàm này phụ thuộc rất lớn vào sự phân cấp khối lượng của các RHN. Nếu khối lượng của các RHN là gần như suy biến thì giá trị hàm $g(x)$ và do đó giá trị bất đối xứng CP sẽ rất lớn, ta gọi đây là leptogenesis cộng hưởng (resonant leptogenesis), khi đó bất đối xứng ε_i^α được lấy xấp xỉ [14].

$$\varepsilon_i^\alpha = \sum_{j \neq i} \frac{\text{Im}[H_{ij}(Y_\nu)_{i\alpha}(Y_\nu^*)_{j\alpha}]}{16\pi H_{ij} \delta_N^{ij}} \left(1 + \frac{\Gamma_j^2}{4M_j \delta_N^{ij2}}\right), \quad (24)$$

Trong đó $\Gamma_j = H_{jj} M_j / 8\pi$ là độ rộng phân rã của của RHN thứ j và δ_N^{ij} là tham số độ lệch khối lượng (xem phương trình (21)). Như vậy, bằng cách lựa chọn thích hợp các hiệu ứng của quá trình tái chuẩn hóa, bất đối xứng ε_i^α nhận được giá trị khác không.

Bên cạnh đại lượng ε_i^α , để tính số bất đối xứng baryon ta cần phải tính các tham số suy giảm (washout parameter) K_i^α do sự phân rã ngược của RHN thứ i [15]

$$K_i^\alpha = \frac{\Gamma_i^\alpha}{H(M_i)} = \frac{\tilde{m}_i^\alpha}{m_*}, \quad \tilde{m}_i^\alpha = \frac{\nu_u^2 (\tilde{Y}_\nu)_{i\alpha} (\tilde{Y}_\nu^*)_{i\alpha}}{M_i}, \quad m_* = \frac{16\pi^{5/2}}{3\sqrt{5}} \sqrt{g_*} \frac{\nu_u^2}{M_{Planck}}, \quad (25)$$

Trong đó Γ_i^α là tốc độ phân rã của quá trình $N_i \rightarrow l^\alpha \varphi^\dagger$ và $H(M_i)$ là hằng số Hubble, $g_* = 288,75$ là số bậc tự do hiệu dụng của mô hình [16] ở nhiệt độ $T = M_i$ và khối lượng Planck $M_{Planck} = 1,22 \cdot 10^{19}$ GeV.

Các số bất đối xứng lepton thế hệ ε_i^α nhận các giá trị khác nhau tương ứng với tham số suy giảm K_i^α khác nhau; và các số bất đối xứng lepton này có đóng góp khác nhau vào số bất đối xứng BAU [15] như sau:

$$\eta_B \approx -10^{-2} \sum_{N_i} [\varepsilon_i^e \kappa_i^e \left(\frac{93}{110} K_i^e\right) + \varepsilon_i^\mu \kappa_i^\mu \left(\frac{19}{30} K_i^\mu\right) + \varepsilon_i^\tau \kappa_i^\tau \left(\frac{19}{30} K_i^\tau\right)] \quad (26)$$

nếu thang khối lượng của RHN vào cỡ $M \leq (1 + \tan^2 \beta) \cdot 10^{12}$ GeV, khi mà các quá trình tương tác với sự tham gia của hạt tau (τ) và muon (μ) là ở trạng thái cân bằng, thì các lepton thế hệ có các đóng góp riêng lẻ vào η_B . Nếu thang khối lượng của RHN là vào cỡ $(1 + \tan^2 \beta) \cdot 10^9$ GeV $\leq M \leq (1 + \tan^2 \beta) \cdot 10^{12}$ GeV, các quá trình tương tác với sự tham gia của hạt tau (τ) là cân bằng, trong khi đó các quá trình tương tác có sự tham gia của muon (μ) và electron (e) là không cân bằng. Khi đó số đối xứng lepton cho electron và muon có thể cộng được với nhau $Y_i^2 = Y_i^e + Y_i^\mu$, dẫn đến số bất đối xứng BAU được cho bởi [15].

$$\eta_B \approx -10^{-2} \sum_{N_i} [\varepsilon_i^2 \kappa_i^2 \left(\frac{541}{761} K_i^2\right) + \varepsilon_i^\tau \kappa_i^\tau \left(\frac{494}{761} K_i^\tau\right)] \quad (27)$$

trong đó $\varepsilon_i^2 = \varepsilon_i^e + \varepsilon_i^\mu$ và hệ số suy giảm tương ứng là $K_i^2 = K_i^e + K_i^\mu$. Tham số suy giảm (washout factor), κ_i^α , được cho bởi [15]

$$\kappa_i^\alpha = \left(\frac{8.25}{K_i^\alpha} + \left(\frac{K_i^\alpha}{0.2} \right)^{1.16} \right)^{-1}. \quad (28)$$

