

DESINTEGRACIONES (MULTI)LEPTÓNICAS EN LA BÚSQUEDA DE NUEVA FÍSICA

Seminario del Cuerpo Académico de Partículas, Campos y Relatividad
General de la Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas. Benemérita
Universidad Autónoma de Puebla. 16 de Septiembre de 2015

A. Flores-Tlalpa, G. López Castro, PR. arXiv: 1508.01822 [hep-ph]

Agradezco a Denis Epifanov (Tokyo Univ., Belle) parte del material empleado

Pablo Roig

Dpto. Física Cinvestav

CONTENIDOS

1. La desintegración β y la construcción del SM
2. Problemas del SM: Búsquedas de nueva física
3. Desintegraciones leptónicas
4. Desintegraciones multileptónicas y nueva física
5. Conclusiones

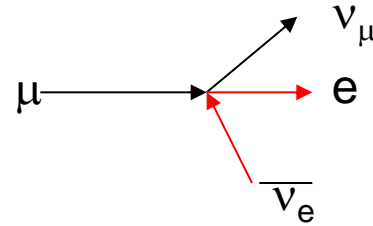
DESINTEGRACIÓN β

$\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu$ (y $\nu_\mu e \rightarrow \mu \nu_e$) se pueden describir con la interacción entre 4 fermiones más general posible:

$$(\bar{e} \Gamma^n \nu_e)(\bar{\nu}_\mu \Gamma_n \mu) + \text{h.c.}$$

$$(I_4, i\gamma_5, \gamma^\mu, \gamma_5 \gamma^\mu, \sigma^{\mu\nu})$$

S, P, V, A, T



$$\sigma_{\mu\nu} \equiv \frac{i}{2} [\gamma_\mu, \gamma_\nu]$$

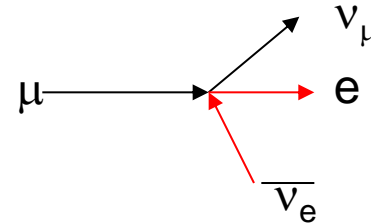
DESINTEGRACIÓN β

$\mu \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu$ (y $\nu_\mu e \rightarrow \mu \nu_e$) se pueden describir con la interacción entre 4 fermiones más general posible:

$$(\bar{e} \Gamma^n \nu_e)(\bar{\nu}_\mu \Gamma_n \mu) + \text{h.c.}$$

$$(I_4, i\gamma_5, \gamma^\mu, \gamma_5\gamma^\mu, \sigma^{\mu\nu})$$

S, P, V, A, T



$$\sigma_{\mu\nu} \equiv \frac{i}{2} [\gamma_\mu, \gamma_\nu]$$

Experimentalmente se determina que la amplitud de desintegración sólo involucra fermiones izquierdos, con una interacción efectiva tipo V-A:

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

$$\frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192 \pi^3} f(m_e^2/m_\mu^2) r_{EW}$$

$$\tau_\mu = (2.196\,981\,1 \pm 0.000\,002\,2)\mu\text{s} \rightarrow G_F = (1.166\,378\,7 \pm 0.000\,000\,6) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

PROBLEMAS DEL MODELO V-A

- Unitariedad: $[G_F] = M^{-2} \rightarrow$ Las secciones eficaces crecen con E (**análisis dimensional**):

$$\sigma(\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e) \approx G_F^2 s / \pi$$

A s grandes, la **unitariedad** ($P \leq 1$) a nivel árbol se viola. La cota de unitariedad $s < 2\pi/s$
 $\rightarrow s \leq \sqrt{2\pi}/G_F \approx (600 \text{ GeV})^2$.

PROBLEMAS DEL MODELO V-A

- Unitariedad: $[G_F] = M^{-2} \rightarrow$ Las secciones eficaces crecen con E (**análisis dimensional**):

$$\sigma(\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e) \approx G_F^2 s / \pi$$

A s grandes, la **unitariedad** ($P \leq 1$) a nivel árbol se viola. La cota de unitariedad $s < 2\pi/s$
 $\rightarrow s \leq \sqrt{2\pi}/G_F \approx (600 \text{ GeV})^2$.

- Renormalizabilidad: Los procesos a orden superior (**loops:lazos**) son divergentes y los ∞ s asociados no pueden absorberse redefiniendo (**renormalizando**) los parámetros del modelo. *La teoría V-A no es renormalizable.*

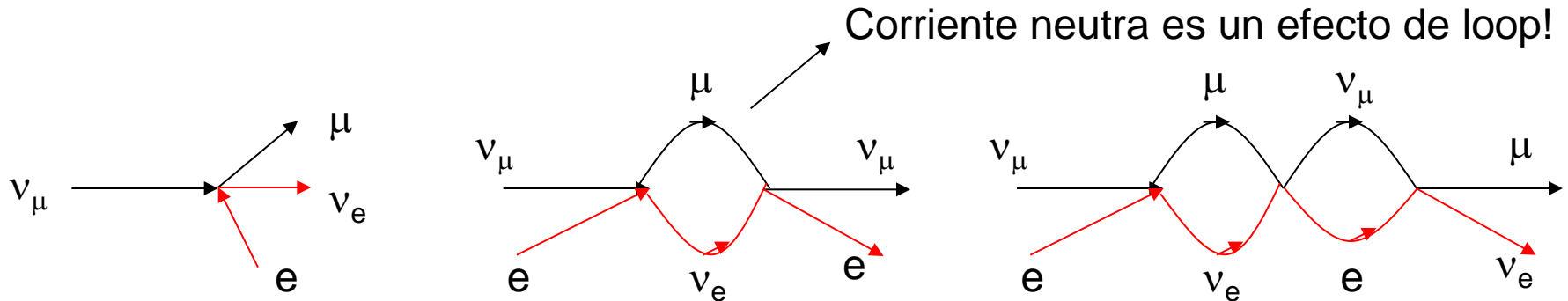
PROBLEMAS DEL MODELO V-A

- Unitariedad: $[G_F] = M^{-2} \rightarrow$ Las secciones eficaces crecen con E (**análisis dimensional**):

$$\sigma(\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e) \approx G_F^2 s / \pi$$

A s grandes, la **unitariedad** ($P \leq 1$) a nivel árbol se viola. La cota de unitariedad $s < 2\pi/s \rightarrow s \leq \sqrt{2\pi}/G_F \approx (600 \text{ GeV})^2$.

- Renormalizabilidad: Los procesos a orden superior (**loops:lazos**) son divergentes y los ∞ s asociados no pueden absorberse redefiniendo (**renormalizando**) los parámetros del modelo. *La teoría V-A no es renormalizable.*



PROBLEMAS DEL MODELO V-A

- Unitariedad: $[G_F] = M^{-2} \rightarrow$ Las secciones eficaces crecen con E (**análisis dimensional**):

$$\sigma(\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e) \approx G_F^2 s / \pi$$

A s grandes, la **unitariedad** ($P \leq 1$) a nivel árbol se viola. La cota de unitariedad $s < 2\pi/s$
 $\rightarrow s \leq \sqrt{2\pi}/G_F \approx (600 \text{ GeV})^2$.

- Renormalizabilidad: Los procesos a orden superior (**loops:lazos**) son divergentes y los ∞ s asociados no pueden absorberse redefiniendo (**renormalizando**) los parámetros del modelo. *La teoría V-A no es renormalizable.*

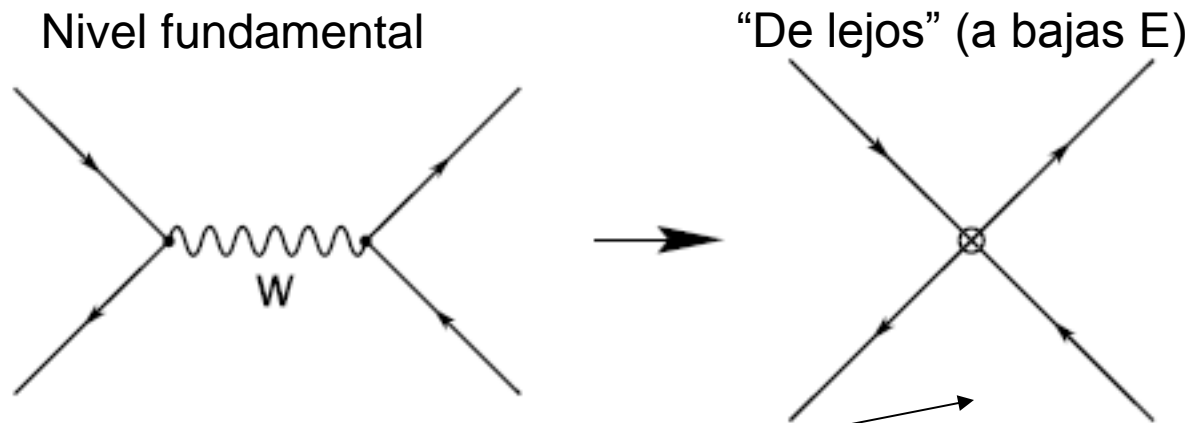
→ **El exitoso modelo V-A solamente puede ser la descripción efectiva a bajas energías de una teoría más fundamental.**

BOSÓN VECTORIAL INTERMEDIARIO

Lee, Yang ' 60

En QED la interacción fundamental $\bar{\gamma}e$ genera una interacción de largo alcance entre cuatro fermiones por intercambio de γ .

Parece natural intentar generar una interacción débil entre cuatro fermiones de manera análoga. Pero como las interacciones débiles son de **corto alcance**, el **bosón vectorial intermediario** debe ser (muy) **masivo**.



Teoría efectiva: (Casi) todas la teorías lo son

BOSÓN VECTORIAL INTERMEDIARIO

Lee, Yang '60

Si la corriente vectorial se acopla a un campo vectorial masivo cargado W^μ ,

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \left\{ W_\mu^\dagger \underbrace{[\bar{u}\gamma^\mu(1-\gamma_5)d]}_{J_{ud}^\mu} + \underbrace{\bar{\nu}_e\gamma^\mu(1-\gamma_5)e}_{J_e^\mu} + \text{h.c.} \right\}$$

la interacción **V-A** se genera por intercambio del W^\pm . A energías $\ll M_W$

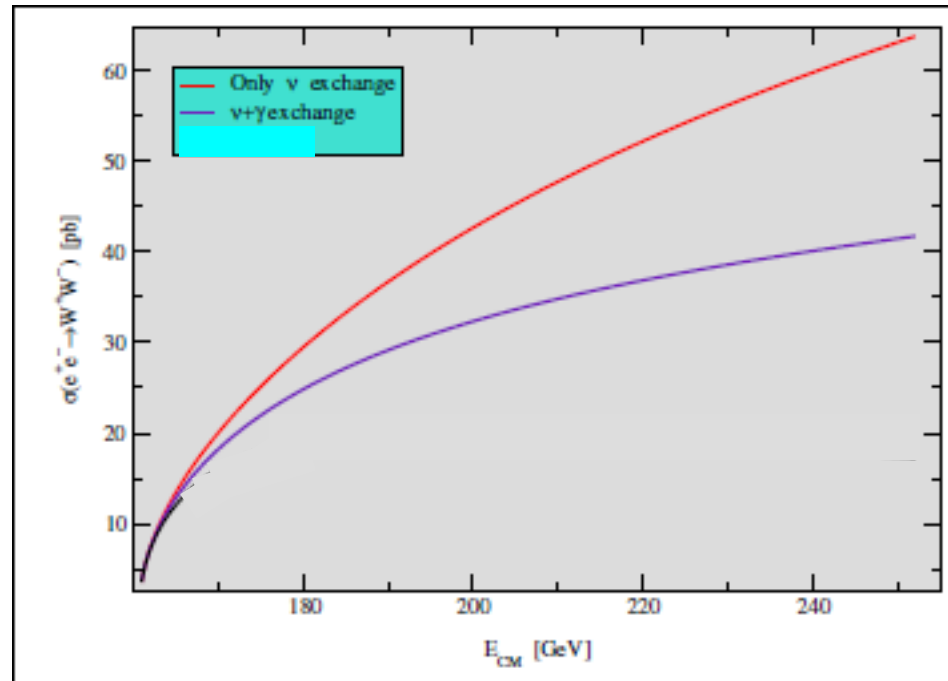
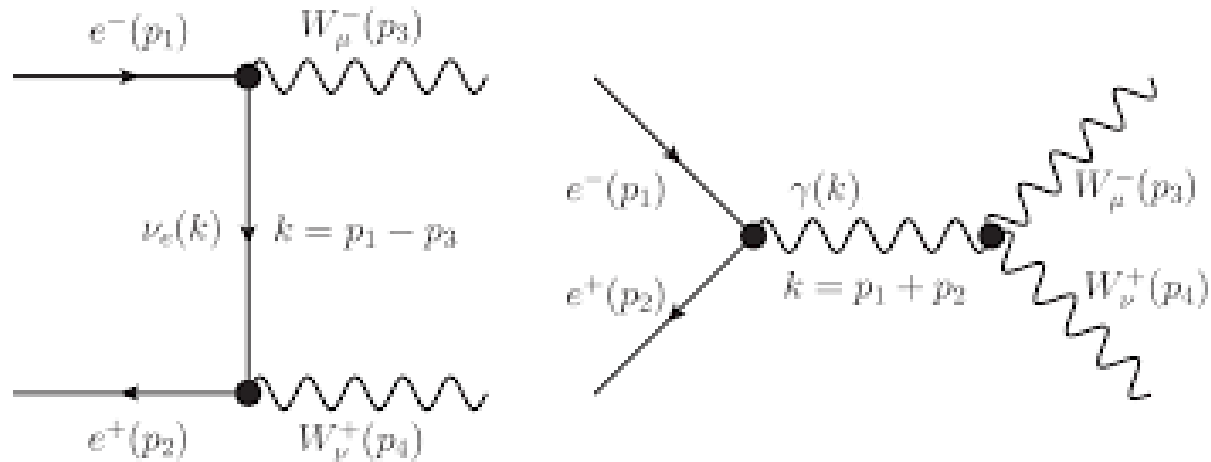
$$\frac{-g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu / M_W^2}{q^2 - M_W^2} \xrightarrow{q^2 \ll m_W^2} \frac{g_{\mu\nu}}{M_W^2}$$

Y las interacciones locales entre cuatro fermiones se obtienen mediante

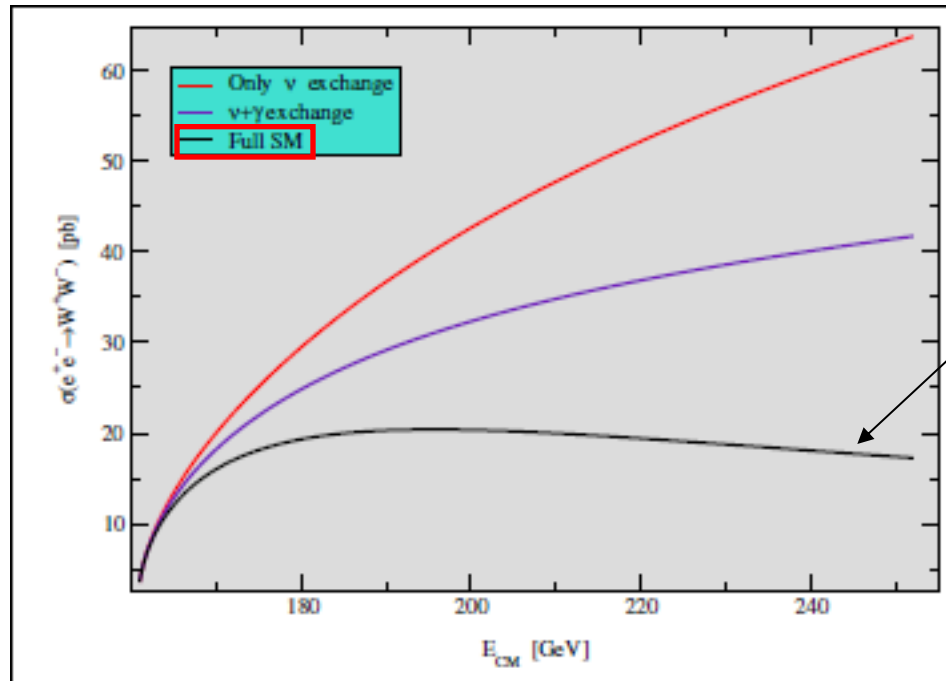
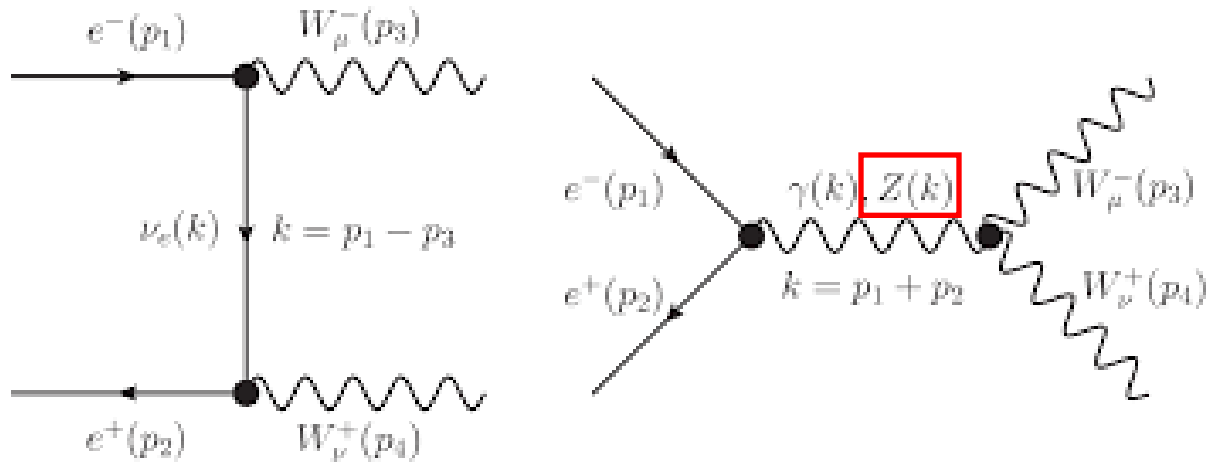
$$\frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}, \quad g < 1 \implies M_W < 123 \text{ GeV}$$

Como consecuencia, mejora el comportamiento asintótico de la dispersión νe . Pero...

