Anomalía $g-2$ y los modelos mínimos para el Z'

Laura Maria Muñoz Martinez
Universidad de Nariño

29 de marzo de 2022

6th Colombian Meeting on High Energy Physics (COMHEP)

Momento magnético anómalo del muón.

$$\mathsf{M} = g_\mu \frac{e}{2m_\mu}\mathsf{S} \qquad , \tag{1}$$

donde e, m_μ, g_μ representan la carga, masa y relación giromagnética del muón respectivamente.

- Física clásica: $g_\mu = 1$.
- Mecánica cuántica relativista: $g_\mu = 2$.
- La teoría cuántica de campos$\rightarrow$ pequeña desviación de $g_\mu = 2$.

$$a_\mu \equiv \frac{g_\mu - 2}{2} \qquad . \tag{2}$$

Predicción del Modelo Estándar para a_μ^{SM}

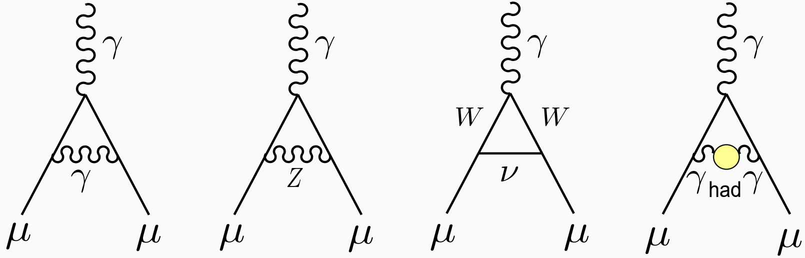


Figura 1: Diagramas representativos que contribuyen a a_μ^{SM}. De izquierda a derecha: QED de primer orden (término de Schwinger), débil de orden más bajo, hadrónico de orden más bajo. Fuente:Tomado de [5].

$$a_\mu^{SM} = a_\mu^{QED} + a_\mu^{EW} + a_\mu^{Had} \quad . \tag{3}$$

$$a_\mu^{QED} = 116584718{,}92(0{,}03) \times 10^{-11} \quad , \tag{4}$$

Experimento (BNL) y (FNAL)

- Experimento E821 en el Brookhaven National Lab (BNL)

$$a_\mu^{exp}(\mathrm{BNL}) = 11659209{,}1(5{,}4)(3{,}3) \times 10^{-10} \quad . \tag{5}$$

- Experimento Muon g-2 en Fermilab

$$a_\mu^{exp}(\mathrm{FNAL}) = 116592040(54) \times 10^{-11} \quad . \tag{6}$$

El promedio $a_\mu(\mathrm{Exp})$ de los resultados obtenidos en los experimentos de Fermilab y Brookhaven es [1]:

$$a_\mu(\mathrm{Exp}) = 116592061(41) \times 10^{-11} \quad . \tag{7}$$

La diferencia, $a_\mu(\mathrm{Exp}) - a_\mu(\mathrm{ME}) = (251 \pm 59) \times 10^{-11}$, tiene una significancia con la teoría de $4{,}2\sigma$, como se muestra en la Figura (2).

Experimento (BNL) y (FNAL)

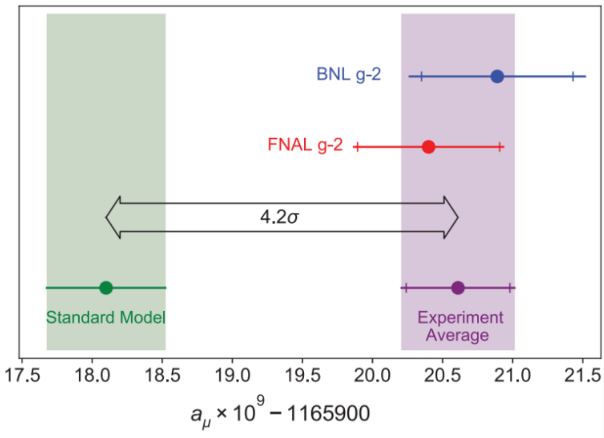


Figura 2: Valores experimentales de a_μ de BNL E821, primer resultado de FNAL, el promedio combinado y el valor recomendado [2] de la iniciativa de la teoría de Muon g-2 para el modelo estándar. Fuente:Tomada de [1].

