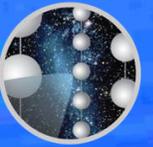


Astrofísica de neutrinos con altas energías

Ignacio Taboada
Georgia Institute of Technology



ICECUBE



LaCoNGA

Presentación

Pregrado: Universidad Simón Bolívar (1994)

PhD: Universidad de Pennsylvania (2002)

Prof. Asistente: Universidad Simón Bolívar (2002 - 2004)

Postdoc: U.C. Berkeley (2005 – 2008)

Georgia Tech (2008 – hoy)

SNO (1997 – 1998)

AMANDA (1998 – 2002)

IceCube (1998 – presente)

HAWC (2010 – 2017)

P-ONE (2022 – presente)



Material para hoy

¿Qué son los neutrinos?

Interacción de los neutrinos con la materia

¿Cómo producir neutrinos de altas energías?

Rayos C3smicos

Oscilaciones de neutrinos

¿Por qu3 estudiar astrof3sica de neutrinos de altas energ3as?

Aceleraci3n de Fermi

¿Qué es una partícula?

Una partícula es un estado cuantico.

Puede tener números cuánticos definidos ...

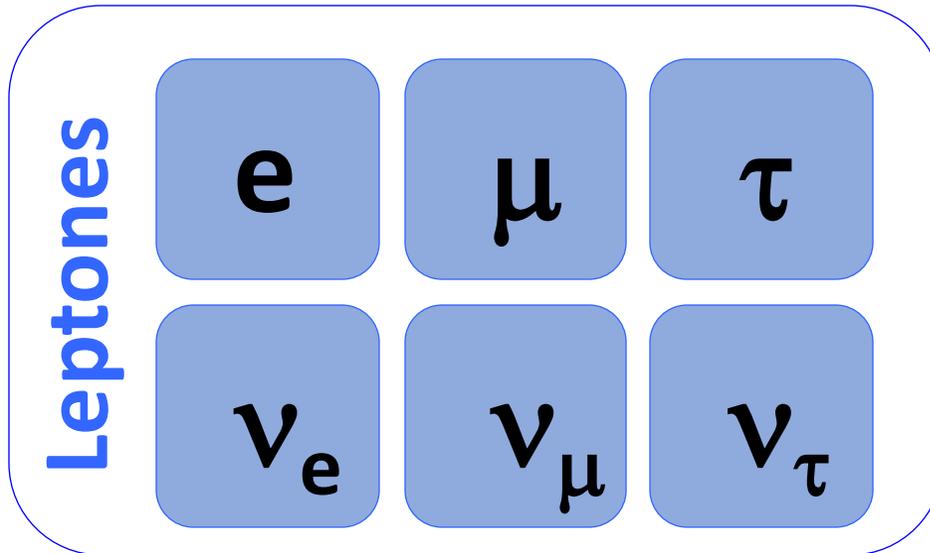
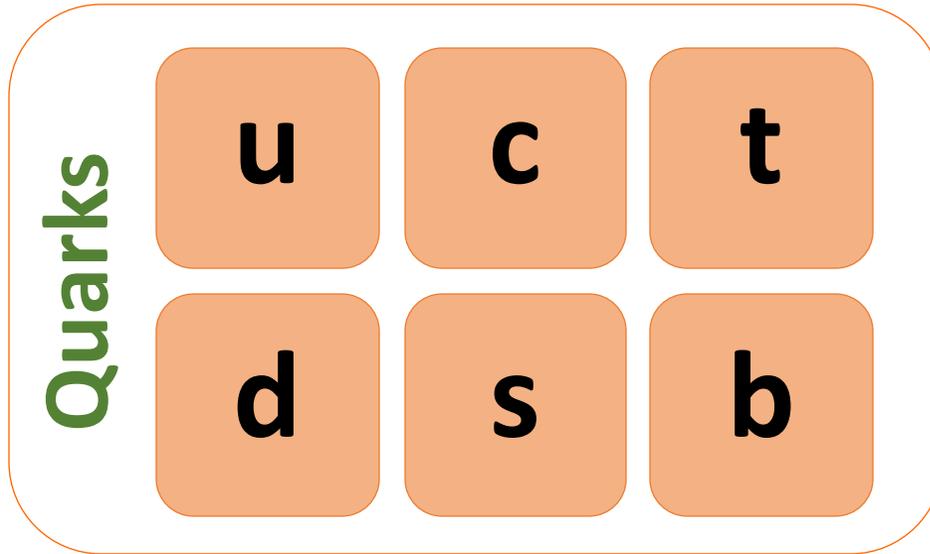
Un electrón tiene spin $\frac{1}{2}$.

... O no tener números definidos.

Un nucleón es una mezcla cuántica de un protón y un neutrón. No tiene carga eléctrica definida.

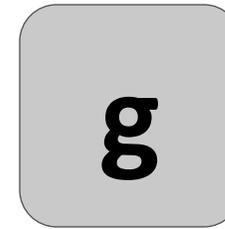
Los neutrinos son partículas elementales.

Partículas elementales

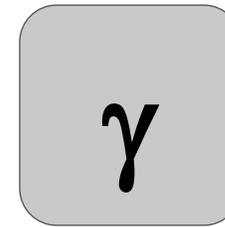
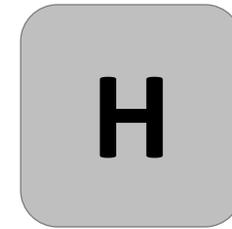


