

# Astrofísica de altas energías

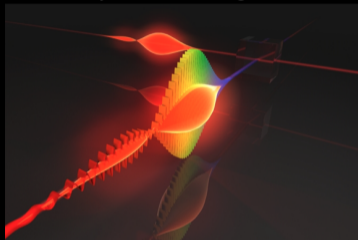
## 1. Partículas y procesos de altas energías

Alberto Carramiñana  
INAOE

Tonantzintla, 25 de enero de 2024

# Astrofísica de altas energías - astrofísica multi-mensajero

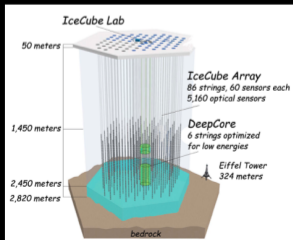
## Luz y ondas electromagnéticas



## Partículas cósmicas



## Neutrinos



## Ondas gravitacionales



# 1. Partículas y procesos de altas energías

## 1.1. Partículas e interacciones

§1. Modelo estándar; §2. Partículas de interés astrofísico; §3. Interacciones; §4. Producción de rayos gamma.

## 1.2. Procesos electrodinámicos

§1. Interacciones electrón - fotón; §2. Diagramas de Feynman; §3. Aniquilación; §4. Producción de pares; §5. Compton; §6. Procesos de un vértice.

## 1.3. Interacciones nucleares

§1. Decaimiento radiactivo; §2. Partículas §3. Colisiones; §4. Producción y decaimiento de piones.

## 1.4. Neutrinos y decaimiento beta

§1. Neutrinos; §2. Decaimiento beta.

# 1.1. Partículas astrofísicas - modelo estándar

mass →	≈2.3 MeV/c <sup>2</sup>	≈1.275 GeV/c <sup>2</sup>	≈173.07 GeV/c <sup>2</sup>	0	≈126 GeV/c <sup>2</sup>
charge →	2/3	2/3	2/3	0	0
spin →	1/2	1/2	1/2	1	0
	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>g</b> gluon	<b>H</b> Higgs boson
<b>QUARKS</b>	≈4.8 MeV/c <sup>2</sup>	≈95 MeV/c <sup>2</sup>	≈4.18 GeV/c <sup>2</sup>	0	
	-1/3	-1/3	-1/3	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b>γ</b> photon	
	0.511 MeV/c <sup>2</sup>	105.7 MeV/c <sup>2</sup>	1.777 GeV/c <sup>2</sup>	91.2 GeV/c <sup>2</sup>	
	-1	-1	-1	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
	<b>e</b> electron	<b>μ</b> muon	<b>τ</b> tau	<b>Z</b> Z boson	
<b>LEPTONS</b>	<2.2 eV/c <sup>2</sup>	<0.17 MeV/c <sup>2</sup>	<15.5 MeV/c <sup>2</sup>	80.4 GeV/c <sup>2</sup>	
	0	0	0	±1	
	1/2	1/2	1/2	1	
	<b>ν<sub>e</sub></b> electron neutrino	<b>ν<sub>μ</sub></b> muon neutrino	<b>ν<sub>τ</sub></b> tau neutrino	<b>W</b> W boson	
				<b>GAUGE BOSONS</b>	

Algunas partículas no elementales de interés para este curso,

$$p = uud, \quad n = udd, \\ \pi^+ = ud, \quad \pi^0 = d\bar{d} + u\bar{u}.$$

## 1.1. Partículas astrofísicas - partículas comunes

Partícula	Tipo	Masa	Decaimiento	$\tau$
Electrón ( $e^\pm$ )	Leptón	0.511 MeV	No	$\infty$
Muón ( $\mu^\pm$ )	Leptón	105.6 MeV	$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$	$2.2 \times 10^{-6} \text{ s}$
Protón ( $p^\pm$ )	Hadrón - barión	938.272 MeV	No	$\infty$
Neutrón (n)	Hadrón - barión	939.565 MeV	$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$	$881.5 \pm 1.5 \text{ s}$
Pión ( $\pi^\pm$ )	Hadrón - mesón	139.6 MeV	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	$2.6 \times 10^{-8} \text{ s}$
Pión ( $\pi^0$ )	Hadrón - mesón	135 MeV	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	$8.4 \times 10^{-17} \text{ s}$

Tabla 1: Algunas de las partículas más comunes.

## 1.1. Partículas astrofísicas - interacciones

Interacción	Partícula	Ejemplo	Mediador
Nuclear fuerte	Entre hadrones (quarks)	$p + N \rightarrow p + N + \pi$ $p + \gamma \rightarrow p + \gamma + \pi$	Gluón
Nuclear débil	Leptones (neutrinos)	$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$ $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	Bosones $W^\pm, Z^0$
Electromagnética	Leptones, hadrones (quarks)	$e + \gamma \rightarrow e + \gamma$ $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ $e^- + e^+ \rightarrow p^- + p^+$	Fotón

Tabla 2: Interacciones entre partículas.

## 1.1. Partículas y procesos - producción de rayos gamma

Proceso	Interacción	Involucra	Rango
Aniquilación	EM	$ee \rightarrow \gamma\gamma$	$\leq 0.511$ MeV
Bremsstrahlung	EM	Eficiente con electrones	MeV, GeV
Sincrotrón	EM	Secundario en altas energías	keV, MeV
Compton	EM	Muy eficiente con electrones	hasta 10s TeV
Decaimiento radioactivo	Fuerte	Radiación $\alpha, \beta, \gamma$	keV, MeV
Colisiones nucleares	Fuerte	Vía decaimiento de $\pi^0$	Hasta PeV

## 1.2. Procesos electromagnéticos - interacción electrón-fotón

- ▶ La interacción electrón y fotón juega un papel fundamental en astrofísica - no sólo a altas energías.
- ▶ Interacciones directas:
  - aniquilación:  $ee \rightarrow \gamma\gamma$ ,
  - producción de pares:  $\gamma\gamma \rightarrow ee$ ,
  - dispersión Compton:  $\gamma e \rightarrow \gamma e$ .
- ▶ Se describen cinemáticamente bajo la conservación de energía-momento.
- ▶ Se representan mediante diagramas de interacción  $\rightarrow$  diagramas de Feynman.
  - Los diagramas de Feynman son una guía para los cálculos de secciones eficaces.
  - Se construyen combinando el diagrama de interacción fundamental.





