

En búsqueda del Flavon en el canal difotónico en futuros colisionadores

Carreño Diaz Diego Abraham

Publicación en PRD, DOI:<https://doi.org/10.1103/5btv-j8lv.25/06/2025>.

✉ diego.carrenod@alumno.buap.mx

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas
Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

October 1, 2025



Tabla de Contenidos

- 1 Introducción
- 2 Marco teórico
- 3 Análisis de Colisionador
- 4 Resultados
- 5 Conclusiones
- 6 Referencias

- Se estudió el modelo de Forggatt-Nielsen, particularmente el flavon propuesto , por su canal de producción $gg \rightarrow H_F \rightarrow \gamma\gamma$.

Colisionadores protón-protón:

- ▶ High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): $\sqrt{s} = 14$ TeV
- ▶ High-Energy Large Hadron Collider (HE-LHC): $\sqrt{s} = 27$ TeV
- ▶ Future Circular Collider-hadron-hadron (FCC-hh): $\sqrt{s} = 100$ TeV

- Modelo de Froggatt-Nielsen (FNSM).
- Singlete complejo (S_F).
- Doblete de Higgs (Φ).

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v + \phi^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad S_F = \left(\frac{v_s + S_R + iS_I}{\sqrt{2}} \right),$$

El potencial escalar que conserva CP:

$$V_0 = -\frac{1}{2}m_1^2\Phi^\dagger\Phi - \frac{1}{2}m_2^2S_F^*S_F + \frac{1}{2}\lambda_1(\Phi^\dagger\Phi)^2 + \lambda_2(S_F^*S_F)^2 + \lambda_3(\Phi^\dagger\Phi)(S_F^*S_F). \quad (1)$$

$$V_{\text{soft}} = -\frac{1}{2}m_3^2(S_F^2 + S_F^{*2}). \quad (2)$$

$$V_{FNSM} = V_0 + V_{\text{soft}} \quad (3)$$

El Lagrangiano de Yukawa invariante bajo $U(1)_F$ está dado por [1]

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_Y = & \rho_{ij}^d \left(\frac{S_F}{\Lambda} \right)^{q_{ij}^d} \bar{Q}_i d_{R_j} \Phi + \rho_{ij}^u \left(\frac{S_F}{\Lambda} \right)^{q_{ij}^u} \bar{Q}_i u_{R_j} \tilde{\Phi} \\ & + \rho_{ij}^\ell \left(\frac{S_F}{\Lambda} \right)^{q_{ij}^\ell} \bar{L}_i \ell_{R_j} \Phi + \rho_{ij}^\nu \left(\frac{S_F}{\Lambda} \right)^{q_{ij}^\nu} \bar{L}_i \nu_{R_j} \tilde{\Phi} + \text{h.c.}\end{aligned}\tag{1}$$

donde ρ_{ij}^f ($f = u, d, \ell, \nu$) son parámetros adimensionales del orden de $\mathcal{O}(1)$, q_{ij}^f está asociado con cargas Abelianas, y Λ es la escala de masa ultravioleta.

Después de reemplazar los autoestados de masa y a través de la siguiente relación obtenemos:

$$\left(\frac{S_F}{\Lambda}\right)^{q_{ij}} \simeq \left(\frac{v_s}{\sqrt{2}\Lambda}\right)^{q_{ij}} \left[1 + q_{ij} \left(\frac{S_R + iS_I}{v_s}\right)\right], \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y &= \frac{1}{v} [\bar{U} M^u U + \bar{D} M^d D + \bar{L} M^\ell L] (c_\alpha h + s_\alpha H_F) \\ &+ \frac{v}{\sqrt{2}v_s} [\bar{U}_i \tilde{Z}_{ij}^u U_j + \bar{D}_i \tilde{Z}_{ij}^d D_j + \bar{L}_i \tilde{Z}_{ij}^\ell L_j] \\ &\times (-\sin \alpha h + \cos \alpha H_F + iA_F) + \text{h.c.}, \end{aligned} \quad (2)$$

Si los acoplamientos del Flavon los encapsulamos en los elementos de la siguiente matriz

$\tilde{Z}_{ij}^f = U_L^f Z_{ij}^f U^{f\dagger} L$ y M^f corresponde a la matriz de masa de fermiones diagonal, los acoplamientos se escriben como sigue:

$$\tilde{Z}_{ij}^f = \tilde{\rho}_{ij}^f \left(\frac{v_s}{\sqrt{2}\Lambda}\right)^{q_{ij}^f}, \quad (3)$$

