

Estudio del remanente de supernova RX J1713.7-3946

L. Anduaga, M. Borghi, L. Zenocratti

*Introducción a la Astrofísica Relativista 2013, Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas
Universidad Nacional de La Plata, C.C. 64, 1900, La Plata, Argentina*

Febrero 25, 2014

1 Introducción

El remanente de supernova **RX J1713.7-3946** es un remanente de tipo cáscara o shell, detectado en rayos gamma de altas energías, que pudo ser estudiado con la resolución suficiente para hacer un análisis morfológico. En este trabajo se estudiará la emisión no térmica del mismo, suponiendo que esta radiación se produce por interacción de protones y electrones relativistas con materia, fotones del fondo cósmico de radiación y campo magnético, y se reproducirá la distribución espectral en energía observada.

2 Parámetros y modelado del remanente

Según simulaciones numéricas, se proponen ciertos parámetros para modelar las condiciones físicas del remanente, los mismos se muestran en la Tabla 1 mostrada en la sección Apéndice.

Se considerará que la región de emisión de la radiación no térmica ocupa una fracción f_{vol} del volumen total, el cual está comprendido entre los radios interno R_{in} y externo R_{out} . En esta región se aceleran protones y electrones hasta energías relativistas por difusión a través de frentes de choque. La energía E_{rel} inyectada en partículas relativistas es una fracción de la energía total liberada en la explosión, $E_{rel} = \chi_{rel} E_{SNR}$, que a su vez se divide entre protones y electrones. El cociente entre la energía inyectada en protones y en electrones es K_{ep} . Se asume que las distribuciones en energía de las partículas relativistas son leyes de potencias con el

mismo índice y un corte exponencial:

$$N_{e,p} = A_{e,p} E^{-\beta} e^{-E/E_{e,p}^{max}} \text{ erg}^{-1} \text{ cm}^{-3} \quad (1)$$

donde $A_{e,p}$ es una constante obtenida a partir de $K_{e,p}$ y χ_{rel} (tabla 1), y β el índice espectral.

3 Cálculo de los tiempos de enfriamiento para electrones

En el estudio de los tiempos de enfriamiento para los electrones se consideraron pérdidas por radiación sincrotrón, Bremsstrahlung relativista e interacción Compton inversa (IC) con los fotones del fondo cósmico de microondas (CMB). Se incluyeron además en los gráficos el tiempo de aceleración y la edad del remanente ya que el fin es obtener las energías máximas a las cuales se pueden acelerar las partículas relativistas.

Se calculó el tiempo de aceleración, mediante la ecuación 2:

$$t_{acel}(E) = \frac{E_e}{(dE/dt)_{acel}} \quad (2)$$

siendo $(dE/dt)_{acel} = \eta ec^2 B$ (unidades S.I.).

En todos los procesos radiativos el tiempo de enfriamiento se calculó de la siguiente forma:

$$t(E) = \frac{E_e}{(dE/dt)} \quad (3)$$

donde (dE/dt) depende del proceso en cuestión:

- Para radiación sincrotrón:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_S = 6.6 \times 10^{-4} \left(\frac{m_e}{m}\right)^2 \left(\frac{B}{G}\right)^2 \gamma^2 [eVs^{-1}]$$

- Para Inverse Compton:

Se consideró interacción de los electrones con los fotones del CMB, los cuales siguen una distribución planckiana con temperatura $T = 2.7$ K. Para el cálculo de las pérdidas de energía se utilizó la expresión dada por Bosch-Ramon y Khangulyan (2008)[1]:

$$\gamma_{IC} = 5.5 \times 10^{17} T_{mcc}^3 \frac{\log(1 + 0.55\gamma T_{mcc})}{1 + 25T_{mcc}\gamma} \left(1 + \frac{1.4\gamma T_{mcc}}{1 + 12\gamma^2 T_{mcc}^2}\right) [s^{-1}]$$

con $T_{mcc} = kT/m_e c^2$ y $\gamma = \frac{E}{m_e c^2}$, entonces $\dot{\gamma} = \frac{\dot{E}}{m_e c^2} = \frac{dE/dt}{m_e c^2}$. De esta manera resulta:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{IC} = \dot{\gamma} m_e c^2 [eVs^{-1}]$$