Trong mô hình này, nếu ta bỏ qua hiệu ứng của quá trình tái chuẩn hóa lên ma trận H , đóng góp của RHN thế hệ thứ ba, N_3 , là không đáng kể, do $H_{13(31)} = H_{23(32)} = 0$. Thật ra, điều này cũng hoàn toàn đúng nếu chúng ta xét đến hiệu ứng của tái chuẩn hóa lên H , bởi vì các số hạng $H_{13(31)}, H_{23(32)}$ sinh ra từ tái chuẩn hóa là rất nhỏ. Kết hợp các phương trình (14, 24, 30), số bất đối xứng lepton nhận được như sau

$$\begin{aligned} \varepsilon_1^e &\approx \frac{a^2 r \sin \phi}{32\pi(1-2r \cos \phi + 3r^2)t}, & \varepsilon_1^\mu &\approx \varepsilon_1^\tau = \frac{-a^2 r \sin \phi}{64\pi(1-2r \cos \phi + 3r^2)t}, \\ \varepsilon_2^e &\approx \frac{-a^2 r \sin \phi}{16\pi(3-2r \cos \phi + 3r^2)t}, & \varepsilon_2^\mu &\approx \varepsilon_2^\tau = \frac{a^2 r \sin \phi}{32\pi(3-2r \cos \phi + 3r^2)t}. \end{aligned} \quad (29)$$

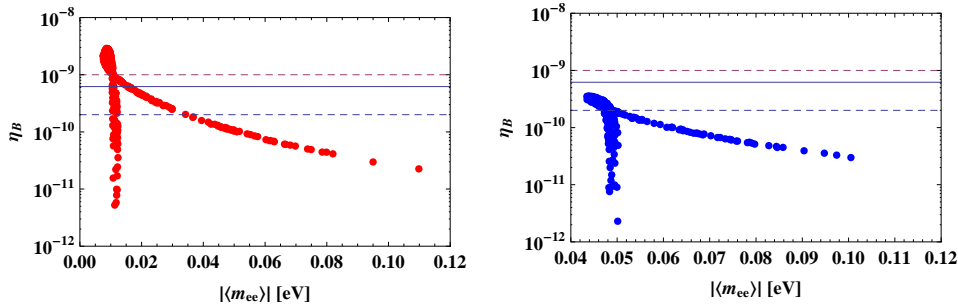
Ở đây chúng tôi đã sử dụng tham số độ dịch khối lượng tính từ hai phương trình (14, 21)

$$\delta_N^{12} = -\delta_N^{21} = -4a^2(1-3r^2+2r \cos \phi). \quad (30)$$

Dạng tường minh của K_i^α tính được như sau

$$\begin{aligned} K_1^e &\approx 4r^2 \frac{m_0}{m_*}, & K_1^{\mu,\tau} &\approx \frac{m_0}{m_*}(1-2r \cos \phi + r^2), \\ K_2^e &\approx \frac{2m_0}{m_*}(1-2r \cos \phi + r^2), & K_2^{\mu,\tau} &\approx \frac{m_0}{2m_*}(1+2r \cos \phi + r^2). \end{aligned} \quad (31)$$

Kết hợp các phương trình (26, 28, 29, 30, 31), chúng ta tính được số bất đối xứng BAU.



Hình 4: Giá trị tiên đoán số bất đối xứng BAU, η_B , như là hàm của khối lượng hiệu dụng $|\langle m_{ee} \rangle|$

Giá trị tiên đoán số bất đối xứng BAU, η_B , như là hàm của khối lượng hiệu dụng $|\langle m_{ee} \rangle|$ được biểu diễn trên hình 4. Chúng tôi sử dụng thang khối lượng của các Majorana neutrino nặng phân cực phải $M = 10^3 \text{ GeV}$ và tham số siêu đối xứng $\tan \beta = 1$. Đường liền nét nằm ngang là giá trị trung tâm của BAU quan sát từ thí nghiệm đo đặc bức xạ nền vũ trụ (Cosmic Microwave Background - CMB), $\eta_B^{CMB} = 6,1 \cdot 10^{-10}$ [16]. Các đường nằm ngang đứt nét là miền cho phép của BAU, $2 \cdot 10^{-10} \leq \eta_B \leq 10^{-9}$. Có thể thấy từ hình 4, từ giá trị thực nghiệm của η_B^{CMB} chúng ta

có thể giới hạn miền giá trị tiên đoán của $|\langle m_{ee} \rangle|$ cho cả hai trường hợp NH và IH. Kết hợp với kết quả từ hình 2 và hình 3 chúng ta có thể tìm được giá trị tiên đoán của mô hình cho pha vi phạm CP Majorana β_1 thông qua tham số ϕ . Ngoài ra, từ kết quả tính số, chúng tôi nhận thấy giá trị của góc trộn khu vực lepton gần như không bị tác động của quá trình tái chuẩn hóa, kết quả này là phù hợp với các công bố gần đây (cả về kết quả giải tích lẫn kết quả tính số) về quá trình tái chuẩn hóa đối với các mô hình đối xứng thể hệ [17].