Bosones de

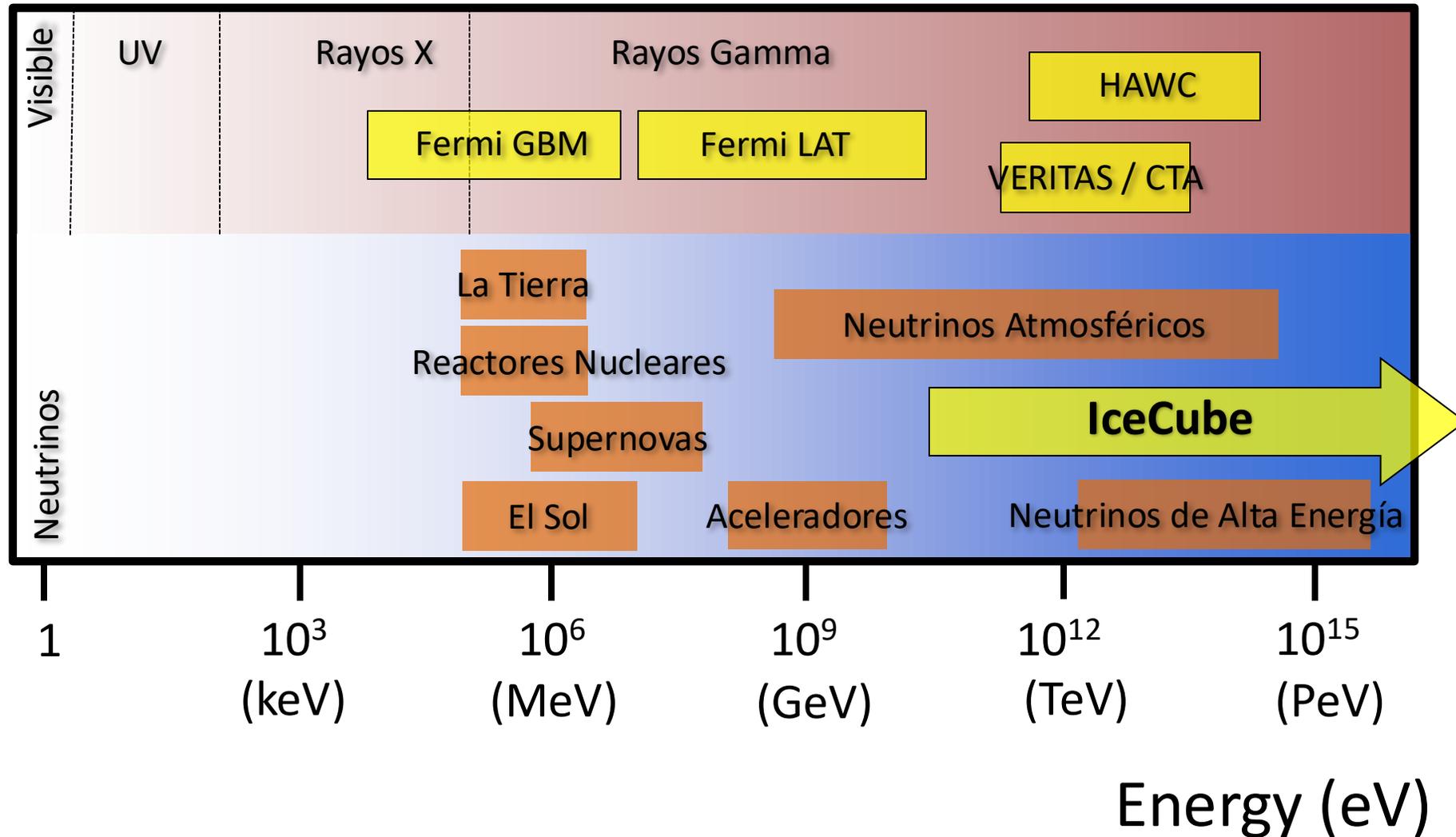
Calibre



Higgs



¿Altas energías?



Interacciones de neutrinos

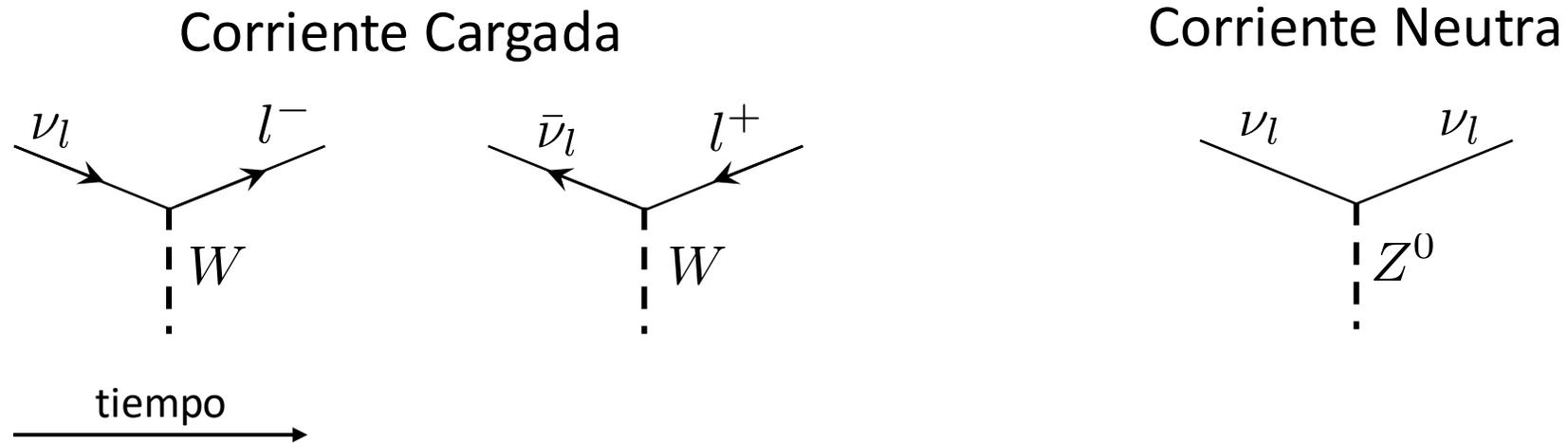
Si una interacción es posible o no se puede determinar utilizando cantidades conservadas.

Las interacciones débiles conservan la carga y el número leptónico. Hay más cantidades conservadas, pero ignoremos eso ahora.

	L_e	L_μ	L_τ
e^-, ν_e	1	0	0
μ^-, ν_μ	0	1	0
τ^-, ν_τ	0	0	1

	L_e	L_μ	L_τ
$\bar{\nu}_e, e^+$	-1	0	0
$\bar{\nu}_\mu, \mu^+$	0	-1	0
$\bar{\nu}_\tau, \tau^+$	0	0	-1

Interacciones de neutrinos con la materia



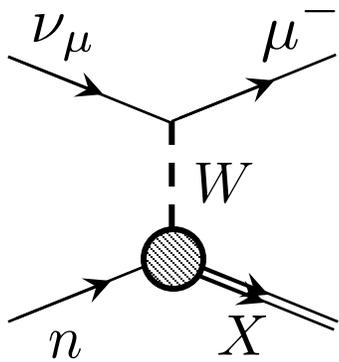
Los neutrinos interactúan directamente con otros leptones.

Noten que estos vértices básicos conservan números leptónicos y carga.

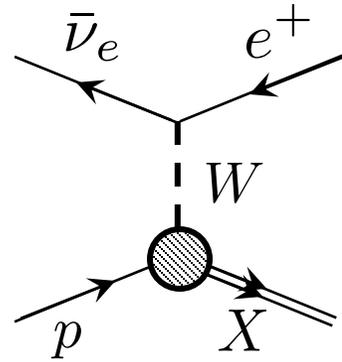
Las interacciones con hadrones, son mediadas por bosones W o Z .

Interacciones de neutrinos con la materia (incompleto)

Corriente Cargada

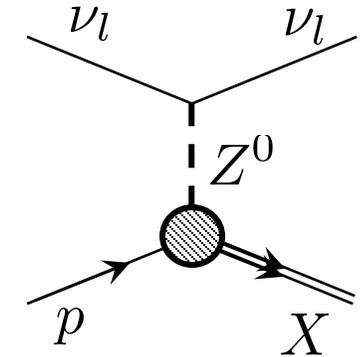


$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + X$$

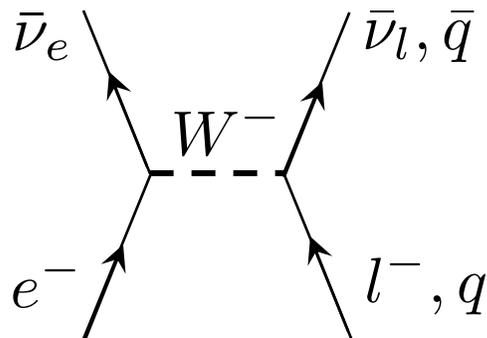


$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^{+} + X$$

Corriente Neutra



$$\nu_l + p \rightarrow \nu_l + X$$

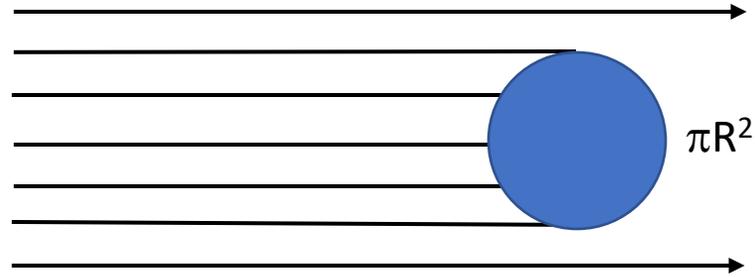


Resonancia de Glashow

$$\bar{\nu}_e + e^{-} \rightarrow X$$

Aquí X representa un estado hadrónico.