Con la definición $\epsilon = v_s/\sqrt{2}\Lambda$, la jerarquía de masas de fermiones se puede expresar de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}\frac{m_b}{m_t} &\approx \epsilon^3, \quad \frac{m_c}{m_t} \approx \epsilon^4, \quad \frac{m_s}{m_t} \approx \epsilon^5, \quad \frac{m_d}{m_t} \approx \epsilon^7, \quad \frac{m_u}{m_t} \approx \epsilon^8 \\ \frac{m_\tau}{m_t} &\approx \epsilon^3, \quad \frac{m_\mu}{m_t} \approx \epsilon^5, \quad \frac{m_e}{m_t} \approx \epsilon^9, \quad m_t \approx \frac{v}{\sqrt{2}},\end{aligned}\tag{1}$$

y la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) se convierte en

$$V_{\text{CKM}} \approx \begin{pmatrix} 1 & \epsilon & \epsilon^3 \\ \epsilon & 1 & \epsilon^2 \\ \epsilon^3 & \epsilon^2 & 1 \end{pmatrix}.$$

En lo que respecta a las interacciones ϕVV ($V = W, Z$), a partir de los términos cinéticos del doblete de Higgs y del singlete complejo, podemos extraer sus acoplamiento. Así, presentamos las reglas de Feynman relevantes en la Tabla.

Vértice (ϕXX)	Constante de acoplamiento ($g_{\phi XX}$)
$hf_i \bar{f}_j$	$\frac{c_\alpha}{v} \tilde{M}_{ij}^f - s_\alpha r_s \tilde{Z}_{ij}^f$
$H_F f_i \bar{f}_j$	$\frac{s_\alpha}{v} \tilde{M}_{ij}^f + c_\alpha r_s \tilde{Z}_{ij}^f$
$A_F f_i \bar{f}_j$	$r_s \tilde{Z}_{ij}^f$
hZZ	$\frac{gM_Z}{c_W} c_\alpha$
hWW	$gM_W c_\alpha$
$H_F ZZ$	$g \frac{M_Z}{c_W} s_\alpha$
$H_F WW$	$gM_W s_\alpha$

Table: Acoplamiento a nivel árbol del bosón de Higgs tipo SM h y los flavonones H_F y A_F con pares de fermiones y bosones de gauge en el FNSM. Aquí, $r_s = v/(\sqrt{2}v_s)$.

Restricciones teóricas

- Estabilidad del potencial escalar.

$$\lambda_{1,,2}(\Lambda) > 0, ; \lambda_3(\Lambda) + \sqrt{2\lambda_1(\Lambda)\lambda_2(\Lambda)} > 0 \quad (1)$$

- Restricciones de perturbatividad y unitariedad

$$|\lambda_{1,,2,,3}(\Lambda)| \leq 4\pi. \quad (2)$$

$$\lambda_1(\Lambda) \leq 16\pi, ; |\lambda_1(\Lambda) + \lambda_2(\Lambda) \pm \sqrt{(\lambda_1(\Lambda) - \lambda_2(\Lambda))^2 + ((2/3)\lambda_3(\Lambda))^2}| \leq 16\pi/3. \quad (3)$$

Restricciones experimentales

- Datos del bosón de Higgs del LHC y sus proyecciones para el HL-LHC y HE-LHC

$$\mu_X = \frac{\sigma(pp \rightarrow h) \cdot \mathcal{BR}(h \rightarrow X)}{\sigma(pp \rightarrow h^{\text{SM}}) \cdot \mathcal{BR}(h^{\text{SM}} \rightarrow X)}, \quad (1)$$

- Procesos de Violación de Sabor Leptónico. Para este análisis, estudiamos i) límites superiores en $\mathcal{BR}(\mu \rightarrow e\gamma)$ [2], $\mathcal{BR}(\tau \rightarrow \mu\gamma)$ [3], $\mathcal{BR}(\tau \rightarrow e\gamma)$ [4], ii) límites superiores en $\mathcal{BR}(\mu \rightarrow 3e)$, $\mathcal{BR}(\tau \rightarrow 3e)$, $\mathcal{BR}(\tau \rightarrow 3\mu)$ y $\mathcal{BR}(\mu \rightarrow \mu ee)$ [5], iii) mediciones de $\mathcal{BR}(B_s \rightarrow \mu\mu)$ [6] y $\mathcal{BR}(B_d \rightarrow \mu\mu)$ [6] y finalmente iv) el momento magnético anómalo del muón δa_μ [7]. Encontramos que los procesos i)-iii) no son muy restrictivos en el FNSM.

