

# Radiación de transición de los neutrinos

J. C. D'Olivo   J. A. Loza

Instituto de Ciencias Nucleares  
Universidad Nacional Autónoma de México

Seminario de altas energías

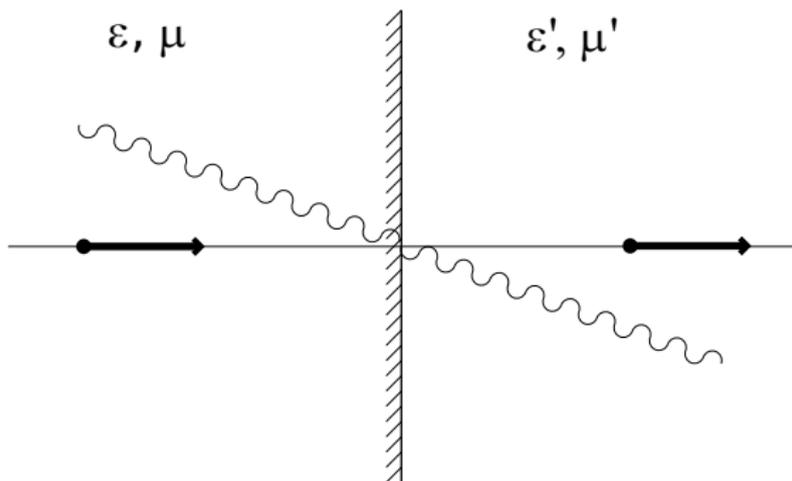
# Outline

- 1 Radiación de transición
- 2 Propiedades electromagnéticas de los neutrinos
- 3 Radiación de transición de los neutrinos
- 4 Conclusiones

# Introducción

La radiación de transición (TR) se emite cuando una partícula cargada atraviesa la interfase entre dos medios con propiedades electromagnéticas distintas. De manera más general cuando la partícula se mueve a través de un medio no homogéneo. (Ginzburg y Frank, 1945)

# TR geometría



## Características principales

- La radiación se emite primordialmente en la dirección del movimiento de la partícula.
- La energía radiada de manera general es proporcional al cuadrado de la carga  $q$  y a la energía de la partícula incidente  $E$ .

$$S \propto q^2 E$$

- Por estas características es usada ampliamente en detectores.
- Es producida incluso por partículas neutras con momentos dipolares.
- La radiación desaparece si la interfase cambia de manera gradual.

# Introducción

- Neutrino EM properties are of relevance in a variety of physical, astrophysical, and cosmological contexts. (Giunti and Studenikin, Phys. Atom. Nucl. 32, 2089, 2009)
- There is no evidence confirming a nonzero value for any of these properties.
- In the SM (minimally extended to accommodate neutrino masses)

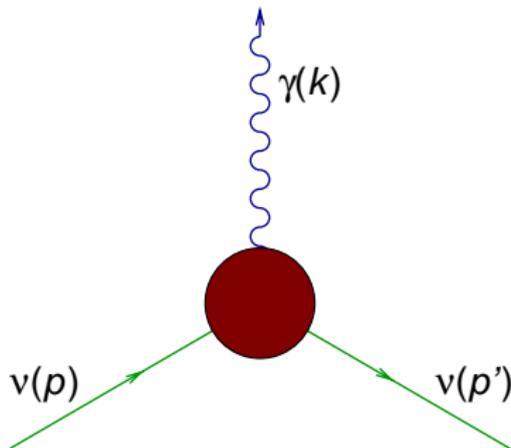
$$\mu_\nu \approx 3 \times 10^{-19} \frac{\mu_B}{1\text{eV}}$$

- Observed deviations from the predictions of the SM would have a profound implication for the search of new physics.