Cancelación de anomalías para el Z'

Construir la parametrización más general para la extensión ED mínima del ME, limitándose a los fermiones del ME más neutrinos derechos y un leptón exótico cargado con cargas vectoriales.

- **La simetría gauge** $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)'$
  La derivada covariante del modelo viene dada por [9].

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\overrightarrow{T}_L \cdot \overrightarrow{A}_\mu - ig_Y Y B_{Y\mu} - ig_{Z'} Q_{Z'} Z'_\mu \quad , \tag{8}$$

A nivel de corrientes el Lagrangiano está dado por:

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &\supset \sum_f \bar{f}_L \gamma^\mu f_L g_{Z'} \epsilon_L(f) Z'_\mu + \bar{f}_R \gamma^\mu f_R g_{Z'} \epsilon_R(f) Z'_\mu \\ &= \sum_f \bar{f} \gamma^\mu g_{Z'} \left(g_v(f) + \gamma^5 g_a(f) \right) f Z'_\mu,\end{aligned} \tag{9}$$

donde $\epsilon_R = g_v + g_a$ y $\epsilon_L = g_v - g_a$. Las relaciones inversas son: $g_v = \frac{\epsilon_R + \epsilon_L}{2}$ y $g_a = \frac{\epsilon_R - \epsilon_L}{2}$.

Cancelación de anomalías de gauge

Para encontrar la solución más general libre de anomalías, se asumen cargas diferentes para los fermiones en cada familia bajo $U(1)'$, debido a esto, se requieren al menos dos dobletes de Higgs para dar masas a las tres familias, entonces:

$$\langle\Phi_i\rangle^T = (0, v_i/\sqrt{2}), \qquad i = 1, 2. \tag{10}$$

Simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)'$

Particles	Spin	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	$U(1)'$
ℓ_{Li}	1/2	1	2	-1/2	ℓ_i
e_{Ri}	1/2	1	1	-1	e_i
ν_{Ri}	1/2	1	1	0	n_i
q_{Li}	1/2	3	2	1/6	q_i
u_{Ri}	1/2	3	1	2/3	u_i
d_{Ri}	1/2	3	1	-1/3	d_i
Φ_i	0	1	2	1/2	ϕ_i
E_{Li}	1/2	1	1	-1	1
E_{Ri}	1/2	1	1	-1	1

Cuadro 1: Contenido de partículas. El subíndice $i = 1, 2, 3$ representa el número de familia en la base de interacción. En nuestra solución $\phi_2 = \phi_3$ de tal manera que solo se necesitan dos dobletes de Higgs. Sin embargo, a veces mantenemos la notación ϕ_i, que es bastante conveniente para fines de notación. El leptón vectorial $E_{L,R}$ es exótico y se introduce para generar una contribución suficientemente grande al $g - 2$.

Para la simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)'$ con el contenido de partículas que se muestra en la Tabla 1, las ecuaciones de anomalías de gauge no triviales son:

$$
\begin{aligned}
[SU(2)]^2 U(1)' &: \; 0 = \Sigma q + \frac{1}{3}\Sigma \ell \quad , \\
[SU(3)]^2 U(1)' &: \; 0 = 2\Sigma q - \Sigma u - \Sigma d \quad , \\
[\text{grav}]^2 U(1)' &: \; 0 = 6\Sigma q - 3(\Sigma u + \Sigma d) + 2\Sigma \ell - \Sigma n - \Sigma e \quad , \\
[U(1)]^2 U(1)' &: \; 0 = \frac{1}{3}\Sigma q - \frac{8}{3}\Sigma u - \frac{2}{3}\Sigma d + \Sigma \ell - 2\Sigma e \quad , \\
U(1)[U(1)']^2 &: \; 0 = \Sigma q^2 - 2\Sigma u^2 + \Sigma d^2 - \Sigma \ell^2 + \Sigma e^2 \quad , \\
[U(1)']^3 &: \; 0 = 6\Sigma q^3 - 3(\Sigma u^3 + \Sigma d^3) + 2\Sigma \ell^3 - \Sigma n^3 - \Sigma e^3 \quad ,
\end{aligned}
\tag{11}
$$

donde $\Sigma f = f_1 + f_2 + f_3$.