## 1.2. Procesos electromagnéticos - diagramas

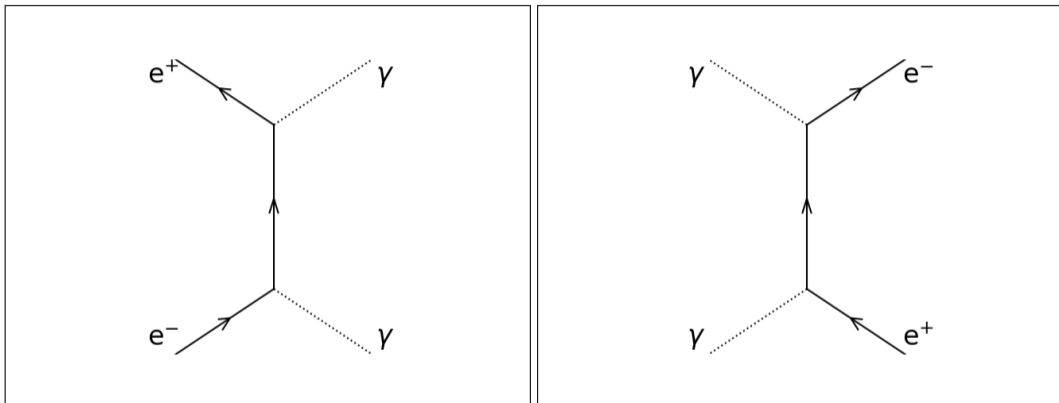


Figura 1: Izquierda: aniquilación  $ee \rightarrow \gamma$ ; derecha: producción de pares:  $\gamma\gamma \rightarrow ee$ . Ambas interacciones involucran un electrón virtual.

## 1.2. Procesos electromagnéticos - diagramas

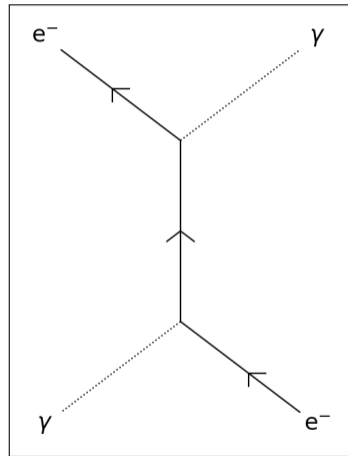
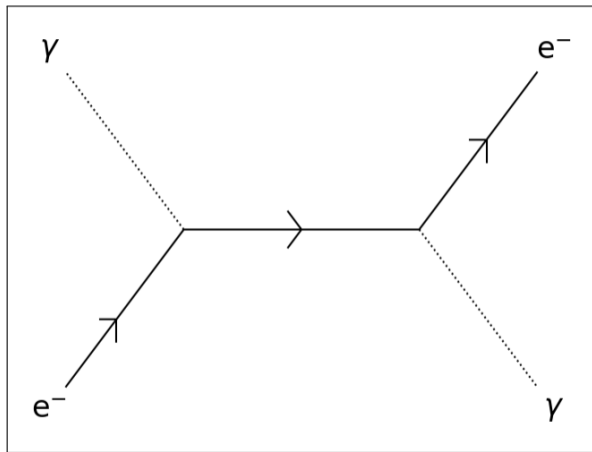


Figura 2: Se emplean dos diagramas para representar la dispersión Compton.

## 1.2. Procesos electromagnéticos - aniquilación, $e^+ e^- \rightarrow \gamma \gamma$

- ▶ La conservación de energía - momento ( $\hbar = mc = 1$ ; escala  $\lambda_c = \hbar/mc$ ),

$$\begin{pmatrix} \gamma_1 + \gamma_2 \\ \gamma_1 \vec{\beta}_1 + \gamma_2 \vec{\beta}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \omega_1 + \omega_2 \\ \omega_1 \hat{k}_1 + \omega_2 \hat{k}_2 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

tiene invariante

$$s = 2 + 2\gamma_1\gamma_2 (1 - \vec{\beta}_1 \cdot \vec{\beta}_2) = 2\omega_1\omega_2 (1 - \hat{k}_1 \cdot \hat{k}_2) \rightarrow s = 4\gamma^2 = 4\omega^2,$$

con  $(E, \vec{p}) = (2\gamma, 0) = (2\omega, 0)$ , en el centro de momento.

- ▶ En el CM se producen dos fotones con misma energía,  $\omega = \gamma \geq 1$ . Para  $\beta \rightarrow 1$  los fotones tienden a adquirir la orientación original de los electrones.
- ▶ La sección eficaz decrece con la velocidad relativa de las partículas en el CM,

$$\sigma = \pi r_e^2 \left( \frac{1 - \beta^2}{4\beta} \right) \left\{ \frac{3 - \beta^4}{\beta} \ln \left( \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) - 2(2 - \beta^2) \right\}, \quad (2)$$

con  $r_e = e^2/mc^2 = \alpha \lambda_c$ , radio clásico del electrón.

## 1.2. Procesos electromagnéticos - aniquilación, $e^+ e^- \rightarrow \gamma\gamma$

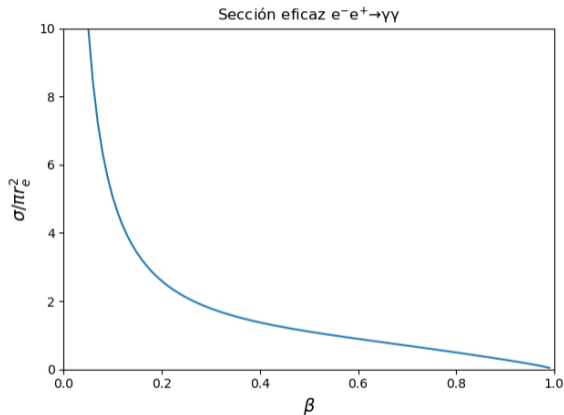
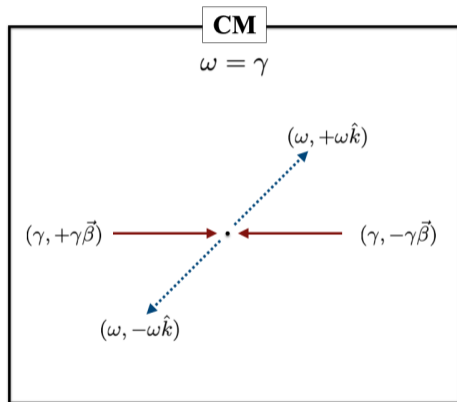


Figura 3: Izquierda: cinemática del proceso de aniquilación en el centro de momento. Derecha: sección eficaz en términos de la velocidad del par en dicho marco de referencia.

## 1.2. Procesos electromagnéticos - aniquilación vía positronio

- ▶ El par  $e^-e^+$  puede formar transitoriamente un sistema ligado hidrogenoide denominado positronio.
- ▶ El estado base tiene dos configuraciones: para (espín  $s = 0$ ); orto (espín  $s = 1$ ).
- El parapositronio decae en dos fotones de 0.511 MeV cada uno (en el CM),

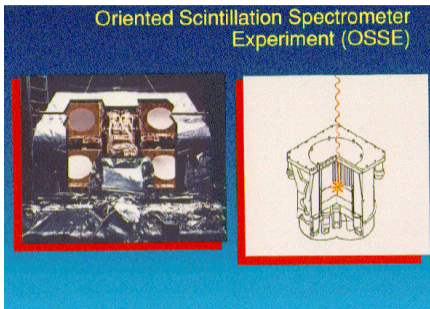
$$e^-e^+ \rightarrow 2\gamma \quad \Rightarrow \quad \tau = 2\alpha^{-5} \hbar/mc^2 = 1.23 \times 10^{-10} \text{ s},$$

con  $\alpha = e^2/\hbar c \simeq 1/137$  la constante de estructura fina.

