

# Минималь зүүн-баруун тэгш хэмт загварт мюон аномаль соронзон моментын тооцоо

Т.Лхагважав, Ц.Энхбат

ШУА, Физик технологийн хүрээлэн

Бид энэ ажилд мюоны аномаль соронзон моментыг стандарт моделийн нэгэн өргөтгөл болох минималь зүүн-баруун тэгш хэмт загварт судлав [1,2,3,4]. Ингэхдээ хүнд гейж бозон мюон аномаль соронзон моментод хэрхэн нөлөөлж буйг тооцсон. Тооцооны үр дүнгээр стандарт онолын таамаглал ба Мюон  $g-2$  коллаборацын туршилтын утга хоорондын  $4.2\sigma$  зөрүүд тайлбар өгөв [5].

**Түлхүүр үг:** Мюон аномаль соронзон момент, минималь зүүн-баруун тэгш хэмт загвар

## I. ОРШИЛ

Энэхүү ажилд стандарт моделийн хамгийн энгийн өргөтгөл болох минималь баруун-зүүн тэгш хэмт загварын тухай авч үзнэ [3,6]. Уг загвар стандарт онолоос ялгаатай нь баруун гарын нейтриног агуулах ба хөнгөн нейтрино массыг тайлбарлах боломж олгодогт оршино [7]. Стандарт онолын скаляр потенциалд бид даблет Хигс орныг авч үздэг бол энэхүү модельд давхар Хигс даблет ба триблет скаляр орныг авч үздэг [8,9]. Скаляр потенциалд эдгээр орны вакуумын дундаж утгыг оруулж ирсэнээр гейж бозон болон скаляр бозонууд масстай болно. Энэхүү ажилд бид хүнд  $W_R^\pm$  болон  $Z_R^0$  гейж бозон мюон аномаль соронзон моментод хэрхэн нөлөө үзүүлэх тооцоог хийнэ. Хоёрдугаар бүлэгт минималь зүүн-баруун тэгш хэмт загварын тухай авч үзсэн бол гуравдугаар бүлэгт минималь зүүн-баруун тэгш хэмт загварын гейж бозон мюон аномаль соронзон моментод үзүүлэх нөлөөг тооцсон. Гарсан үр дүнг бид дөрөвдүгээр бүлэгт оруулж өгөв.

## II. МИНИМАЛЬ ЗҮҮН-БАРУУН ТЭГШ ХЭМТ ЗАГВАРЫН ҮНДЭС

Минималь зүүн-баруун тэгш хэмт загварыг [6]-д дурьдсан бөгөөд гейж бүлэг  $SU(3)_C \times SU(2)_R \times SU(2)_L \times U(1)_{B-L}$ , цахилгаан цэнэгийн оператор дараах байдлаар тодорхойлогдоно [10]:

$$Q = T_{3L} + T_{3R} + \frac{1}{2}(B - L) \quad (1)$$

энд  $T_{3L,R}$  нь  $SU(2)_{L,R}$  гейж бүлгийн генератор,  $B, L$  нь барион ба лептоны квант тоо болно. Зүүн ба баруун цахилгаан сул гейж бүлгийн хувьд холбоос тогтмол  $g_L = g_R = g$  гэж үзэх нь бидэнд зүүн-баруун тэгш хэмт загварын

минималь хувилбарыг өгдөг [11]. Энд  $U(1)_{B-L}$  гейж бүлгийн хувьд холбоос тогтмол  $g'$  болно. Загварын хувьд скаляр потенциал давхар Хигс даблет  $\phi = (1,2,2,0)$ , триблет  $\Delta_L = (1,3,1,2)$ ,  $\Delta_R = (1,1,3,2)$  Хигс орноор аяндаа тэгш хэм эвдэрдэг. Эдгээр орнууд дараах матриц хэлбэртэй бичигдэнэ.