Sección Eficaz

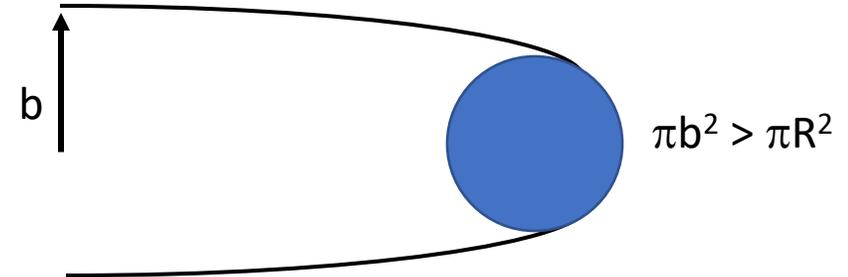


Lancemos asteroides hacia la Tierra apagando la gravitación.

πR^2 : Sección geométrica

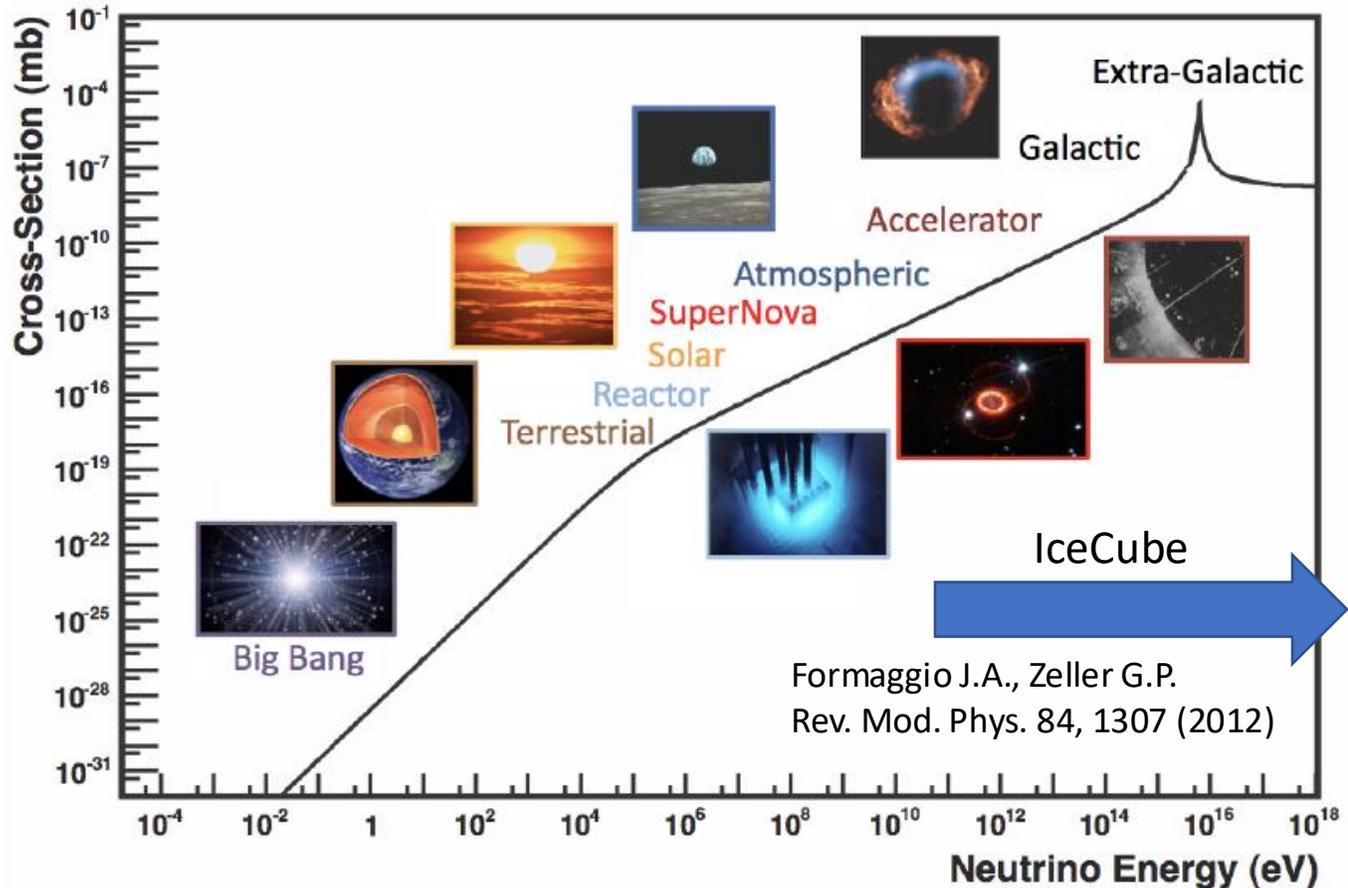
πb^2 : Sección eficaz

La sección eficaz puede ser definida en Teoría de Campos para describir interacciones de partículas



Lancemos asteroides hacia la Tierra con gravitación.

Sección eficaz neutrinos-materia



Materia: "promedio" de interacción con protones y neutrones, más la resonancia de Glashow con electrones.