También se tiene en cuenta las restricciones derivadas de los acoplamientos Yukawa:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_Y \supset\, & \bar{\ell}_{1_L}\tilde{\Phi}_1\nu_{1_R} + \bar{\ell}_{1L}\Phi_1 e_{1_R} + \bar{q}_{1_L}\tilde{\Phi}_1 u_{1_R} + \bar{q}_{1_L}\Phi_1 d_{1_R} + \\ & \bar{\ell}_{2_L}\tilde{\Phi}_2\nu_{2_R} + \bar{\ell}_{2L}\Phi_2 e_{2_R} + \bar{q}_{2_L}\tilde{\Phi}_2 u_{2_R} + \bar{q}_{2_L}\Phi_2 d_{2_R} + \\ & \bar{\ell}_{3_L}\tilde{\Phi}_2\nu_{3_R} + \bar{\ell}_{3_L}\Phi_2 e_{3_R} + \bar{q}_{3_L}\tilde{\Phi}_2 u_{3_R} + \bar{q}_{3_L}\Phi_2 d_{3_R} + \text{h.c.}\end{aligned} \tag{12}$$

Las restricciones correspondientes que provienen de los términos en el Lagrangiano anterior son (donde $\phi_2 = \phi_3$):

$$\begin{aligned} 0 &= e_i - \ell_i + \phi_i \quad , \\ 0 &= n_i - \ell_i - \phi_i \quad , \\ 0 &= d_i - q_i + \phi_i \quad , \\ 0 &= u_i - q_i - \phi_i \quad . \end{aligned} \tag{13}$$

Cancelación de anomalías de gauge

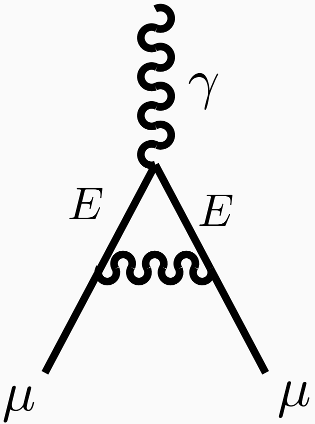
f	$\epsilon^{Z'}(f)$
ℓ_i	$-3q_i$
e_i	$-n_i - 6q_i$
u_i	$+n_i + 4q_i$
d_i	$-n_i - 2q_i$
ℓ_j	$+\frac{1}{2}[n_j - n_k - 3(q_j + q_k)]$
e_j	$-n_k - 3(q_j + q_k)$
u_j	$+\frac{1}{2}(n_j + n_k + 5q_j + 3q_k)$
d_j	$-\frac{1}{2}(n_j + n_k + q_j + 3q_k)$
ℓ_k	$+\frac{1}{2}[-n_j + n_k - 3(q_j + q_k)]$
e_k	$-n_j - 3(q_j + q_k)$
u_k	$+\frac{1}{2}(n_j + n_k + 3q_j + 5q_k)$
d_k	$-\frac{1}{2}(n_j + n_k + 3q_j + q_k)$

Cuadro 2: Los acoplamientos Z' para los dobletes de Higgs Φ_i y Φ_j son $\phi_i = n_i + 3q_i$ y $\phi_j = \phi_k = \frac{1}{2}[n_j + n_k + 3(q_j + q_k)]$. El campo de Higgs ϕ_i se acopla a los fermiones de la i-th familia. Los enteros ijk son una permutación 123.

En particular se puede definir $(n_j - n_k)/2 = L_i = -L_k = 1$, $n_k = -1$ y $q_i = q_j = q_k = n_i = 0$, para obtener el modelo $L_j - L_k$ [4], donde L_i es 1 para los leptones de la familia i-th y cero en caso contrario. De estas soluciones, el modelo más conocido es el modelo $L_\mu - L_\tau$ que se ha utilizado ampliamente para explicar la anomalía $g - 2$ [3].

Modelo

Se estudia la anomalía del momento magnético anómalo del muón por medio de un modelo mínimo, en el cual se encuentra una solución para las cargas del Z' con un contenido mímino de fermiones, considerando así los fermiones del ME, 3 neutrinos derechos y un leptón exótico cargado.