- El momento angular de dos fotones es  $\neq 1$ , por lo que el ortopositronio no decae en dos fotones. El decaimiento es en tres fotones que suman 1.022 MeV (CM),

$$e^-e^+ \rightarrow 3\gamma \quad \Rightarrow \quad \tau \sim \alpha^{-6} \hbar/mc^2 = 1.4 \times 10^{-7} \text{ s}.$$

## 1.2. Procesos electromagnéticos - aniquilación en el plano Galáctico



Kinzer et al. (2001)

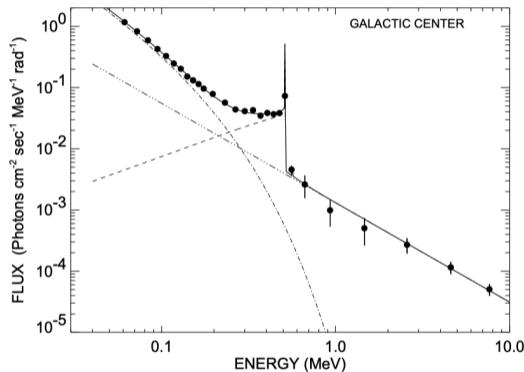
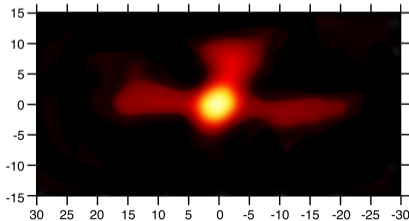


FIG. 2.—Composite spectra from the VP 5 and VP 16 Galactic center pointings at  $(l = 0^\circ, b = 0^\circ)$  and  $(l = 0^\circ, b = \pm 1.5^\circ)$ . Solid line is the best-fit composite model; dashed line shows the positron annihilation continuum model; dot-dashed line is the low-energy continuum component (power law times exponential); triple-dot-dashed line is the high-energy (cosmic-ray-induced) continuum component ( $\sim E^{-1.65}$ ).



## 1.2. Procesos electromagnéticos - producción de pares $\gamma\gamma \rightarrow ee$

- ▶ La producción de pares por dos fotones,  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ , sigue la misma relación de conservación de energía y momento que el proceso de aniquilación,

$$\begin{pmatrix} \omega_1 + \omega_2 \\ \omega_1 \hat{k}_1 + \omega_2 \hat{k}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_1 + \gamma_2 \\ \gamma_1 \vec{\beta}_1 + \gamma_2 \vec{\beta}_2 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

con invariante

$$s = -p_\alpha p^\alpha = 2\omega_1\omega_2 (1 - \hat{k}_1 \cdot \hat{k}_2) = 2 + 2\gamma_1\gamma_2 (1 - \vec{\beta}_1 \cdot \vec{\beta}_2) = 4\gamma^2. \quad (4)$$

- La interacción tiene umbral:  $s \geq 4$ .
- ▶ La sección eficaz se expresa como,

$$\sigma = \frac{\pi}{2} r_e^2 (1 - \beta^2) \left\{ (3 - \beta^4) \ln \left( \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) - 2\beta (2 - \beta^2) \right\}, \quad (5)$$

con  $\beta$  la velocidad del par en el CM. Se tiene la relación,

$$\sigma_{\gamma\gamma} = 2\beta^2 \sigma_{ee}.$$



## 1.2. Procesos electromagnéticos - producción de pares $\gamma\gamma \rightarrow ee$

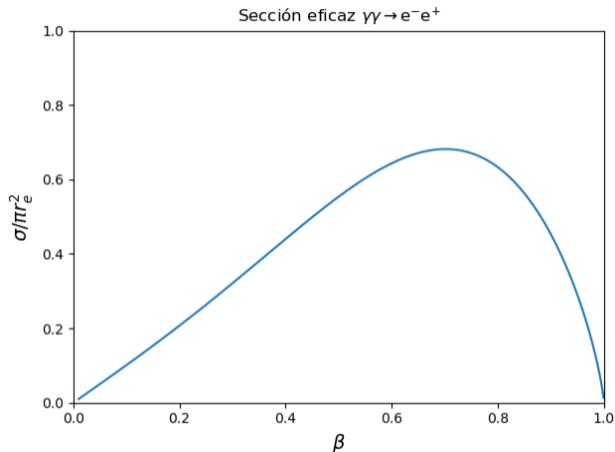


Figura 4: Sección eficaz del proceso  $\gamma\gamma \rightarrow ee$ , en función de  $\beta$ , la velocidad del par creado en el centro de momento.

## 1.2. Procesos electromagnéticos - producción de pares $\gamma\gamma \rightarrow ee$

- ▶ La producción de pares con fondos de radiación (CMB, EBL) es un proceso que limita el acceso a fuentes extragalácticas de rayos  $\gamma$  más allá del rango de TeV.
- ▶ El máximo en la sección eficaz  $\sigma_{\gamma\gamma}$  se da relativamente cerca del umbral de la interacción, en  $\beta \simeq 0.7 \Rightarrow \gamma \simeq 1.4$ , es decir

$$s = 2\omega_1\omega_2(1 - \hat{k}_1 \cdot \hat{k}_2) = 4\gamma^2 \simeq 8,$$

que se traduce en,

$$E_\gamma h\nu(1 - \cos\theta) \simeq 4 (mc^2)^2 \simeq 1 \text{ eV TeV}. \quad (6)$$

- ▶ Conociendo el campo de radiación,  $n_\nu$ , se calcula la opacidad sobre la línea de visión,

$$\tau(E_\gamma, z) = \int_0^z \int_0^\infty \int_{\mu_{min}}^2 \sigma(\omega) n_\nu(z') \frac{\mu}{2} d\mu d\nu \left( \frac{d\ell}{dz'} \right) dz',$$

con  $\omega = \sqrt{Eh\nu(1+z')\mu/2}$ ,  $\mu = 1 - \cos\theta \geq \mu_{min} = m^2c^4/E_\gamma h\nu(1+z')^2$ .

- ▶ Se incluye también un modelo cosmológico,  $d\ell/dz = c/H(z)(1+z)$ .