5 KẾT LUẬN

Chúng tôi nghiên cứu mô hình S_4 , trong đó dạng tri-bimaximal của ma trận trộn khu vực lepton thu được một cách tự nhiên. Trong mô hình này, tích số $Y_\nu Y_\nu^\dagger$, vốn xuất hiện trong quá trình leptogenesis, là thực và các Majorana neutrino nặng phân cực phải là hoàn toàn suy biến, do đó leptogenesis không thực hiện được trong mô hình. Để có leptogenesis, do đó cho phép giải thích được BAU, chúng tôi xem xét quá trình tái chuẩn hóa lên ma trận tương tác Yukawa của neutrino Dirac Y_ν và tích số $Y_\nu Y_\nu^\dagger$, cũng như lên ma trận khối lượng của Majorana neutrino phân cực phải. Kết quả thu nhận được là quá trình leptogenesis (cả flavored và unflavored) có thể thực hiện được. Trong khuôn khổ bài báo này, chúng tôi chỉ xem xét quá trình flavored leptogenesis. Do khối lượng của các RHN gần suy biến nên ta có quá trình leptogenesis cộng hưởng, do đó thang khối lượng của RHN hạ xuống đến mức TeV. Cùng với tham số siêu đối xứng được chọn là $\tan \beta = 1$ ($\tan \beta = v_u / v_d$)¹, chúng tôi đã thành công trong việc giải thích BAU.

Chúng tôi cũng nghiên cứu các hiệu ứng vật lý ở năng lượng thấp, đặc biệt là khối lượng hiệu dụng $|\langle m_{ee} \rangle|$ của các thí nghiệm $0\nu\beta\beta$. Chúng tôi tìm thấy mối quan hệ trực tiếp giữa η_B , là đại lượng vật lý ở thang năng lượng cao, và $|\langle m_{ee} \rangle|$, là đại lượng vật lý ở thang năng lượng thấp, thông qua góc ϕ , do đó cho phép tiên đoán pha CP Majorana β_1 . Từ kết quả tính số cũng cho thấy các góc trộn khu vực lepton không bị tác động của quá trình tái chuẩn hóa, và điều này là phù hợp với các công bố gần đây [18].

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] T. Schwetz et al., New J. Phys. 10, 113011 (2008); M. Maltoni, T. Schwetz, arXiv:0812.3161 [hep-ph].
- [2] P. F. Harrison et al., Phys. Lett. B 530, (2002) 167 ; P. F. Harrison et al., Phys. Lett. B 535, (2002) 163.
- [3] E. Ma et al., Phys. Rev. D 64 (2001) 113012; K. S. Babuet et al., Phys. Lett. B 552 (2003) 207.
- [4] F. Feruglio et al., Nucl. Phys. B 775 (2007) 120; M. C. Chen et al., Phys. Lett. B 652 (2007) 34
- [5] S. Pakvasa et al., Phys. Lett. B 82 (1979) 105; T. Brown et al., Phys. Lett. B 141 (1984) 95.
- [6] F. Bazzocchi et al., Nucl. Phys. B 816, (2009) 204; Federica et al., Phys. Rev. D 80 (2009) 053003.

¹ Tham số này là bất kỳ và chưa được xác nhận từ thực nghiệm, việc chọn giá trị của tham số này trong bài là để đơn giản việc tính toán.

- [7] Gui-Jun Ding, Nucl. Phys. B 827 (2010) 82 [arXiv:0909.2210 [hep-ph]].
- [8] M. Fukugita et al., Phys. Lett. B 174, (1986) 45; G. F. Giudice *et al.*, Nucl. Phys. B 685 (2004) 89.
- [9] A. Dietz et al., Phys. Lett. B 586, 198 (2004); C. Arnaboldi et al., Phys. Rev. C 78, 035502 (2008); C. Aalseth et al., arXiv:hep-ph/0412300; I. Abt et al., arXiv:hep-ex/0404039.
- [10] J. A. Casas et al., Nuclear Physics B 573, 652 (2000), Nuclear Physics B 569, 82 (2000).
- [11] T. Phong Nguyen et al., arXiv:0811.1458v1 [hep-ph]; International Journal of Modern Physics A 24, (2009) 3660–3667
- [12] L. Covi et al., Phys. Lett. B 384, (1996) 169; A. Pilaftsis, Int. J. Mod. Phys. A 14, (1999) 1811.
- [13] T. Fujihara et al., Phys. Rev. D 72, (2005) 016006; A. Abada et al, JHEP 0609, (2006) 010.
- [14] S. Pascoli, S. T. Petcov, and A. Riotto, Nuclear Physics B 774, 1 (2007).
- [15] A. Abada et al., JCAP 0604, (2006) 004; S. Antusch et al., JCAP 0611, (2006) 011.
- [16] D.N. Spergel *et al.*, Astrophys. J. Suppl. 148, (2003) 175; M. Tegmark *et al.*, Phys. Rev. D 69, (2004) 103501; C. L. Bennett *et al.*, Astrophys. J. Suppl. 148, (2003) 1.
- [17] Luca Merlo et al., Nucl.Phys.B 835, 238 (2010); Gui-Jun Ding, Dong-Mei Pan, Eur. Phys. J. C 71, 17 (2011).
- [18] Gui-Jun Ding, Dong-Mei Pan, Eur.Phys.J. C71 (2011) 1716 [arXiv: 1011.5306 [hep-ph]].