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1^{0*} & \phi_2^+ \\ \phi_1^- & \phi_2^0 \end{pmatrix}, \quad \Delta_{L,R} = \begin{pmatrix} \frac{\delta^+}{\sqrt{2}} & \delta^{++} \\ \delta^0 & -\frac{\delta^+}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

матрицын цэнэггүй хэсгүүдийн хувьд вакуумын дундаж утга

$$\langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} \langle \phi_1^0 \rangle & 0 \\ 0 & \langle \phi_2^0 \rangle \end{pmatrix}, \quad \langle \Delta_{L,R} \rangle = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \langle \delta_{L,R}^0 \rangle & 0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

энд цэнэггүй Хигсийн байгуулагч

$$\phi_1^0 = \langle \phi_1^0 \rangle + \frac{r_i + ia_i}{\sqrt{2}}, \quad \langle \phi_1^0 \rangle = \frac{\kappa_1}{\sqrt{2}}, \\ \langle \phi_2^0 \rangle = \frac{\kappa_2 e^{i\alpha}}{\sqrt{2}}, \quad (4)$$

Минималь зүүн-баруун тэгш хэмт загварын фермион даблеть төлөөлөл

$$Q_{L,R} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_{L,R}, \quad L_{L,R} = \begin{pmatrix} \nu \\ l \end{pmatrix}_{L,R} \quad (5)$$

болно [12].

### Фермион

Фермионуудын төлөв болон тэдгээрийн масс лептон ба кваркуудыг багтаасан Юкава харилцан үйлчлэлтэй үргэлж холбоотой.

$$L_l^Y = -\bar{L}_{Ll}^Y (f_{ij}^e \Phi + \tilde{f}_{ij}^e \tilde{\Phi}) L_{Rj}' \\ + \sum_{X=L,R} Y_{X,ij}^e \bar{L}_{Xl}^Y i\sigma_2 \Delta_X L_{Xj}' + h.c., \\ L_l^Y = -\bar{Q}_{Ll}^Y (f_{ij}^q \Phi + \tilde{f}_{ij}^q \tilde{\Phi}) Q_{Rj}' + h.c. \quad (6)$$

Дараа нь лептон ба кваркуудын масс гишүүдийг тооцох юм. Цэнэгтэй лептонууд ба дээд болон доод кваркуудын масс матриц

$$M_l = \frac{\kappa_1 f^e + \kappa_2 \tilde{f}^e}{\sqrt{2}} = \frac{\kappa(\cos \beta f^e + \sin \beta \tilde{f}^e)}{\sqrt{2}}$$

$$M_u = \frac{\kappa_1 f^q + \kappa_2 \tilde{f}^q}{\sqrt{2}} = \frac{\kappa(\sin \beta f^q + \cos \beta \tilde{f}^q)}{\sqrt{2}}$$

$$M_d = \frac{\kappa_1 f^q + \kappa_2 \tilde{f}^q}{\sqrt{2}} = \frac{\kappa(\cos \beta f^q + \sin \beta \tilde{f}^q)}{\sqrt{2}},$$

энд

$$\kappa^2 = \kappa_1^2 + \kappa_2^2, \quad \tan \beta = \frac{\sin \beta}{\cos \beta} = \frac{\kappa_1}{\kappa_2}. \quad (7)$$

болно.

### Гейж бозон

Минималь зүүн-баруун тэгш хэмт загварт тохирох ковариант уламжлалыг дараах байдлаар тодорхойлдог.

$$D_\mu = \partial_\mu - i g_L \sum_{i=1}^3 T_L^a W_{L\nu}^a + i g_R \sum_{i=1}^3 T_R^a W_{R\nu}^a - i g' \frac{B-L}{2} B_\mu, \quad (8)$$

энд  $g_L, g_R$  болон  $g'$  нь  $SU(2)_{L,R}$  болон  $U(1)_{B-L}$  гейж бүлгийн холбоос тогтмол бөгөөд скаляр бозоны кинетик хэсгийн Лагранжиан

$$L_S = \sum_{S=\Phi, \Delta_{L,R}} Tr [(D_\mu S)^\dagger (D^\mu S)]. \quad (9)$$