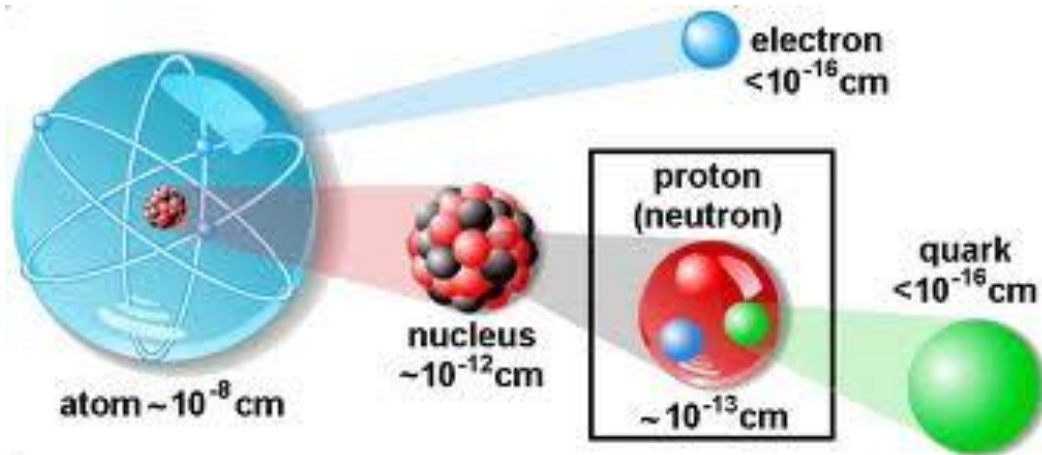
PROBLEMAS BVI



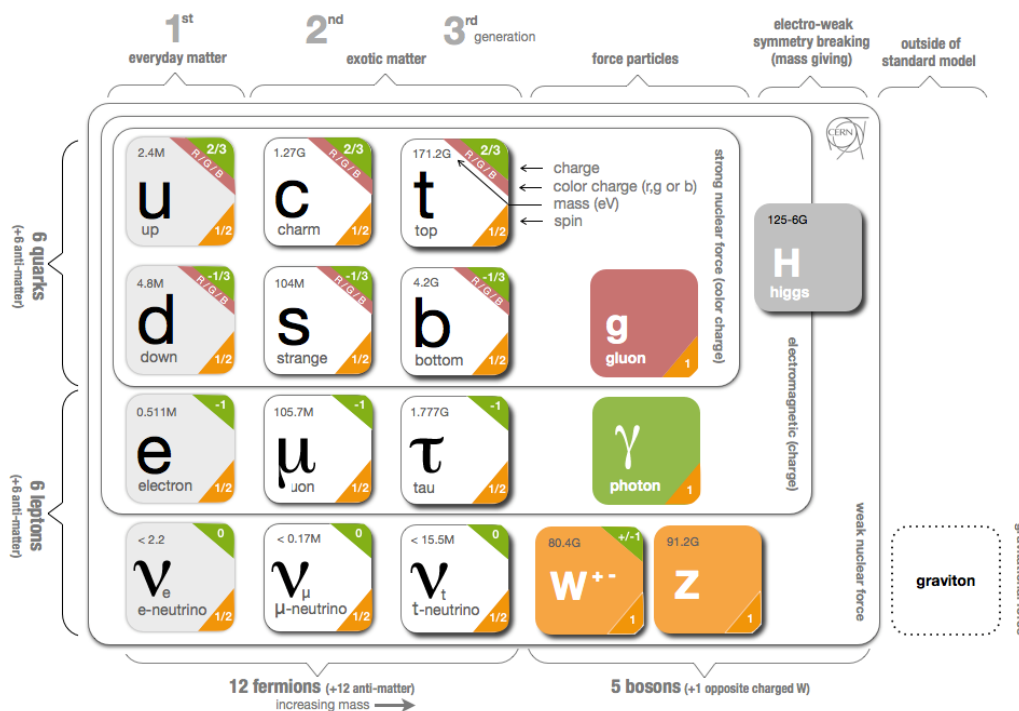
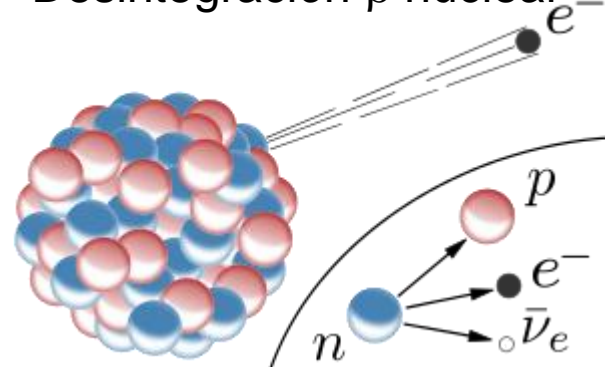
PROBLEMAS BVI



Buen comportamiento asintótico en $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$!!



Desintegración β nuclear



El ME es la teoría de norma local (intercambio de campos de espín 1) $SU(3)_C \times SU(2)_{EW} \times U(1)_Y$ que describe estos procesos

Problemas del SM



Problemas del SM

Effective field theory

- Standard Model is most successful effective field theory to date, even though it leaves open some questions:

The diagram illustrates the Standard Model Lagrangian in the form of an Effective Field Theory (EFT). The Lagrangian is written as a sum of terms, each associated with a specific physical problem or phenomenon:

- cosmological constant**: $c^{(0)} M^4$
- Higgs mass (hierarchy problem)**: $c^{(2)} M^2 O^{(d=2)}$
- renormalizable quantum field theories**: $\sum_i c_i^{(4)} O_i^{(d=4)}$
- neutrino masses (see-saw mechanism)**: $\frac{1}{M} \sum_i c_i^{(5)} O_i^{(d=5)}$
- possible effects of "new physics", proton decay, flavor physics, ...**: $\frac{1}{M^2} \sum_i c_i^{(6)} O_i^{(d=6)} + \dots$

$$\mathcal{L}_{\text{EFT}} = c^{(0)} M^4 + c^{(2)} M^2 O^{(d=2)} + \sum_i c_i^{(4)} O_i^{(d=4)} + \frac{1}{M} \sum_i c_i^{(5)} O_i^{(d=5)} + \frac{1}{M^2} \sum_i c_i^{(6)} O_i^{(d=6)} + \dots$$

Problemas del SM: m_ν

Weinberg

$$\mathcal{L}_{\text{neutrino mass}} = \frac{g}{M} (\tilde{l}_L^T \Phi^*) C (\tilde{\Phi} l_L)$$

D=5

SEWSB

$|\Delta L| = 2$

$$\mathcal{L}_{\text{neutrino mass}} = -\frac{v^2 g}{2M} \tilde{\nu}_L^T C \nu_L$$

$$m_\nu \sim v^2 / M$$

$$M \sim 10^{14} \text{ GeV}$$

See-saw
mechanism

$$M \approx M_{\text{GUT}}$$

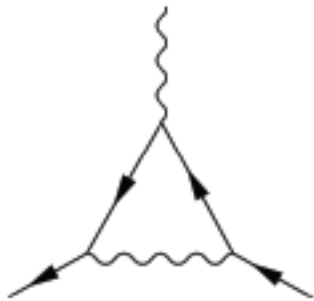


Desintegraciones multileptónicas

Pablo Roig (Cinvestav)

Problemas del SM: a_μ

$$\mu_e = \frac{g_e}{2m_e}, \text{ with } a_e = \frac{g_e - 2}{2} = \frac{\alpha}{2\pi} + \dots$$



Schwinger '48

$$\frac{gv}{M^2} \bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \psi$$

D=5

$$a_e = \frac{\alpha}{2\pi} + \frac{gm_e v}{M^2} + \dots$$

Factor v por SEWSB

Contiene factor de loop (es pequeño)

$$a_\mu^{\text{SM}} - a_\mu^{\text{exp}} \approx -2.8 \cdot 10^{-9}$$

$$M \sim \sqrt{g} \times 100 \text{ TeV}$$

Problemas del SM: estabilidad p

$$\mathcal{L}_{\text{proton decay}} \sim \frac{g}{M^2} qqql \quad \begin{array}{c} \text{D=6} \\ \downarrow \end{array}$$

$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (No GUT) \longrightarrow $M \approx M_{\text{GUT}}$

Problemas del SM: estabilidad p

$$\mathcal{L}_{\text{proton decay}} \sim \frac{g}{M^2} qqq\ell \quad D=6$$

$$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (\text{No GUT}) \longrightarrow M \approx M_{\text{GUT}}$$

Si no supiéramos que el p es compuesto

$$\mathcal{L}_{\text{proton decay}} \sim g \pi \bar{\psi}_e \psi_p \quad D=4$$

PROHIBIDÍSIMO!!

Problemas del SM: estabilidad p

$$\mathcal{L}_{\text{proton decay}} \sim \frac{g}{M^2} qqq\ell \quad \begin{array}{c} D=6 \\ \downarrow \\ M \approx M_{\text{GUT}} \end{array}$$

$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (No GUT) \longrightarrow

Si no supiéramos que el p es compuesto

$$\mathcal{L}_{\text{proton decay}} \sim g \pi \bar{\psi}_e \psi_p \quad D=4$$

PROHIBIDÍSIMO!!

Visto al revés, una manera de resolver un problema de fine-tuning es postular que un campo no es elemental, sino compuesto !!

P. ej., como H^2 es $D=2$ (término de M_H), es muy sensible a la física EW ($M \geq M_H$) y no hay ninguna simetría que lo proteja. Si se supone que $H \sim \bar{\Psi}\Psi \rightarrow H^2 \sim (\bar{\Psi}\Psi)^2$, $D = 6$ y protegido por simetría quiral.

Problemas del SM: Cte. cosmológica

Un término tipo M^4 en el ME actuaría como una cte. Cosmológica, Λ .

Problemas del SM: Cte. cosmológica

Un término tipo M^4 en el ME actuaría como una cte. Cosmológica, Λ .

Como el ME es (meta)estable hasta M_{Pl} , y no hay simetría que proteja Λ , puede ser

$$\Lambda \approx M_{\text{Pl}}^4$$

Problemas del SM: Cte. cosmológica

Un término tipo M^4 en el ME actuaría como una cte. Cosmológica, Λ .

Como el ME es (meta)estable hasta M_{Pl} , y no hay simetría que proteja Λ , puede ser

$$\Lambda \approx M_{Pl}^4$$

La medida cosmológica para $\langle E \rangle^4$ es 120 órdenes de magnitud menor (30 para optimistas)

Problemas del SM: Cte. cosmológica

Un término tipo M^4 en el ME actuaría como una cte. Cosmológica, Λ .

Como el ME es (meta)estable hasta M_{Pl} , y no hay simetría que proteja Λ , puede ser

$$\Lambda \approx M_{Pl}^4$$

La medida cosmológica para $\langle E \rangle^4$ es 120 órdenes de magnitud menor (30 para optimistas)

Esto es lo que se llama un problema de ajuste (MUY) fino

Problemas del SM: Cte. cosmológica

Un término tipo M^4 en el ME actuaría como una cte. Cosmológica, Λ .

Como el ME es (meta)estable hasta M_{Pl} , y no hay simetría que proteja Λ , puede ser

$$\Lambda \approx M_{Pl}^4$$

La medida cosmológica para $\langle E \rangle^4$ es 120 órdenes de magnitud menor (30 para optimistas)

Esto es lo que se llama un problema de ajuste (MUY) fino

De todas formas, dinámica desconocida a E inexploradas podría resolver el problema...

→ **La posible descripción unificada con Gravedad es un reto mucho mayor!!**

Problemas del SM: Asimetría bariónica del Universo (BAU)

$$\eta = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} \quad \text{Medida: } 2,6 < \eta \times 10^{10} < 6,2$$

Densidad de antibariones \ll la de bariones

Problemas del SM: Asimetría bariónica del Universo (BAU)

$$\eta = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} \quad \text{Medida: } 2,6 < \eta \times 10^{10} < 6,2$$

Densidad de antibariones \ll la de bariones

↓
Condiciones de Sakharov (1967)

- violación de número bariónico B ;
- violación de simetría C y simetría CP;
- interacciones fuera del equilibrio térmico.

Problemas del SM: Asimetría bariónica del Universo (BAU)

$$\eta = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma}$$

Medida: $2,6 < \eta \times 10^{10} < 6,2$

Densidad de antibariones \ll la de bariones

↓
Condiciones de Sakharov (1967)

- violación de número bariónico B ;
- violación de simetría C y simetría CP;
- interacciones fuera del equilibrio térmico.

Efecto de anomalías
(no perturbativo)

El ME EW las da

Sucede en
evolución del
Universo

Problemas del SM: Asimetría bariónica del Universo (BAU)

Standard Model CP : 3 fermion families needed

$$CP \iff \mathbf{H}(M_u^2) \cdot \mathbf{H}(M_d^2) \cdot \mathbf{J} \neq 0$$

$$\mathbf{H}(M_u^2) \equiv (m_t^2 - m_c^2) (m_c^2 - m_u^2) (m_t^2 - m_u^2)$$

$$\mathbf{H}(M_d^2) \equiv (m_b^2 - m_s^2) (m_s^2 - m_d^2) (m_b^2 - m_d^2)$$

$$\mathbf{J} = c_{12} c_{13}^2 c_{23} s_{12} s_{13} s_{23} \sin \delta_{13} = |A^2 \lambda^6 \eta| < 10^{-4}$$

- **Low-Energy Phenomena**
- **Small Effects $\sim \mathbf{J}$**



Problemas del SM: Asimetría bariónica del Universo (BAU)

$$\eta = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma}$$

Medida: $2,6 < \eta \times 10^{10} < 6,2$

Densidad de antibariones \ll la de bariones

Condiciones de Sakharov (1967)

- violación de número bariónico B ;
- violación de simetría C y simetría CP;
- interacciones fuera del equilibrio térmico.

