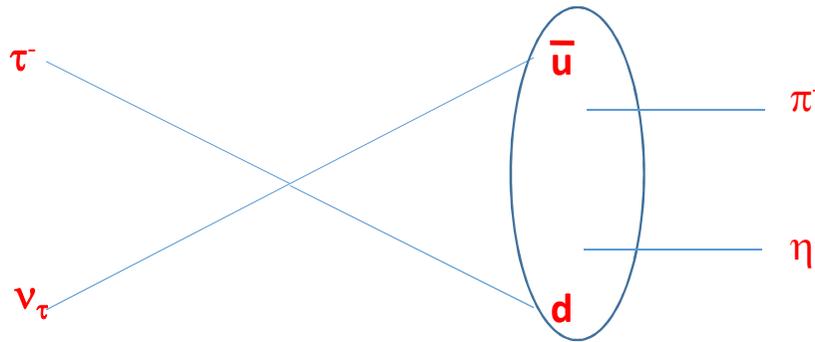
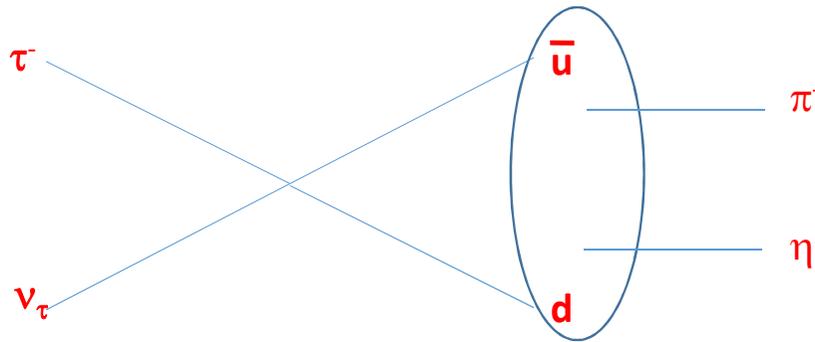


Hacia el mejor límite en interacciones no estándar escalares de corriente cargada



Trabajo en colaboración con *Estela Garcés, Michel Hernández-Villanueva y Gabriel López Castro*
arXiv:1708.07802 [hep-ph]

Hacia el mejor límite en interacciones no estándar escalares de corriente cargada



Trabajo en colaboración con *Estela Garcés, Michel Hernández-Villanueva y Gabriel López Castro*
arXiv:1708.07802 [hep-ph]

Véanse también

Daniel Gómez Dumm y Pablo Roig *Phys. Rev.* 86 (2012) 076009

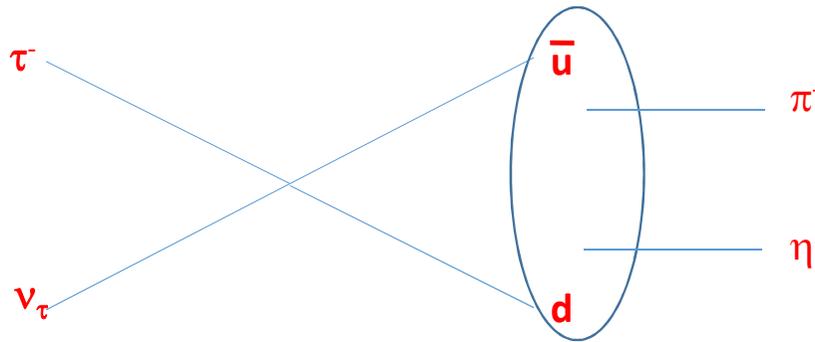
SM

Rafel Escribano, Sergi González-Solís y Pablo Roig JHEP 1310 (2013) 039 & *Phys.Rev.* D94 (2016) no.3, 034008

Adolfo Guevara, Gabriel López Castro y Pablo Roig Phys.Rev. D95 (2017) no.5, 054015

Gerardo Hernández Tomé, Gabriel López Castro y Pablo Roig Phys. Rev. D9X (2017) no. X, XXXXXX

Hacia el mejor límite en interacciones no estándar escalares de corriente cargada



Trabajo en colaboración con *Estela Garcés, Michel Hernández-Villanueva y Gabriel López Castro*
arXiv:1708.07802 [hep-ph]

$\tau \rightarrow \eta^{(\prime)} \pi \pi^0 \nu_\tau$

Véanse también

Daniel Gómez Dumm y Pablo Roig Phys. Rev 86 (2012) 076009

SM

Rafel Escribano, Sergi González-Solís y Pablo Roig JHEP 1310 (2013) 039 & Phys.Rev. D94 (2016) no.3, 034008 $\tau \rightarrow K \eta^{(\prime)} \nu_\tau$

$\tau \rightarrow \eta^{(\prime)} \pi \nu_\tau \gamma$
Adolfo Guevara, Gabriel López Castro y Pablo Roig Phys.Rev. D95 (2017) no.5, 054015

Gerardo Hernández Tomé, Gabriel López Castro y Pablo Roig Phys. Rev. D9X (2017) no. X, XXXXXX

Pablo Roig

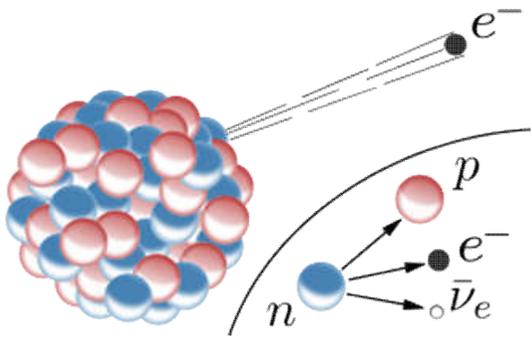
Dpto. de Física, Cinvestav-IPN

1 Loop SM

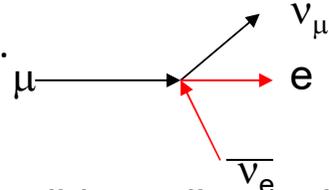
Reunión general RED-FAE, EW & Flavor WG, Tlaxcala 28-30/09/2017

INTRODUCCIÓN

¿Cómo entender estas desintegraciones? Fermi propuso un modelo de interacción basado en la interacción de corriente vectorial de la QED.