Скаляр мультиплетуудын хувьд харгалзах ковариант уламжлал

$$D_\mu \Phi = \partial_\mu \Phi - i g_L \frac{\sigma^b}{2} W_{L\nu}^b \Phi + i g_R \Phi \frac{\sigma^a}{2} W_R^a,$$

$$D_\mu \Delta_{L,R} = \partial_\mu \Delta_{L,R} - i \frac{g_{L,R}}{2} (\sigma^a \Delta_{L,R} - \Delta_{L,R} \sigma^a) W_{L,R}^a - i g' I_2 B_\mu \Delta_{L,R} \quad (10)$$

Иймд гейж бозонуудын масс гишүүнийг Хигс байгуулагч түүний вакуумын дундаж утгаас дараах байдлаар тодорхойлно.

$$\begin{aligned} \langle L_S \rangle = & \frac{1}{8} (k^2 + 4v_L^2) g_L^2 W_L^{3\mu} W_{L\mu}^3 - \frac{1}{4} g_L g_R k^2 W_L^{3\mu} W_{R\mu}^3 \\ & + \frac{1}{8} (k^2 + 4v_R^2) g_R^2 W_R^{3\mu} W_{R\mu}^3 \\ & - g_L g' W_L^{3\mu} B^\mu - g_R g' v_R^2 W_R^{3\mu} B_\mu \\ & + \frac{1}{2} g'^2 (v_L^2 + v_R^2) B^\mu B_\mu \\ & + \frac{1}{4} g_L^2 (k^2 + 2v_L^2) W_L^{+\mu} W_{L\mu}^- \\ & - \frac{1}{2} g_L g_R k_1 k_2 e^{i\alpha} W_L^{+\mu} W_{R\mu}^- \\ & - \frac{1}{2} g_L g_R k_1 k_2 e^{-i\alpha} W_L^{+\mu} W_{R\mu}^- \\ & + \frac{1}{4} g_R^2 (k^2 + 2v_R^2) W_R^{+\mu} W_{R\mu}^- \quad (11) \end{aligned}$$

Цэнэггүй болон цэнэгтэй гейж бозоны масс гишүүн

$$L_g^{mass} = \frac{1}{2} (W_L^{3\mu} \quad W_R^{3\mu} \quad B^\mu) M_1 \begin{pmatrix} W_{L\mu}^3 \\ W_{R\mu}^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} + (W_L^{+\mu} \quad W_R^{+\mu}) M_2 \begin{pmatrix} W_{L\mu}^- \\ W_{R\mu}^- \end{pmatrix} \quad (12)$$

энд  $M_1$  масс матриц

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{4} (k^2 + 4v_L^2) g_L^2 & -\frac{1}{4} g_L g_R k^2 & -g_R g' v_L^2 \\ -\frac{1}{4} g_L g_R k^2 & \frac{1}{4} (k^2 + 4v_R^2) g_R^2 & -g_R g' v_R^2 \\ -g_R g' v_L^2 & -g_R g' v_R^2 & g'^2 (v_L^2 + v_R^2) \end{pmatrix}$$

бөгөөд  $M_2$  масс матриц

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{4} (k^2 + 2v_L^2) g_L^2 & -\frac{1}{2} g_L g_R k_1 k_2 e^{i\alpha} \\ -\frac{1}{2} g_L g_R k_1 k_2 e^{-i\alpha} & \frac{1}{4} (k^2 + 2v_R^2) g_R^2 \end{pmatrix} \quad (13)$$

болно. Мөн  $W_{L,R}^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_{L,R\mu}^1 \mp i W_{L,R\mu}^2)$  буюу хоёр синглет цэнэгтэй гейж бозон  $W_L^\pm$  ба  $W_R^\pm$  хоорондох холилтын өнцөг  $\xi$ -ийг дараах байдлаар тодорхойлно.