## 1.2. Procesos electromagnéticos - producción de pares - CMB

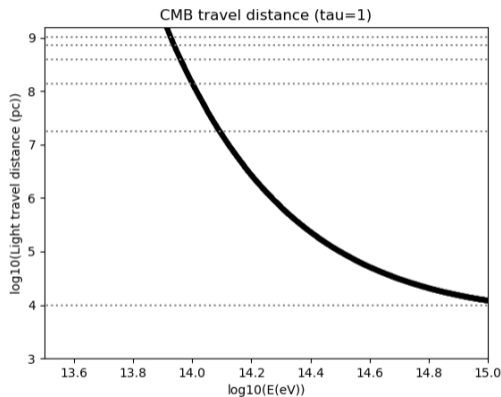
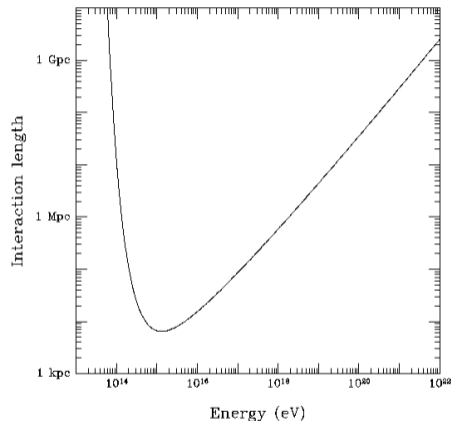
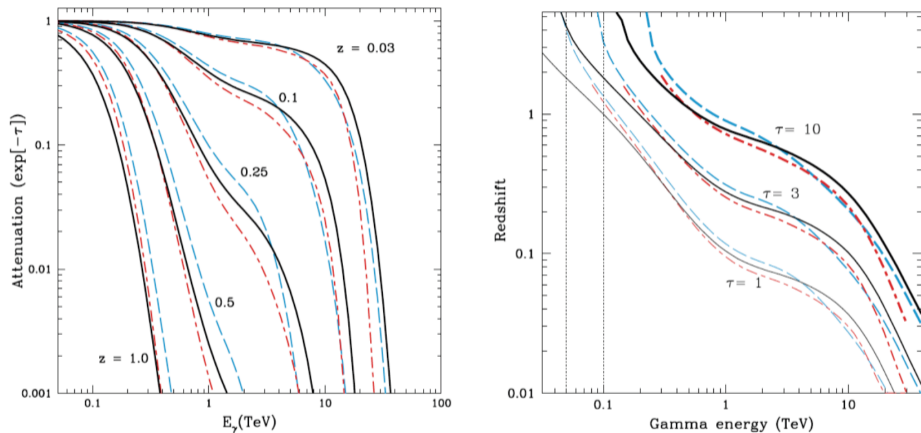


Figura 5: Absorción de rayos gamma por interacción  $\gamma\gamma \rightarrow ee$  con el fondo cósmico de microondas (CMB). El proceso de atenuación es importante a partir de  $E_\gamma \gtrsim 100$  TeV.

## 1.2. Procesos electromagnéticos - producción de pares - EBL



**Figura 6:** Atenuación de fotones por interacción  $\gamma\gamma \rightarrow ee$  con el fondo de luz extragaláctica (EBL). El proceso es relevante para  $z \lesssim 1.0$  a partir de  $E_\gamma \gtrsim 0.1$  TeV. Los coeficientes de atenuación requieren el modelado del EBL, el cual tiene incertidumbres. Figuras del modelo de EBL de Gilmore et al. (2012).

## 1.2. Procesos electromagnéticos - Compton scattering

- ▶ La dispersión de Compton consiste en el intercambio de energía y momento entre electrones y fotones,

$$\gamma e \rightarrow \gamma e.$$

- ▶ Es el proceso leptónico más eficiente para producir fotones de energías muy altas.
- ▶ La conservación de momento energía ( $\hbar = 1, mc^2 = 1$ ; escala  $\lambda_c = \hbar/mc$ ),

$$\begin{pmatrix} \omega_0 + \gamma_0 \\ \omega_0 \hat{k}_0 + \gamma_0 \vec{\beta}_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \omega_1 + \gamma_1 \\ \omega_1 \hat{k}_1 + \gamma_1 \vec{\beta}_1 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

- ▶ Eliminando  $\gamma_1, \gamma_1 \vec{\beta}_1$ , obtenemos la expresión general,

$$\omega_1 = \frac{\gamma_0 \omega_0 (1 - \vec{\beta}_0 \cdot \hat{k}_0)}{\gamma_0 (1 - \vec{\beta}_0 \cdot \hat{k}_1) + \omega_0 (1 - \hat{k}_0 \cdot \hat{k}_1)}. \quad (8)$$

## 1.2. Procesos electromagnéticos - Compton scattering

- ▶ El invariante del proceso es

$$s = 1 + 2\gamma_0\omega_0 \left(1 - \vec{\beta}_0 \cdot \hat{k}_0\right) = (\omega + \gamma)^2, \quad (9)$$

siendo  $\{\omega, \gamma\}$  las energías del fotón y electrón en el CM, donde  $\omega^2 = \gamma^2 + 1$ .

- ▶ Usando la variable

$$x = s - 1 = 2\gamma_0\omega_0(1 - \hat{k}_0 \cdot \vec{\beta}_0),$$

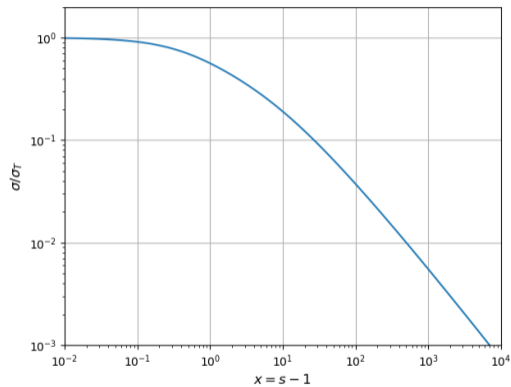
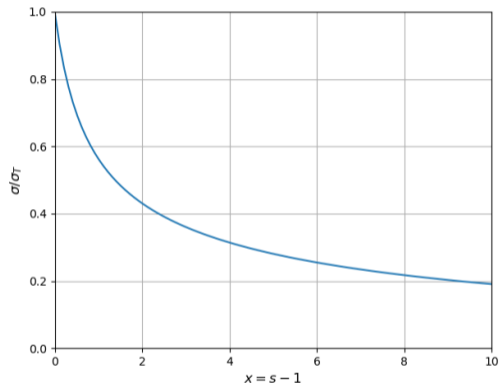
se puede expresar la sección eficaz, en cualquier marco de referencia, como

$$\sigma = \frac{2\pi r_e^2}{x} \left\{ \left(1 - \frac{4}{x} - \frac{8}{x^2}\right) \ln(1+x) + \frac{1}{2} + \frac{8}{x} - \frac{1}{2(1+x)^2} \right\}. \quad (10)$$

- ▶ Los límites asintóticos son

$$\sigma = \frac{8\pi r_e^2}{3}(1-x), \quad x \ll 1; \quad \sigma = \frac{\pi r_e^2}{x}(1+2\ln x), \quad x \gg 1.$$

## 1.2. Procesos electromagnéticos - inverse Compton scattering



**Figura 7:** Sección eficaz de Compton en función de  $x = s - 1$ , siendo  $s = -p_\alpha p^\alpha$ , el invariante del proceso, en escalas lineal y logarítmica.

## 1.2. Procesos electromagnéticos - inverse Compton scattering

- ▶ Si  $\gamma_0 \gg \omega_0$  se puede aproximar  $\hat{k}_1 \rightarrow \hat{\beta}_0$  en la expresión (8),

$$\omega_1 \simeq \frac{2\gamma_0^2 \omega_0 (1 - \beta_0 \cos \theta_0)}{1 + 2\gamma_0 \omega_0 (1 - \cos \theta_0)}, \quad (11)$$

con  $\cos \theta_0 = \hat{\beta}_0 \cdot \hat{k}_0$ ,  $\gamma_0 \gg 1$ .