$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{e}\gamma^\alpha(1-\gamma_5)\nu_e] [\bar{\nu}_\mu\gamma_\alpha(1-\gamma_5)\mu] + \text{h.c.}$$



La desintegración β nuclear ($n \rightarrow p e \nu_e$ y $p \rightarrow n e^+ \nu_e$) se puede describir mediante el Lagrangiano efectivo

$$-G/\sqrt{2} [p \gamma^\alpha (1 - g_A \gamma_5) n] [e \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \nu_e] + \text{h.c.}$$

Con $G = 0.97425(22) G_F$ y $g_A = 1.2723(23)$

La interacción entre constituyentes fundamentales (corrientes de quarks y leptones) sí es universal (**V-A**):

$$-G/\sqrt{2} [u \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) d] [e \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \nu_e] + \text{h.c.}$$

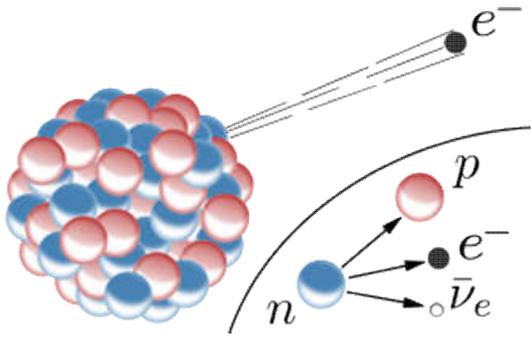
$\cos \theta_c$

Los procesos con cambio de **extrañeza** ($K \rightarrow (\pi) l \nu_l$, $\Lambda \rightarrow p \pi$, ...) suceden análogamente ($\sin \theta_c$)

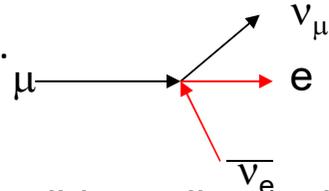
Y g_A se entiende como una corrección de interacción fuerte (**QCD**)

INTRODUCCIÓN

¿Cómo entender estas desintegraciones? Fermi propuso un modelo de interacción basado en la interacción de corriente vectorial de la QED.



$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{e}\gamma^\alpha(1-\gamma_5)\nu_e] [\bar{\nu}_\mu\gamma_\alpha(1-\gamma_5)\mu] + \text{h.c.}$$



La desintegración β nuclear ($n \rightarrow p e \nu_e$ y $p \rightarrow n e^+ \nu_e$) se puede describir mediante el Lagrangiano efectivo

$$-G/\sqrt{2} [p \gamma^\alpha (1 - g_A \gamma_5) n] [e \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \nu_e] + \text{h.c.}$$

Con $G = 0.97425(22) G_F$ y $g_A = 1.2723(23)$

La interacción entre constituyentes fundamentales (corrientes de quarks y leptones) sí es universal (**V-A**):

Hoy día, las transiciones (semi)leptónicas de corriente cargada son pruebas de precisión del SM (parámetros de Michel, de la desintegración de n/Λ , $F_{V/A}$ del π , ...)

$$-G/\sqrt{2} [u \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) d] [e \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \nu_e] + \text{h.c.}$$

$\cos \theta_c$

Los procesos con cambio de **extrañeza** ($K \rightarrow (\pi) l \nu_l$, $\Lambda \rightarrow p \pi$, ...) suceden análogamente ($\sin \theta_c$)

Y g_A se entiende como una corrección de interacción fuerte (**QCD**)

FORMALISMO

$$\epsilon_{L,R} = v_{L,R}, \quad \epsilon_S = s_L + s_R, \quad \epsilon_P = s_L - s_R, \quad \epsilon_T = t_L$$

$$\mathcal{L}_{\text{CC}} = -\frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} \left(1 + \epsilon_L + \epsilon_R\right) \left[\bar{\ell} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu_\ell \cdot \bar{u} \left[\gamma^\mu - (1 - 2\tilde{\epsilon}_R) \gamma^\mu \gamma_5 \right] d \right. \\ \left. + \bar{\ell} (1 - \gamma_5) \nu_\ell \cdot \bar{u} \left[\tilde{\epsilon}_S - \tilde{\epsilon}_P \gamma_5 \right] d + 2\tilde{\epsilon}_T \bar{\ell} \sigma_{\mu\nu} (1 - \gamma_5) \nu_\ell \cdot \bar{u} \sigma^{\mu\nu} d \right] + \text{h.c.},$$

$$\tilde{\epsilon}_i \equiv \epsilon_i / (1 + \epsilon_L + \epsilon_R) \quad \text{for } i = R, S, P, T.$$

($\epsilon_L \pm \epsilon_R$ affect the overall normalization of G_F in V/A processes)

Nuclear physics is only sensitive to $(1 - 2\epsilon_R) g_A / g_V$

AMPLITUD

$$\tau^{-}(p) \rightarrow \eta^{(\prime)}(p_{\eta})\pi^{-}(p_{\pi})\nu_{\tau}(p')$$

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_V + \mathcal{M}_S + \mathcal{M}_T = \frac{G_F V_{ud} \sqrt{S_{EW}}}{\sqrt{2}} (1 + \epsilon_L + \epsilon_R) [L_{\mu} H^{\mu} + \tilde{\epsilon}_S LH + 2\tilde{\epsilon}_T L_{\mu\nu} H^{\mu\nu}]$$

(La dependencia de escala de los $\epsilon_{L,R}$ la cancela la de los elementos de matriz de las corrientes hadrónicas)

AMPLITUD

$$\tau^-(p) \rightarrow \eta^{(\prime)}(p_\eta)\pi^-(p_\pi)\nu_\tau(p')$$

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_V + \mathcal{M}_S + \mathcal{M}_T = \frac{G_F V_{ud} \sqrt{S_{EW}}}{\sqrt{2}} (1 + \epsilon_L + \epsilon_R) [L_\mu H^\mu + \tilde{\epsilon}_S LH + 2\tilde{\epsilon}_T L_{\mu\nu} H^{\mu\nu}]$$

$$L_\mu = \bar{u}(p')\gamma_\mu(1 - \gamma_5)u(p),$$

$$L = \bar{u}(p')(1 + \gamma_5)u(p),$$

$$L_{\mu\nu} = \bar{u}(p')\sigma_{\mu\nu}(1 + \gamma_5)u(p),$$

(la parte tensorial no es relevante)