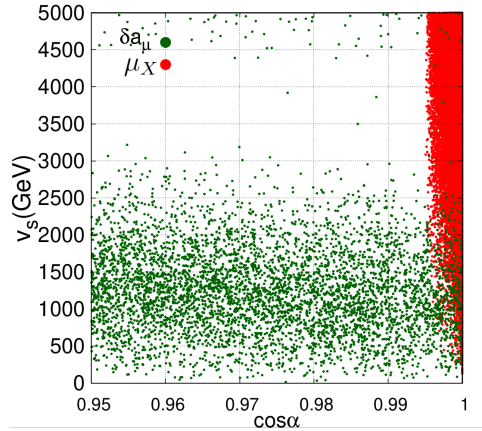
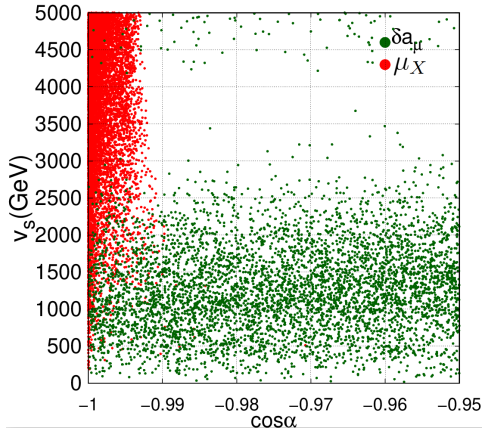


Figura:1 La zona donde ambas regiones se superponen es la permitida por todas las restricciones analizadas.

- BMP1: $v_s = 301$ GeV, $\cos \alpha = 0.998$,
- BMP2: $v_s = 353$ GeV, $\cos \alpha = -0.997$,
- BMP3: $v_s = 888$ GeV, $\cos \alpha = -0.999$,
- BMP4: $v_s = 191$ GeV, $\cos \alpha = -0.999$.

Análisis de Colisionador

Producción y decaimiento

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{1}{v} g_{hgg} h G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}, \quad (1)$$

$$g_{Sgg} = -i \frac{\alpha_S}{8\pi} \tau (1 + (1 - \tau) f(\tau)) \quad \text{with } \tau = \frac{4M_t^2}{M_h^2}, \quad (2)$$

$$f(\tau) = \begin{cases} (\sin^{-1} \sqrt{\frac{1}{\tau}})^2, & \tau \geq 1, \\ -\frac{1}{4} \left[\ln \frac{1+\sqrt{1-\tau}}{1-\sqrt{1-\tau}} - i\pi \right]^2 & \tau < 1. \end{cases} \quad (3)$$

$$g_{hgg} = \left(\frac{c_\alpha v_s - s_\alpha v}{v_s} \right) g_{Sgg} \quad (4)$$

$$g_{H_F gg} = \left(\frac{c_\alpha v + s_\alpha v_s}{v_s} \right) g_{Sgg} \quad (5)$$

$$g_{A_F gg} = \frac{v}{v_s} (-i \alpha_S / \pi) \tau f(\tau) \quad (6)$$

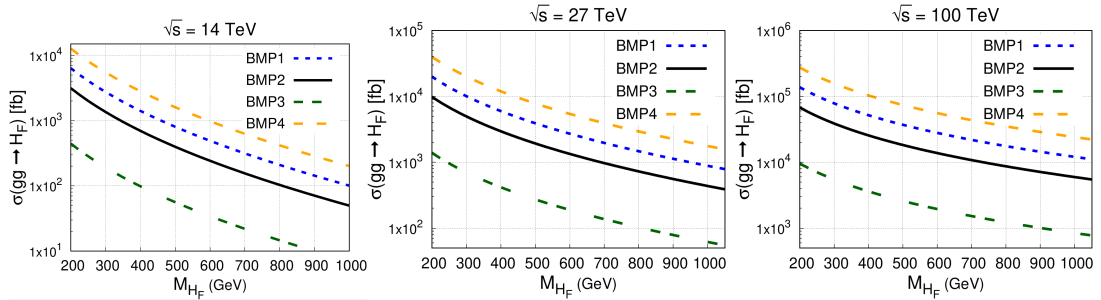


Figura:3 Sección eficaz de producción del flavón mediante fusión de gluones en colisiones pp $\sigma(gg \rightarrow H_F)$. (a) Para el HL-LHC a $\sqrt{s} = 14$ TeV, (b) Para el HE-LHC a $\sqrt{s} = 27$ TeV, (c) Para el FCC-hh a $\sqrt{s} = 100$ TeV.