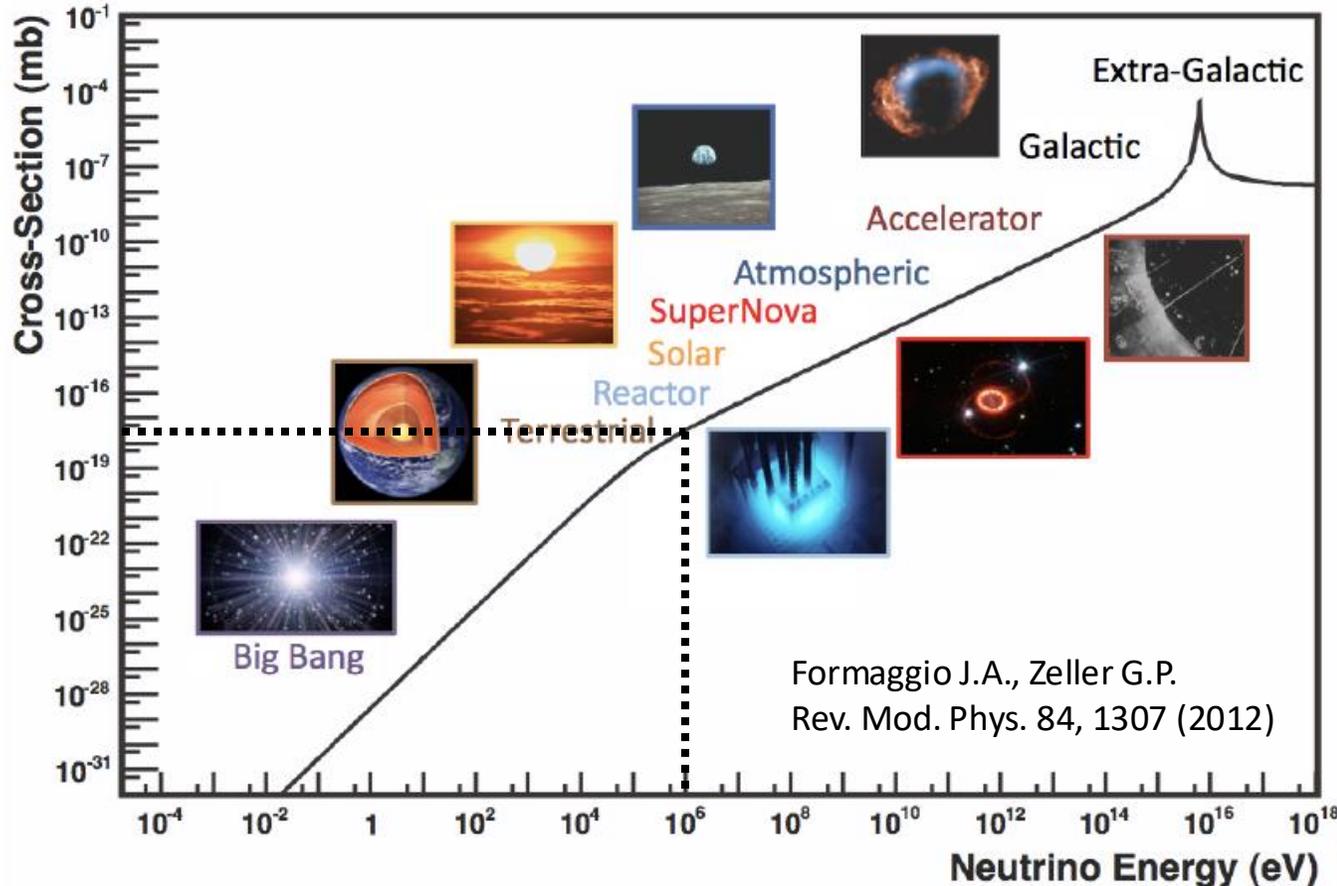
La sección eficaz se puede relacionar con la densidad (numérica de nucleones) del material y el camino libre medio:

$$\sigma = \frac{1}{n\lambda}$$

$$n = N_A A \rho$$

Sección eficaz neutrinos-materia

$$\sigma = \frac{1}{n\lambda} \quad n = N_A A \rho$$



En la Tierra, el flujo de neutrinos solares es:

$$10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

Tomemos 10^6 eV como la energía típica. La sección eficaz es $2 \times 10^{-18} \text{ mb} = 2 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$

Para el plomo:

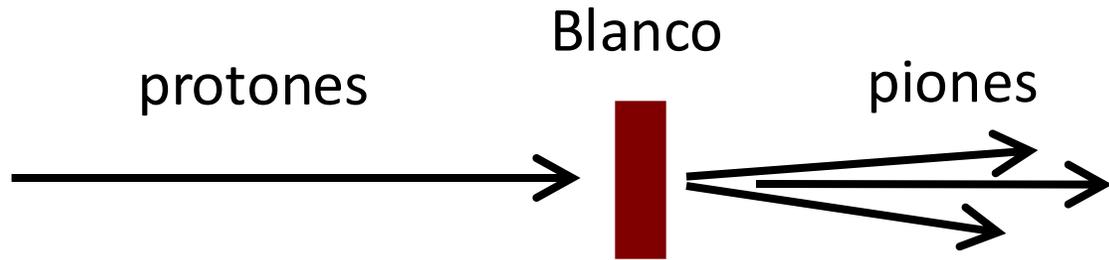
$$A = 82 ; \rho = 11.34 \text{ gr/cm}^3$$

El camino libre medio en plomo es:

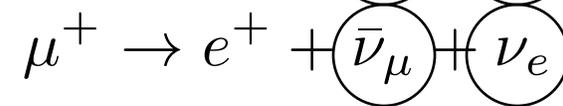
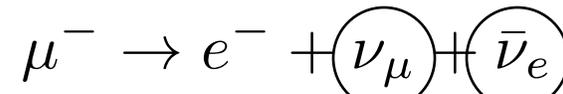
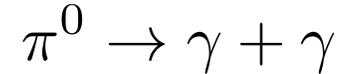
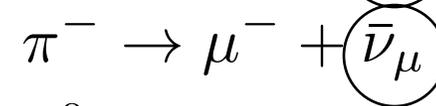
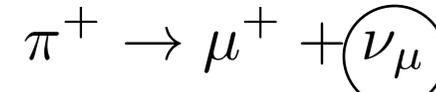
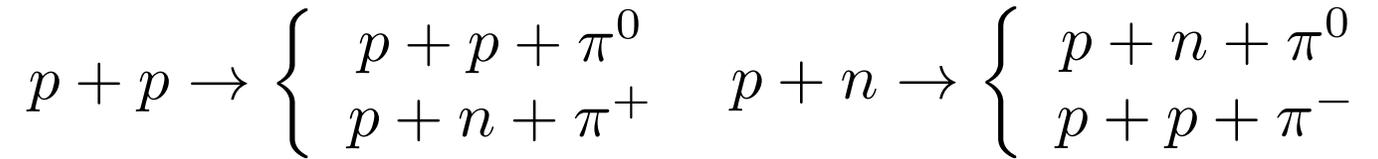
$$9 \times 10^{17} \text{ cm} = 1 \text{ año-luz}$$

La detección de neutrinos require instrumentos enormes
(pero mientras más alta la energía, más fácil)

¿Cómo producir neutrinos de alta energía?



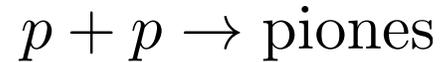
Fermilab, EEUU



También se producen neutrinos en decaimientos beta. Por ejemplo ${}^{40}\text{K} \rightarrow {}^{40}\text{Ca} + e^- + \bar{\nu}_e$
 La escala nuclear (MeV) es baja comparada con el tema de estudio.

¿Cómo producir neutrinos de alta energía?

En general, la producción de neutrinos de altas energías en aceleradores, la atmósfera o en objetos astrofísicos sigue el patron explicado antes (llamado Beam Dump).



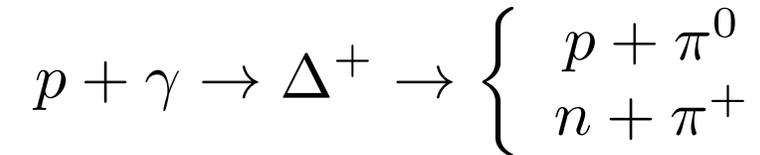
Las partículas aceleradas pueden ser producto de un acelerador o rayos cósmicos.

El blanco puede ser un bloque de grafito en un experimento, la atmósfera o materia cerca de fuentes de rayos cósmicos.

Las fuentes de rayos cósmicos son fuentes de neutrinos

¿Cómo producir neutrinos de alta energía?