Efecto de anomalías
(no perturbativo)

El ME EW las da

Sucede en
evolución del
Universo

Se puede predecir la BAU en el ME a partir del invariante de Jarlskog, J

Reescalando J por potencias de la escala EW, la predicción para la BAU es $O(10^{-20})$

Esto es lo que se llama un problema de ajuste (muy) fino

Problemas del SM: Asimetría bariónica del Universo (BAU)

$$\eta = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma}$$

Medida: $2,6 < \eta \times 10^{10} < 6,2$

Densidad de antibariones \ll la de bariones

Condiciones de Sakharov (1967)

- violación de número bariónico B ;
- violación de simetría C y simetría CP;
- interacciones fuera del equilibrio térmico.

Efecto de anomalías
(no perturbativo)

El ME EW las da

Sucede en
evolución del
Universo

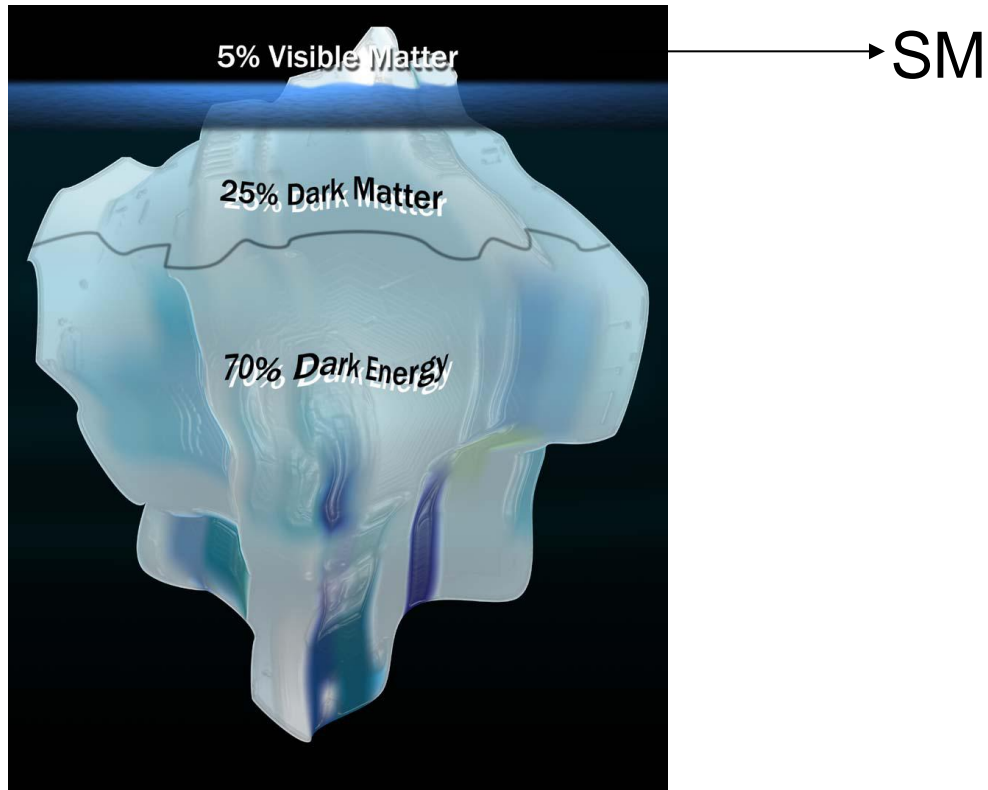
Se puede predecir la BAU en el ME a partir del invariante de Jarlskog, J

Reescalando J por potencias de la escala EW, la predicción para la BAU es $O(10^{-20})$

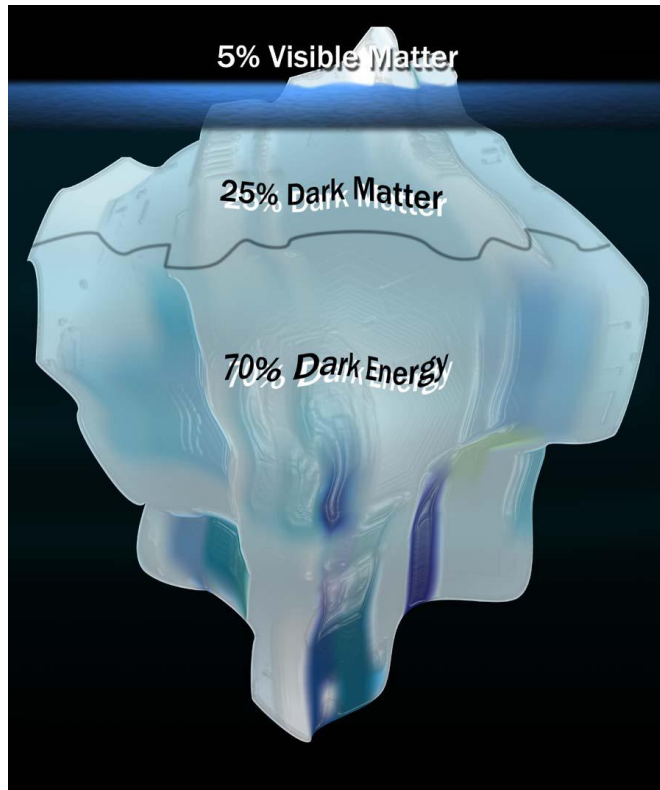
Esto es lo que se llama un problema de ajuste (muy) fino

→ CPV leptónica podría explicar B vía L

Problemas del SM: Materia oscura



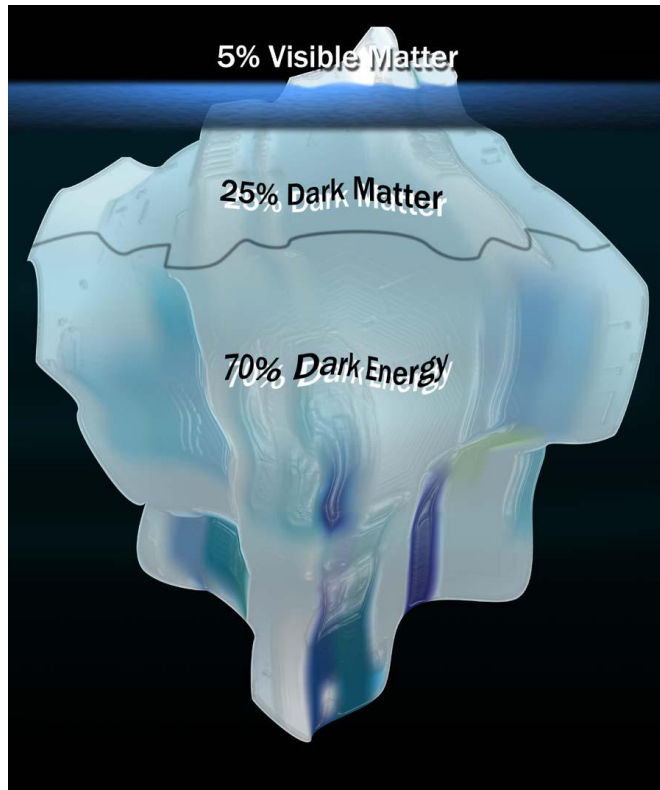
Problemas del SM: Materia oscura



→ SM

Es mucho más probable incluir la materia oscura en una extensión próxima del SM que la energía oscura

Problemas del SM: Materia oscura



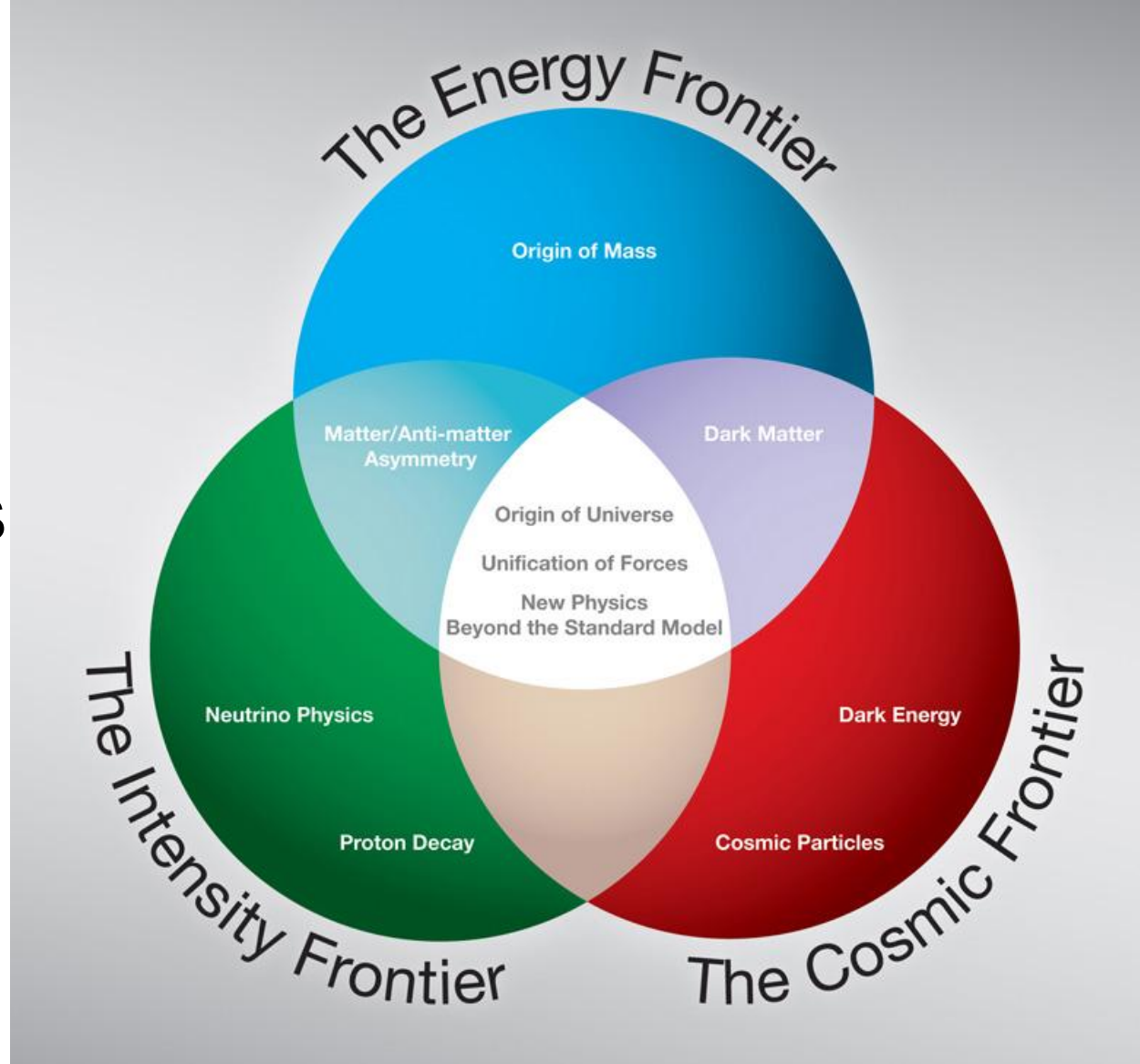
→ SM

Se antoja más sencillo incluir la materia oscura en una extensión próxima del SM que la energía oscura

- Número excesivo de parámetros en sector fermiónico
- Entender la jerarquía de masas y mezclas fermiónicas
 - ¿Por qué $N_f = 3$?

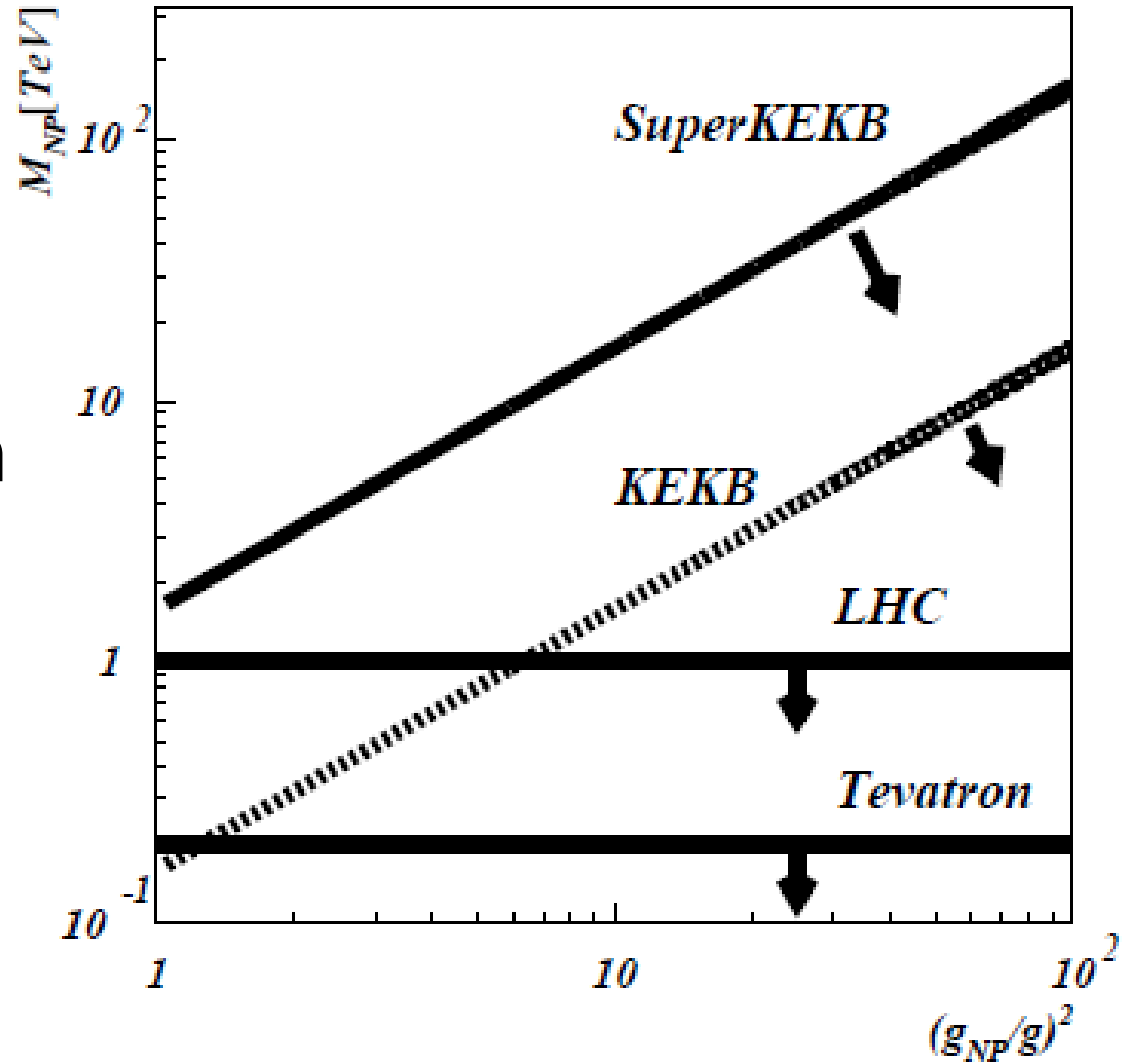
Sin embargo, a pesar de los problemas señalados, el SM funciona asombrosamente bien

Búsquedas de BSM Physics complementarias en las tres fronteras (+ f. conceptual)



Búsquedas en la frontera de la intensidad

Caracterización detallada de la NP a través de medidas que la sobreconstruirían en diversos observables de Física de sabor relacionados.



$$\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau \quad (\ell = e, \mu)$$

$$\mathcal{M} = \frac{4G}{\sqrt{2}} \sum_{\substack{N=S,V,T \\ i,j=L,R}} g_{ij}^N \left[\bar{u}_i(\ell^-) \Gamma^N v_n(\bar{\nu}_\ell) \right] \left[\bar{u}_m(\nu_\tau) \Gamma_N u_j(\tau^-) \right],$$

$$\Gamma^S = 1, \quad \Gamma^V = \gamma^\mu, \quad \Gamma^T = \frac{i}{2\sqrt{2}} (\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu)$$

Ten couplings g_{ij}^N , in the SM the only non-zero constant is $g_{LL}^V = 1$

Four bilinear combinations of g_{ij}^N , which are called as Michel parameters (MP): ρ , η , ξ and δ appear in the energy spectrum of the outgoing lepton:

(Michel '50)