AMPLITUD

$$\tau^-(p) \rightarrow \eta^{(\prime)}(p_\eta)\pi^-(p_\pi)\nu_\tau(p')$$

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_V + \mathcal{M}_S + \mathcal{M}_T = \frac{G_F V_{ud} \sqrt{S_{EW}}}{\sqrt{2}} (1 + \epsilon_L + \epsilon_R) [L_\mu H^\mu + \tilde{\epsilon}_S LH + 2\tilde{\epsilon}_T L_{\mu\nu} H^{\mu\nu}]$$

$$L_\mu = \bar{u}(p')\gamma_\mu(1 - \gamma_5)u(p), \quad q^\mu = (p_{\eta^{(\prime)}} + p_\pi)^\mu$$

$$L = \bar{u}(p')(1 + \gamma_5)u(p),$$

$$L = L_\mu q^\mu / M_\tau$$

(también se usa la relación entre H y H^μ)

$$c^S \frac{\Delta_{K^0 K^+}^{QCD}}{s} \longrightarrow c^S \frac{\Delta_{K^0 K^+}^{QCD}}{s} \left[1 + \frac{s\tilde{\epsilon}_S}{m_\tau(m_d - m_u)} \right]$$

AMPLITUD

$$\tau^-(p) \rightarrow \eta^{(\prime)}(p_\eta)\pi^-(p_\pi)\nu_\tau(p')$$

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_V + \mathcal{M}_S + \mathcal{M}_T = \frac{G_F V_{ud} \sqrt{S_{EW}}}{\sqrt{2}} (1 + \epsilon_L + \epsilon_R) [L_\mu H^\mu + \tilde{\epsilon}_S LH + 2\tilde{\epsilon}_T L_{\mu\nu} H^{\mu\nu}]$$

$$L_\mu = \bar{u}(p')\gamma_\mu(1 - \gamma_5)u(p),$$

$$L = \bar{u}(p')(1 + \gamma_5)u(p),$$

$$L = L_\mu q^\mu / M_\tau$$

(también se usa la relación entre H y H^μ)

$$q^\mu = (p_{\eta^{(\prime)}} + p_\pi)^\mu$$



$$c^S \frac{\Delta_{K^0 K^+}^{QCD}}{s} \longrightarrow c^S \frac{\Delta_{K^0 K^+}^{QCD}}{s} \left[1 + \frac{\tilde{s}\tilde{\epsilon}_S}{m_\tau(m_d - m_u)} \right]$$

AMPLITUD

$$\tau^-(p) \rightarrow \eta^{(\prime)}(p_\eta)\pi^-(p_\pi)\nu_\tau(p')$$

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_V + \mathcal{M}_S + \mathcal{M}_T = \frac{G_F V_{ud} \sqrt{S_{EW}}}{\sqrt{2}} (1 + \epsilon_L + \epsilon_R) [L_\mu H^\mu + \tilde{\epsilon}_S LH + 2\tilde{\epsilon}_T L_{\mu\nu} H^{\mu\nu}]$$

$$H^\mu = \langle \eta^{(\prime)}\pi^- | \bar{d}\gamma^\mu u | 0 \rangle = c_V Q^\mu F_+(s) + c_S \frac{\Delta_{K^0 K^+}^{QCD}}{s} q^\mu F_0(s),$$

$$H = \langle \eta^{(\prime)}\pi^- | \bar{d}u | 0 \rangle = F_S(s),$$

$$q^\mu = (p_{\eta^{(\prime)}} + p_\pi)^\mu, \quad Q^\mu = (p_{\eta^{(\prime)}} - p_\pi)^\mu + (\Delta_{\pi-\eta^{(\prime)}}/s)q^\mu, \quad s = q^2$$

$$\Delta_{ij} \equiv m_i^2 - m_j^2, \quad \Delta_{K^0 K^+}^{QCD} = m_{K^0}^2 - m_{K^+}^2 + m_{\pi^+}^2 - m_{\pi^0}^2$$

AMPLITUD

$$\tau^{-}(p) \rightarrow \eta^{(\prime)}(p_{\eta})\pi^{-}(p_{\pi})\nu_{\tau}(p')$$

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_V + \mathcal{M}_S + \mathcal{M}_T = \frac{G_F V_{ud} \sqrt{S_{EW}}}{\sqrt{2}} (1 + \epsilon_L + \epsilon_R) [L_{\mu} H^{\mu} + \tilde{\epsilon}_S L H + 2\tilde{\epsilon}_T L_{\mu\nu} H^{\mu\nu}]$$

$$H^{\mu} = \langle \eta^{(\prime)} \pi^{-} | \bar{d} \gamma^{\mu} u | 0 \rangle = c_V Q^{\mu} F_{+}(s) + c_S \frac{\Delta_{K^0 K^+}^{QCD}}{s} q^{\mu} F_0(s),$$

$$H = \langle \eta^{(\prime)} \pi^{-} | \bar{d} u | 0 \rangle = F_S(s),$$

$$F_S(s) = c_S \frac{\Delta_{K^0 K^+}^{QCD}}{(m_d - m_u)} F_0(s)$$

$O(M_{\tau})$

AMPLITUD

$$\tau^-(p) \rightarrow \eta^{(\prime)}(p_\eta)\pi^-(p_\pi)\nu_\tau(p')$$

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_V + \mathcal{M}_S + \mathcal{M}_T = \frac{G_F V_{ud} \sqrt{S_{EW}}}{\sqrt{2}} (1 + \epsilon_L + \epsilon_R) [L_\mu H^\mu + \tilde{\epsilon}_S LH + 2\tilde{\epsilon}_T L_{\mu\nu} H^{\mu\nu}]$$

$$H^\mu = \langle \eta^{(\prime)}\pi^- | \bar{d}\gamma^\mu u | 0 \rangle = c_V Q^\mu F_+(s) + c_S \frac{\Delta_{K^0 K^+}^{QCD}}{s} q^\mu F_0(s),$$

$$H = \langle \eta^{(\prime)}\pi^- | \bar{d}u | 0 \rangle = F_S(s) \xrightarrow{\text{(tambi\u00e9n se usa la relaci\u00f3n entre L y L^\mu)}} F_S(s) = c_S \frac{\Delta_{K^0 K^+}^{QCD}}{(m_d - m_u)} F_0(s)$$

$$c_S \frac{\Delta_{K^0 K^+}^{QCD}}{s} \longrightarrow c_S \frac{\Delta_{K^0 K^+}^{QCD}}{s} \left[1 + \frac{s \tilde{\epsilon}_S}{m_\tau (m_d - m_u)} \right]$$