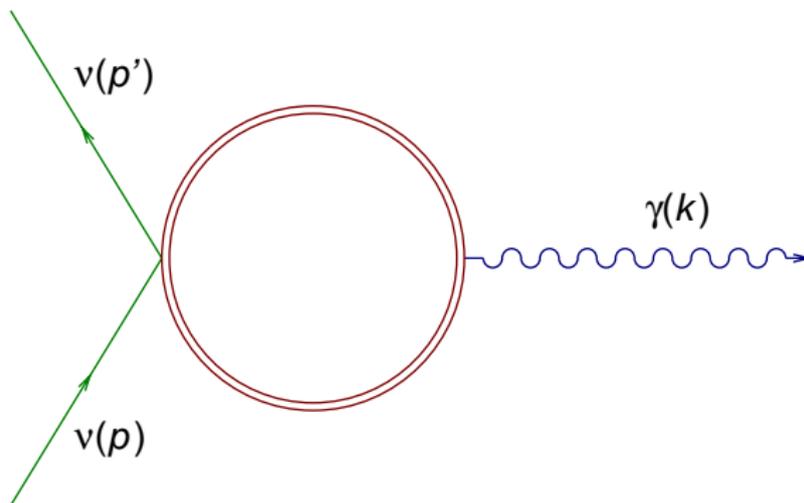
# Límites experimentales para $\mu_\nu$

- Límites de laboratorio,  $\nu_e - e$  scattering
  - Neutrinos de reactores  
 $\mu_\nu < 3,2 \times 10^{-11} \mu_B$  (GEMMA, 2009)
  - Neutrinos solares  
 $\mu_\nu < 5,4 \times 10^{-11} \mu_B$  (Borexino, 2008)
- Restricciones astrofísicas
  - Análisis de la energía perdida durante el colapso de SN.  
(Ayala, Torres & JCD, 1999)  
 $\mu_\nu < 3 \times 10^{-12} \mu_B,$

Por medio de su interacción con los partículas cargadas del medio, los neutrinos adquieren un acoplamiento efectivo con el campo electromagnético



If we are performing a calculation to the leading order in Fermi constant  $G_F$ , all the relevant Feynmann diagrams can be represented by the single one shown below



# Procesos electromagnéticos de los neutrinos

- Decaimiento de plasmones (Adams, Ruderman, & Woo (1963)  $\gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}$ )

Mecanismo de pérdida de energía de los neutrinos en gigantes rojas, supernovas y en el centro de enanas blancas.

- Decaimiento del neutrino  $\nu \rightarrow \nu' + \gamma$
- Radiación Cherenkov  $\nu \rightarrow \nu + \gamma$

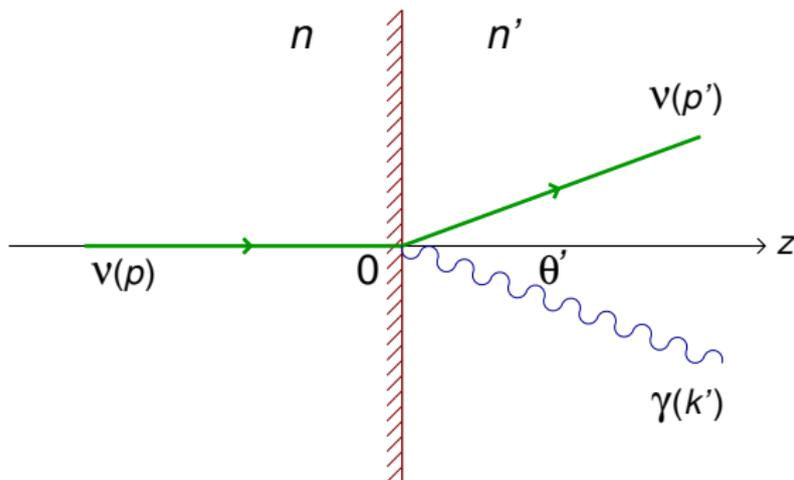
(J. F. Nieves, P. B. Pal, & JCD, 365, 178 (1996)).

Es posible cuando  $n > 1$  and  $v > 1/n$ , donde  $n$  es el índice de refracción del medio y  $v$  la velocidad del neutrino.

## Radiación de transición

Existen distintos mecanismos por los cuales los neutrinos pueden emitir TR.