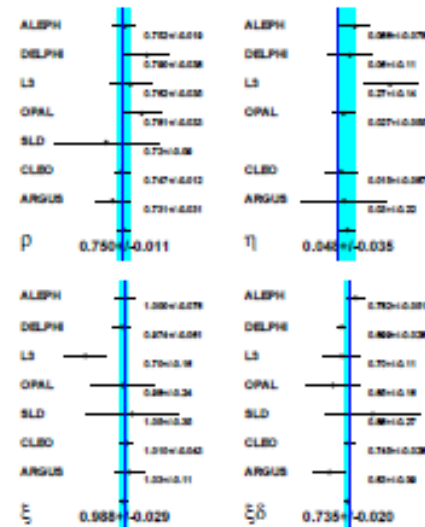
$$\frac{d\Gamma(\tau^\mp)}{d\Omega dx} = \frac{4G_F^2 M_\tau E_{\max}^4}{(2\pi)^4} \sqrt{x^2 - x_0^2} \left(x(1-x) + \frac{2}{9} \rho (4x^2 - 3x - x_0^2) + \eta x_0 (1-x) \right)$$

$$\mp \frac{1}{3} P_\tau \cos\theta_\ell \xi \sqrt{x^2 - x_0^2} \left[1 - x + \frac{2}{3} \delta (4x - 4 + \sqrt{1 - x_0^2}) \right], \quad x = \frac{E_\ell}{E_{\max}}, \quad x_0 = \frac{m_\ell}{E_{\max}}$$

$$\text{In the SM: } \rho = \frac{3}{4}, \quad \eta = 0, \quad \xi = 1, \quad \delta = \frac{3}{4}$$

Status of Michel parameters in τ decays

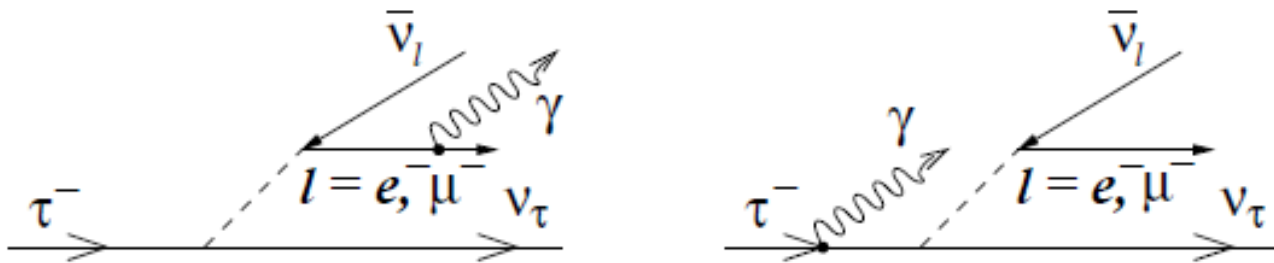
Michel par.	Measured value	Experiment	SM value
ρ (e or μ)	$0.747 \pm 0.010 \pm 0.006$ 1.2%	CLEO-97	3/4
η (e or μ)	$0.012 \pm 0.026 \pm 0.004$ 2.6%	ALEPH-01	0
ξ (e or μ)	$1.007 \pm 0.040 \pm 0.015$ 4.3%	CLEO-97	1
$\xi\delta$ (e or μ)	$0.745 \pm 0.026 \pm 0.009$ 2.8%	CLEO-97	3/4
ξ_h (all hadr.)	$0.992 \pm 0.007 \pm 0.008$ 1.1%	ALEPH-01	1



With $\times 300$ Belle statistics we can improve MP uncertainties by one order of magnitude
 In BSM models the couplings to τ are expected to be enhanced in comparison with μ .
 Also contribution from New Physics in τ decays can be amplified by $(\frac{m_\tau}{m_\mu})^n$.

- In the Type II 2HDM: $\eta_\mu(\tau) = \frac{m_\mu M_\tau}{2} \left(\frac{\tan^2 \beta}{M_{H^\pm}^2} \right)^2$; $\frac{\eta_\mu(\tau)}{\eta_e(\mu)} = \frac{M_\tau}{m_e} \approx 3500$
- Tensor interaction: $\mathcal{L} = \frac{g}{2\sqrt{2}} W^\mu \left\{ \bar{\nu} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \tau + \frac{\kappa_\tau^W}{2m_\tau} \partial^\nu \left(\bar{\nu} \sigma_{\mu\nu} n_\nu (1 - \gamma^5) \tau \right) \right\}$,
 $-0.096 < \kappa_\tau^W < 0.037$: DELPHI Abreu EPJ C16 (2000) 229.
- Unparticles: Moyotl PRD 84 (2011) 073010, Choudhury PLB 658 (2008) 148.
- Lorentz and CPTV: Hollenberg PLB 701 (2011) 89
- Dark Sector (arXiv:1311.0029 [hep-ph])

Study of radiative leptonic decays



Photon carries information about spin state of outgoing lepton, as a result two additional Michel-like parameters, $\bar{\eta}$ and $\xi\kappa$, can be extracted:

$$\frac{d\Gamma(L^\mp)}{dx dy d\Omega_\ell d\Omega_\gamma} = f_0(x, y) + \bar{\eta} f_1(x, y) \pm \xi \left\{ \cos \theta_\ell (h_0(x, y) + \kappa h_1(x, y)) + \cos \theta_\gamma (g_0(x, y) + \kappa g_1(x, y)) \right\}$$

	Belle+BaBar	Belle II
$N_{sel}(e^\mp; \rho^\pm), 10^6$	0.87	28.2
$N_{sel}(\mu^\mp; \rho^\pm), 10^6$	0.18	5.8

We are measuring $\bar{\eta}$ and $\xi\kappa$ in τ decays at Belle. The expected accuracy is 7.7% for the $\xi\kappa$ and 9.8% for the $\bar{\eta}$. At Belle II the expected statistical uncertainties of $\xi\kappa$ and $\bar{\eta}$ are 1.1% and 1.4%, respectively.

N. Shimizu et al., Poster talk at the Tau-2014 conf., Aachen, Germany, 15-19 September, 2014.

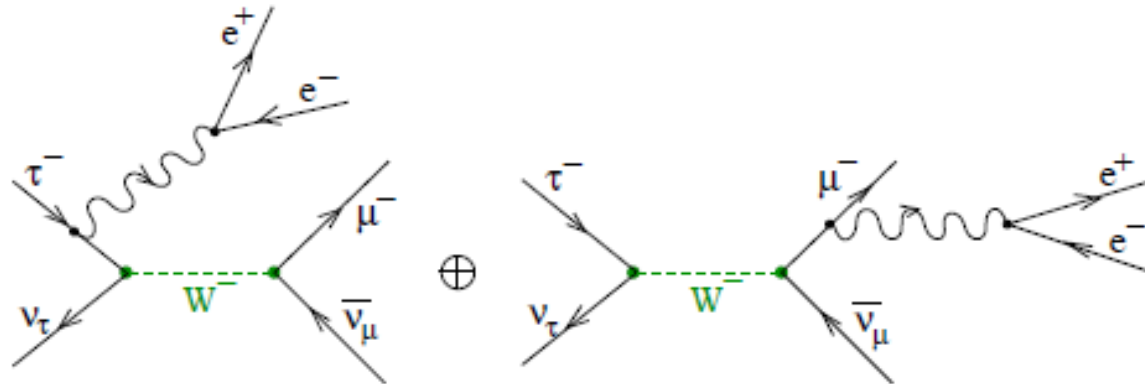
Up to now $\bar{\eta}$ and $\xi\kappa$ were measured only in $\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e \gamma$ decays:

PDG: $\bar{\eta} = -0.014 \pm 0.090$: W. Eichenberger *et al.*, Nucl. Phys. A **412** (1984) 523.

CONF: $\bar{\eta} = -0.084 \pm 0.060$: D. Pocanic [PIBETA], AIP Conf. Proc. **1423** (2012) 273.

PDG(ξ'): $\xi\kappa = 0.000 \pm 0.010$: H. Burkard *et al.* [CNTR], Phys. Lett. B **150** (1985) 242.

$$L^- \rightarrow \ell^- \ell'^{\mp} \ell'^{\pm} \nu_L \bar{\nu}_\ell \text{ with } L = \tau, \mu \text{ and } \ell, \ell' = e, \mu$$



D. A. Dicus and R. Vega, Phys. Lett. B **338** (1994) 341.

M. S. Alam *et al.* [CLEO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 2637.

Mode	$\mathcal{B}_{theory}, 10^{-7}$	$\mathcal{B}_{CLEO}, 10^{-5}$
$e^{\mp} e^+ e^- 2\nu$	415 ± 6	$2.7^{+1.6}_{-1.2}$
$\mu^{\mp} e^+ e^- 2\nu$	197 ± 2	$< 3.2(90\% \text{ CL})$
$e^{\mp} \mu^+ \mu^- 2\nu$	1.257 ± 0.003	
$\mu^{\mp} \mu^+ \mu^- 2\nu$	1.190 ± 0.002	

	Belle	Belle II
$N_{sel}(e^{\mp} e^+ e^-; 1 \text{ prong}^{\pm})$	1750	87500
$N_{sel}(\mu^{\mp} e^+ e^-; 1 \text{ prong}^{\pm})$	600	30000
$N_{sel}(e^{\mp} \mu^+ \mu^-; 1 \text{ prong}^{\pm})$	2	100
$N_{sel}(\mu^{\mp} \mu^+ \mu^-; 1 \text{ prong}^{\pm})$	2	100

A. Kersch, N. Kraus and R. Engfer [SINDRUM], Nucl. Phys. A **485** (1988) 606.

$$\frac{d\Gamma(\tau)}{dPS} = Q_{LL} d_1 + Q_{LR} d_2 + Q_{RL} d_3 + Q_{RR} d_4 + B_{RL} d_5 + B_{LR} d_6$$

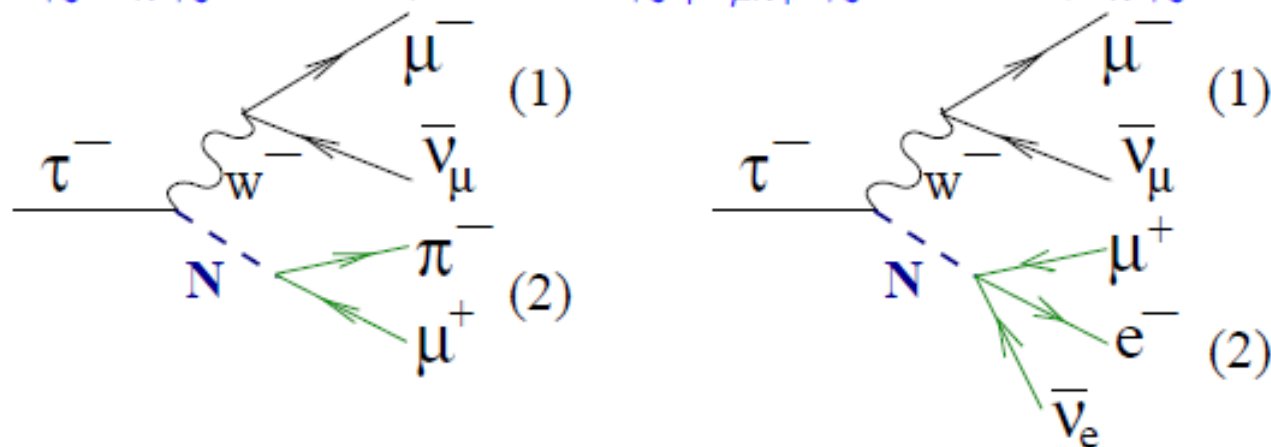
Up to now $Q_{LL}, Q_{LR}, Q_{RL}, Q_{RR}, B_{RL}, B_{LR}$ were measured only in muon decays ($\mu^- \rightarrow e^- e^- e^+ \nu_\mu \bar{\nu}_e$) with the accuracy of about 10 ÷ 20%. In τ decays these parameters can be measured with the accuracy of $\sim 20\%$ at Belle, and 3 ÷ 5% at Belle II.

Search for sterile neutrino in τ decays

C. Dib *et al.*, Phys. Rev. D **85** (2012) 011301.

To clarify MiniBooNE and LSND anomalies it was suggested to search for the long-living sterile neutrino.

$$400 \text{ MeV} \lesssim m_N \lesssim 600 \text{ MeV}, 1 \times 10^{-3} \lesssim |U_{\mu N}|^2 \lesssim 4 \times 10^{-3}, \tau_N \lesssim 1 \times 10^{-9} \text{ s}.$$



To explain anomaly the branching fractions must be:

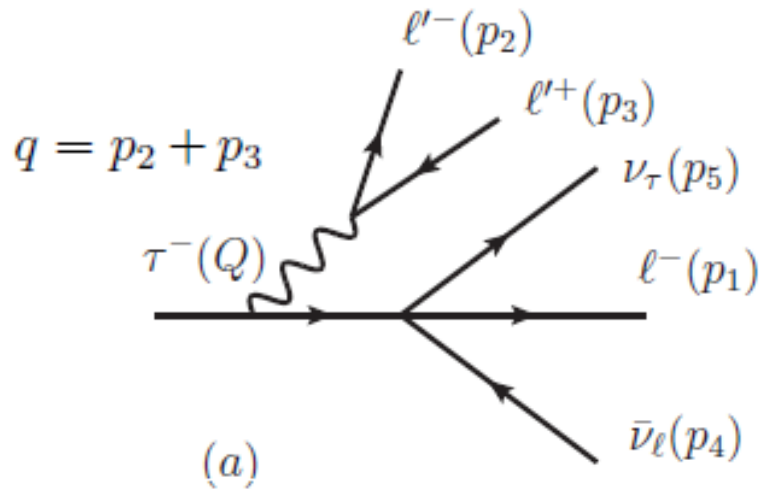
$$B(\tau^- \rightarrow \{\mu^- \bar{\nu}_\mu\}_1 \{\mu^+ \pi^-\}_2) = 2.0 \times 10^{-9} \div 1.3 \times 10^{-5},$$
$$B(\tau^- \rightarrow \{\mu^- \bar{\nu}_\mu\}_1 \{\mu^+ e^- \bar{\nu}_e\}_2) = 2.1 \times 10^{-8} \div 8.2 \times 10^{-5}.$$

The main signature is the displaced vertex (2) with $L = 0.6 \div 30$ cm.