OBSERVABLES

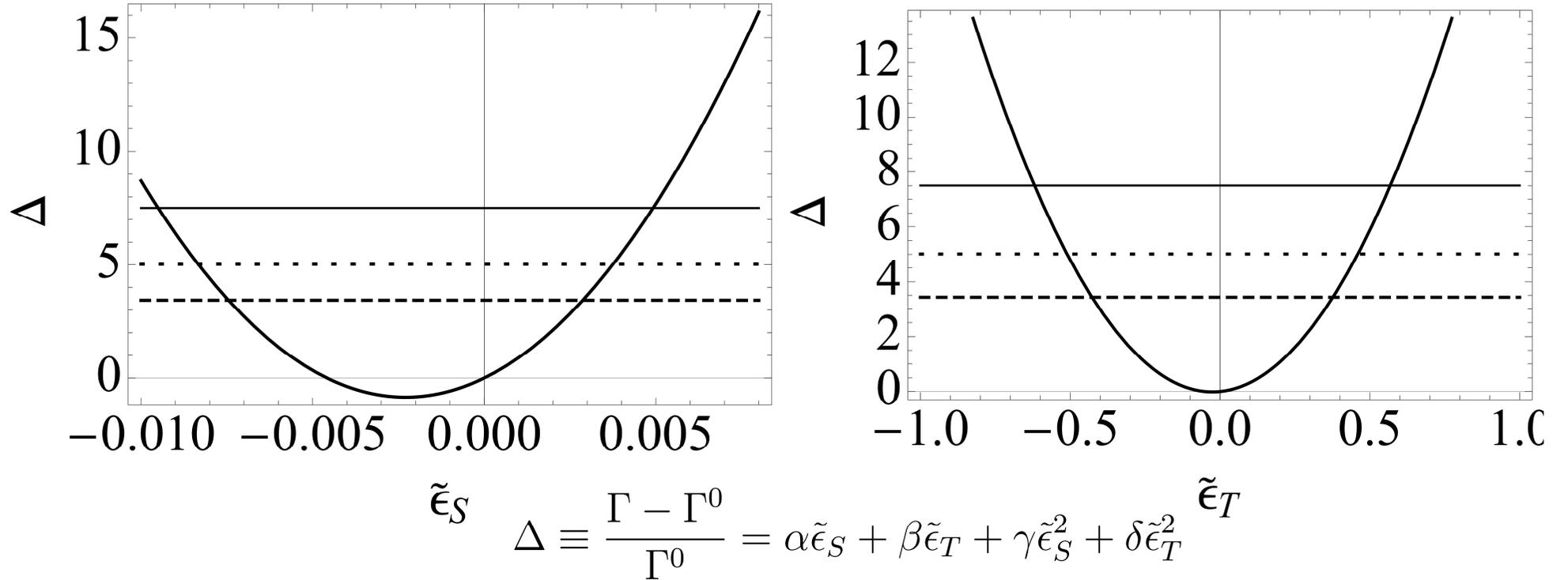


FIG. 5: Δ as a function of $\tilde{\epsilon}_S$ (for $\tilde{\epsilon}_T = 0$) and $\tilde{\epsilon}_T$ (for $\tilde{\epsilon}_S = 0$) for $\tau^- \rightarrow \pi^- \eta \nu_\tau$ decays.

Horizontal lines represent current values of Δ according to the upper limits on the branching fraction obtained by Babar (dotted line), $< 9.9 \times 10^{-5}$, 95% CL [15], Belle (dashed line), $< 7.3 \times 10^{-5}$, 90% CL [16] and CLEO (solid line), $< 1.4 \times 10^{-4}$, 95% CL [17].