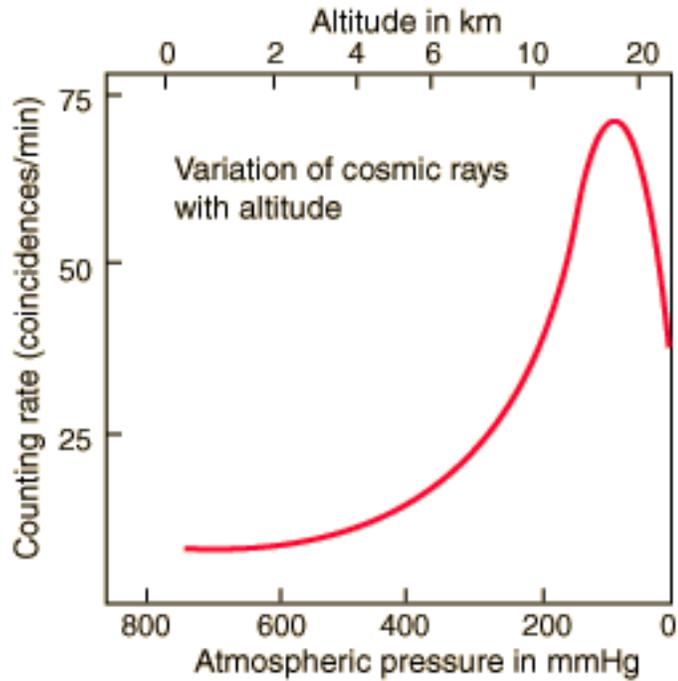
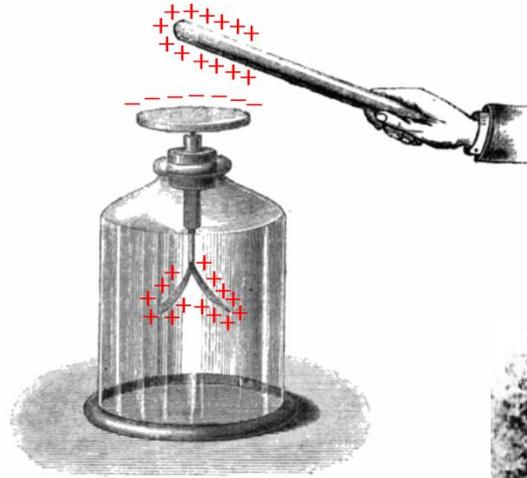
En ambientes astrofísicos, el blanco también puede ser fotones.



En este caso, la interacción procede vía una resonancia delta.

Los neutrinos astrofísicos son producidos en interacciones p-p o p-gama.

Rayos cósmicos - Descubiertos en 1912.



Victor Hess
Nobel 1936

Rayos C3smicos

Protones, helio y nucleos m1s pesados.

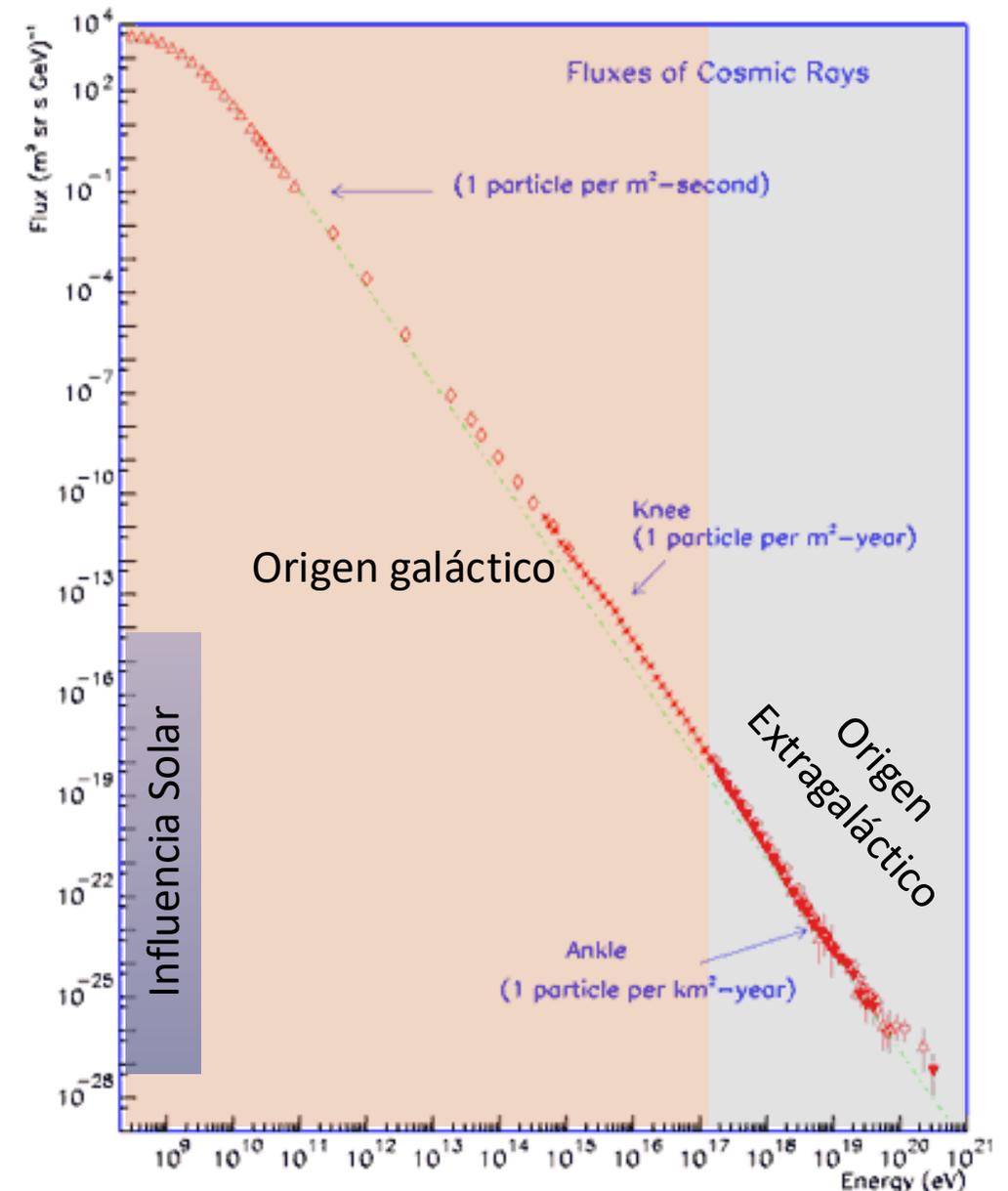
Incidencia aproximadamente isotr3pica.

El espectro es de la forma (no es t3rmico):

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha}$$

1.6×10^{19} eV = 1 Joule!

Discutiremos las fuentes en la siguiente clase.
Pero en general, son desconocidas.



Oscilaciones de neutrinos

Los neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ son auto-estados de la interacción débil. Estos neutrinos NO son autoestados libres. Los autoestados libres son ν_1, ν_2, ν_3 .

La transformación de base más genérica (casi) en un espacio de Hilbert en 3 dimensiones puede ser escrita como (matriz PMNS)

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{i\delta} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

Los ángulos son conocidos como ángulos de oscilación. La fase está relacionada con violación de simetría CP.

Oscilaciones de neutrinos

Vamos a calcular oscilaciones en 2 dimensiones para simplificar.

Llamemos ν_1 , ν_2 los autoestados libres. Y ν_α , ν_β los autoestados de interacción.