$\tan 2\xi$

$$= -\frac{4g_L g_R k_1 k_2}{(g_R^2 - g_L^2)(k_1^2 + k_2^2) + 2(g_R^2 v_R^2 - g_L^2 v_L^2)}, \quad (14)$$

энд бид  $\tan 2\xi \ll 1 \Rightarrow \tan 2\xi \approx \sin 2\xi \approx 2\sin \xi \approx 2\xi$  ойролцоолол болон  $v_L \ll k_1, k_2 \ll v_R$  ашиглавал холилтын өнцөг

$$2\xi = -\frac{2g_L k_1 k_2}{g_R v_R^2} \quad (15)$$

энд  $\frac{k^2}{v_R^2} \approx x \ll 1, \frac{v_L^2}{v_R^2} \approx 0, \frac{v_L^2}{k^2} \approx x_L \ll 1$  болно.

Синглет цэнэгтэй гейж бозон  $W_{L,R}^\pm$  - ийн хувьд масс

$$\begin{pmatrix} W_L^\pm \\ W_R^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \xi & -\sin \xi e^{i\alpha} \\ \sin \xi e^{-i\alpha} & \cos \xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1^\pm \\ W_2^\pm \end{pmatrix} \quad (16)$$

цэнэгтэй гейж бозоны масс

$$m_{W_L}^2 \approx \frac{1}{4} k^2 g_L^2, \quad m_{W_R}^2 \approx \frac{1}{2} g_R^2 v_R^2. \quad (17)$$

цэнэггүй гейж бозоны масс матриц

$$\begin{pmatrix} W_{L\mu}^3 \\ W_{R\mu}^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = M_3^T \begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_{1\mu} \\ Z_{2\mu} \end{pmatrix} \quad (18)$$

бөгөөд энд  $M_3$  матриц дараах байдлаар тодорхойлогдоно.

$$\begin{pmatrix} s_{z2} & c_R c_{z2} & c_{z2} s_R \\ c_{z2} c_{z3} & -c_R c_{z3} s_{z2} - s_R s_{z3} & -c_{z3} s_R s_{z2} + c_R s_{z3} \\ -c_{z2} s_{z3} & -c_{z3} s_R + c_R s_{z2} s_{z3} & c_R c_{z3} + s_R s_{z2} s_{z3} \end{pmatrix}$$

холилтын өнцөг  $t_R, t_{z2}, t_{z3}$  дараах байдлаар тодорхойлно.

$$t_R = \frac{g_R}{g'}, \quad t_{z2} = \frac{g_R g'}{g_L \sqrt{g'^2 + g_R^2}}$$

$$t_{z3} = -\frac{g_R^2 k^2 \sqrt{g_L^2 g'^2 + g_L^2 g_R^2 + g'^2 g_R^2}}{2v_R^2 (g_R^2 + g'^2)} \quad (19)$$

тул цэнэггүй гейж бозон  $Z_L, Z_R$  ба фотон  $A$  - ийн хувьд масс

$$m_{Z_L}^2 \approx \frac{g_L^2 v^2}{4 \cos^2 \theta_W}, \quad m_{Z_R}^2 \approx \frac{g_R^2 v_R^2}{1 - \left(\frac{g_L^2}{g_R^2}\right) t_W^2} \quad (20)$$

энд бид дараах чөлөөт параметруудийг ашиглав.

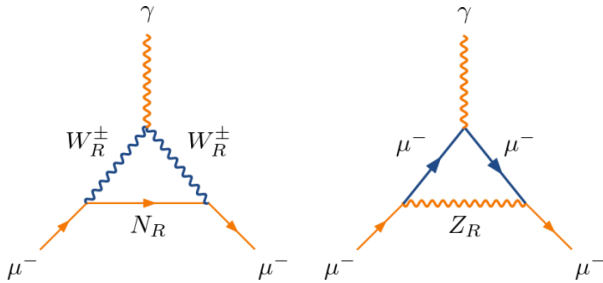
$$\tan \beta = \frac{k_1}{k_2} \approx 1\epsilon_2 \gg 1, \quad (21)$$

болно.