OBSERVABLES

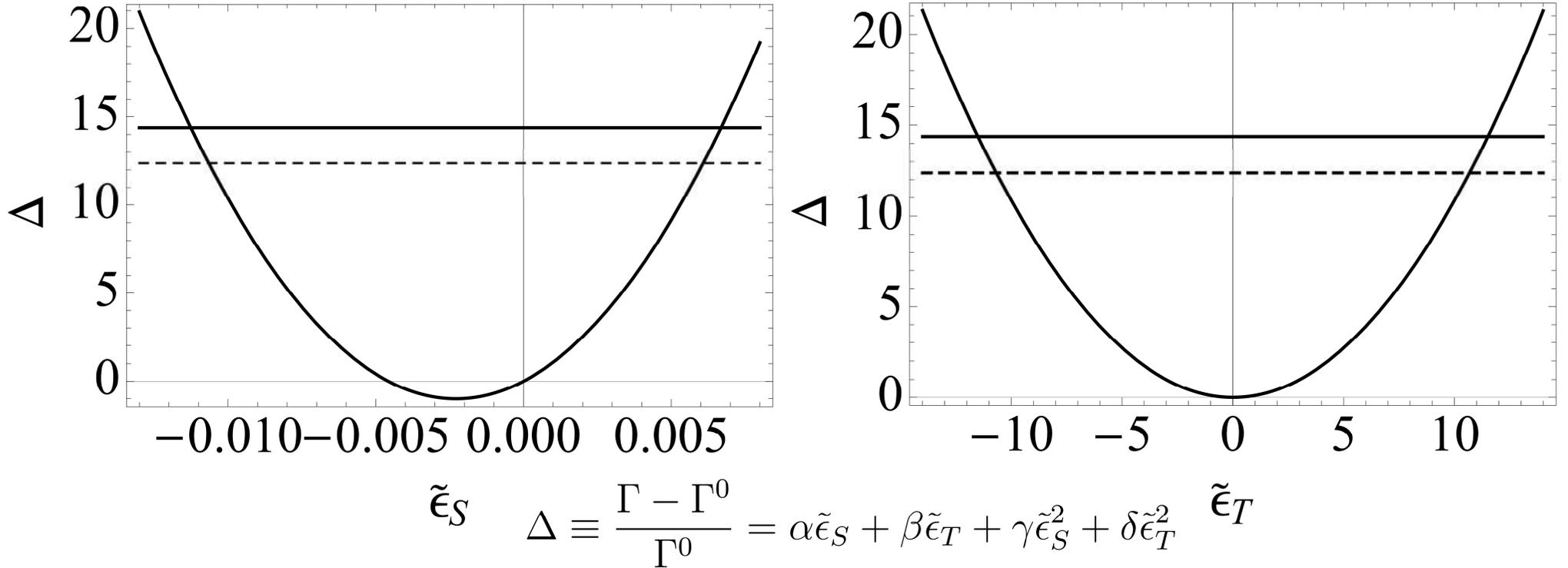
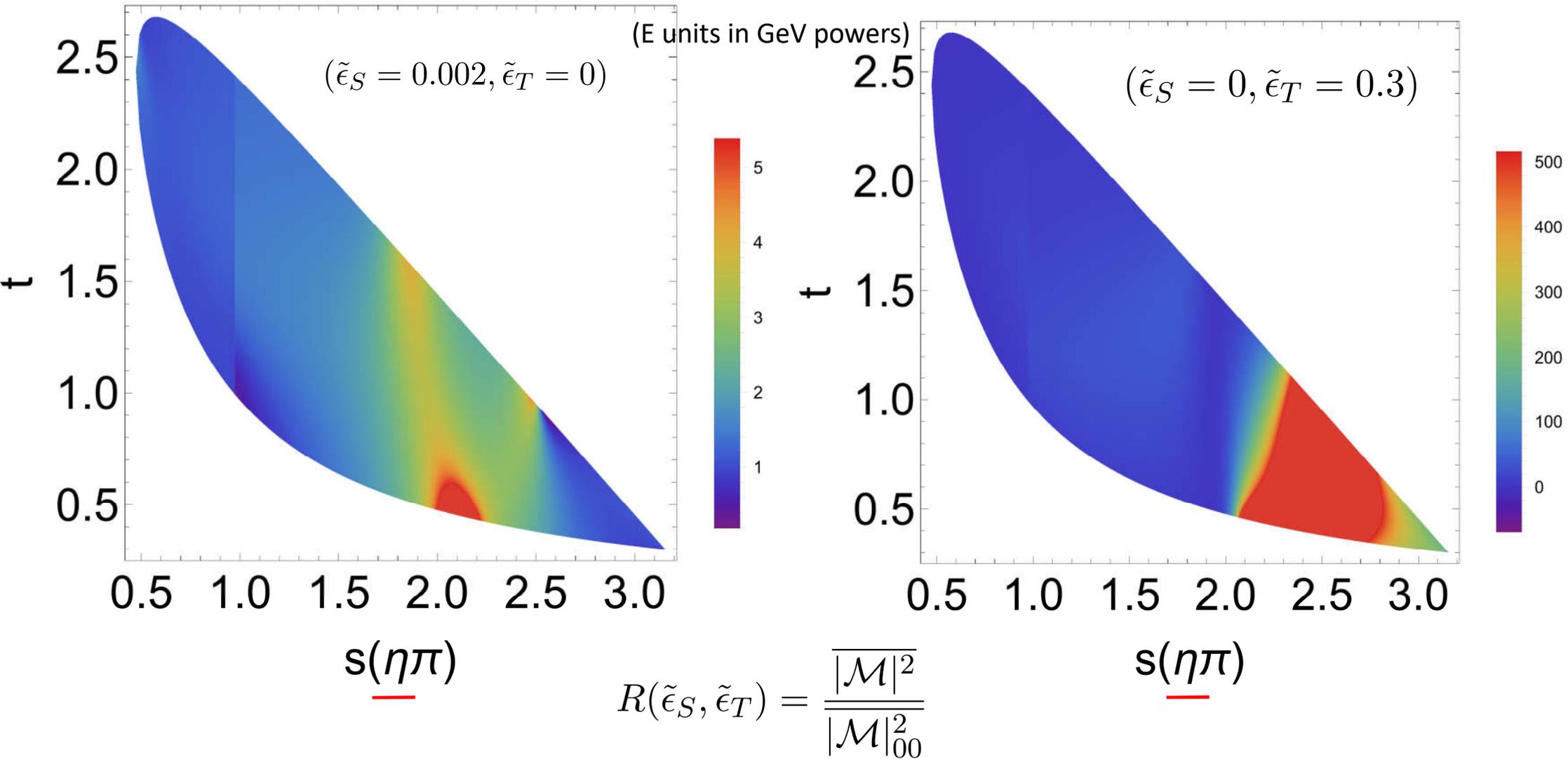