Salvo una fase global, la matriz de cambio de base más general en 2D es:

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$$

Calculemos la probabilidad de producir neutrinos tipo α y observar neutrinos tipo β

Oscilaciones de neutrinos

En la fuente se producen neutrinos tipo α . Este estado también puede ser escrito en la base de propagación como:

$$|\nu_\alpha\rangle = \cos\theta|\nu_1\rangle + \sin\theta|\nu_2\rangle$$

Después de propagación libre un tiempo t , el estado es ($\hbar = 1$ $c = 1$):

$$e^{-iHt}|\nu_\alpha\rangle = \cos\theta e^{-iE_1t}|\nu_1\rangle + \sin\theta e^{-iE_2t}|\nu_2\rangle$$

La probabilidad de observar el estado β después de un tiempo t es:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | e^{-iHt} | \nu_\alpha \rangle|^2$$

Usando $t = L$:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | e^{-iHL} | \nu_\alpha \rangle|^2$$

Oscilaciones de neutrinos

Utilizando el estado final: $|\nu_\beta\rangle = -\sin\theta|\nu_1\rangle + \cos\theta|\nu_2\rangle$

Y un poco de trigonometría:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{(E_2 - E_1)L}{2}$$

Ahora observemos que la masa de los neutrinos es muy pequeña:

$$E_2 - E_1 = \sqrt{m_2^2 + |\vec{p}|^2} - \sqrt{m_1^2 + |\vec{p}|^2}$$

$$\sqrt{m^2 + |\vec{p}|^2} \approx p \left(1 + \frac{m^2}{2p^2}\right)$$

$$E_2 - E_1 \approx \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p} \approx \frac{\Delta m_{21}^2}{2E} \quad E \sim p$$

Oscilaciones de neutrinos

De modo que:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}$$

Observaciones:

Las oscilaciones son posibles sólo si los neutrinos tienen masas distintas.

En general, las oscilaciones dependen de todos los parámetros:

$$\Delta m_{21}^2, \Delta m_{13}^2, \theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, \delta$$

Pero en muchos casos (neutrinos atmosféricos, etc.), el caso 2D es buena aproximación.

Oscilaciones de neutrinos – distancias astrofísicas

En el límite $L \rightarrow \infty$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \frac{1}{2} \sin^2 \theta$$

Pero, en este caso, si es apropiado usar los 3 sabores.

Para distancias astrofísicas:

(sin demostración)

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2$$

Oscilaciones de neutrinos - distancias astrofísicas

Recordemos la producción de neutrinos via piones

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$$

El primer decaimiento es a 2 partículas y las energías están determinadas por completo. La cinemática del 2do decaimiento es tal que los 3 neutrinos, en promedio tienen la misma energía. Es decir:

$$\Phi_{\nu_e + \bar{\nu}_e} : \Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu} : \Phi_{\nu_\tau + \bar{\nu}_\tau} = 1 : 2 : 0$$

Utilizando:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2$$

Encontramos que, en la Tierra (aproximadamente):

$$\Phi_{\nu_e + \bar{\nu}_e} : \Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu} : \Phi_{\nu_\tau + \bar{\nu}_\tau} = 1 : 1 : 1$$

Oscilaciones de neutrinos - distancias astrofísicas

Sin embargo, la vida media de un pion es ~ 100 veces más corta que la de un muon

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$$

Si el ambiente astrofísico incluye campos magnéticos intensos, los muones pueden perder energía, via radiación sincrotrón antes de decaer. En ese caso, solo el primer decaimiento resulta en neutrinos:

$$\Phi_{\nu_e + \bar{\nu}_e} : \Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu} : \Phi_{\nu_\tau + \bar{\nu}_\tau} = 0 : 1 : 0$$

Utilizando:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2$$

Encontramos que, en la Tierra (aproximadamente):

$$\Phi_{\nu_e + \bar{\nu}_e} : \Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu} : \Phi_{\nu_\tau + \bar{\nu}_\tau} = 1 : 2 : 2$$

Medir la tasa de flujo de sabores informa sobre las condiciones astrofísicas de la fuente.

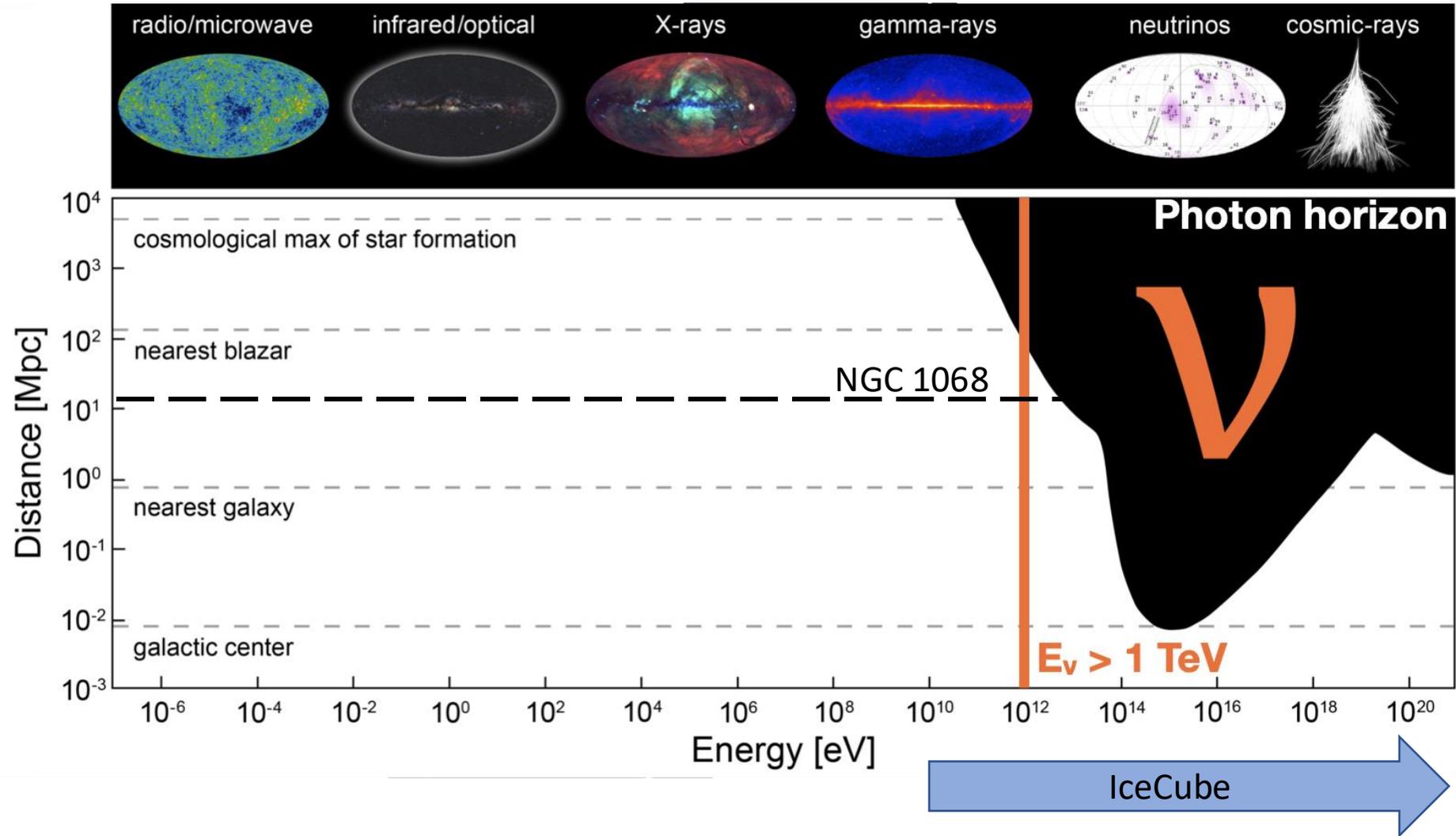
El Universo a altas energías

Detectar rayos gamma es mucho más fácil que detectar neutrinos. Por qué darse mala vida con los neutrinos?