Sterile neutrino can be also searched for in radiative leptonic decays:

$$\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell N, N \rightarrow \gamma \nu, \text{ i.e. constraints can be obtained from Michel parameters.}$$

$$\tau^-(Q) \rightarrow \ell^-(p_1) \ell'^-(p_2) \ell'^+(p_3) \bar{\nu}_\ell(p_4) \nu_\tau(p_5)$$



**SM description
(unpolarized case)**

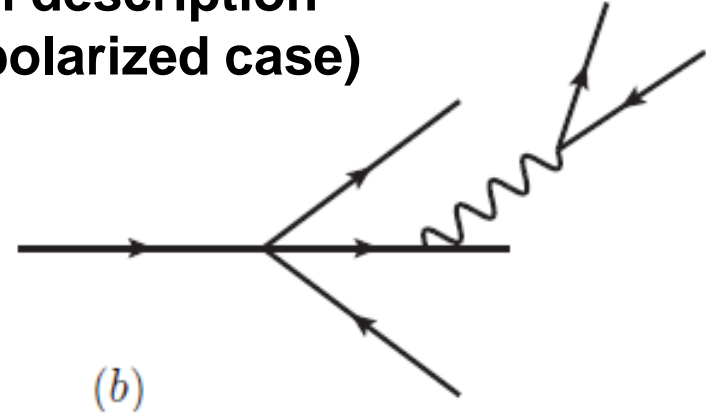


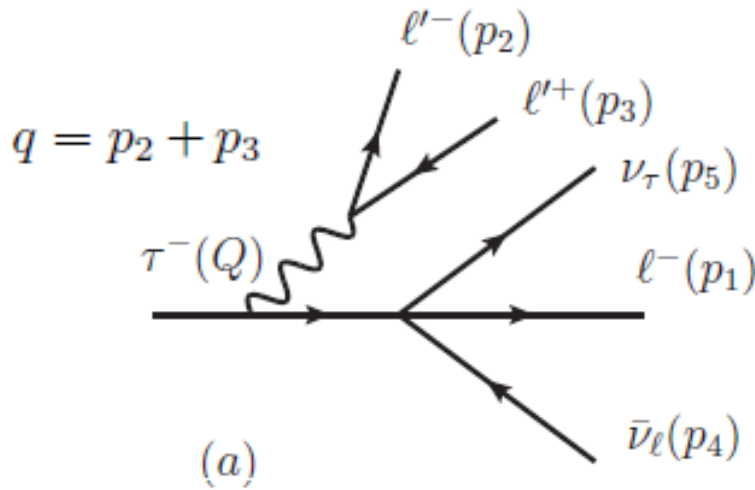
Figure 1. Feynman diagrams for five-lepton decays of taus. For identical leptons ($\ell' = \ell$) in the final state, two additional diagrams corresponding to the exchange $p_1 \leftrightarrow p_2$ should be considered.

$$\mathcal{M}_{SM} = \frac{ie^2 G_F}{\sqrt{2} q^2} (\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2)^\mu L_\mu, \quad (\ell' \neq \ell) \quad \begin{array}{l} L^\mu = \bar{u}(p_2) \gamma^\mu v(p_3) \\ q^\mu L_\mu = 0 \end{array}$$

$$\mathcal{M}_1^\mu = \bar{u}(p_5) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \left(\frac{i}{Q - \not{q} - M} \right) \gamma^\mu u(Q) \cdot \bar{u}(p_1) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) v(p_4),$$

$$\mathcal{M}_2^\mu = \bar{u}(p_5) \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) u(Q) \cdot \bar{u}(p_1) \gamma^\mu \left(\frac{i}{\not{p}_1 + \not{q} - m_1} \right) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) v(p_4),$$

$$\tau^-(Q) \rightarrow \ell^-(p_1) \ell'^-(p_2) \ell'^+(p_3) \bar{\nu}_\ell(p_4) \nu_\tau(p_5)$$



**SM description
(unpolarized case)**

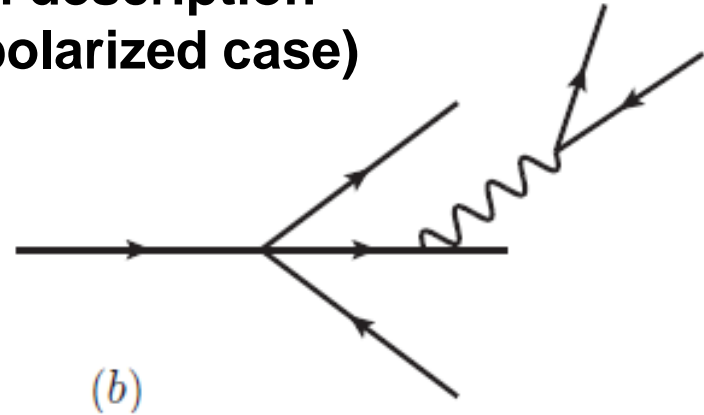


Figure 1. Feynman diagrams for five-lepton decays of taus. For identical leptons ($\ell' = \ell$) in the final state, two additional diagrams corresponding to the exchange $p_1 \leftrightarrow p_2$ should be considered.

$$\mathcal{M}_{SM} = \frac{ie^2 G_F}{\sqrt{2} q^2} (\mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2)^\mu L_\mu, \quad (\ell' \neq \ell) \quad \begin{aligned} L^\mu &= \bar{u}(p_2) \gamma^\mu v(p_3) \\ q^\mu L_\mu &= 0 \end{aligned}$$

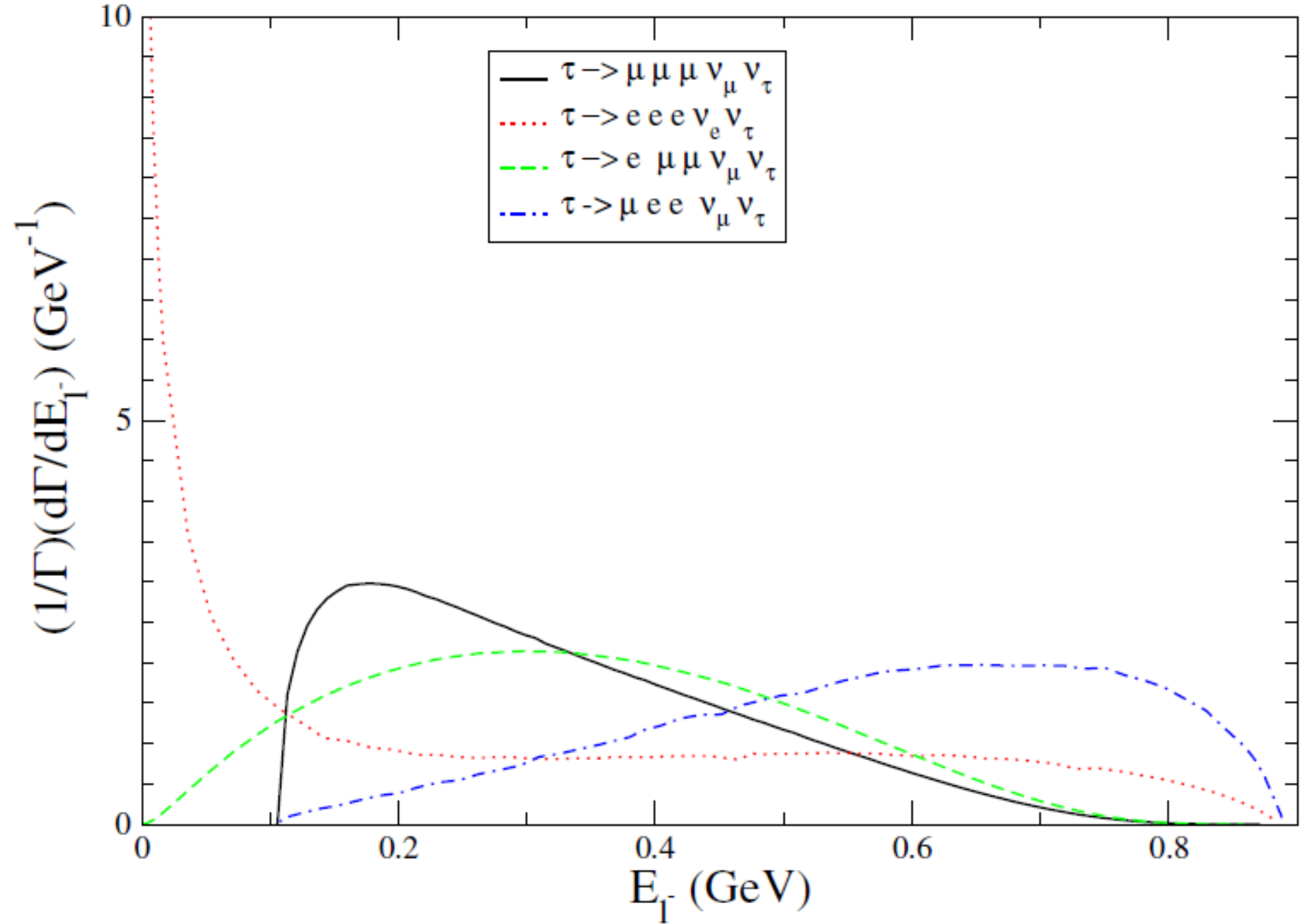
$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_1 + \mathcal{M}_2 - \underbrace{(\mathcal{M}_3 + \mathcal{M}_4)}_{p_1 \leftrightarrow p_2}$$

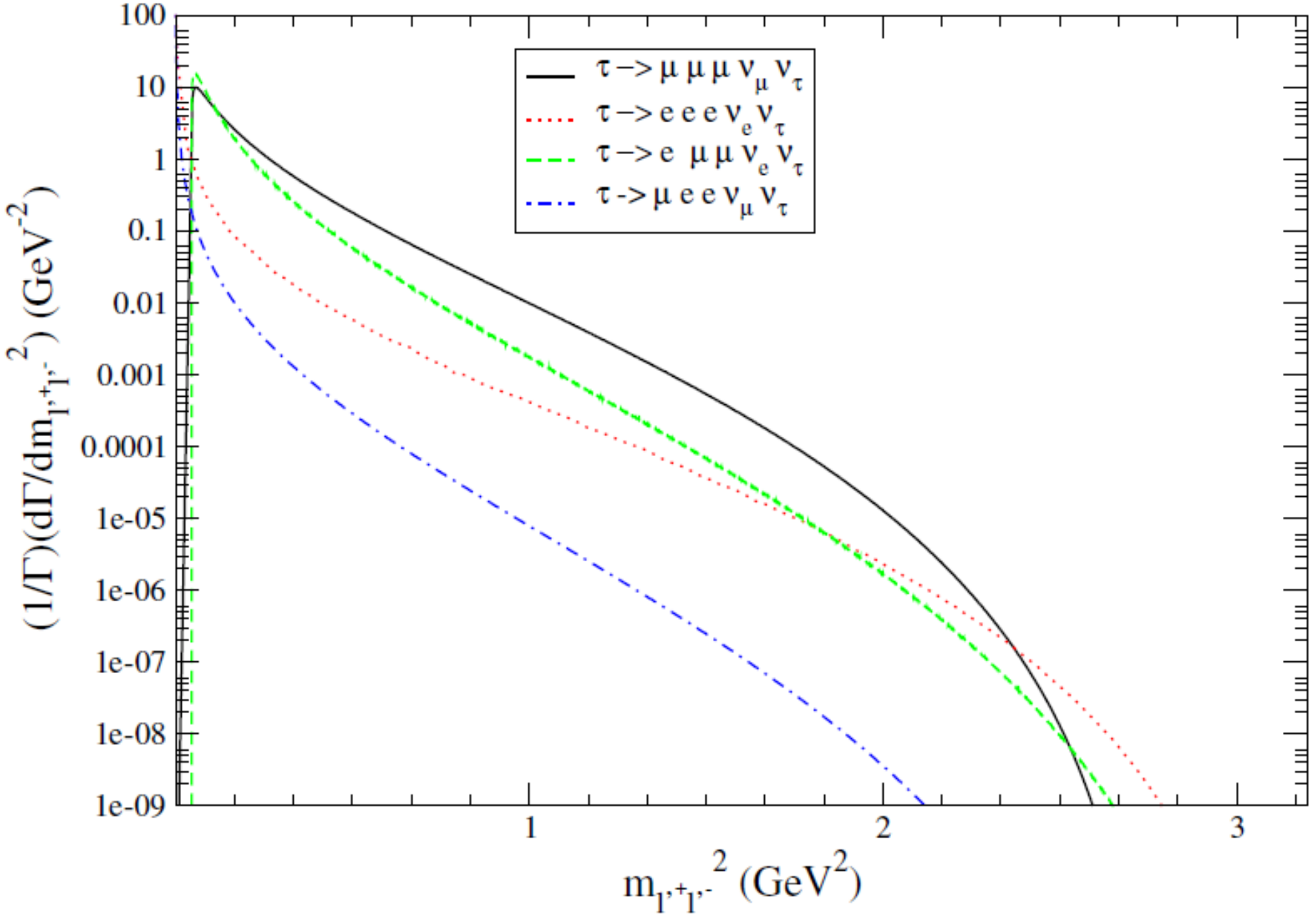
Realizamos el primer cálculo que conserva masas de l, l'

Channel	Ref. [17]	Ref. [18]	This work	PDG [24]
$\text{BR}(\tau^- \rightarrow e^- e^+ e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) \times 10^5$	4.15 ± 0.06	4.457 ± 0.006	4.21 ± 0.01	2.8 ± 1.5
$\text{BR}(\tau^- \rightarrow e^- \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) \times 10^7$	1.257 ± 0.003	1.347 ± 0.002	1.247 ± 0.001	-
$\text{BR}(\tau^- \rightarrow \mu^- e^+ e^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) \times 10^5$	1.97 ± 0.02	2.089 ± 0.003	1.984 ± 0.004	< 3.6
$\text{BR}(\tau^- \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) \times 10^7$	1.190 ± 0.002	1.276 ± 0.004	1.183 ± 0.001	-
$\text{BR}(\mu^- \rightarrow e^- e^+ e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu) \times 10^5$	3.60 ± 0.02	3.605 ± 0.005	3.597 ± 0.002	3.4 ± 0.4

Table 1. Branching ratios for the five-body decays of τ and μ leptons. Some of the previous calculations are shown, for comparison, in the second and third columns. Experimental data are scarce, with large error bars but still consistent with the SM predictions.

$$\begin{array}{cc}
 1777.8 \pm 1.8 \text{ MeV} & 1776.82 \pm 0.16 \text{ MeV} \\
 (2.91 \pm 0.14) \cdot 10^{-13} \text{ s} & (2.903 \pm 0.005) \cdot 10^{-13} \text{ s}
 \end{array}$$





Polarización del τ $(Q + M) \rightarrow \frac{1}{2}(Q + M)(1 + \gamma_5 \not{s})$ $Q \cdot s = 0$ and $s^2 = -1$.
 $s = (0, \vec{s})$

$$x_i = 2E_i/M \quad (i = 1, 2, 3) \quad \frac{d\Gamma_5}{dx_1 d\Omega_1 dx_2 d\Omega_2 dx_3 d\Omega_3} = \frac{M^2 |\vec{p}_1| |\vec{p}_2| |\vec{p}_3|}{3 \cdot 2^{21} \pi^{10}} \mathcal{T}_{\alpha\beta}^s I^{\alpha\beta}(P)$$

$$\mathcal{T}_{\alpha\beta}^s I^{\alpha\beta}(P) = e^4 G_F^2 \left[F - L \vec{p}_1 \cdot \vec{s} - G_1 \vec{p}_2 \cdot \vec{s} - G_2 \vec{p}_3 \cdot \vec{s} \right]$$

$$\mathcal{T}_{\alpha\beta}^s I^{\alpha\beta}(P) = e^4 G_F^2 \left[T_{11} + T_{22} + T_{1221} + T_{33} + T_{44} - T_{1331} - T_{1441} - T_{2332} - T_{2442} + T_{3443} \right]$$

$$F = F_{11} + F_{22} + F_{1221} + F_{33} + F_{44} - F_{1331} - F_{1441} - F_{2332} - F_{2442} + F_{3443}$$

(análogamente para L, G_1 y G_2)

La inclusión de nuestros resultados (SM & EFT) τ con/sin polarizar en TAUOLA-Belle es necesaria para combatir los fondos y buscar la señal en los difs. análisis (D. Epifanov).