- Para Bremsstrahlung relativista:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_B = 4nZ^2 r_e^2 \alpha c \left[\ln(183Z^{-1/3}) - \frac{1}{18} \right] [eVs^{-1}]$$

donde $Z=1$, ya que se supone una nube de átomos de hidrógeno, α es la constante de estructura fina, r_e es el radio clásico del electrón, c la velocidad de la luz, y n la densidad del medio.

4 Cálculo de los tiempos de enfriamiento para protones

En el estudio del tiempo de enfriamiento para protones, se consideraron colisiones protón-protón con el material del medio interestelar. En este caso, las pérdidas de energía de los protones se calcularon de la siguiente forma:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{pp} = 0.65cn\sigma_{pp}\Theta(Ep - 1.22 \times 10^9 eV) (Ep - m_p c^2) [eVs^{-1}]$$

Para el cálculo de la sección eficaz σ_{pp} se utilizó la parametrización de Kelner, Aharonian y Bugayov (2006)[2]:

$$\sigma_{pp} = 34.3 + 1.88L + 0.25L^2 [mb]$$

siendo $L = \ln(\frac{Ep}{1TeV})$ y $1.22 \times 10^9 eV$ el umbral de energía para la producción del pión neutro.

5 Cálculo de las energías máximas

En principio, con el objetivo de determinar las energías máximas $E_{e,p}^{max}$ se iguala la tasa total de pérdida de energía con la tasa de aceleración. El valor hallado debe satisfacer el **criterio de Hillas**: el radio de giro de las partículas más energéticas en el campo magnético existente en la región de aceleración debe ser menor al tamaño de la misma. Además, el tiempo necesario para acelerar las partículas hasta la energía máxima calculada debe ser menor a la edad del remanente.

Se determinó entonces la tasa total de pérdida de energía para los electrones con la siguiente expresión:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{total} = \left(\frac{dE}{dt}\right)_S + \left(\frac{dE}{dt}\right)_{IC} + \left(\frac{dE}{dt}\right)_B$$

Luego utilizando $(dE/dt)_{total} = (dE/dt)_{acel}$, resulta:

$$t_{total} = \frac{E_e}{(dE/dt)_{total}}$$

En la Figura 1 se muestra el “tiempo total” de pérdidas junto con la edad del remanente y el tiempo de aceleración para los procesos leptónicos, mientras que en la figura 2 para los procesos hadrónicos.

Luego se resolvió numéricamente $t_{acel} = t_{total}$, obteniendo de esta manera $E_e = 6.83 \times 10^{13} eV$. Dado que a esta energía le corresponde un tiempo $t = 3444$ yr, el cual es mayor a la edad del remanente, se descartó el valor obtenido.

Se propuso entonces resolver numéricamente $t_{acel} = t_{SNR}$, obteniendo una energía máxima $E_e = 3.176 \times 10^{13} eV$.

Se verificó que el valor de energía satisface el criterio de Hillas. Para ello se calculó el radio de giro

$$r_g = \frac{(E/eV)}{300Z(B/G)} [cm]$$

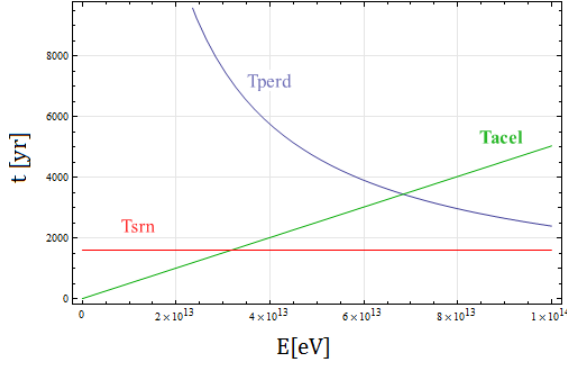


Figure 1:

Tiempos de aceleración, tiempos de pérdidas por los procesos leptónicos y edad de la supernova.