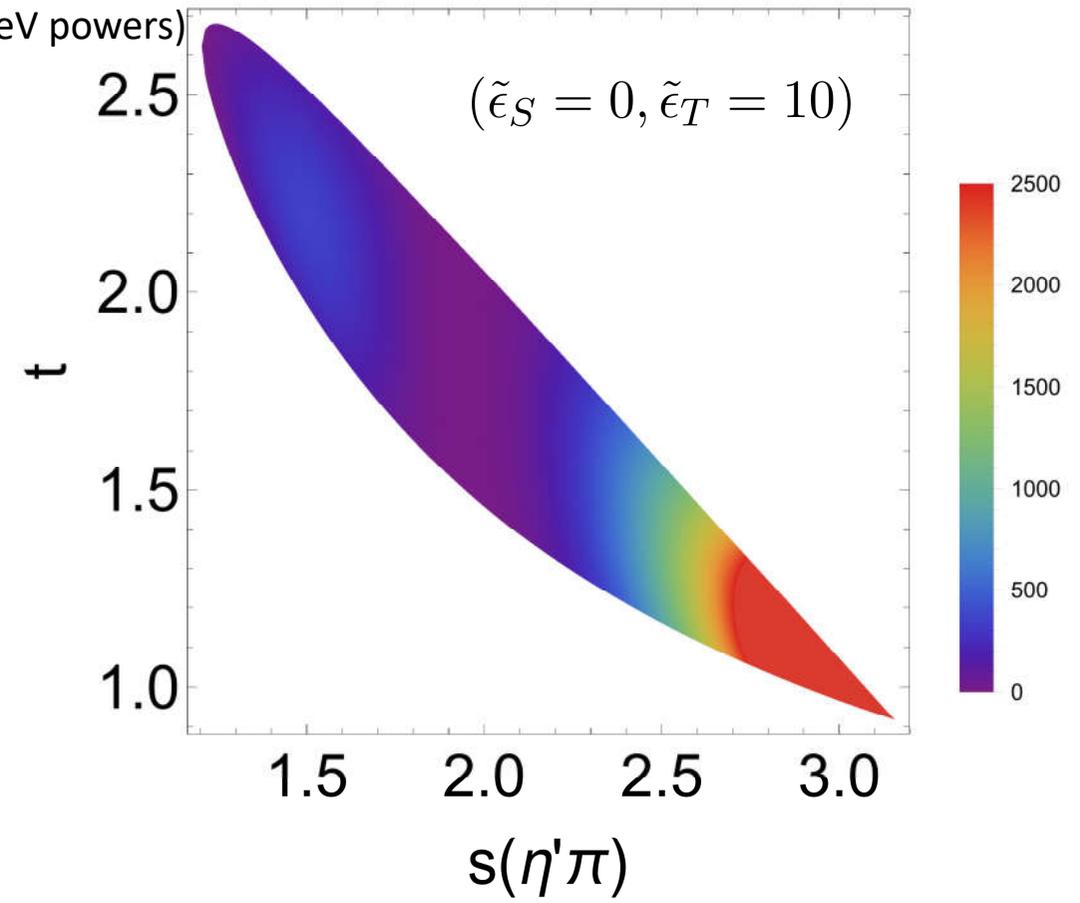
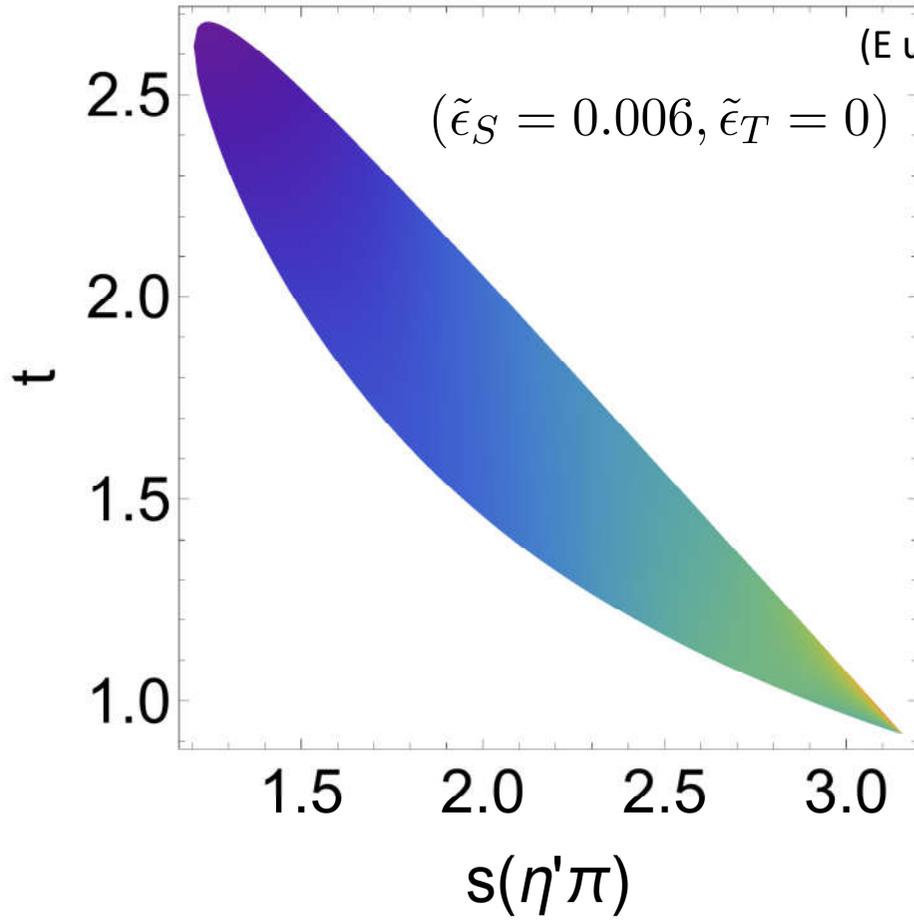
FIG. 6: Δ as a function of $\tilde{\epsilon}_S$ (for $\tilde{\epsilon}_T = 0$) and $\tilde{\epsilon}_T$ (for $\tilde{\epsilon}_S = 0$) for $\tau^- \rightarrow \pi^- \eta' \nu_\tau$ decays.

Horizontal lines represent current values of Δ according to the upper limits on the branching fraction obtained by Babar (solid line), $< 7.2 \cdot 10^{-6}$, 95% CL [18] and Belle (dashed line), $< 4.6 \cdot 10^{-6}$, 90% CL [16].