El Universo es opaco a fotones de alta energía

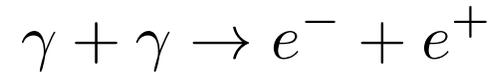
Las fuentes de rayos cósmicos producen rayos gamma. Pero hay maneras adicionales de producir rayos gamma

El Universo es opaco a Altas Energías



El Universo es opaco a Altas Energías

Las interacciones fotón – fotón son posibles...

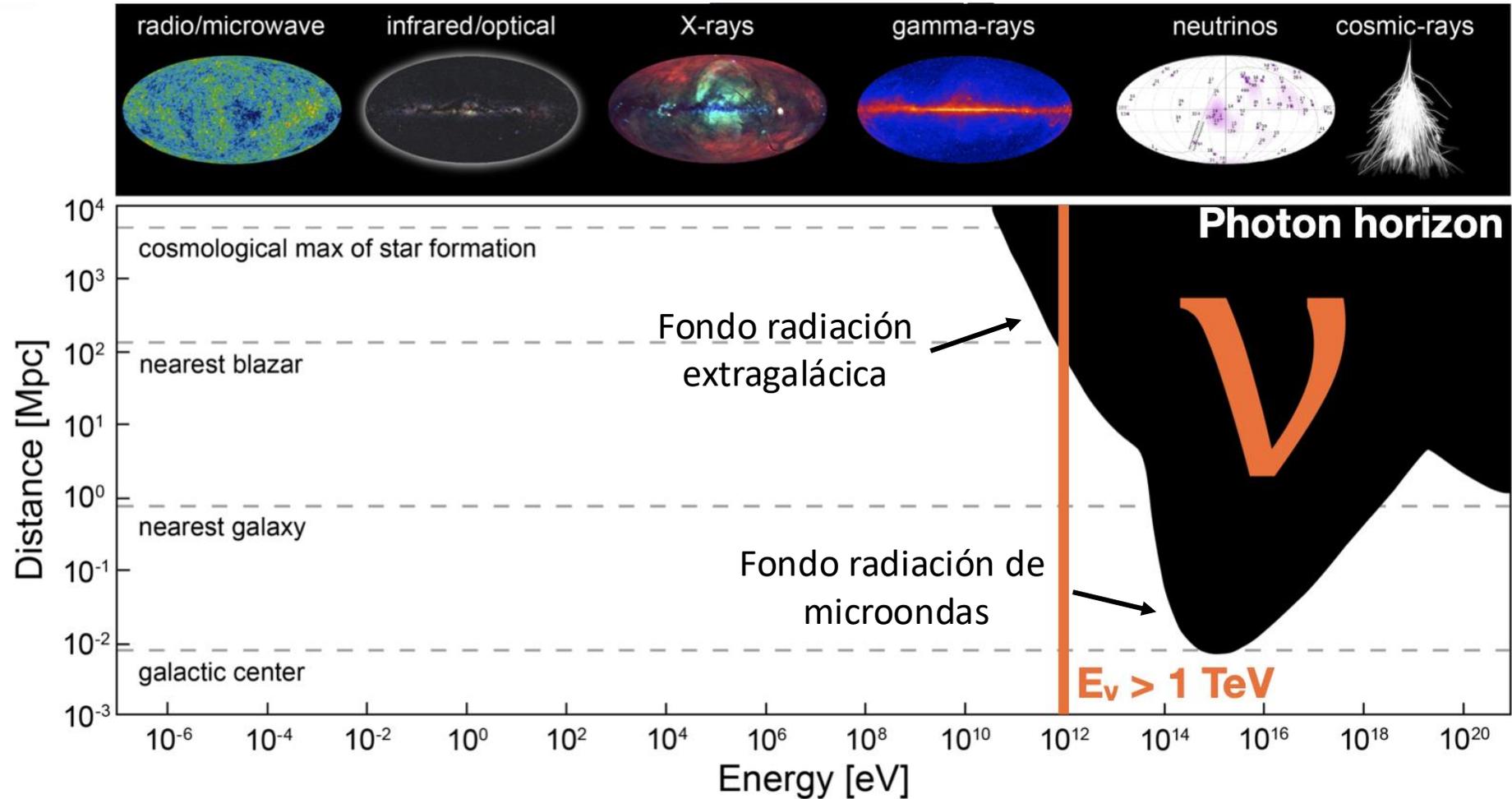


... cuando la masa invariante del sistema es el doble de la masa del electrón.

El Universo está lleno de fotones.

Para fotones del fondo microondas de 2.7 K (2.4×10^{-4} eV), una colisión con un fotón de 10^{15} eV (PeV) tiene una masa invariante del doble de la masa del electron.

El Universo es opaco a Altas Energías

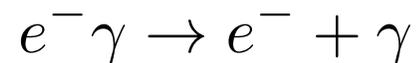


Como producir rayos gamma

La aceleración de electrones ha sido observada ampliamente.

La aceleración de electrones explica, por ejemplo, el espectro (no térmico) en radio de galaxias con núcleos activos o la emisión de pulsares. Estos electrones producen radiación de sincrotrón (que no es de alta energía).

Interesantemente los electrones acelerados pueden interactuar también con radiación local (fondo de radiación de microondas, los mismos fotones de sincrotrón, etc) via:



Este proceso se conoce como Compton inverso.

Las fuentes de rayos gamma no son necesariamente fuentes de rayos cósmicos.

Aceleración de Fermi

Las supernovas son, probablemente, las fuentes de rayos cósmics galácticos.

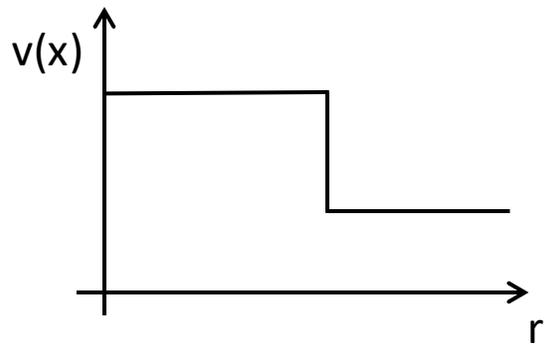
Supernova de Tycho SN 1572
(SN tipo Ia)
Azul/Rojo: Rayos X
Amarillo: IR

Amarillo: Inestabilidad Rayleigh-Taylor

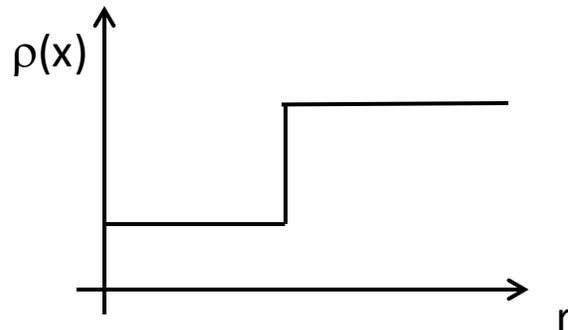


Remanentes de supernova

El shock frontal se mueve supersónicamente hacia el material interestelar.
El shock reverso se propaga hacia el material expulsado por la supernova (que no es supersónico). En los shocks, los campos magnéticos son muy intensos.