Effective field theory analysis

(Michel '50, Bouchiat & Michel '57, Fetscher et. al. '86, ...)

$$\mathcal{L} = -\frac{4G_{\ell\ell'}}{\sqrt{2}} \sum_{i,\lambda,\rho} g_{\lambda\rho}^i [\bar{\ell}'_\lambda \Gamma^i (\nu_{\ell'})_\xi] \left[\overline{(\nu_\ell)_\kappa} \Gamma_i \ell_\rho \right]$$

$$i = S, V, T; \Gamma^S = I, \Gamma^V = \gamma^\mu, \Gamma^T = \sigma^{\mu\nu} / \sqrt{2}$$

$$|g_{LL}^V| = 1$$

$$1 = \frac{1}{4} \sum_{\lambda,\rho} |g_{\lambda\rho}^S|^2 + \sum_{\lambda,\rho} |g_{\lambda\rho}^V|^2 + 3(|g_{RL}^T|^2 + |g_{LR}^T|^2)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{G_{\ell\ell'}}{\sqrt{2}} \left\{ g_{LL}^S [\bar{\ell}'(1 + \gamma_5)\nu_{\ell'}] [\bar{\nu}_\ell(1 - \gamma_5)\ell] + g_{RL}^S [\bar{\ell}'(1 - \gamma_5)\nu_{\ell'}] [\bar{\nu}_\ell(1 - \gamma_5)\ell] \right. \\ & + g_{LR}^S [\bar{\ell}'(1 + \gamma_5)\nu_{\ell'}] [\bar{\nu}_\ell(1 + \gamma_5)\ell] + \underline{g_{RR}^S [\bar{\ell}'(1 - \gamma_5)\nu_{\ell'}] [\bar{\nu}_\ell(1 + \gamma_5)\ell]} \\ & + \underline{g_{LL}^V [\bar{\ell}'\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\nu_{\ell'}] [\bar{\nu}_\ell\gamma_\mu(1 - \gamma_5)\ell]} + g_{RL}^V [\bar{\ell}'\gamma^\mu(1 + \gamma_5)\nu_{\ell'}] [\bar{\nu}_\ell\gamma_\mu(1 - \gamma_5)\ell] \\ & + \underline{g_{LR}^V [\bar{\ell}'\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\nu_{\ell'}] [\bar{\nu}_\ell\gamma_\mu(1 + \gamma_5)\ell]} + g_{RR}^V [\bar{\ell}'\gamma^\mu(1 + \gamma_5)\nu_{\ell'}] [\bar{\nu}_\ell\gamma_\mu(1 + \gamma_5)\ell] \\ & \left. + \frac{g_{LR}^T}{2} [\bar{\ell}'\sigma^{\mu\nu}(1 + \gamma_5)\nu_{\ell'}] [\bar{\nu}_\ell\sigma_{\mu\nu}(1 + \gamma_5)\ell] + \frac{g_{RL}^T}{2} [\bar{\ell}'\sigma^{\mu\nu}(1 - \gamma_5)\nu_{\ell'}] [\bar{\nu}_\ell\sigma_{\mu\nu}(1 - \gamma_5)\ell] \right\} \end{aligned}$$

Effective field theory analysis

(Michel '50, Bouchiat & Michel '57, Fetscher et. al. '86, ...)

$$\mathcal{L} = -\frac{4G_{\ell\ell'}}{\sqrt{2}} \sum_{i,\lambda,\rho} g_{\lambda\rho}^i [\ell'_\lambda \Gamma^i(\nu_{\ell'})_\xi] \left[\overline{(\nu_\ell)_\kappa} \Gamma_i \ell_\rho \right]$$

$$i = S, V, T; \Gamma^S = I, \Gamma^V = \gamma^\mu, \Gamma^T = \sigma^{\mu\nu} / \sqrt{2}$$

$$|g_{LL}^V| = 1$$

$$1 = \frac{1}{4} \sum_{\lambda,\rho} |g_{\lambda\rho}^S|^2 + \sum_{\lambda,\rho} |g_{\lambda\rho}^V|^2 + 3(|g_{RL}^T|^2 + |g_{LR}^T|^2)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{\alpha\beta}^s I^{\alpha\beta}(P) = e^4 |G_{\ell\ell'}|^2 & \left[F - L \vec{p}_1 \cdot \vec{s} - G_1 \vec{p}_2 \cdot \vec{s} - G_2 \vec{p}_3 \cdot \vec{s} \right. \\ & \left. + H_1 \vec{s} \cdot (\vec{p}_1 \times \vec{p}_2) + H_2 \vec{s} \cdot (\vec{p}_2 \times \vec{p}_3) + H_3 \vec{s} \cdot (\vec{p}_1 \times \vec{p}_3) \right] \end{aligned}$$

$$g_{\rho\sigma} \epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} + g_{\rho\alpha} \epsilon_{\beta\mu\nu\sigma} + g_{\rho\beta} \epsilon_{\mu\nu\sigma\alpha} + g_{\rho\mu} \epsilon_{\nu\sigma\alpha\beta} + g_{\rho\nu} \epsilon_{\sigma\alpha\beta\mu} = 0$$

Effective field theory analysis

(Michel '50, Bouchiat & Michel '57, Fetscher et. al. '86, ...)

$$\mathcal{L} = -\frac{4G_{\ell\ell'}}{\sqrt{2}} \sum_{i,\lambda,\rho} g_{\lambda\rho}^i [\ell'_\lambda \Gamma^i(\nu_{\ell'})_\xi] \left[\overline{(\nu_\ell)_\kappa} \Gamma_i \ell_\rho \right]$$

$$i = S, V, T; \Gamma^S = I, \Gamma^V = \gamma^\mu, \Gamma^T = \sigma^{\mu\nu} / \sqrt{2}$$

$$|g_{LL}^V| = 1$$

$$1 = \frac{1}{4} \sum_{\lambda,\rho} |g_{\lambda\rho}^S|^2 + \sum_{\lambda,\rho} |g_{\lambda\rho}^V|^2 + 3(|g_{RL}^T|^2 + |g_{LR}^T|^2)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{\alpha\beta}^s I^{\alpha\beta}(P) = e^4 |G_{\ell\ell'}|^2 & \left[F - L \vec{p}_1 \cdot \vec{s} - G_1 \vec{p}_2 \cdot \vec{s} - G_2 \vec{p}_3 \cdot \vec{s} \right. \\ & \left. + H_1 \vec{s} \cdot (\vec{p}_1 \times \vec{p}_2) + H_2 \vec{s} \cdot (\vec{p}_2 \times \vec{p}_3) + H_3 \vec{s} \cdot (\vec{p}_1 \times \vec{p}_3) \right] \end{aligned}$$

$$g_{\rho\sigma} \epsilon_{\alpha\beta\mu\nu} + g_{\rho\alpha} \epsilon_{\beta\mu\nu\sigma} + g_{\rho\beta} \epsilon_{\mu\nu\sigma\alpha} + g_{\rho\mu} \epsilon_{\nu\sigma\alpha\beta} + g_{\rho\nu} \epsilon_{\sigma\alpha\beta\mu} = 0$$

$$\mathcal{L} = \sum_{i,j} g_{Z'} \bar{\psi}_i \gamma^\mu (v_{ij} - a_{ij} \gamma_5) \psi_j Z'_\mu + \text{h.c.}$$

LFV τ decays

(Celis, Cirigliano and Passemar '14)

$$\mathcal{L}_{\text{SM}} = \mathcal{L}_{\text{SM}}^{(4)} + \frac{1}{\Lambda} \sum_k C_k^{(5)} Q_k^{(5)} + \frac{1}{\Lambda^2} \sum_k C_k^{(6)} Q_k^{(6)} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\Lambda^3}\right)$$

The next-to-leading-order (NLO) effective Lagrangian of the SM with a dynamically broken EW symmetry takes the form

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{LO} + \sum_i c_i \frac{v^{6-d_i}}{\Lambda^2} \mathcal{O}_i$$

LFV $\tau - \mu$ transitions $\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_{eff}^{(D)} + \mathcal{L}_{eff}^{(\ell q)} + \mathcal{L}_{eff}^{(G)} + \mathcal{L}_{eff}^{(4\ell)} + \dots$

$$\mathcal{L}_{eff}^{(D)} = -\frac{m_\tau}{\Lambda^2} \left\{ (C_{\text{DR}} \bar{\mu} \sigma^{\rho\nu} P_L \tau + C_{\text{DL}} \bar{\mu} \sigma^{\rho\nu} P_R \tau) F_{\rho\nu} + \text{h.c.} \right\}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{eff}^{(4\ell)} = & -\frac{1}{\Lambda^2} \left\{ C_{\text{SLL}} (\bar{\mu} P_L \tau) (\bar{\mu} P_L \mu) + C_{\text{SRR}} (\bar{\mu} P_R \tau) (\bar{\mu} P_R \mu) \right. \\ & + C_{\text{VLL}} (\bar{\mu} \gamma^\mu P_L \tau) (\bar{\mu} \gamma_\mu P_L \mu) + C_{\text{VRR}} (\bar{\mu} \gamma^\mu P_R \tau) (\bar{\mu} \gamma_\mu P_R \mu) \\ & \left. + C_{\text{VLR}} (\bar{\mu} \gamma^\mu P_L \tau) (\bar{\mu} \gamma_\mu P_R \mu) + C_{\text{VRL}} (\bar{\mu} \gamma^\mu P_R \tau) (\bar{\mu} \gamma_\mu P_L \mu) + \text{h.c.} \right\} \end{aligned}$$

LFV τ decays

- Vector Model: $C_{VLR} = C_{VRL} = 0.3$ with all other couplings vanishing.
- Scalar Model: $C_{SLL} = C_{SRR} = 1$ with all other couplings vanishing.
- Dipole Model: $C_{DL} = C_{DR} = 0.1$ with all other couplings vanishing.

$\Lambda = 1 \text{ TeV}$

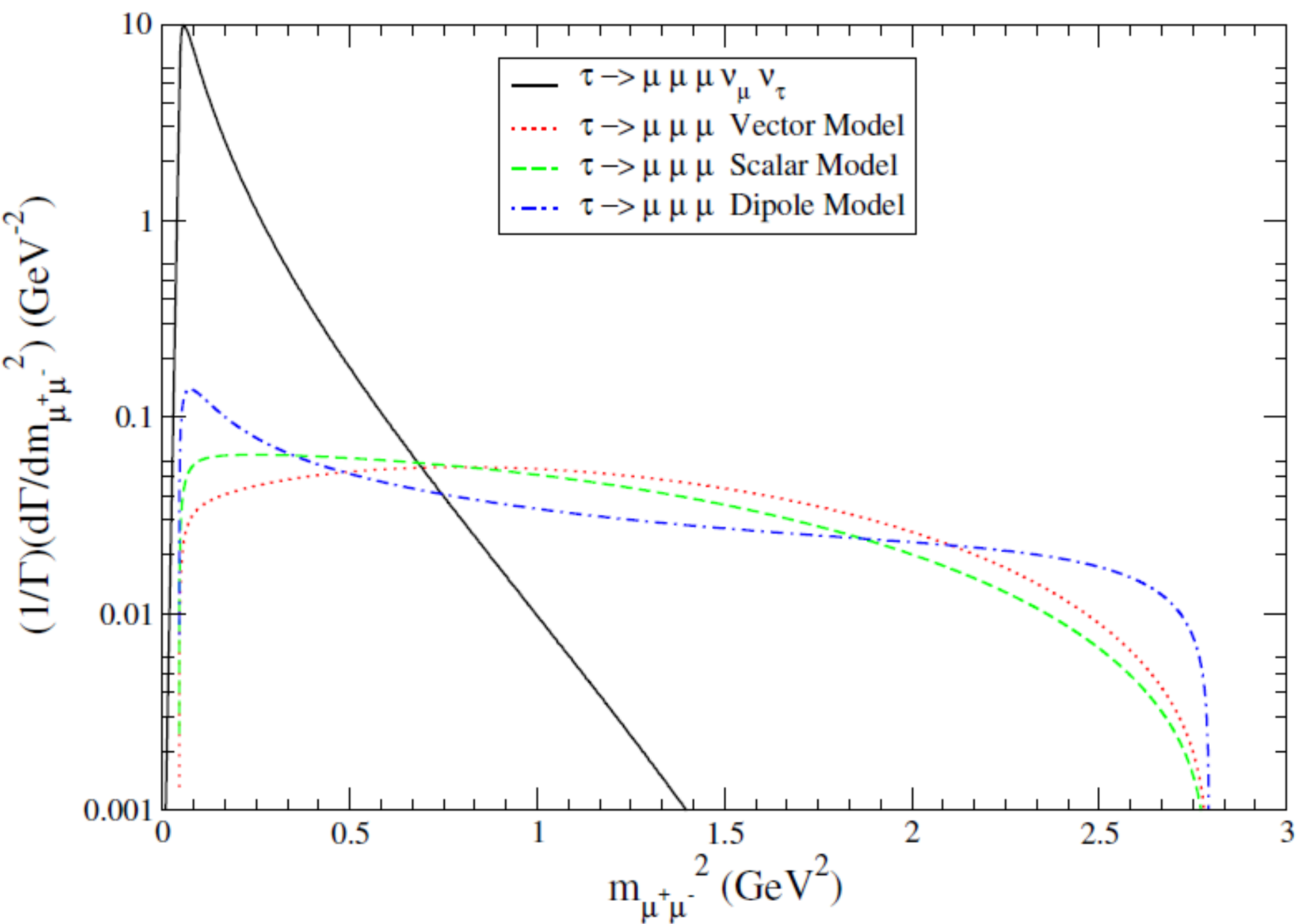
(According to Celis, Cirigliano and Passemar '14)

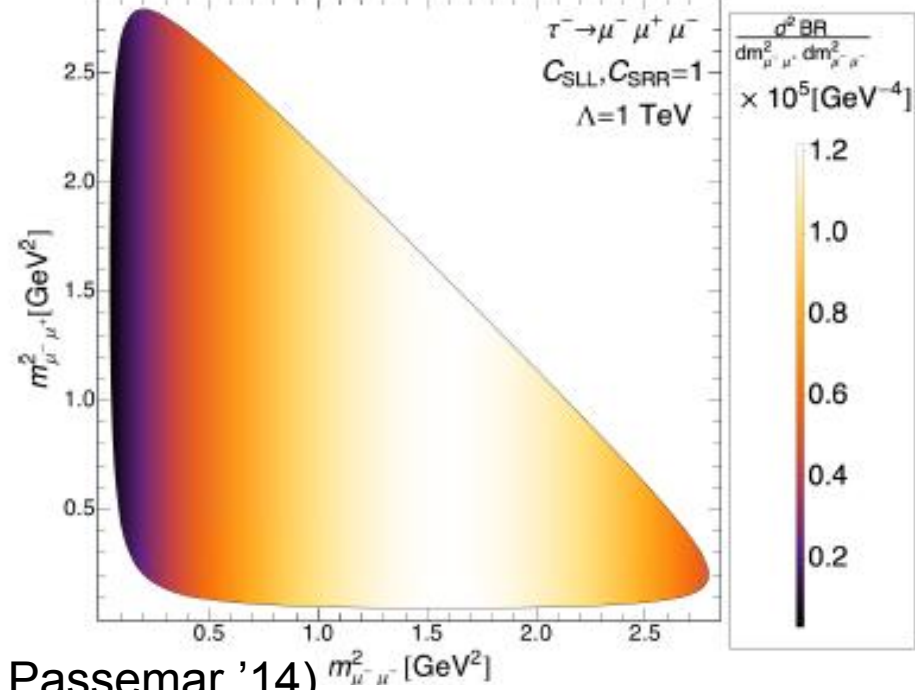
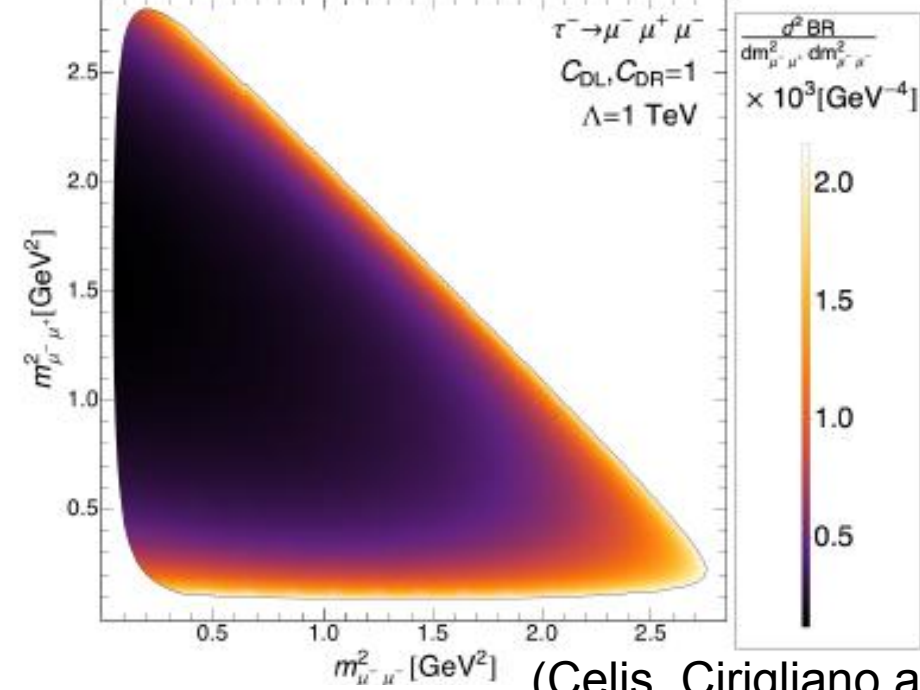
Channel	Current upper limit (UL) [24, 44]	S/B (UL)	Expected UL [45]
$\text{BR}(\tau^- \rightarrow e^- e^+ e^-)$	$1.4 \cdot 10^{-8}$	$\sim 3 \cdot 10^{-4}$	$\sim 10^{-9}$
$\text{BR}(\tau^- \rightarrow e^- \mu^+ \mu^-)$	$1.6 \cdot 10^{-8}$	~ 0.1	$\sim 10^{-9}$
$\text{BR}(\tau^- \rightarrow \mu^- e^+ e^-)$	$1.1 \cdot 10^{-8}$	$\sim 6 \cdot 10^{-4}$	$\sim 10^{-9}$
$\text{BR}(\tau^- \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-)$	$1.2 \cdot 10^{-8}$	~ 0.1	$\sim 10^{-9}$
$\text{BR}(\mu^- \rightarrow e^- e^+ e^-)$	$1.0 \cdot 10^{-12}$	$\sim 3 \cdot 10^{-8}$	$\sim 10^{-16}$

Table 2. Current and expected signal to background ratios in LFV $L^- \rightarrow \ell^- \ell'^+ \ell'^-$ searches. The expected UL is also shown for reference.