OBSERVABLES



OBSERVABLES



$$R(\tilde{\epsilon}_S, \tilde{\epsilon}_T) = \frac{|\overline{\mathcal{M}}|^2}{|\overline{\mathcal{M}}|_{00}^2}$$

RESUMEN DE RESULTADOS

(LU is assumed)

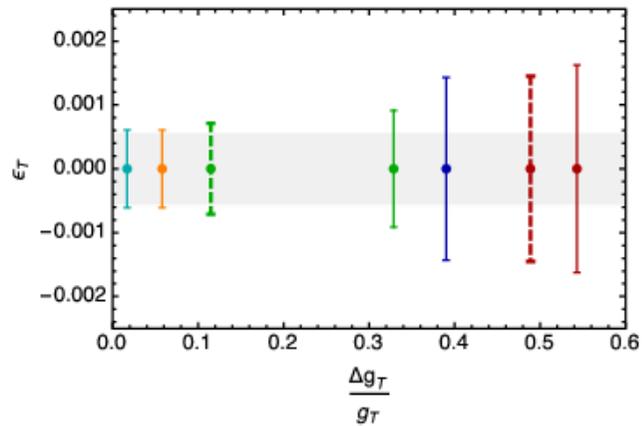
	$\tilde{\epsilon}_T$
$\pi\eta$	
Babar	$[-0.55, 0.50]$
Belle II	$[-0.20, -0.25] \cup [0.15, 0.20]$

(in units of 10^{-2})	$ \tilde{\epsilon}_T $
Low energy	0.1
LHC ($e\nu$)	0.3

Cirigliano, Alonso & Graesser, JHEP 1302 (2013) 046

In nuclear processes dependence on $\epsilon_T g_T$:

$g_T = 1.05 \pm 0.35$, T. Bhattacharya et al., Phys.Rev.D85, 054512 (2012)



A. Courtoy et. al., Phys. Rev. Lett. 115 (2015) 162001

RESUMEN DE RESULTADOS

(LU is assumed)

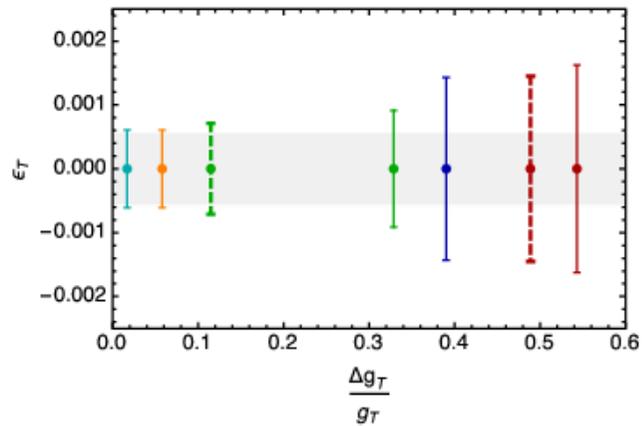
	$\tilde{\epsilon}_T$
$\pi\eta$	
Babar	$[-0.55, 0.50]$
Belle II	$[-0.20, -0.25] \cup [0.15, 0.20]$

(in units of 10^{-2})	$ \tilde{\epsilon}_T $
Low energy	0.1
LHC ($e\nu$)	0.3

Cirigliano, Alonso & Graesser, JHEP 1302 (2013) 046

In nuclear processes dependence on $\epsilon_T g_T$:

$g_T = 1.05 \pm 0.35$, T. Bhattacharya et al., Phys.Rev.D85, 054512 (2012)



A. Courtoy et. al., Phys. Rev. Lett. 115 (2015) 162001

No somos competitivos 😞

RESUMEN DE RESULTADOS

(LU is assumed)

$\pi\eta$	$\tilde{\epsilon}_S$
Babar	$[-0.83, 0.37] \cdot 10^{-2}$
Belle II	$[-4.9, -4.3] \cdot 10^{-3} \cup [-2.6, 3.0] \cdot 10^{-4}$



(in units of 10^{-2})	$ \tilde{\epsilon}_S $
Low energy	0.8
LHC ($e\nu$)	1.3

Cirigliano, Alonso & Graesser, JHEP 1302 (2013) 046

In nuclear processes dependence on $\epsilon_S g_S$:

$g_S = 0.8 \pm 0.4$, T. Bhattacharya et al., Phys.Rev.D85, 054512 (2012)

RESUMEN DE RESULTADOS

(LU is assumed)

$\pi\eta$	$\tilde{\epsilon}_S$
Babar	$[-0.83, 0.37] \cdot 10^{-2}$
Belle II	$[-4.9, -4.3] \cdot 10^{-3} \cup [-2.6, 3.0] \cdot 10^{-4}$



(in units of 10^{-2})	$ \tilde{\epsilon}_S $
Low energy	0.8
LHC ($e\nu$)	1.3

Cirigliano, Alonso & Graesser, JHEP 1302 (2013) 046

In nuclear processes dependence on $\epsilon_S g_S$:

$g_S = 0.8 \pm 0.4$, T. Bhattacharya et al., Phys.Rev.D85, 054512 (2012)

Owing to the strong suppression of the

SM isospin breaking amplitudes, we find that the different observables would allow to set constraints on scalar interactions that are stronger than those coming from other low-energy observables.

RESUMEN DE RESULTADOS

(LU is assumed)

$\pi\eta$	$\tilde{\epsilon}_S$
Babar	$[-0.83, 0.37] \cdot 10^{-2}$
Belle II	$[-4.9, -4.3] \cdot 10^{-3} \cup [-2.6, 3.0] \cdot 10^{-4}$



(in units of 10^{-2})	$ \tilde{\epsilon}_S $
Low energy	0.8
LHC ($e\nu$)	1.3

Cirigliano, Alonso & Graesser, JHEP 1302 (2013) 046

In nuclear processes dependence on $\epsilon_S g_S$:

$g_S = 0.8 \pm 0.4$, T. Bhattacharya et al., Phys.Rev.D85, 054512 (2012)

Owing to the strong suppression of the

SM isospin breaking amplitudes, we find that the different observables would allow

to set constraints on scalar interactions that are stronger than those coming from

other low-energy observables. ($0^+ \rightarrow 0^+$ nuclear β decays, $\pi \rightarrow e \nu \gamma$, R_π ...)

CONCLUSIONES

- La búsqueda de corrientes de 2ª clase debería dar lugar a su **descubrimiento** en Belle-II, a través de $\tau^- \rightarrow \pi^- \eta^{(\prime)} \nu_\tau$.