- TR emitida por momentos dipolares intrínsecos (magnético, eléctrico, toroidal). Se ha propuesto la construcción de detectores de TR medir  $\mu_\nu$ . (M. Sakuda, 1994).
- TR emitida por los neutrinos debido a su interacción electromagnética efectiva en la materia (A. Loza, JCD, SILFAE 2010)



En el sistema de referencia del medio los neutrinos se mueven en la dirección  $z$ , perpendicular a la interfase:  $p^\mu = (\mathcal{E}, \wp)$  con  $\wp = |\wp|$ .

La probabilidad de transición es

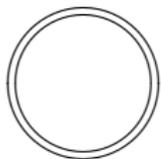
$$d\mathcal{W} = \frac{Vd^3\wp'}{(2\pi)^3} \frac{Vd^3\kappa'}{(2\pi)^3} |S_{fi}|^2,$$

donde  $S_{fi} = 0$  para  $z > 0$ .

$$|S_{fi}|^2 = \frac{\pi^3}{vV^2} \frac{|\mathcal{M}|^2}{\mathcal{E}\mathcal{E}'\omega} \delta(\wp_x - \wp'_x - \kappa_x) \delta(\wp_y - \wp'_y - \kappa_y) \\
 \times \delta(\mathcal{E} - \mathcal{E}' - \omega) \left| \int_{-\ell/2}^0 dz \exp[i(\wp - \wp'_z - \kappa_z)z] \right|^2.$$

$V$  es el volumen de la región de transición.

## Calculo a un loop



$$= -\frac{\sqrt{2}G_F}{e} a (\pi_{\mu\nu} + \pi_A P_{\mu\nu}) \quad a = \sin^2 \theta_W \pm 1/2$$

$$\pi_{\mu\nu}(k) = \pi_T R_{\mu\nu} + \pi_L Q_{\mu\nu}$$

$$R_{\mu\nu} = \gamma_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2} - Q_{\mu\nu}$$

$$Q_{\mu\nu} = -\frac{k^2}{K^2} \left( u_\mu - \frac{\omega k_\mu}{k^2} \right) \left( u_\nu - \frac{\omega k_\nu}{k^2} \right)$$

$$P_{\mu\nu} = i\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k^\alpha k^\beta$$

## Amplitud para $\nu\nu\gamma$

La amplitud para  $\nu\nu\gamma$  está dada por

$$\mathcal{M} = -i \frac{\sqrt{2}G_F}{e} \epsilon_{(s)}^\mu \bar{u}(p') [(\pi_T R_{\mu\nu} + \pi_L Q_{\mu\nu} + \pi_A P_{\mu\nu}) \gamma^\nu L] u(p).$$

Para **fotones transversales**, tenemos

$$\epsilon^\mu Q_{\mu\nu} = 0,$$

Como  $k = p - p'$ , usando la ecuación de Dirac

$$\gamma^\nu k_\nu u(k) = \bar{u}(p') \gamma^\nu p'_\nu = 0,$$

Finalmente

$$\mathcal{M} = -i \frac{\sqrt{2}G_F}{e} \epsilon^\mu \bar{u}(p') (\pi_T g_{\mu\nu} + \pi_A P_{\mu\nu}) \gamma^\nu L u(p)$$

## Carga efectiva de los neutrinos en un medio

- Puede mostrarse que  $\pi_A \leq \pi_T \sqrt{\frac{\alpha}{3\pi}}$ ,

$$\Rightarrow \mathcal{M} = -i \frac{\sqrt{2} G_F}{e} \epsilon^\mu \pi_T \bar{u}(p') \gamma_\mu L u(p)$$