- ▶ La expresión describe tanto la energía en función del ángulo  $\theta$ , como el espectro de colisiones entre electrones y fotones mono-energéticos. Se distinguen dos casos:

$$(1) \quad \gamma_0 \omega_0 (1 - \cos \theta_0) \ll 1 \Rightarrow \omega_1 \simeq 2\gamma_0^2 \omega_0 (1 - \beta_0 \cos \theta_0),$$

el fotón adquiere una energía del orden  $\gamma^2 \omega_0$ , limitada a  $4\gamma^2 \omega_0$ , produciendo fotones de muy alta energía a partir de campos de radiación comunes.

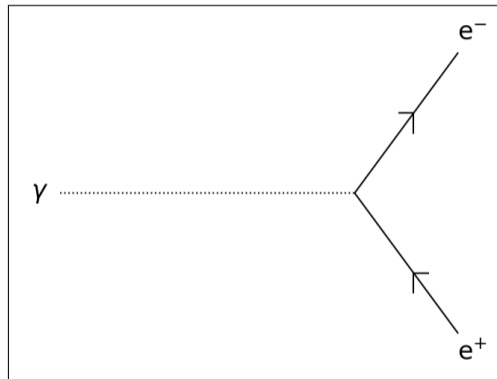
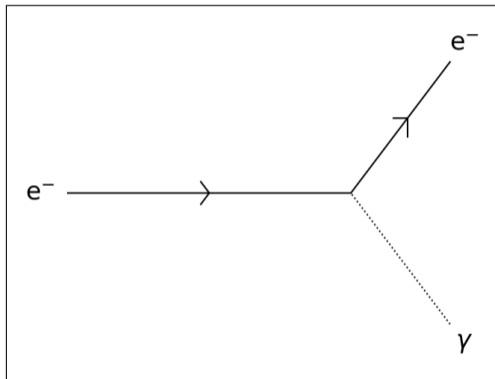
$$(2) \quad \gamma_0 \omega_0 (1 - \cos \theta_0) \gg 1 \Rightarrow \omega_1 \simeq \gamma_0,$$

el fotón adquiere casi toda la energía del electrón. La disminución de la sección eficaz da lugar a la supresión de Klein-Nishina.



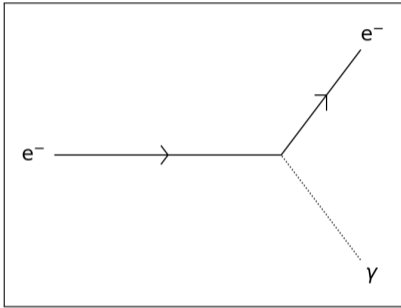
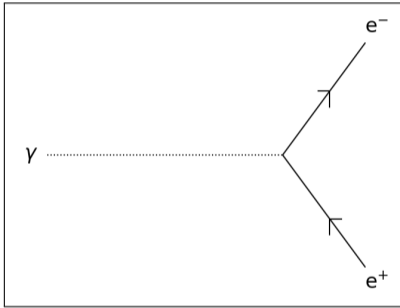
## 1.2. Procesos electromagnéticos - procesos de un vértice

- ▶ El proceso elemental no puede cumplirse en el vacío,



- ▶ Pero sí en presencia de campos electromagnéticos externos, que pueden absorber parte del momento de la interacción.

## 1.2. Procesos electromagnéticos - procesos de un vértice

		
Z	Bremsstrahlung	Producción de pares
B	Sincrotrón	Producción de pares

## 1.2. Procesos electromagnéticos - bremsstrahlung relativista

- ▶ Deflexión de un electrón por un núcleo de carga  $Ze$ , con parámetro de impacto  $b$ . Su espectro<sup>1</sup>,

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\omega}(v, b) = \frac{8}{3\pi} \frac{Z^2 e^6}{m^2 c^3} \frac{\omega^2}{\gamma^2 v^2} \left[ \frac{1}{\gamma^2} K_0^2 \left( \frac{\omega b}{\gamma v} \right) + K_1^2 \left( \frac{\omega b}{\gamma v} \right) \right], \quad (12)$$

con  $K_0, K_1$  funciones modificadas de Bessel (orden 0,1). Sus límites asintóticos determinan el comportamiento a frecuencias bajas y altas.

- bajas frecuencias,  $\omega \ll \gamma v/b$ , el espectro es aproximadamente plano,

$$y \ll 1 \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} K_0 = -\ln(y) \\ K_1 = 1/y \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{d\mathcal{E}}{d\omega} = \frac{8}{3\pi} \frac{Z^2 e^6}{m^2 c^3} \frac{1}{b^2 v^2} \left[ 1 + \left( \frac{\omega b}{\gamma^2 v} \right)^2 \ln^2 \left( \frac{\omega b}{\gamma v} \right) \right],$$

que, despreciando el segundo término, corresponde a un espectro plano.

- altas frecuencias,  $\omega \gg \gamma v/b$ , hay un corte exponencial,

$$y \gg 1 \Rightarrow K_0 = K_1 = \left( \frac{\pi}{2y} \right)^{1/2} e^{-y} \Rightarrow \frac{d\mathcal{E}}{d\omega} = \frac{4Z^2 e^6}{3m^2 c^3 \gamma v^3} \left( 1 + \frac{1}{\gamma^2} \right) \exp \left( -\frac{2\omega b}{\gamma v} \right).$$

<sup>1</sup>Longair, High Energy Astrophysics, Vol. I (1992).

## 1.2. Procesos electromagnéticos - bremsstrahlung relativista

- ▶ El espectro de (bajas frecuencias) de una colisión se integra sobre parámetros de impacto, inicialmente en el marco del electrón, resultando,

$$\frac{d\mathcal{E}'}{d\omega' dt'} = \frac{16Z^2 e^6 \gamma n_i}{3m^2 c^3} \frac{1}{v} \ln \left( \frac{b'_{max}}{b'_{min}} \right)$$

- ▶ En el caso de electrones relativistas en un medio los límites  $b$  son:
  - $b_{max} \approx 1.4 a_0 Z^{-1/3}$ , con  $a_0$  radio de Bohr, para núcleos apantallados,
  - $b_{min} = \hbar/mv \rightarrow \lambda_c$ , la longitud de onda de Compton, de donde

$$b_{max}/b_{min} \approx 1.4/\alpha Z^{1/3} \approx 192 Z^{-1/3}.$$

- ▶ Tras una sutil consideración de marcos de referencia, se obtiene ( $n_i \rightarrow n$ ),

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\omega dt} = \frac{16Z^2 e^6}{3m^2 c^4} n \ln \left( \frac{192}{Z^{1/3}} \right). \quad (17)$$

## 1.2. Procesos electromagnéticos - bremsstrahlung relativista

- ▶ Al integrar sobre frecuencias  $\omega = 0 \rightarrow \mathcal{E}/\hbar$ , se obtiene una pérdida exponencial de energía, expresada normalmente en términos de densidad de columna,  $dX = \rho c dt$ ,

$$\frac{d\mathcal{E}}{dX} = -\frac{\mathcal{E}}{X_0}, \quad X_0 = \frac{716 \text{ g cm}^{-2} A}{Z(Z + 1.3) \ln(207/Z^{1/3})}, \quad (18)$$

con  $Z^2 \ln(192/Z^{1/3})$  modificado para incluir efectos cuánticos (Bethe & Heitler).