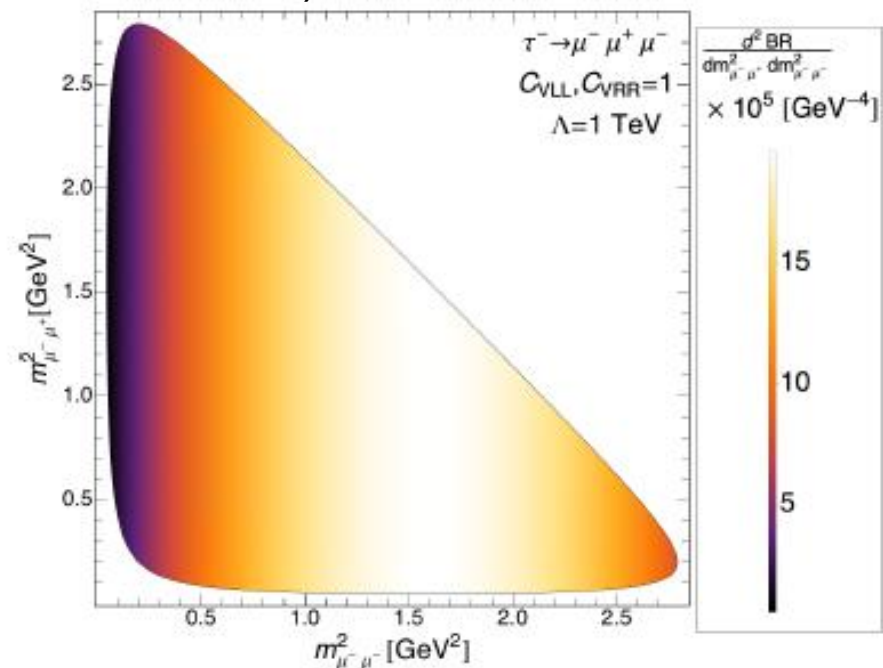
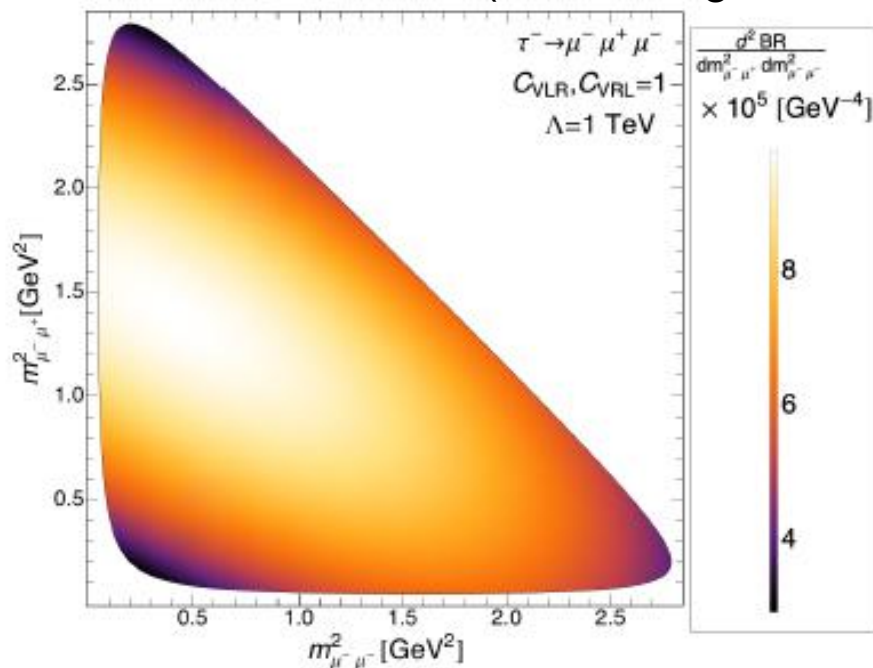


HFAG Report 12/14 for τ 's and PDG for μ 's





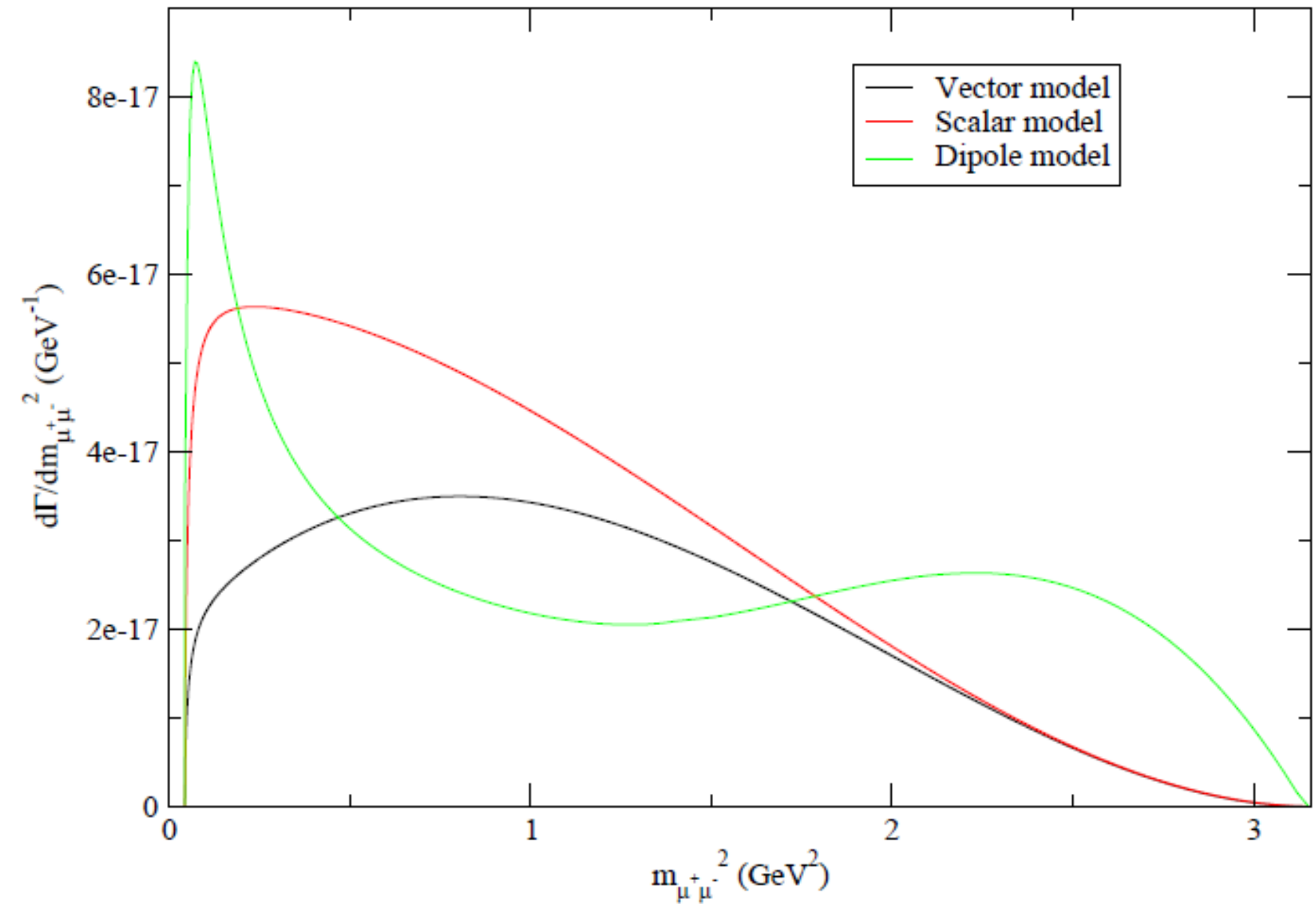
(Celis, Cirigliano and Passemar '14)

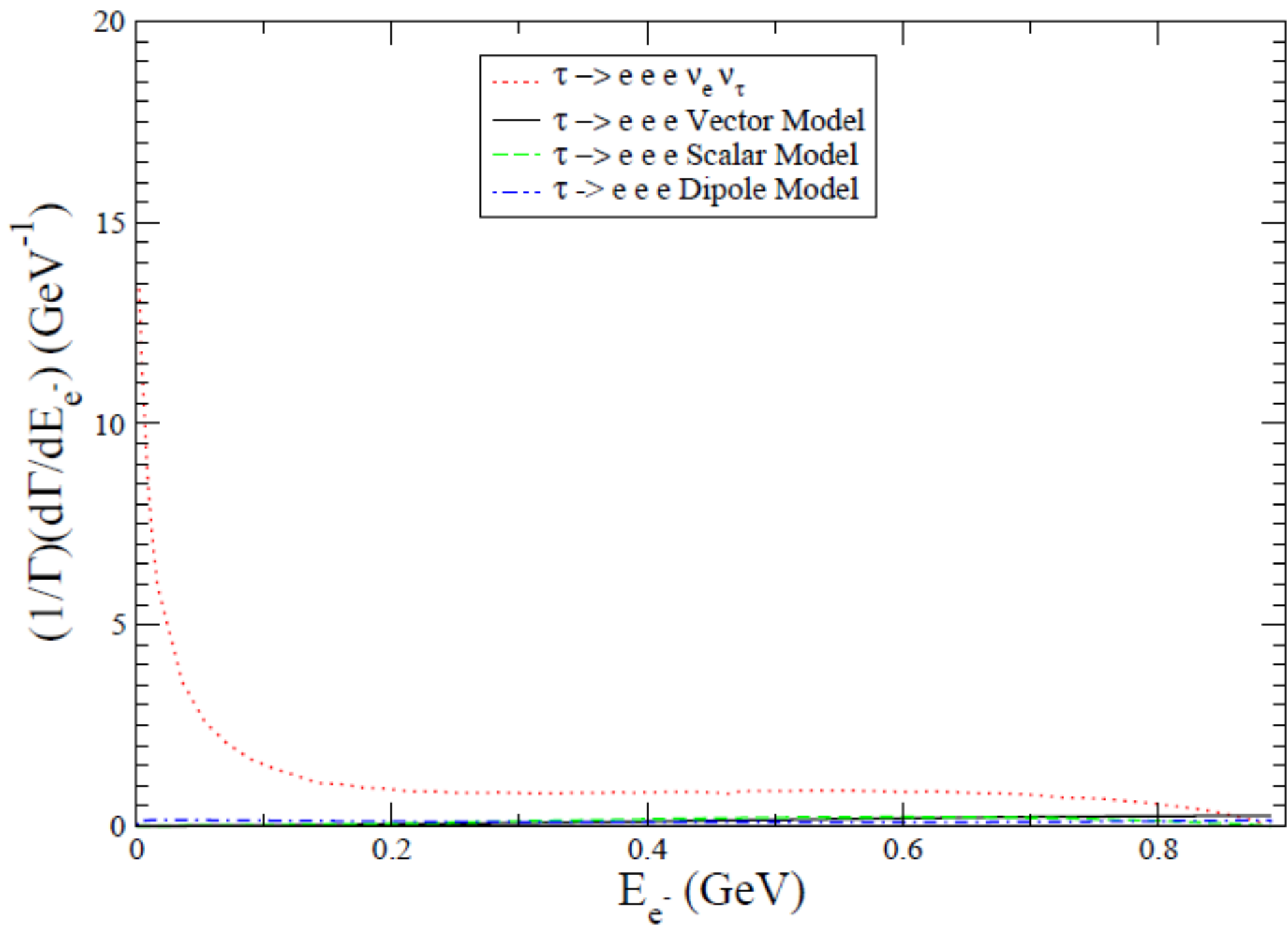


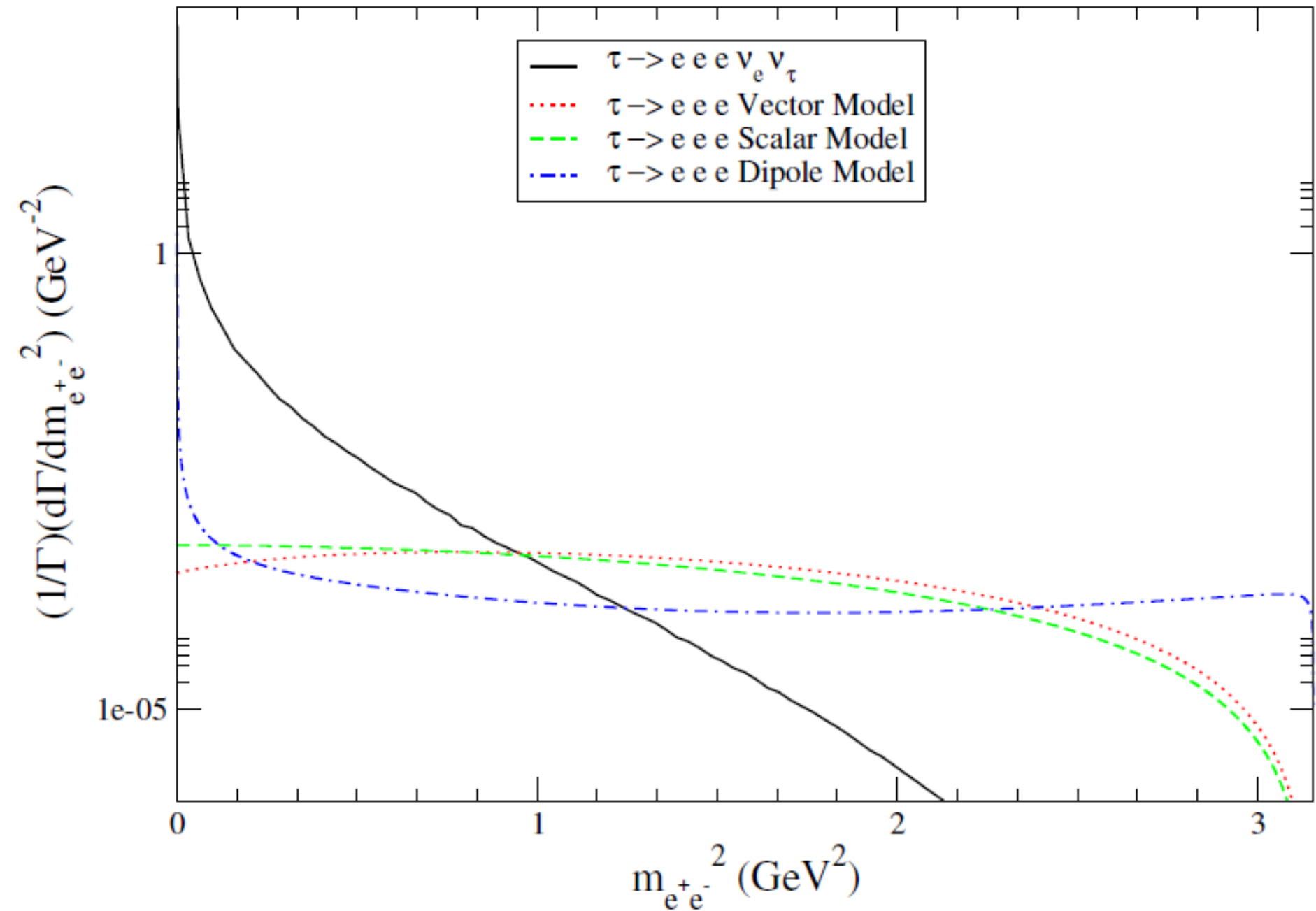
Desintegraciones multileptónicas

Pablo Roig (Cinvestav)