- Para  $\omega \gg \omega_p$ , donde  $\omega_p$  es la frecuencia del plasma

$$\pi_T = \omega^2 - K^2 \cong m_T^2 \propto \omega_p^2$$

- Los neutrinos se acoplan a los fotones transversales como si tuvieran una carga

$$q_\nu = \frac{3G_F a \omega_p^2}{\sqrt{2}e}$$

Por ejemplo, en el núcleo de helio de una gigante roja

$$q_\nu \sim 6,4 \times 10^{-14} e$$

Integrando sobre  $d^3\varphi'$  la energía que se emite al vacío es

$$\frac{d^2\mathcal{S}}{d\omega d\theta'} = \omega \frac{d^2\mathcal{W}}{d\omega d\theta'} = \frac{1}{32\pi^2 v} \frac{\omega^2 |\overline{\mathcal{M}}|^2 \sin\theta'}{\mathcal{E}_{\varphi'_z} (\kappa_z + \varphi'_z - \varphi_z)^2}, \quad (1)$$

- $\kappa_z = \kappa \cos\theta$
- $\varphi'_z = \sqrt{\varphi^2 - 2\mathcal{E}\omega + \omega^2 \cos^2\theta'}$ .
- $\theta'$  ángulo que forma el fotón emitido con el eje z.



## Dist. espectral de la TR

$$\frac{dS}{d\omega} = \frac{\mathcal{N}}{v} \frac{G_F^2}{32\pi^3\alpha} \omega^2 \alpha^2 |\pi_T|^2 \mathcal{F}(\omega),$$

donde

$$\mathcal{F}(\omega) = \int_0^1 \frac{d\zeta}{\sqrt{1 - n^2(1 - \zeta^2)}} \left[ \frac{\wp - \omega - \wp'_z \zeta^2 + \kappa \zeta(1 - \zeta^2)}{\wp'_z(\wp'_z + \kappa \zeta - \wp)^2} \right],$$

$$\mathcal{F}(\omega) \cong \frac{1}{2\kappa^2} \left[ \left( 1 - \frac{\omega}{\wp} \right) \mathcal{I}(s) + \frac{\wp^2}{2\kappa^2} \left( \frac{\kappa^2}{\wp^2} - \frac{1}{2} + \frac{\varrho}{2} \right) \mathcal{J}(s) + \frac{\wp^2}{2\kappa^2} \left( \mathcal{L}(s) - \frac{s^2}{4} + \varrho \ln s + \frac{\varrho^2}{4s^2} \right) \right]_{s_0}^{s_1},$$

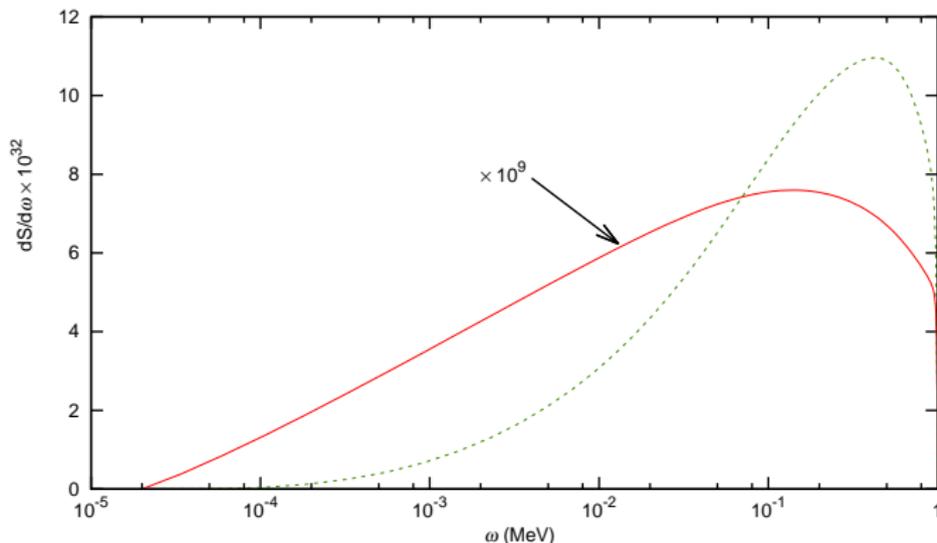
donde  $\varrho = [(\wp - \omega)^2 - \kappa^2]/\wp^2$ ,  $s_1 = (\wp - \omega + \kappa)/\wp$ ,  $s_0 = |\varrho|^{1/2}$ .