- ▶ El proceso es importante en el aire ( $X_0 = 36.5 \text{ g cm}^{-2}$ ), donde electrones relativistas emiten una parte importante de su energía.
- ▶ Este proceso es dominante en la atmósfera para energías  $\mathcal{E} \gtrsim 80 \text{ MeV}$ , por encima de pérdidas por ionización.
- ▶ A muy altas energías,  $\hbar\omega \gg mc^2$ , la probabilidad de emitir un fotón con energía comparable a la del electrón es alta, propiciando un tratamiento cuántico.

## 1.2. Procesos electromagnéticos - bremsstrahlung $eZ \rightarrow e\gamma Z$

- ▶ Bremsstrahlung corresponde al de un proceso de un vértice,  $e^- \rightarrow \gamma e^-$ , donde el núcleo puede absorber parte del momento, preservando energía.
- ▶ Se puede plantear la conservación de energía-momento, en forma análoga a dispersión Compton, con un término de momento  $\vec{q}$  asociado al núcleo (*recoil*),

$$\begin{pmatrix} \gamma_0 \\ \gamma_0 \vec{\beta}_0 - \vec{q} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_1 + \omega \\ \gamma_1 \vec{\beta}_1 + \omega \hat{k} \end{pmatrix} \Rightarrow \omega = \frac{\gamma_0 \vec{\beta}_0 \cdot \vec{q}}{\gamma_0 (1 - \vec{\beta}_0 \cdot \hat{k}) + \vec{q} \cdot \hat{k}},$$

al eliminar  $\gamma_1$  y suponer  $q$  pequeña ( $q/2\gamma_0 \ll \hat{q} \cdot \vec{\beta}_0 < 1$ ).

- ▶ El caso óptimo corresponde a  $\hat{\beta}_0 \parallel \hat{k}$ , donde se obtiene,

$$\omega \simeq \frac{\gamma_0 \beta_0 (\vec{q} \cdot \hat{k})}{1/2\gamma_0 + \vec{q} \cdot \hat{k}} \simeq \gamma_0 \beta_0,$$

la transferencia completa de momento del electrón al fotón.

## 1.2. Procesos electromagnéticos - pares en núcleo: $\gamma Z \rightarrow e^+ e^- Z$

- ▶ Proceso recíproco al bremsstrahlung: un fotón puede producir un par,  $\gamma \rightarrow e^- e^+$ , en la vecindad de un núcleo de carga  $q = +Ze$ .
- ▶ La conservación de energía-momento tiene una forma análoga al bremsstrahlung, con un término de momento debido al núcleo,  $\vec{q}$ ,

$$\begin{pmatrix} \omega \\ \omega \hat{k} - \vec{q} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_1 + \gamma_2 \\ \gamma_1 \vec{\beta}_1 + \gamma_2 \vec{\beta}_2 \end{pmatrix}.$$

- ▶ Se puede mostrar que para  $\omega \gg 1$ , los ángulos de emisión de los fotones son de orden  $\theta \sim 1/\omega$ .
- ▶ La sección eficaz está dada por,

$$\sigma = \frac{28}{9} \alpha Z^2 r_e^2 \left\{ \log \left( \frac{2\hbar\omega}{mc^2} \right) - \frac{109}{42} \right\}, \quad \hbar\omega \gg mc^2.$$

## 1.2. Procesos electromagnéticos - sincrotrón $eB \rightarrow e\gamma B$

- ▶ El proceso sincrotrón describe el comportamiento radiativo de un electrón en un campo magnético.
- ▶ En el tratamiento clásico, el espectro de un electrón se da en armónicos de la frecuencia de Larmor (o de ciclotrón),  $\omega_\ell = eB_\perp/mc$ , hasta alcanzar el valor de la frecuencia crítica,

$$P(\omega) \propto F(\omega/\omega_c), \quad \text{con} \quad \omega_c = \frac{3}{2}\gamma^2\omega_\ell. \quad (19)$$

- ▶ En el caso cuántico y QED, el movimiento está cuantizado en niveles de Landau,

$$E(p_z, n) = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_\ell + \frac{p_z^2}{2m} \rightarrow E(p_z, j) = \sqrt{m^2c^4 + 2j mc^2 \hbar\omega_\ell + p_z^2 c^2},$$

con  $j = n + 1/2 + s/2$ , siendo  $n \in \{0, 1, 2, \dots\}$ , y espín  $s = \pm 1/2$ .

- ▶ Al plantear en (19) la condición  $\hbar\omega_c \simeq \gamma^2 \hbar\omega_\ell \simeq \gamma mc^2$ , se define el campo crítico,

$$B_c = \frac{m^2 c^3}{e\hbar} = 4.4 \times 10^{12} \text{ Gauss}. \quad (20)$$



## 1.2. Procesos electromagnéticos - producción de pares $\gamma B \rightarrow e^+ e^- B$

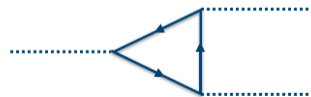
- ▶ Canal de un vértice relacionado a la emisión sincrotrón, relevante para campos magnéticos intensos  $B \sim B_c$ .
- ▶ Los coeficientes de absorción dependen de

$$x = \left( \frac{\hbar\omega}{mc^2} \right) \left( \frac{B}{B_c} \right),$$

$$\begin{aligned} \kappa_{\parallel} &= 0.35 (\alpha / \lambda_c) \exp(-8/3x), & \kappa_{\perp} &= \kappa_{\parallel}/2, & x &\ll 1, \\ \kappa_{\parallel} &= 0.5 (\alpha / \lambda_c) \sin \theta x^{-1/3}, & \kappa_{\perp} &= 2\kappa_{\parallel}/3, & x &\gg 1, \end{aligned} \quad (21)$$

para polarizaciones relativas a  $\vec{B}$  y  $\cos \theta = \hat{k} \cdot \vec{B}$ .

- ▶ El proceso  $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$  (photon splitting) ocurre también en campos magnéticos intensos y no tiene umbral.



- ▶ Estos procesos son importantes en la vecindad de las estrellas de neutrones.