$$\Gamma(H_F \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 M_{H_F}^3}{1024\pi^3 m_W^2} \left| \sum_s A_s^{H_F\gamma\gamma}(\tau_s) \right|^2, \quad (1)$$

donde el subíndice $s = 0, 1/2, 1$ se refiere al espín de la partícula cargada que circula en el bucle, y

$$A_s^{H_F\gamma\gamma} = \begin{cases} \sum_f \frac{2m_W g_{H_F f_i \bar{f}_i} N_c Q_f^2}{m_f} \left[-2\tau_s (1 + (1 - \tau_s)f(\tau_s)) \right] & \text{for } s = \frac{1}{2}, \\ g_{H_F WW} \left[2 + 3\tau_W + 3\tau_W(2 - \tau_W)f(\tau_W) \right] & \text{for } s = 1, \end{cases} \quad (2)$$

$$f(x) = \begin{cases} \arcsin^2\left(\frac{1}{\sqrt{x}}\right), & x \geq 1, \\ -\frac{1}{4} \left[\log\left(\frac{1 + \sqrt{1-x}}{1 - \sqrt{1-x}}\right) - i\pi \right]^2, & x < 1. \end{cases} \quad (3)$$

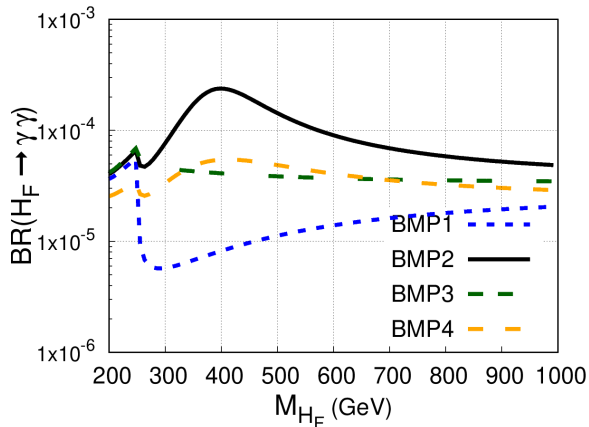


Figura 4: Razón de decaimiento $BR(H_F \rightarrow \gamma\gamma)$ en función de la masa del Flavón M_{H_F} .

Análisis de Colisionador

Señal y Background

- Señal: Buscamos un estado final $\gamma\gamma$ generado por el decaimiento $H_F \rightarrow \gamma\gamma$, donde el flavón H_F es producido por fusión de gluones. El análisis se realiza en el rango de masa de 200-1000 GeV.
- Background: El fondo irreducible dominante es la producción de dos fotones del SM ($\gamma\gamma$); también contribuyen la producción de $\gamma + j$ y $j + j$ con uno o dos jets mal identificados como fotones, y el proceso Drell-Yan.

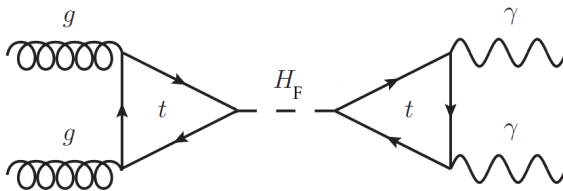


Figura 6: Diagrama de Feynman de la señal $gg \rightarrow H_F \rightarrow \gamma\gamma$.