Usando la energía obtenida anteriormente, resulta que $r_g = 1.512 \times 10^{16} \text{ cm}$. Por otro lado, el tamaño de la región de aceleración viene dado por $r_{out} - r_{in} = 7.714 \times 10^{18} \text{ cm}$. Se observa entonces que $r_g < r_{out} - r_{in}$, por lo que el criterio de Hillas se cumple. Con lo cual se determina una energía máxima $E_e^{max} = 3.176 \times 10^{13} \text{ eV}$.

La energía máxima para electrones quedó determinada por la intersección de t_{accel} con t_{SNR} .

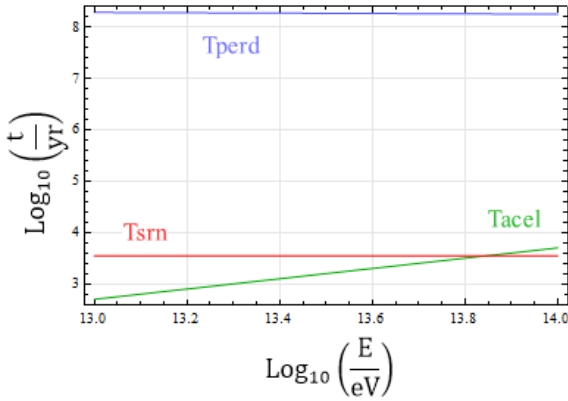


Figure 2:

Intersección de las curvas t_{accel} y t_{SNR} correspondientes al modelo hadrónico del remanente y curva del tiempo de pérdidas por los procesos hadrónicos.

Se procedió luego a calcular la energía máxima para los protones. Los tiempos t_{accel} y t_{perd}

coinciden a una energía del orden de $\sim 2 \times 10^{18} \text{ eV}$, en un tiempo del orden de 10^8 años, de modo que esta energía no podía ser la máxima para protones. Se consideró entonces que la energía máxima para protones también queda determinada por el tiempo de aceleración y la edad del remanente: $t_{accel} = t_{SNR}$. Entonces $E_p^{max} = 3.176 \times 10^{13} \text{ eV}$.

Por lo dicho anteriormente el criterio de Hillas también se cumple para los protones. En conclusión la energía máxima para ambas especies es la misma, y está dada por la edad del remanente.

6 Distribución espectral de energía (SED)

Se procedió a graficar las SED de la supernova en un gráfico $\text{Log} L_\gamma$ vs $\text{Log} E_\gamma$ usando la distribución dada por la ecuación 1 correspondiente a electrones, con Ae, p una constante obtenida a partir de $K_{e,p}$ y χ_{rel} (tabla 1), y β el índice espectral.

6.1 Interacciones leptónicas

- Radiación Sincrotrón

La luminosidad viene dada por $L(E_\gamma) = E_\gamma P(E_\gamma) V f_{vol}$, donde se tuvo en cuenta que el volumen emisor del remanente es una fracción del mismo.

La potencia del espectro sincrotrón de esta distribución de partículas isotrópica viene dada por

$$P(E_\gamma) = \int_{\Omega_\alpha} \int_{E_{min}}^{E_{max}} P(E, E_\gamma, \alpha) n(E, \alpha) dE d\Omega_\alpha$$

donde α es el "pitch angle" y

$$P(\gamma, E_\gamma, \alpha) = \frac{\sqrt{3} e^3 B \sin \alpha}{h m c^2} \frac{E_\gamma}{E_c} \int_{E_\gamma/E_c}^{\infty} K_{5/3}(\zeta) d\zeta \quad (4)$$

es la potencia para una partícula. $Ne(E)$ viene dado por la ecuación 1.