## 1.2. Procesos electromagnéticos - radiación Cherenkov

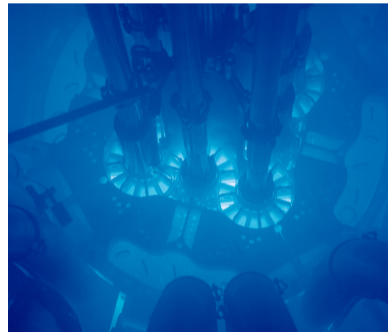
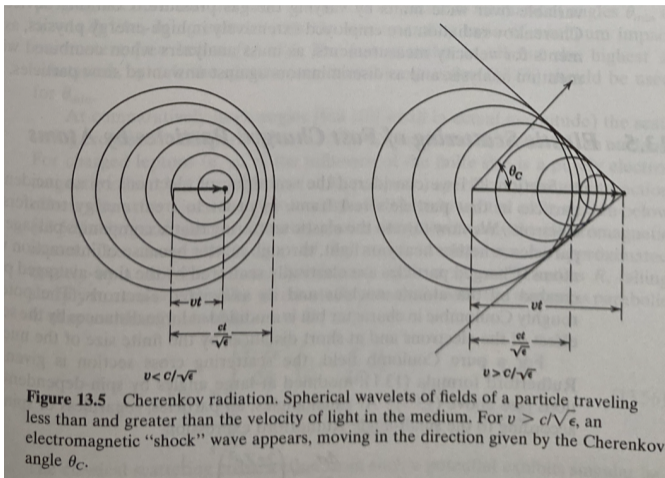
- ▶ La radiación Cherenkov (Čerenkov) se da cuando una partícula cargada viaja más rápido que la luz en un medio,  $v > c/n$ , siendo  $n$  el índice de refracción.
- ▶ Al viajar la onda lumínica a menor velocidad que la partícula, la emisión queda restringida a un cono de apertura  $\cos \theta = 1/\beta n$  (animación!).
- ▶ La emisión por unidad de longitud es,

$$\frac{dE}{d\ell} = \frac{2\pi e^2 \nu}{c^2} \left[ 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\nu)} \right]. \quad (22)$$

- ▶ La descripción es análoga a la de una onda de choque.



## 1.2. Procesos electromagnéticos - radiación Cherenkov



## 1.2. Procesos electromagnéticos - radiación Cherenkov

	$n$	Umbral ( $\gamma$ )	$\theta$ ( $^\circ$ )	$dE/d\ell$ (eV/cm)
aire	1.00029	40.8	1.4	0.34
agua	1.335	1.5	41.2	327

- ▶ La radiación Cherenkov en el aire permite la técnica Cherenkov atmosférica para la detección de rayos gamma entre 30 GeV y 30 TeV.
- ▶ La radiación Cherenkov en el agua se emplea en detectores de rayos cósmicos, hasta por encima de  $10^{20}$  eV, y rayos gamma, desde  $\lesssim 1$  TeV hasta 1 PeV ( $10^{15}$ ).

## 1.3. Interacciones nucleares - producción de rayos gamma

Proceso	Interacción	Involucra	Rango
Aniquilación	EM	$ee \rightarrow \gamma\gamma$	$\leq 0.511$ MeV
Bremsstrahlung	EM	Eficiente con electrones	MeV, GeV
Sincrotrón	EM	Secundario en altas energías	keV, MeV
Compton	EM	Muy eficiente con electrones	hasta 10s TeV
Decaimiento radioactivo	Fuerte	Radiación $\alpha, \beta, \gamma$	keV, MeV
Colisiones nucleares	Fuerte	Vía decaimiento de $\pi^0$	Hasta PeV

## 1.3. Interacciones nucleares - transiciones nucleares

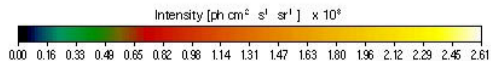
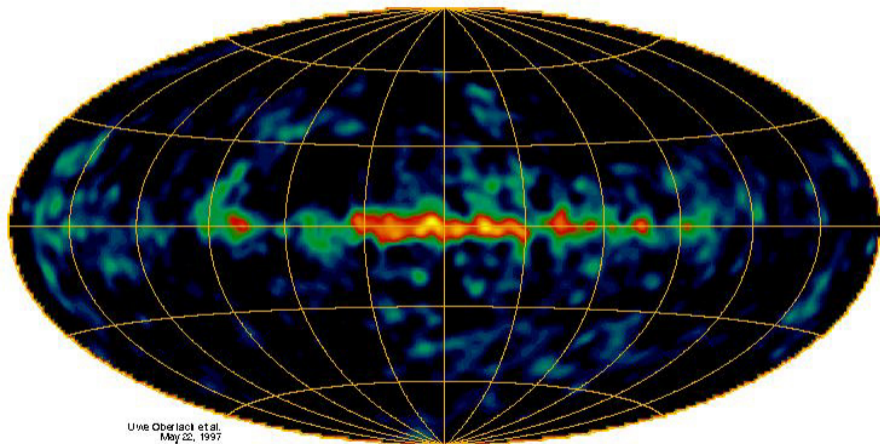
- ▶ La emisión de radiación por decaimiento radioactivo es el proceso por el cual se identificó la radiación  $\gamma$  (junto con  $\alpha, \beta$ ).
- ▶ Las transiciones entre niveles nucleares tienen energías del orden de 10's de keV a 10's de MeV.

	Proceso	Vida media	$E_\gamma$ (MeV)	Entorno
$^{26}\text{Al}$	$^{26}\text{Al} \rightarrow ^{26}\text{Mg} + e^+ + \nu_e + \gamma$	0.7 Myr	1.806	Estrellas masivas
$^{44}\text{Ti}$	$^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc} + e^+ + \nu_e$	60 yr	1.157	SNR
	$^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca} + e^+ + \nu_e + \gamma$	4 hr		
$^{22}\text{Na}$	$^{22}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{Ne} + e^+ + \nu_e + \gamma$	2.6 hr	1.277	Novas
$^{60}\text{Fe}$	$^{60}\text{Fe} \rightarrow ^{60}\text{Co} + e^- + \nu_e$	2.6 Myr	1.173	ISM, SNR, SNe
	$^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} + e^- + \nu_e + 2\gamma$	5.2 yr	1.332	
$^{56}\text{Co}$	$^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe} + e^+ + \nu_e + \gamma$	77 d	0.847, 1.238	SNe

Tabla 3: Algunas transiciones nucleares de interés astrofísico.

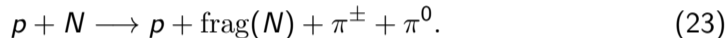
## 1.3. Interacciones nucleares - transiciones nucleares

CGRO / COMPTEL 1.8 MeV, 5 Years Observing Time

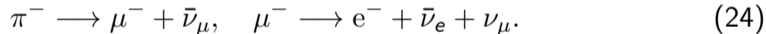


## 1.3. Interacciones nucleares - procesos hadrónicos

- ▶ Los rayos cósmicos que llegan a la Tierra evidencian la existencia de núcleos atómicos con muy altas energías.
- ▶ Las colisiones de hadrones de alta energía con núcleos atómicos en el medio interestelar o en la atmósfera producen piones energéticos,



- ▶ Los piones cargados producen muones, electrones y neutrinos



- ▶ Los piones neutros producen fotones,



- ▶ La producción hadrónica de fotones viene acompañada por una producción similar de neutrinos.