### III. МИНИМАЛЬ ЗҮҮН-БАРУУН ТЭГШ ХЭМТ ЗАГВАРТ МЮОН АНОМАЛЬ СОРОНЗОН МОМЕНТЫН ТООЦОО

#### Хүнд $W_R^\pm$ гейж бозон ам-д үзүүлэх нөлөө

Хүнд гейж бозон мюоны аномаль соронзон моментод үзүүлэх нөлөөг дараах хоёр диаграмм ашиглан тооцдог [13]. Дараахх зураг1 - ийн (а) диаграммд харгалзах далайц бичвэл:



Зураг1: Мюон аномаль соронзон моментод нөлөө үзүүлэх хүнд гейж бозоны нэг-гогцоот диаграмм.

$$iM^\mu = (-ie) \left( i \frac{g_R^2}{2} \right) U_R^\mu U_R^{\dagger\mu} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4}$$

$$\times \bar{u}(p_2) \frac{N^\mu}{D_1 D_2 D_3} u(p_1) \quad (22)$$

энд

$$N^\mu = \gamma^\mu P_R g_{\nu\lambda} [g^{\lambda\sigma} (2k + q)^\mu + g^{\lambda\mu} (-k - 2q)^\sigma + g^{\sigma\mu} (q - k)^\lambda] g_{\sigma\rho} (k - p_1) \gamma^\rho P_R$$

$$D_1 = [(k + q)^2 - M_{W_R}^2 + i\epsilon]$$

$$D_2 = [k^2 - M_{W_R}^2 + i\epsilon]$$

$$D_3 = [(k - p_1)^2 - M_{N_R}^2 + i\epsilon] \quad (23)$$

болно. Энд бид хүртвэрийн хуваарь дахь гишүүнийг Фейнманы параметрчлал ашиглан хялбарчлах болно. Дараа нь хүртвэр дахь гишүүнийг хялбарчлахдаа  $k = l + (yp_2 + zp_1)$  импульсийн орлуулга хийнэ. Эцэст нь мюоны аномаль соронзон моментод  $a_\mu$  - д  $W_R^\pm$  хүнд гейж бозоны нөлөө

$$a_\mu = \frac{\alpha g_R^2}{16\pi \sin^2 \theta_W} \left( \frac{m_\mu}{m_{W_R^\pm}} \right)^2 \left[ -3 F_2^1(x) - \frac{F_2^2(x)}{3} \right],$$

энд  $x = m_{N_R}^2 / m_{W_R}^2$  бөгөөд форм фактор

$$F_2^1 = \frac{1 - 4x + 3x^2 - 2x^2 \log x}{(1 - x)^3} \quad (24)$$

$$F_2^2 = \frac{7 - 33x + 58x^2 - 31x^3 + 6x^2(3x - 1) \log x}{(1 - x)^4}$$

болно.

#### Хүнд $Z_R$ гейж бозон ам-д үзүүлэх нөлөө

Дээрх зураг1 - ийн б диаграмм мюоны аномаль соронзон моментод  $Z_R$  цэнэггүй хүнд гейж бозоны үзүүлэх нөлөөг тооцох диаграмм харуулав [14]. Харгалзах далайц

$$iM^\mu = \bar{u}(p_2) \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} i \gamma^\nu (g_L P_L + g_R P_R) \frac{i(k_\sigma \gamma^\sigma - q_\sigma \gamma^\sigma + m_\mu)}{[(k - q)^2 - m_\mu^2]}$$

$$\times (iQ_\mu \gamma^\mu) \frac{i(k_\sigma \gamma^\sigma + m_\mu)}{k^2 - m_\mu^2} i \gamma^\lambda (g_L P_L + g_R P_R) \frac{-i g_{\nu\lambda}}{(p - k)^2 - m_{Z_R}^2} u(p_1)$$

интегралын хуваарь дахь илэрхийлэлд Фейнманы параметрчлал ашиглан интеграл авч буй импульсийг  $k = l + xq + zp$  орлуулга хийнэ. Эцэст нь мюоны аномаль соронзон момент

$$a_\mu = \frac{g_R^2}{16\pi^2} \left( \frac{m_\mu}{m_{Z_R^0}} \right)^2 \left[ -\frac{4}{3} F_2^1(x) - \frac{2}{3} F_2^2(x) \right],$$