Análisis de Colisionador

Sección eficaz de producción

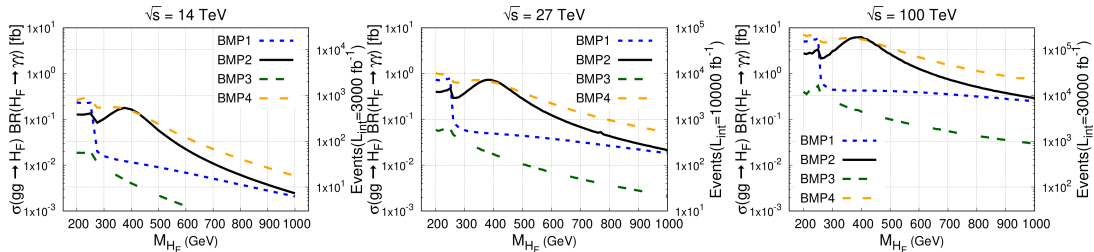


Figura:7 En el eje vertical izquierdo: Sección eficaz de producción $\sigma(pp \rightarrow H_F \rightarrow \gamma\gamma)$ en función de la masa del Flavón M_{H_F} . En el eje vertical derecho: Número de eventos producidos en función de la masa del Flavón M_{H_F} .

La identificación de la señal depende principalmente del p_T^γ verdadero de los fotones. La eficiencia de selección de fotones en función del p_T^γ del fotón verdadero está parametrizada por [8]

$$\epsilon(p_T^\gamma) = 0.76 - 1.98 \times e^{-\frac{p_T^\gamma}{16.1 \text{ GeV}}} . \quad (1)$$

Por otro lado, la tasa de jets que pasan los requisitos de identificación y aislamiento de fotones puede identificarse como fotones falsos. La tasa está parametrizada en función del p_T^j verdadero del jet mediante [8]:

$$\epsilon(p_T^j) = 9.3 \cdot 10^{-3} \times e^{-\frac{p_T^j}{27.5 \text{ GeV}}} . \quad (2)$$

- $|\eta^\gamma| < 2.5$
- Excluimos $1.44 < |\eta^\gamma| < 1.57$
- Se aplica un umbral de p_T^γ de $M_{\gamma\gamma}/3$ ($M_{\gamma\gamma}/4$) al fotón principal (subprincipal)
- $|\eta^j| < 4.7$

Table: Secciones eficaces para $M_{H_F} = 400$ GeV y fondos del SM.(pb)

Signal	14 TeV	27 TeV	100 TeV
BMP1	1.1×10^{-5}	4.5×10^{-5}	4.6×10^{-4}
BMP2	1.5×10^{-4}	5.1×10^{-4}	3.7×10^{-3}
BMP3	3.9×10^{-6}	1.4×10^{-5}	9.9×10^{-5}
BMP4	1.4×10^{-4}	5.1×10^{-4}	4.7×10^{-3}

Background	14 TeV	27 TeV	100 TeV
$\gamma\gamma$	153	239	569
$j\bar{j}$	2.5×10^5	4.5×10^4	7×10^4
γj	127	27	29
$Z \rightarrow \ell\ell$	1.8×10^3	3.2×10^3	9.5×10^3

Nota: Cortes aplicados: $P_T^\gamma > 60$ GeV, p_T^j como se indica. Este valor corresponde a una eficiencia de identificación de fotones de $\epsilon(p_T^\gamma) \sim 0.71$.

Table: Lista de las variables utilizadas para entrenar y probar los eventos de señal y fondo.

Rank	Variable	Descripción
1	$p_T^{\gamma_1}$	Fotón con el mayor momento transversal.
2	$M_{\text{inv}}(\gamma\gamma)$	Masa invariante
3	$N(j)$	Número de jets
4	ΔR	La separación R entre los fotones
5	$p_T^{\gamma_2}$	Momento transversal del fotón subprincipal
6	η_1	Pseudorapidez del fotón principal
7	η_2	Pseudorapidez del fotón subprincipal
8	$\phi(\gamma_1)$	Ángulo azimutal del fotón principal
9	$\phi(\gamma_2)$	Ángulo azimutal del fotón subprincipal