Para el caso de una partícula (4) se utilizó una aproximación a la integral de la función de Bessel $K_{5/3}(\zeta)$.

$$F(x) = x \int_x^{\infty} K_{5/3}(\zeta) d\zeta$$

a

$$F(x) = C x^{1/3} e^{-x}$$

donde $x = E_\gamma/E_c$ con $E_c = \frac{3}{4\pi} \frac{ehB \sin \alpha}{mc} \gamma^2$

- Inverse Compton

La luminosidad para esta interacción viene dada por $L(E_\gamma) = E_\gamma^2 V fvol q_\gamma^{ph}$. Donde

$$q_\gamma^{ph} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \int_0^\infty I_e(E_e) \sigma^{IC}(E_e, E_\gamma, E_{ph}) n_{ph}(E_{ph}) dE_{ph} dE_e$$

es la emisividad resultado de la interacción de la intensidad del campo de electrones $I_e(E_e)$ y el campo de fotones n_{BB} .

La intensidad del campo de electrones está relacionada con 1 a través de

$$I_e(E_e) = \frac{c}{4\pi} N_e(E) \quad (5)$$

Por otra parte, n_{BB} es el campo de fotones correspondiente a un cuerpo negro debido a que a los fotones del fondo cósmico de microondas (CMB) se los modela de esta manera. Su expresión viene dada por

$$n_{BB}(E_{ph}) = \frac{1}{\pi^2 \lambda_C^3 m_e c^2} \left(\frac{E_{ph}}{m_e c^2} \right)^2 \left[\frac{1}{\exp(E_{ph}/kT) - 1} \right] \quad (6)$$

El límite de integración superior de la energía de los electrones viene dado por la energía máxima que se obtuvo en la primera parte del presente informe, mientras que para la energía mínima o límite inferior se supuso que es la necesaria para que la partícula sea relativista; esto es $E_e \sim 2m_e c^2$, es decir que tenga una energía dos veces mayor a la energía en reposo del electron.

Se utilizó para la sección eficaz una expresión diferencial que se comporta adecuadamente tanto para altas como para bajas energías dada por Blumenthal & Gould (1970)[3]:

$$\sigma_{IC}(x, E_{ph}, \gamma) = \frac{3\sigma_T}{4m_e c^2 \epsilon_{ph} \gamma^2} f(x)$$

Aquí $\sigma_T = 0.66 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$ es la sección eficaz de Thomson. Con

$$f(x) = \left[2x \ln x + x + 1 - 2x^2 + \frac{(4\epsilon_{ph} \gamma x)^2 (1-x)}{2(1 + 4\epsilon_{ph} \gamma x)} \right] P\left(\frac{1}{4\gamma^2}, 1, x\right)$$

Por otra parte

$$\epsilon_{ph} = \frac{E_{ph}}{m_e c^2} \quad \epsilon_\gamma = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

$$x = \frac{\epsilon_\gamma}{4\epsilon_{ph} \gamma^2 (1 - \epsilon_\gamma/\gamma)}$$

$$P = \begin{cases} 1 & \text{si } 1/4\gamma^2 \leq x \leq 1 \\ 0 & \text{si } 1/4\gamma^2 > x > 1 \end{cases}$$

Donde $P = \Theta(1-x)\Theta(x-1/4\gamma^2)$ se reescribió en función de dos funciones Heaviside.

- Bremsstrahlung Relativista

La luminosidad de este proceso está dada por

$$L(E_\gamma) = E_\gamma^2 V fvol q_\gamma^B(E_\gamma)$$

donde

$$q_\gamma^B = \int_{E_\gamma}^\infty n_a \sigma_B(E_e, E_\gamma) I_e(E_e) dE_e$$

es la emisividad del proceso. $I_e(E_e)$ es la intensidad del campo de fotones que está relacionada con el campo 1 como se dijo anteriormente por la ecuación 5. $n_a = 0.011 \text{ cm}^{-3}$ es la densidad de los átomos del medio, la cual es constante. La sección eficaz diferencial del proceso viene dada por