## 1.3. Interacciones nucleares - colisión protón - núcleo

- ▶ Las interacciones entre hadrones tienen componentes elásticas e inelásticas:
  - La interacción elástica es el intercambio conservativo de energía y momento.
  - En el proceso inelástico el núcleo absorbe parte de la energía de la cual se forman nuevas partículas, como piones,  $p + N \rightarrow p + N + \pi$ .
- ▶ La conservación de energía-momento en la colisión inelástica de un protón relativista con un núcleo en reposo ( $c = 1$ ),

$$p^\alpha = \begin{pmatrix} \gamma m_p + m_N \\ \gamma \vec{\beta} m_p \end{pmatrix} \Rightarrow p_{cm}^\alpha = \begin{pmatrix} \sqrt{s} \\ 0 \end{pmatrix},$$

con  $s = -p_\alpha p^\alpha$  la norma de energía-momento de la colisión.

- ▶ La colisión de un protón con un núcleo de nitrógeno ( $m_N \approx 14m_p$ ),

$$s = 2\gamma m_p m_N + m_p^2 + m_N^2 \rightarrow \sqrt{s} \simeq \sqrt{2\gamma m_p m_N} \simeq 5 \text{ GeV} (E/\text{GeV})^{1/2},$$

alcanzando  $\sqrt{s} \simeq 10 \text{ TeV}$  para  $\gamma m_p \simeq 2 \times 10^{16} \text{ eV}$ .

## 1.3. Interacciones nucleares - colisión pN, producción de partículas

- ▶ Para producir una partícula de masa  $m_Q$  se requiere,

$$\sqrt{s} \geq m_p + m_N + m_Q,$$

por lo que la energía cinética del protón debe ser

$$(\gamma - 1)m_p \geq m_Q (1 + m_p/m_N + m_Q/2m_N) \gtrsim m_Q.$$

- ▶ En la colisión de un protón ultrarelativista con un fotón se tiene (usando  $\hbar = 1$ ),

$$p^\alpha = \begin{pmatrix} \gamma m_p + \omega \\ \gamma \vec{\beta} m_p + \omega \hat{k} \end{pmatrix} \Rightarrow s = 2\gamma m_p \omega (1 - \vec{\beta} \cdot \hat{k}) + m_p^2.$$

La interacción frontal es óptima:

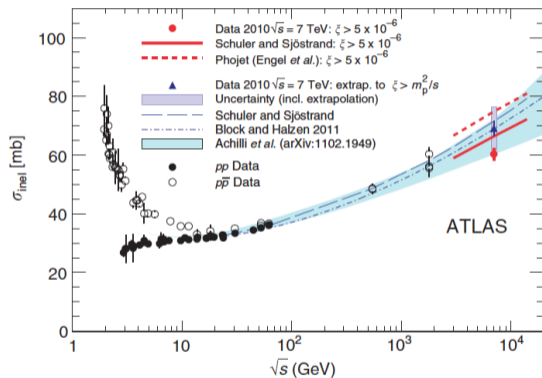
$$(1 - \vec{\beta} \cdot \hat{k} = 1 + \beta \simeq 2) \longrightarrow s \simeq 4\gamma m_p \omega + m_p^2.$$

- ▶ El umbral para la producción de un pión ( $\sqrt{s} = m_p + m_\pi$ ) con fotones del CMB ( $\omega \simeq 1.2 \times 10^{-3}$  eV) es,

$$\gamma m_p \simeq \frac{m_\pi}{2\omega} (m_p + m_\pi/2) \simeq 5.4 \times 10^{19} \text{ eV}.$$

# 1.3. Interacciones nucleares - colisión protón - núcleo: sección p-p

NATURE COMMUNICATIONS | DOI: 10.1038/ncomms1472



$$s = 2(\gamma + 1)m_p^2;$$

donde  $\sqrt{s} = 5$  TeV equivale a un protón cósmico de  $10^{15}$  eV con un núcleo atmosférico.

$$1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-24} \text{ cm}^2.$$

$$\sigma_{\pi p} \approx (2/3)\sigma_{pp}.$$

**Figure 3 | The inelastic cross-section versus  $\sqrt{s}$ .** The ATLAS measurement for  $\xi > 5 \times 10^{-6}$  is shown as the red-filled circle and compared with the predictions of Schuler and Sjöstrand and Phojet for the same phase space. Data (filled circles for  $pp$  data and unfilled circles for  $p\bar{p}$  data) from

## 1.3. Interacciones nucleares - piones neutros

- ▶ El pion neutro produce dos fotones de energía  $m_\pi/2 = 67.5 \text{ MeV}$ , en su marco de referencia.
- ▶ Los fotones se propagan en direcciones opuestas, digamos  $\hat{k} = \pm \hat{z}$ . Para un observador tienen por energía,

$$\hbar\omega_{\pm} = \gamma_\pi m_\pi (1 \pm \beta_\pi \cos \theta) / 2, \quad (26)$$

con  $\cos \theta$  aleatoria.

- ▶ La distribución de energía de los fotones es plana dentro del intervalo

$$[\gamma_\pi m_\pi (1 - \beta_\pi) / 2, \gamma_\pi m_\pi (1 + \beta_\pi) / 2,].$$

- ▶ Dada una población de piones en ley de potencias, originada por una ley de potencias de rayos cósmicos, se obtienen fotones distribuidos simétricamente en  $\log(E)$ , con máximo en  $m_\pi/2$  (the pion bump).

## 1.3. Interacciones nucleares - piones neutros

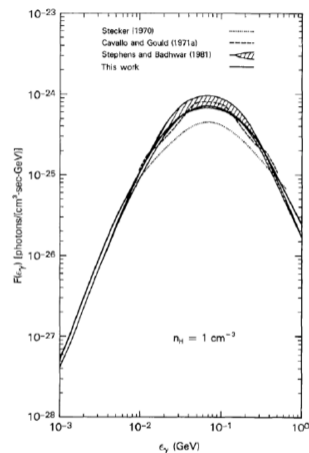
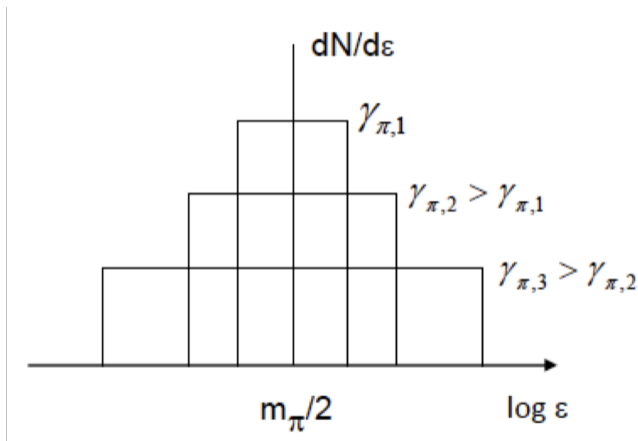


Figura 8: Ilustración de la formación del pion-bump. A la derecha cálculo de la formación del pion-bump en el medio interestelar (Dermer 1986).

## 1.4. Interacción débil - el decaimiento $\beta$ , el neutrino, su detección...

- ▶ Pronto...