Análisis de Colisionador

Resultado del entrenamiento

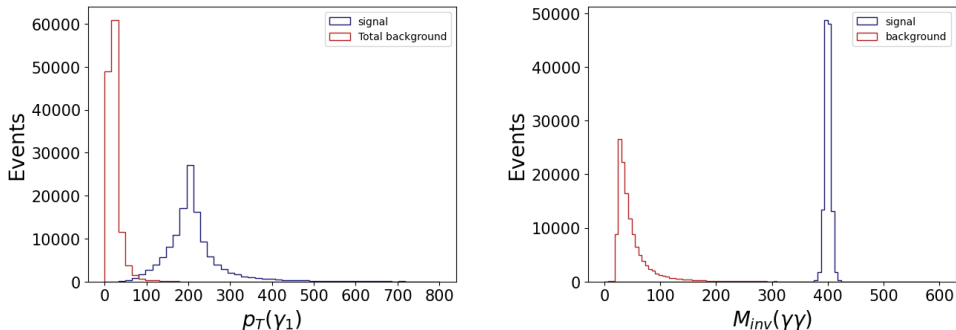
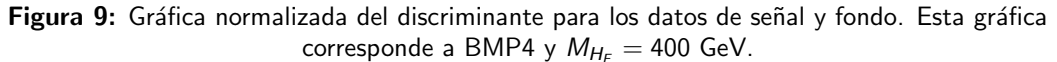


Figura:8 (a) Transverse momentum of the leading photon $p_T^{\gamma_1}$, (b) Invariant mass $M_{inv}(\gamma\gamma)$ for $M_{H_F} = 400$ GeV.

Resultado del entrenamiento



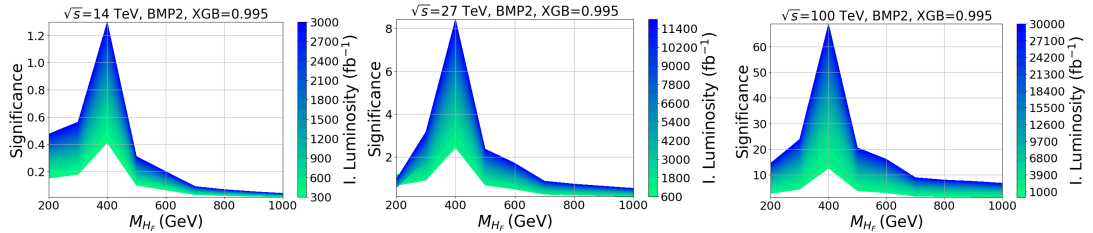


Figura:10 En el eje vertical izquierdo: Sección eficaz de producción $\sigma(pp \rightarrow H_F \rightarrow \gamma\gamma)$ en función de la masa del Flavón M_{H_F} . En el eje vertical derecho: Número de eventos producidos en función de la masa del Flavón M_{H_F} .

Restricciones de parámetros

- $\cos \alpha \sim -1, 0, \sim 1$: datos del bosón de Higgs del LHC y sus proyecciones para el HE-LHC.
- v_5 : Momento anómalo del muón.

Significancias

Encontramos que la evidencia más cercana podría emerger en el HE-LHC con una *significancia de señal* de 5σ para luminosidades integradas en el rango $5 - 12 \text{ ab}^{-1}$ y masas del flavón entre $350 - 450 \text{ GeV}$ ($200 - 450$) para el BMP2 (BMP4). Además, para FCC-hh tendría la capacidad de buscar en un rango más amplio de masas, cubriendo todo el intervalo estudiado en este trabajo.



C. D. Froggatt and Holger Bech Nielsen.

Hierarchy of Quark Masses, Cabibbo Angles and CP Violation.

Nucl. Phys. B, 147:277–298, 1979.



A. M. Baldini et al.

Search for the lepton flavour violating decay $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ with the full dataset of the MEG experiment.

Eur. Phys. J. C, 76(8):434, 2016.



A. Abdesselam et al.

Search for lepton-flavor-violating tau-lepton decays to $\ell \gamma$ at Belle.

JHEP, 10:19, 2021.



Bernard Aubert et al.

Searches for Lepton Flavor Violation in the Decays $\tau^\pm \rightarrow e^\pm \gamma$ and $\tau^\pm \rightarrow \mu^\pm \gamma$.

Phys. Rev. Lett., 104:021802, 2010.



S. Navas et al.

Review of particle physics.

Phys. Rev. D, 110(3):030001, 2024.



Armen Tumasyan et al.

Measurement of the $B_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decay properties and search for the $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decay in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV.

Phys. Lett. B, 842:137955, 2023.



B. Abi et al.

Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm.

Phys. Rev. Lett., 126(14):141801, 2021.



Performance assumptions based on full simulation for an upgraded ATLAS detector at a High-Luminosity LHC.
2013.

¡Gracias!

¿Preguntas?

✉ diego.carrenod@alumno.buap.mx