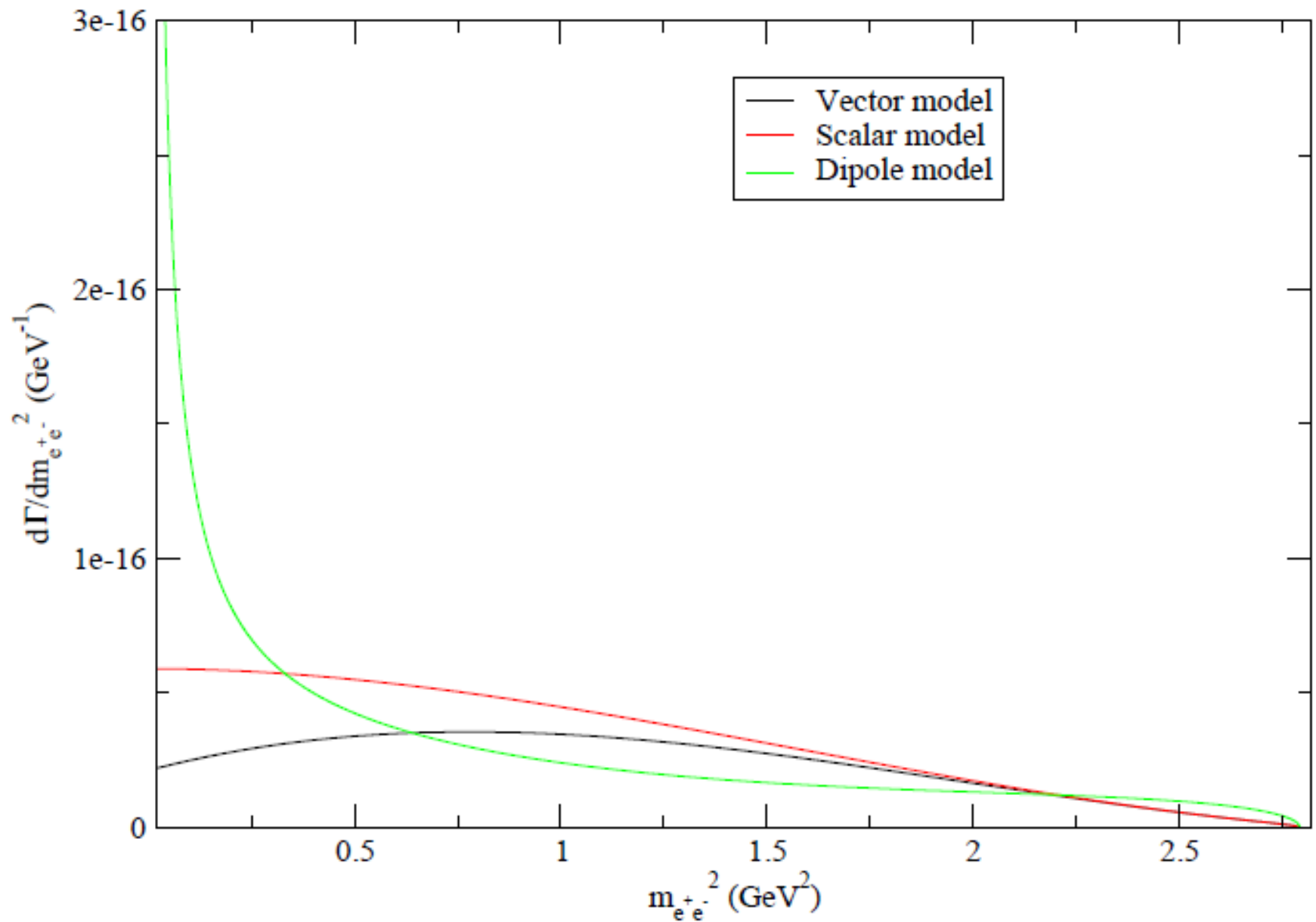
$\tau \rightarrow e \mu \mu$

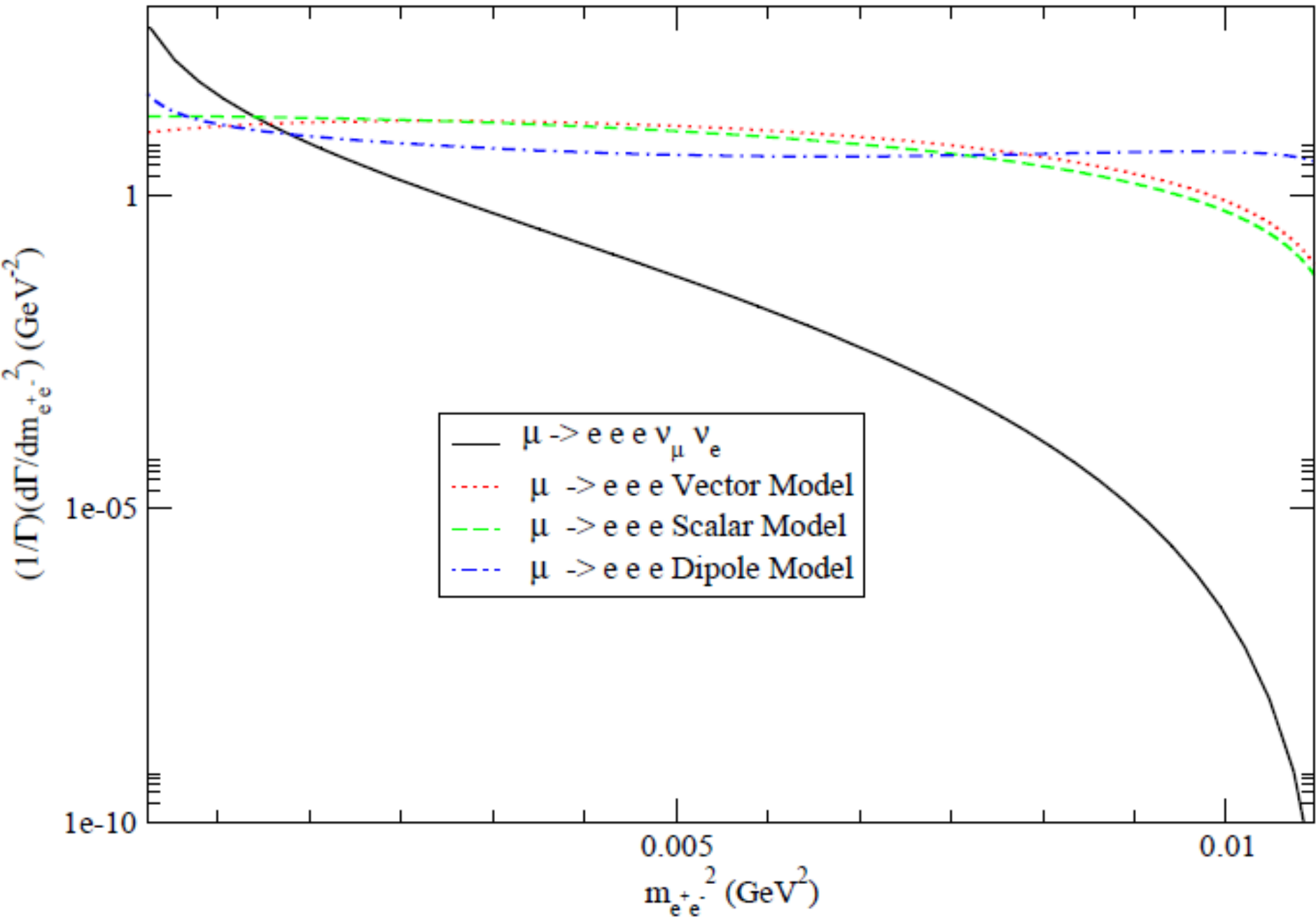




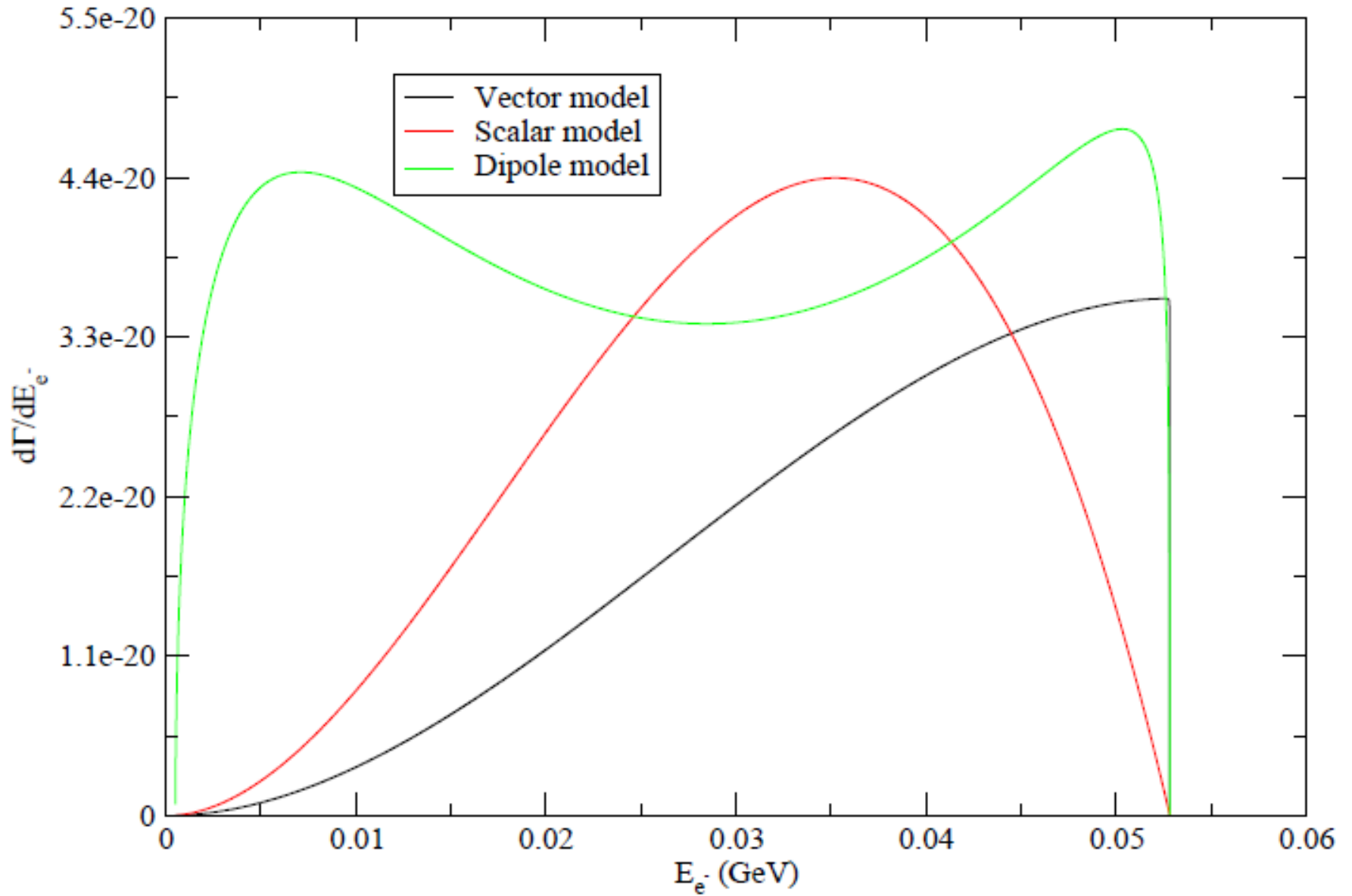


$\tau \rightarrow \mu e e$





$\mu \rightarrow eee$



Publicidad

Taller de Integración de Física Teórica y Experimental de la RED-FAE

27-29 de agosto de 2015, León Guanajuato

Grupos de colaboración sobre temas específicos

1. Principios fundamentales (Luis Urrutia, ICN-UNAM)
 2. QCD (Aurore Courtoy, Cinvestav)
3. Materia oscura (Eric Vázquez Jáuregui, IF-UNAM)
 4. Energía oscura (Gustavo Niz, Guanajuato)
 5. BSM & EW (Eduardo Peinado, IF-UNAM)
 6. Neutrinos (Juan Barranco, Guanajuato)
7. Astropartículas (AE) (Juan Carlos Arteaga, UMSNH)
 - 8. Física de sabor** (PR, Cinvestav)
9. Materia en condiciones extremas (Alejandro Ayala, ICN-UNAM)

Publicidad

Encuesta "Reunión de grupo de trabajo "Física de sabor", RED-FAE" <http://doodle.com/poll/9b7ckm542hbztutd>

	octubre 2015						noviembre 2015					
	vie 9	sáb 10	vie 16	sáb 17	vie 23	sáb 24	vie 13	sáb 14	vie 20	sáb 21	vie 27	sáb 28
Pablo Roig	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK
Melina Gómez Bock		OK		OK		OK		OK		OK		OK
Aurore Courtoy	OK		OK				OK	OK	OK	OK	OK	OK
Mauro Napsuciale											OK	OK
Sergio Tostado			OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK	OK
Libertad Barrón Palos	OK		OK									
Adolfo Guevara	OK	OK	OK	OK			OK	OK	OK	OK	OK	OK
Isabel Domínguez											OK	OK
Michel Villanueva											OK	OK
Diana Rivera			OK	OK			OK	OK	OK	OK	OK	OK
Heriberto Castilla												OK
Eduard de la Cruz												OK
Iván Heredia												OK
Alberto Sánchez												OK
Francisco Vicente Flores		OK		OK		OK		OK		OK		OK
Miguel Ángel Pérez												OK
Gabriel López (Skype)												OK
Rubén Flores Mendieta												OK
Estela Garcés												OK
Ricardo López												OK
Pedro Podesta												OK
David Rodríguez												OK
Eduardo Peinado												OK

Invitación a quienes trabajen en **física de sabor** (y no estén en otra RED) a unirse y asistir a la **reunión del 28-N** en el Hotel Fontán Reforma, **México DF.**

Reunión general de la RED-FAE en Guanajuato 1era semana de Diciembre

Desintegraciones multileptónicas

Pablo Roig (Cinvestav)

CONCLUSIONES

- **Primer cálculo de las desintegraciones de un leptón (con o sin polarizar) a 5 leptones guardando masas de los leptones cargados.**

CONCLUSIONES

- **Primer cálculo de las desintegraciones de un leptón (con o sin polarizar) a 5 leptones guardando masas de los leptones cargados.**
- **Establecimiento del formalismo para evaluar factores de forma y correlaciones de espín-momento en SM y análisis EFT.**
- **Eso hace posible un análisis de precisión de la estructura V-A y de LU con datos de Belle(-II)[col. con Denis Epifanov]/PEN.**

CONCLUSIONES

- **Primer cálculo de las desintegraciones de un leptón (con o sin polarizar) a 5 leptones guardando masas de los leptones cargados.**
- **Establecimiento del formalismo para evaluar factores de forma y correlaciones de espín-momento en SM y análisis EFT.**
- **Eso hace posible un análisis de precisión de la estructura V-A y de LU con datos de Belle(-II)[col. con Denis Epifanov]/PEN.**
- **Hemos considerado en detalle los fondos que suponen estos procesos (SM) en búsquedas de LFV $L \rightarrow 3l$**

Entre otras, las actividades a realizar por los grupos son las siguientes:

- Generar un catálogo de posibilidades de colaboración.
- Integrar a expertos externos en el tema al grupo de trabajo.
- Organización de Mini-talleres temáticos.
- Creación de página web del grupo en la página de la Red FAE (disponible esta semana). Usarla para actividades de comunicación: vinculación internacional, actividades del grupo, estancias posdoctorales.
- Organización de conferencia temática de tradición en el tema.
- Identificación y seguimiento (de preferencia participación) en experimentos prioritarios.
- Diseño de programas nacionales de formación de estudiantes en el área y en el tema.
- Estudio de una propuesta para un experimento de bajo costo y potencial de alto impacto en México.

1. La Red FAE debe ser un organismo con poder gestor, consultor, coordinador de las actividades del área en el estilo del HEPAP, CPAN IPP.
2. Escenario inmediato de los recursos es incierto. Es necesario cabildear para que los proyectos sean multianuales.
3. Conveniencia de realizar un “Día de Puertas Abiertas de la Red FAE para Empresarios” .
4. Análisis alternativos de datos de experimentos que ya son públicos.
5. Mantener las grandes colaboraciones multipropósito y buscar hacerse de análisis poco competidos y de alto potencial de impacto.
6. Continuar el proceso de cabildeo para un Laboratorio Nacional de Física de Altas Energías.