CONCLUSIONES

- La búsqueda de corrientes de 2ª clase debería dar lugar a su descubrimiento en Belle-II, a través de $\tau^- \rightarrow \pi^- \eta^{(\prime)} \nu_\tau$.
- Este descubrimiento permitiría **verificar** la predicción del **SM** (suprimida por G-paridad) **o analizar** qué **nueva física** interviene.

CONCLUSIONES

- La búsqueda de corrientes de 2ª clase debería dar lugar a su descubrimiento en Belle-II, a través de $\tau^- \rightarrow \pi^- \eta^{(\prime)} \nu_\tau$.
- Este descubrimiento permitiría verificar la predicción del SM (suprimida por G-paridad) o analizar qué nueva física interviene.
 - Dentro de un análisis de **teoría efectiva** es posible caracterizar dicha nueva física de modo **sistemático**.

CONCLUSIONES

- La búsqueda de corrientes de 2ª clase debería dar lugar a su descubrimiento en Belle-II, a través de $\tau^- \rightarrow \pi^- \eta^{(\prime)} \nu_\tau$.
- Este descubrimiento permitiría verificar la predicción del SM (suprimida por G-paridad) o analizar qué nueva física interviene.
 - Dentro de un análisis de teoría efectiva es posible caracterizar dicha nueva física de modo sistemático.
- Dicho análisis muestra que estos procesos pueden fijar **los mejores límites a interacciones no estándar escalares de corriente cargada** (H cargados, leptoquarks, ...). (LU is assumed)

CONCLUSIONES

- La búsqueda de corrientes de 2ª clase debería dar lugar a su descubrimiento en Belle-II, a través de $\tau^- \rightarrow \pi^- \eta^{(\prime)} \nu_\tau$.
- Este descubrimiento permitiría verificar la predicción del SM (suprimida por G-paridad) o analizar qué nueva física interviene.
 - Dentro de un análisis de teoría efectiva es posible caracterizar dicha nueva física de modo sistemático.
- Dicho análisis muestra que estos procesos pueden fijar los mejores límites a interacciones no estándar escalares de corriente cargada (H cargados, leptokuarks, ...).
 - La comparación entre SM y BSM en **Dalitz plots** también puede evidenciar la nueva física existente (a s grande).

CONCLUSIONES

- La búsqueda de corrientes de 2ª clase debería dar lugar a su descubrimiento en Belle-II, a través de $\tau^- \rightarrow \pi^- \eta^{(\prime)} \nu_\tau$.
- Este descubrimiento permitiría verificar la predicción del SM (suprimida por G-paridad) o analizar qué nueva física interviene.
 - Dentro de un análisis de teoría efectiva es posible caracterizar dicha nueva física de modo sistemático.
- Dicho análisis muestra que estos procesos pueden fijar los mejores límites a interacciones no estándar escalares de corriente cargada (H cargados, leptoquarks, ...).
- La comparación entre SM y BSM en Dalitz plots también puede evidenciar la nueva física existente (a s grande).
 - El **espectro en s** también distingue SM de BSM eficientemente.

CONCLUSIONES

- La búsqueda de corrientes de 2ª clase debería dar lugar a su descubrimiento en Belle-II, a través de $\tau^- \rightarrow \pi^- \eta^{(\prime)} \nu_\tau$.
- Este descubrimiento permitiría verificar la predicción del SM (suprimida por G-paridad) o analizar qué nueva física interviene.
 - Dentro de un análisis de teoría efectiva es posible caracterizar dicha nueva física de modo sistemático.
- Dicho análisis muestra que estos procesos pueden fijar los mejores límites a interacciones no estándar escalares de corriente cargada (H cargados, leptokuarks, ...).
 - La comparación entre SM y BSM en Dalitz plots también puede evidenciar la nueva física existente (a s grande).
 - El espectro en s también distingue SM de BSM eficientemente.
 - Este resultado debe estimular actividad teórica para predecir **mejor** los **SFFs** involucrados.

CONCLUSIONES

- La búsqueda de corrientes de 2ª clase debería dar lugar a su descubrimiento en Belle-II, a través de $\tau^- \rightarrow \pi^- \eta^{(\prime)} \nu_\tau$.
- Este descubrimiento permitiría verificar la predicción del SM (suprimida por G-paridad) o analizar qué nueva física interviene.
 - Dentro de un análisis de teoría efectiva es posible caracterizar dicha nueva física de modo sistemático.
- Dicho análisis muestra que estos procesos pueden fijar los mejores límites a interacciones no estándar escalares de corriente cargada (H cargados, leptoquarks, ...).
- La comparación entre SM y BSM en Dalitz plots también puede evidenciar la nueva física existente (a s grande).
 - El espectro en s también distingue SM de BSM eficientemente.
- Este resultado debe estimular actividad teórica para predecir mejor los SFFs involucrados.

- Los estudios de SCC en Belle-II están liderados por investigadores mexicanos.



Pablo Roig

Dpto. de Física, Cinvestav-IPN

Reunión general RED-FAE, EW & Flavor WG, Tlaxcala 28-30/09/2017

CONCLUSIONES

- La búsqueda de corrientes de 2ª clase debería dar lugar a su descubrimiento en Belle-II, a través de $\tau^- \rightarrow \pi^- \eta^{(\prime)} \nu_\tau$.
- Este descubrimiento permitiría verificar la predicción del SM (suprimida por G-paridad) o analizar qué nueva física interviene.
 - Dentro de un análisis de teoría efectiva es posible caracterizar dicha nueva física de modo sistemático.
- Dicho análisis muestra que estos procesos pueden fijar los mejores límites a interacciones no estándar escalares de corriente cargada (H cargados, leptoquarks, ...).
- La comparación entre SM y BSM en Dalitz plots también puede evidenciar la nueva física existente (a s grande).
 - El espectro en s también distingue SM de BSM eficientemente.
- Este resultado debe estimular actividad teórica para predecir mejor los SFFs involucrados.

- Los estudios de SCC en Belle-II están liderados por investigadores mexicanos.



Pablo Roig

Dpto. de Física, Cinvestav-IPN



Reunión general RED-FAE, EW & Flavor WG, Tlaxcala 28-30/09/2017