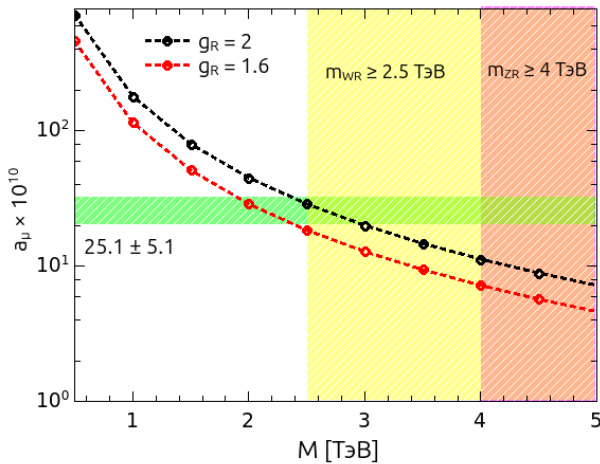
энд  $x = m_\mu^2/m_{Z_R}^2$  бөгөөд хүнд гейж бозоны массын доод хязгаар  $m_{Z_R} = 1.7 m_{W_R}$  болно.

$$F_2^1 = \frac{3(1 - x^2 + 2x \log x)}{(1 - x)^3},$$

$$F_2^2 = \frac{(4 - 9x + 5x^3 + 6(1 - 2x) \log x)}{(1 - x)^4}, \quad (25)$$

#### IV. ҮР ДҮН

Энд бид хүнд гейж бозон  $W_R^\pm$  -ийн массын доод хязгаарыг [16] өгүүллээс 2.5 ТэВ, хүнд  $Z_R$  бозоны масс  $m_{Z_R} = 1.7 m_{W_R}$  гэдгийг [15] өгүүллээс авч тооцоонд ашиглав. Хүнд  $Z_R$  гейж бозон мюон аномаль соронзон моментод үзүүлэх нөлөө бага тул  $W_R^\pm$  -ийн массаас мюон  $g - 2$  хамаарах хамаарлыг судлав.



Зураг2: Энд хүнд нейтрино масс  $m_{N_R} = 1$  ТэВ үед холбоос тогтмол  $g_R = 1.6$  тохиолдолд масс утгат  $W_R^\pm = 1.8 - 2.4$  ТэВ,  $g_R = 2$  тохиолдолд  $m_{W_R^\pm} = 2.3 - 3$  ТэВ байх үед стандарт моделийн таамаглал ба хэмжилтийн зөрүүд тайлбар өгөх боломжтой.

#### V. ДҮГНЭЛТ

Энэхүү ажилд минималь зүүн-баруун тэгш хэмт загварын хүнд гейж бозон мюон аномаль соронзон моментод хэрхэн нөлөөлж буйг нэг-гогцоот диаграммын хувьд тооцов. Ингэхдээ бид хүнд  $W_R^\pm, Z_R$  гейж бозоныг тооцоонд авч үзэв. Мюон коллаборацийн 2021 онд хийсэн хэмжилтээр стандарт моделийн таамаглал хэмжилтийн зөрүү  $\Delta a_\mu = (25.1 \pm 5.9) \times 10^{-10}$  буюу  $4.2\sigma$  стандарт хазайлттай [5]. Стандарт хазайлтыг  $W_R^\pm$  гейж бозон  $g_R = 1.6$  үед  $m_{W_R^\pm} = 1.8 - 2.4$  ТэВ,  $g_R = 2$  үед  $m_{W_R^\pm} =$

2.3 – 3 ТэВ масс утганд тайлбарлах боломжтой. Мөн  $m_{Z_R} = 1.7 m_{W_R^\pm}$  тул  $Z_R$  мюон аномаль соронзон моментод үзүүлэх нөлөө бага байна.

#### ТАЛАРХАЛ

Энэхүү судалгааны ажлыг БШУЯ, ШУТСан ШУТБИХХГ-2021/168 дугаарт “Стандарт модел ба космологийн өргөтгөл хүнд мезоны судалгаа” сэдэвт суурь судалгааны төслийн санхүүжилтээр гүйцэтгэсэн болно.