$$\sigma_B(E_e, E_\gamma) dE_\gamma = \frac{4\alpha r_e^2 Z^2}{E_\gamma} \phi(E_e, E_\gamma) dE_\gamma$$

considerando a

$$\phi(E_e, E_\gamma) = \left[1 + \left(1 - \frac{E_\gamma}{E_e} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(1 - \frac{E_\gamma}{E_e} \right) \right] \ln \left(\frac{191}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{9} \left(1 - \frac{E_\gamma}{E_e} \right)$$

como correspondiente a un núcleo completamente apantallado (átomos no ionizados), dado que se supone un medio compuesto principalmente por átomos de hidrógeno. $\alpha = 1/137$ es la constante de estructura fina, $r_e = e^2/m_e c^2$ el radio del electrón, $Z = 1$ número atómico del hidrógeno.

6.2 Interacciones Hadrónicas

- Interacción protón protón

La luminosidad para este proceso hadrónico viene dada por $L(E_\gamma) = E_\gamma^2 f_{vol} V q_\gamma^{pp}(E_\gamma)$ donde

$$q_\gamma^{pp}(E_\gamma) = 2 \int_{E_\pi}^{\infty} \frac{q_\pi(E_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4}} dE_\pi$$

es la emisividad con

$$E_\pi^{min}(E_\gamma) = E_\gamma + \frac{m_\pi^2 c^4}{4E_\gamma}$$

A su vez,

$$q_\pi(E_\pi) = 4\pi \int_{E_p^{min}}^{E_p^{max}} n(\vec{r}) I_p(E_p) \frac{d\sigma_\pi(E_p, E_\pi)}{dE_\pi} dE_p$$

Donde $d\sigma_\pi/dE_\pi$ es la sección eficaz diferencial. Para resolver el problema se aproximó la misma como una función delta obteniendo para la emisividad de los piones

$$Q_{\pi^0}(E_{\pi^0}) = 4\pi n \int dE_p I_p(E_p) \delta(E_{\pi^0} - \kappa E_{kin}) \sigma_{pp}(E_p)$$

$$Q_{\pi^0}(E_{\pi^0}) = \frac{4\pi n}{\kappa} I_p \left(m_p c^2 + \frac{E_{\pi^0}}{\kappa} \right) \sigma_{pp} \left(m_p c^2 + \frac{E_{\pi^0}}{\kappa} \right)$$

donde se utilizó que $E_\pi \sim \kappa E_p$ y $E_{kin} = E_p - m_p c^2$. I_p está relacionada con la distribución de energía del campo de protones según la ecuación 5 con su respectiva constante A_p obtenida según el apéndice. La parametrización de la sección eficaz utilizada es la obtenida por Kelner, Aharonian & Bugayov(2006)[2]:

$$\sigma_{pp}(E_p) = 34.3 + 1.88L + 0.25L^2 [mb]$$

donde $L = \log(E_p/1TeV)$.

En la figura 3 se muestra las SED correspondiente a la supernova con los procesos explicados previamente. A su vez, se adjuntaron los datos observacionales medidos en el rango de radio, rayos X por Suzaku y rayos gamma por Fermi-LAT y HESS.

En la Figura 3 se observa un ajuste aproximado de la curva sincrotrón a radio y rx. Por otro lado se nota un buen acuerdo dentro de las barras de error entre las observaciones de rayos gamma (LAT) y la curva IC, y una notable descripción de las observaciones de rayos gamma (HESS) por parte del modelo de IC. Para el resto de los procesos (Bremsstrahlung y Protón Protón) se ve que el modelo no describe los datos experimentales (observaciones). Se concluye entonces que para Sincrotrón e Inverse Compton el modelo está en buen

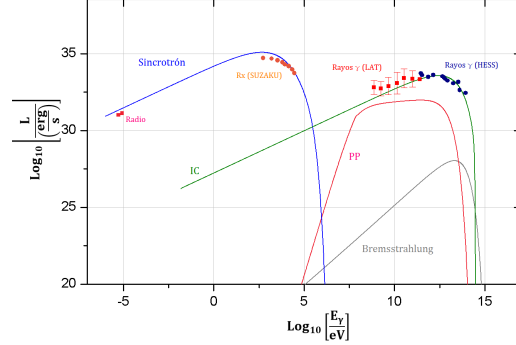


Figure 3:

Observaciones y SEDs: sincrotrón, bremsstrahlung, IC, y PP.

acuerdo con los puntos experimentales, no es así para el caso Bremsstrahlung e Interacción PP.