$$\mathcal{I}(s) = \frac{1 - \varrho}{1 - s} + \frac{\varrho}{s} + 2\varrho \ln(1 - s) - 2\varrho \ln s,$$

$$\mathcal{J}(s) = \frac{(1 - \varrho)^2}{1 - s} - \varrho^2 \left( \frac{2}{s} + \frac{1}{2s^2} \right) + (3\varrho + 1)(1 - \varrho) \ln(1 - s) + (3\varrho - 2)\varrho \ln s,$$

$$\mathcal{L}(s) = -s - \varrho^2 \left( \frac{1}{s} + \frac{1}{2s^2} \right) - (1 - \varrho)^2 \ln(1 - s) + (\varrho - 2)\varrho \ln s.$$

## Distribucion espectral de la energía



- (a) Gas clásico de electrones (polipropileno) con  $\omega_p = 20$  eV  
(b) Gas degenerado con  $\omega_p = 5$  KeV y  $v_F = 0,3$ ,

## Energía total radiada

Una vez integrado sobre  $\omega$  obtenemos  $\mathcal{S} \cong 6,6 \times 10^{-35} \text{ eV}$ .  
(D'Olivo & Loza 2012)

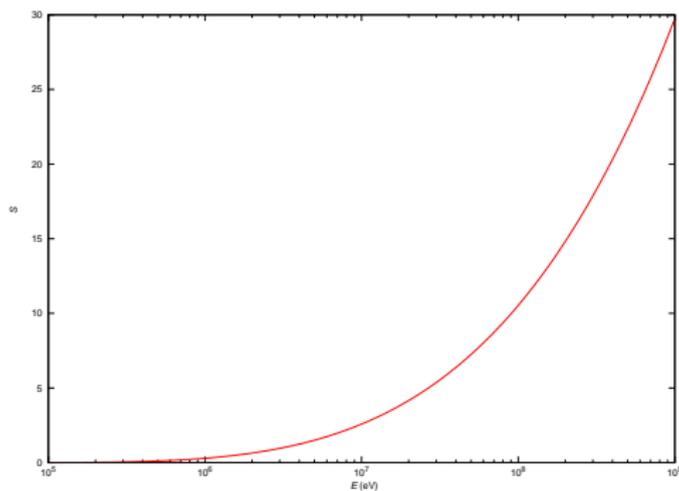
- En el caso de TR originada por un momento toroidal  $\mathcal{S}_T \cong 10^{-37} \text{ eV}$  por lo que  $\mathcal{S}/\mathcal{S}_T \approx 100$ .
- En el caso de TR originada por un dipolo magnético  $\mu_\nu$

$$\mathcal{S}_M = 4,5 \times 10^{-13} \left( \frac{\mu_\nu}{\mu_B} \right)^2 \mathcal{E}$$

Si exigimos que  $\mathcal{S}_M = \mathcal{S}$  entonces  $\mu_\nu = 1,2 \times 10^{-14} \mu_B$ .

## Dependencia de S con E

$$S \propto \omega_p^4 \mathcal{E} \ln\left(\frac{\mathcal{E}}{\omega_p}\right) \propto q_\nu^2 \mathcal{E} \ln\left(\frac{\mathcal{E}}{\omega_p}\right)$$



# Conclusiones

- Hemos considerado un fenómeno no discutido previamente y ocurre en el ámbito del modelo estándar. Tendría lugar aun en el caso de neutrinos sin masa.
- $S_M > S$  para valores de  $\mu_\nu$  cercanos a los límites experimentales actuales. Sin embargo, estas cotas pudieran ser muy pobres.
- La radiación emitida se incrementa grandemente, si en lugar de un plasma clásico, consideramos un plasma degenerado similar a los que tienen lugar en objetos estelares.
- Son necesarios estudios adicionales para entender de mejor manera las implicaciones en sistemas astrofísicos.
- Fenómenos nuevos: por ejemplo TR debida a oscilaciones.