#### V. НОМ ЗҮЙ

- [1] S. L. Glashow, “Partial Symmetries of Weak Interactions,” Nucl. Phys., vol. 22, pp. 579–588, 1961.
- [2] R. N. Mohapatra and J. C. Pati, “Left-Right Gauge Symmetry and an Isoconjugate Model of CP Violation,” Phys. Rev. D, vol. 11, pp. 566–571, 1975.
- [3] R. N. Mohapatra and J. C. Pati, “A Natural Left-Right Symmetry,” Phys. Rev. D, vol. 11, p. 2558, 1975.
- [4] G. Senjanovic and R. N. Mohapatra, “Exact Left-Right Symmetry and Spontaneous Violation of Parity,” Phys. Rev. D, vol. 12, p. 1502, 1975.
- [5] B. Abi et al., “Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm,” Phys. Rev. Lett., vol. 126, no. 14, p. 141801, 2021.
- [6] C. S. Aulakh, A. Melfo, and G. Senjanovic, “Minimal supersymmetric left-right model,” Phys. Rev. D, vol. 57, pp. 4174–4178, 1998.
- [7] G. Bambhaniya, J. Chakraborty, J. Gluza, M. Kordiaczyńska, and R. Szafron, “Left-Right Symmetry and the Charged Higgs Bosons at the LHC,” JHEP, vol. 05, p. 033, 2014.
- [8] X. Zhang, J.-H. Yu, and B.-Q. Ma, “Leptogenesis from low-energy CP violation in minimal left-right symmetric model,” Nucl. Phys. B, vol. 976, p. 115670, 2022.
- [9] P. S. Bhupal Dev, R. N. Mohapatra, W. Rodejohann, and X.-J. Xu, “Vacuum structure of the left-right symmetric model,” JHEP, vol. 02, p. 154, 2019.
- [10] O. M. Boyarkin, G. G. Boyarkina, and V. V. Makhnach, “ $(g - 2)_\mu$  anomaly within the left-right symmetric model,” Phys. Rev. D, vol. 77, p. 033004, 2008.

- [11] J. Kriewald, M. Nemevšek, and F. Nesti, “Complete Minimal Left-Right Symmetric Model File,” 3 2024.
- [12] T. T. Hong, V. K. Le, L. T. T. Phuong, N. . C. Hoi, N. T. K. Ngan, and N. H. T. Nha, “Decays of Standard Model-Like Higgs Boson  $h \rightarrow \gamma\gamma, Z\gamma$  in a Minimal Left-Right Symmetric Model,” PTEP, vol. 2024, no. 3, p. 033B04, 2024. [Erratum: PTEP 2024, 059201 (2024)].
- [13] I. Motie, S. Mahmoudi, M. Sadegh, J. Khodagholizadeh, A. Blanchard, and S.-S. Xue, “Muon anomalous magnetic moment and Right handed sterile neutrino,” 9 2024.
- [14] B. Yu and S. Zhou, “General remarks on the one-loop contributions to the muon anomalous magnetic moment,” Nucl. Phys. B, vol. 975, p. 115674, 2022.
- [15] A. Maiezza, M. Nemevsek, F. Nesti, and G. Senjanovic, “Left-Right Symmetry at LHC,” Phys. Rev. D, vol. 82, p. 055022, 2010.
- [16] J. A. Aguilar-Saavedra, “Pulling the Higgs and top needles from the jet stack with feature extended supervised tagging,” Eur. Phys. J. C, vol. 81, no. 8, p. 734, 2021.

### Abstract

In this work, we study the anomalous magnetic moment of the muon within the minimal left-right symmetric model, an extension of the Standard Model. In doing so, we calculate how the heavy gauge bosons affect the muon anomalous magnetic moment. The calculation results explain the difference between the Standard model theoretical prediction and the experimental value from Muon  $g - 2$  collaboration at  $4.2\sigma$  standard deviations.