También se estudiaron las curvas de sensibilidad del satélite Fermi y el telescopio cherenkov Hess como se muestra en la Figura 4. La emisión que ocurre por arriba de cada curva puede ser detectada por el satélite/telescopio correspondiente.

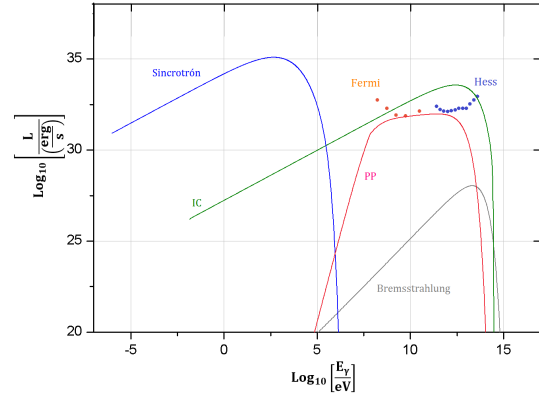


Figure 4:

SEDs y sensibilidad del satélite Fermi y telescopio Hess.

7 Origen de la radiación

Al comparar el modelo desarrollado con las observaciones, se ve que a bajas energías (radio)

el modelo para radiación sincrotrón se ajusta notablemente a los datos observacionales. La SED correspondiente a rayos X muestra un ajuste aceptable a las observaciones, lo cual favorece a un origen leptónico de la radiación de energía más baja. El modelo para la radiación producida por Interacción PP y Bremsstrahlung relativista no describe las observaciones, indicando que estos procesos no son relevantes en la producción de energía.

Por otro lado, se ve también que la SED obtenida del modelo para la radiación Compton inversa describe en muy buen acuerdo las observaciones en rayos gamma, dentro de los errores instrumentales, favoreciendo a un origen leptónico de la radiación de altas energías.

Puede concluirse entonces por un lado que el origen de la radiación, tanto en baja como en alta energía, tiene un origen leptónico, y, por otra parte, que los modelos de radiación sincrotrón e IC modelan en buen acuerdo las observaciones estudiadas.

8 Apéndice

Parámetro	Valor
Distancia al remanente, DSNR [pc]	1.0
Energía liberada en la explosión, E_{SNR} [erg]	10^{51}
Edad del remanente, t_{SNR} [yr]	1600
Radio externo del remanente, Rout [pc]	10
Radio interno del remanente, Rin [pc]	7.5
Fracción emisora del volumen total, fvol	0.16
Densidad del medio, n [cm^{-3}]	0.011
Campo magnético en la región de aceleración, B [μ G]	7
Fracción de energía en partículas relativistas, χ_{rel}	0.1
Eficiencia del mecanismo de aceleración, η	10^{-5}
Cociente entre energía inyectada en electrones y protones, K_{ep}	3×10^{-3}
Índice espectral de la distribución de partículas relativistas, β	1.9

Tabla 1 Parámetros de la supernova con los datos que le corresponden según una simulación de la evolución hidrodinámica del remanente y la aceleración difusiva de las partículas.

References

- [1] Bosch-Ramon, V., khnagulyan, D., & Aharonian, F. A. **2008**, A&A, in press [*astro-ph/0801.4547*]
- [2] Kelner, S. R., F. A. Aharonian, and V. V. Bugayov. 'Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime.' Physical Review D **74.3** (2006): 034018.
- [3] Blumenthal G.R. & Gould R.J. 1970, *Rev.Mod. Phys.***42**,237