Modelo

$$\mathcal{L}_{\mathrm{int}} = g_v Z'_\mu \overline{E}\gamma^\mu \mu + g_a Z'_\mu \overline{E}\gamma^\mu \gamma^5 \mu \tag{14}$$

El primer término de ecuación (14) da lugar a una contribución a $g-2$, que se encontró en [8]

$$\Delta a_\mu\left(E, Z'\right) = \frac{1}{8\pi^2}\frac{m_\mu^2}{m_{Z'}^2}\int_0^1 \mathrm{d}x \sum_f \frac{\left|g_{v\,2}^{f\mu}\right|^2 P_4^+(x) + \left|g_{a\,2}^{f\mu}\right|^2 P_4^-(x)}{(1-x)\left(1-\lambda^2 x\right) + \epsilon_f^2\lambda^2 x}, \tag{15a}$$

$$P_4^\pm = 2x(1-x)(x-2\pm 2\epsilon_f) + \lambda^2 x^2 (1\mp\epsilon_f)^2(1-x\pm\epsilon_f) \tag{15b}$$

and $\epsilon_f \equiv \frac{m_{E_f}}{m_\mu}$, $\lambda \equiv \frac{m_\mu}{m_{Z'}}$. de acuerdo con [7, 6].

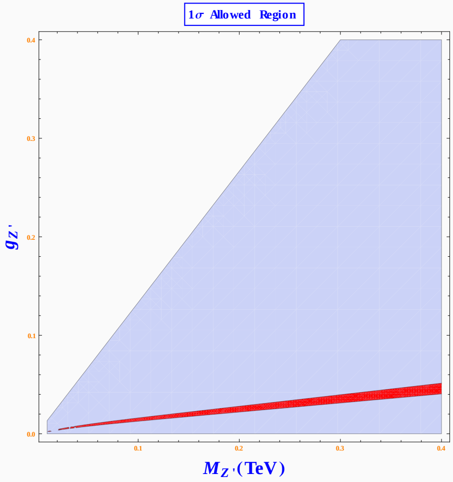


Figura 4: Región roja:espacios de parámetros permitidos para $g-2$ con 1 σ. Región púrpura: región permitida por producción tridente del neutrino $m_{Z'}/g_{Z'} > 0{,}75$ TeV. Masa de la partícula exótica un valor de 80 GeV.

Conclusiones

- Se encontró una solución de la anomalía experimental en $g-2$. Para esto se consideró a los Z' con un contenido mínimo de fermiones, es decir, solo contienen los fermiones del ME, 3 neutrinos derechos y un leptón exótico cargado. De esta manera, se obtuvo el espacio de parámetros permitidos para $g-2$ con un nivel de confianza de 1σ. También se encontró la región permitida por producción tridente de neutrinos $m_{Z'}/g_{Z'} > 0{,}75$ TeV. Se asumió para la masa de la partícula exótica un valor de 80 GeV.

Referencias

[1] B. Abi et al. Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm. *Phys. Rev. Lett.*, 126(14):141801, 2021.

[2] T. Aoyama, N. Asmussen, M. Benayoun, J. Bijnens, T. Blum, M. Bruno, I. Caprini, C. Carloni Calame, M. Cè, G. Colangelo, and et al. The anomalous magnetic moment of the muon in the standard model. *Physics Reports*, 887:1–166, Dec 2020.

[3] A. Biswas, S. Choubey, and S. Khan. FIMP and Muon $(g-2)$ in a $\mathrm{U}(1)_{L_\mu - L_\tau}$ Model. *JHEP*, 02:123, 2017.

[4] X. G. He, G. C. Joshi, H. Lew, and R. R. Volkas. NEW Z-prime PHENOMENOLOGY. *Phys. Rev. D*, 43:22–24, 1991.

Bibliografía II

[5] A. Hoecker and W. J. Marciano. Muon Anomalous Magnetic Moment.

[6] F. Jegerlehner and A. Nyffeler. The Muon g-2. *Phys. Rept.*, 477:1–110, 2009.

[7] J. P. Leveille. The Second Order Weak Correction to (G-2) of the Muon in Arbitrary Gauge Models. *Nucl. Phys. B*, 137:63–76, 1978.

[8] M. Lindner, M. Platscher, and F. S. Queiroz. A Call for New Physics : The Muon Anomalous Magnetic Moment and Lepton Flavor Violation. *Phys. Rept.*, 731:1–82, 2018.

[9] W. A. Ponce. Anomaly - Free Version of SU(2) X U(1) X U(1)-prime. *Phys. Rev. D*, 36:962–965, 1987.

Gracias