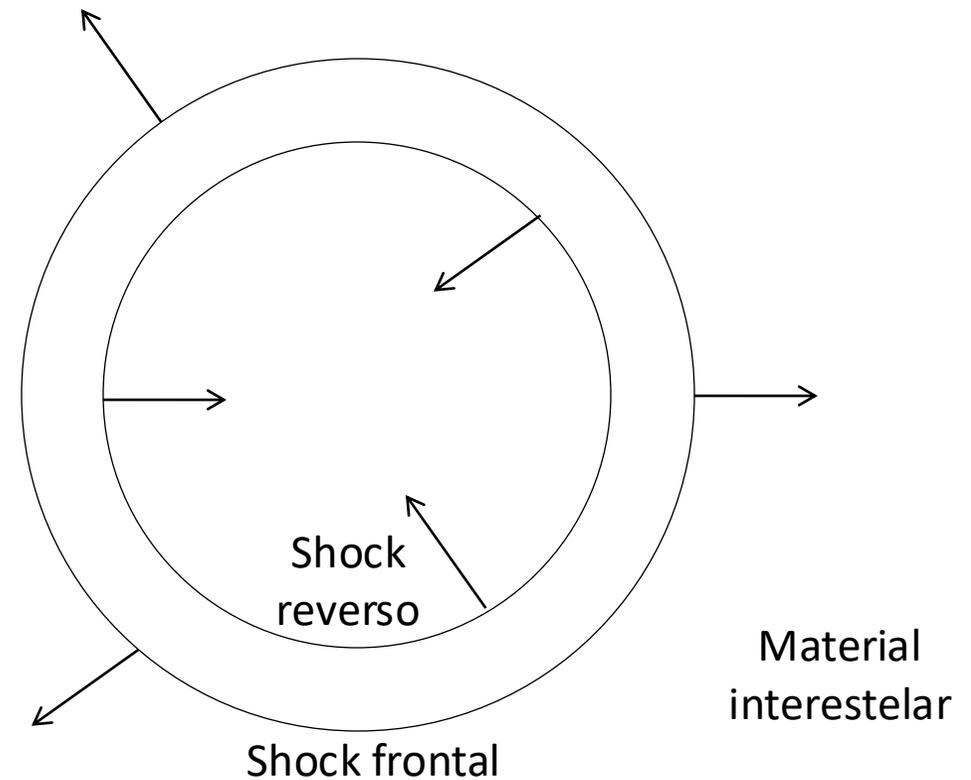


$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \nabla \cdot \vec{J}$$



$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2$$

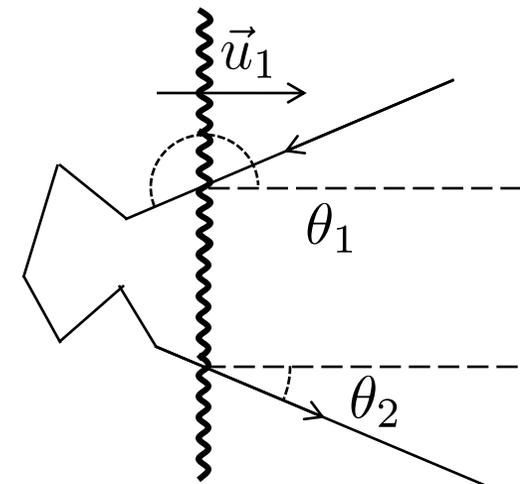
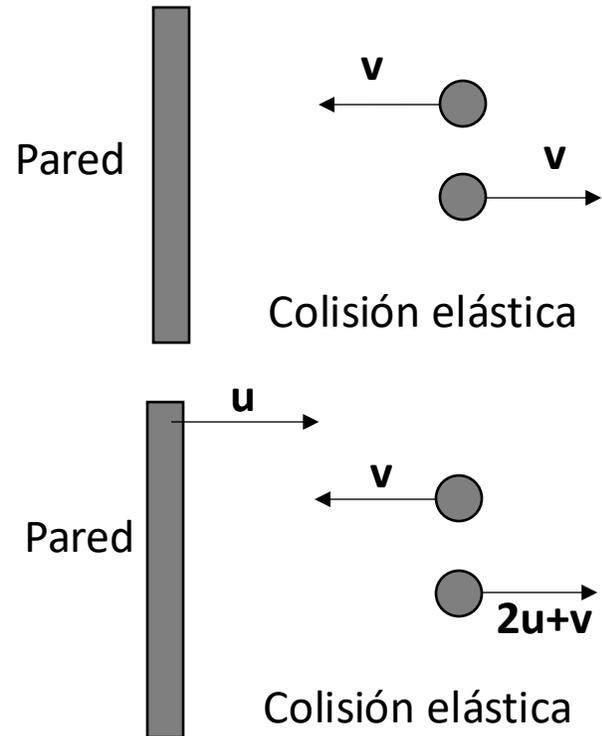
Cerca del shock frontal



Aceleración de Fermi

La energía cinética del plasma cerca del shock es transformada en energía cinética de partículas cargadas.

Analogía



Colisión de una partícula de prueba con el shock

Aceleración de Fermi

Consideremos repetidas colisiones de una partícula cargada con un shock.

Asumamos que en cada colisión, la energía de la partícula cambia como: $\Delta E = \epsilon E$

Después de n colisiones, la energía es: $E_n = E_0(1 + \epsilon)^n$

Sigue que el número de colisiones para alcanzar energía E es: $n = \log(E/E_0)/\log(1 + \epsilon)$

Digamos que P_{esc} es la probabilidad de escape en cada colisión. La probabilidad de permanecer atrapada después de n colisiones es: $(1 - P_{esc})^n$

Entonces el número de partículas que alcanza energía E al escapar es:

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{esc})^m = \frac{(1 - P_{esc})^n}{P_{esc}}$$

Fermi Acceleration

Recordando que $a^{\log b} = b^{\log a}$ y utilizando el valor de n explícitamente:

$$N(\geq E) \propto \frac{1}{P_{esc}} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\gamma} \longrightarrow \frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma-1}$$

Donde

$$\gamma = \log\left(\frac{1}{1 - P_{esc}}\right) / \log(1 + \epsilon) \approx \frac{P_{esc}}{\epsilon}$$

Se puede demostrar que $\gamma \sim 1 + \delta$ donde δ es una cantidad pequeña.

Resumen

Los neutrinos son difíciles de detectar debido a la interacción débil.

Los neutrinos son el único mensajero astronómico de altas energías

Sólo los neutrinos pueden identificar las fuentes de rayos cósmicos

Observar la tasa de flujo de diferentes neutrinos permite estudiar las condiciones de la zona de producción de neutrinos

Rayos cósmicos son acelerados en sus fuentes en shocks
(En realidad hay alternativas, como reconexión magnética – observada en el Sol)