



Microcuásares como fuentes de rayos cósmicos

G.J. Escobar¹, L.J. Pellizza² & G.E. Romero¹

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA-UNLP, Argentina

² Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

Contacto / gescobar@iar.unlp.edu.ar

Resumen / Actualmente se acepta que la población rayos cósmicos galácticos tiene como fuentes principales los remanentes de supernova. Si bien este escenario es energéticamente sustentable, los modelos actuales predicen espectros que difieren de las observaciones. Por otro lado, la contribución de otras fuentes a la producción de rayos cósmicos galácticos no está bien establecida y merece ser investigada. En este trabajo presentamos un nuevo mecanismo con el que los *jets* de microcuásares podrían producir rayos cósmicos, por medio de la producción *in situ* de neutrones que escapan del sistema. El decaimiento de estos neutrones produciría protones y electrones que escaparían de la fuente como rayos cósmicos. El mecanismo propuesto provee rayos cósmicos más energéticos en comparación a trabajos anteriores. Los posibles valores de índice espectral caen dentro del rango esperado por las observaciones. Los escenarios más eficientes son aquellos con *jets* más luminosos y lentos, y solo estos proveen, por cada fuente, potencias en rayos cósmicos comparables al caso de remanentes de supernova. El mecanismo aquí explorado podría producir una mayor contribución en los microcuásares del universo temprano, y de esta forma contribuir a la reionización o calentamiento del medio intergaláctico.

Abstract / It is currently accepted that supernova remnants are the main sites where galactic cosmic rays undergo acceleration. Though this picture is energetically sustentable, the models predict spectra that do not match observations. On the other hand, the contribution of other kind of sources to the galactic cosmic-ray population is still unclear, and deserves investigation. In this work we explore a novel mechanism through which microquasars might produce cosmic rays, based on the generation of relativistic neutrons *in situ*, which escape and decay outside. Protons and electrons created in neutron decays escape to the interstellar medium as cosmic rays. The proposed mechanism produces more energetic cosmic rays from microquasars than those presented by previous works. The spectral index agrees well with that required to explain the spectral signatures of Galactic cosmic rays. Best scenarios arise in the most luminous, slow jets, which produce a cosmic-ray power, by source, comparable to that of supernova remnants. The mechanism explored in this work may provide stronger cosmic-ray sources in the early universe, and therefore contribute to the heating and reionization of the intergalactic medium.

Keywords / cosmic rays — ISM: jets and outflows — relativistic processes

1. Introducción

Los microcuásares (MQ, por sus siglas en inglés) son binarias de rayos X que presentan *jets*. Estos flujos de materia y radiación interactúan con el medio circundante cambiando su composición y otras propiedades termodinámicas del gas. Durante su propagación, los *jets* se desarrollan formando estructuras de choque, en donde se pueden acelerar partículas hasta energías relativistas. En trabajos previos se ha estudiado un mecanismo de producción de rayos cósmicos (CR, por sus siglas en inglés) en *jets*, mediante el escape de partículas a través del *shock* terminal, alcanzando factores de Lorentz similares al del *bulk* (Heinz & Sunyaev, 2002). Por otro lado, Fender et al. (2005) han hallado que la población de MQ en la Vía Láctea podría contribuir con 5 – 10 % de la población de CR Galácticos.

Los remanentes de supernova (SNR, por sus siglas en inglés) son actualmente aceptados como aquellos lugares donde se acelera gran parte de la población de rayos cósmicos. Sin embargo, algunas observaciones no coinciden con las predicciones de los modelos actuales. El índice espectral típico predicho por los modelos es ~ 2 .

Teniendo en cuenta, además, la difusión de los CR en el medio interestelar, los modelos predicen un espectro de CR más duro que el observado (Blasi, 2013).

En este trabajo exploramos un nuevo mecanismo mediante el cual los MQ producirían rayos cósmicos. Suponiendo la presencia de bariones en el *jet*, ciertas interacciones hadrónicas pueden producir neutrones que escaparían fácilmente del sistema, puesto que no interactúan con el campo magnético que confina el plasma. El consecuente decaimiento de estas partículas produce protones y electrones relativistas, secundarios, que devienen en rayos cósmicos.

En la Sec. 2 describimos el modelo utilizado para calcular las poblaciones de partículas relativistas en el *jet* y la producción, escape y decaimiento de neutrones. En la Sec. 3 se muestran los resultados del modelo y se comenta sobre la variación de los parámetros libres. Finalmente, en la Sec. 4 discutimos los resultados y damos las conclusiones del trabajo.

2. Modelo

Nuestro modelo de *jet* se basa en el de Romero & Vila (2008). Consideramos un *jet* cónico con ángulo de semiapertura θ . La distancia a la que se lanza el *jet*, medida desde el objeto compacto, es z_0 . El módulo del campo magnético a una distancia z está descrito por

$$B(z) = B_0 \left(\frac{z_0}{z} \right)^m, \quad (1)$$

donde $m = 1.9$ es el índice magnético y B_0 es el valor del campo en la base del *jet*, que estimamos por equipartición entre la energía cinética y magnética en esa región. Consideramos que un 10% de la potencia del *jet*, L_{jet} , es depositada en la población de partículas relativistas, de la cuál una fracción $a(a+1)^{-1}$ corresponde a protones. La inyección de protones relativistas está parametrizada como

$$Q(E, z) = Q_0 E^{-p} \exp(-E/E_{\text{max}}), \quad (2)$$

donde E_{max} es la energía máxima, Q_0 es una constante de normalización con la potencia total de la población de protones y p es el índice espectral.

La tasa de aceleración está descrita por

$$t_{\text{acc}}^{-1} = \frac{\eta c e B}{E}, \quad (3)$$

siendo η un parámetro que representa la eficiencia del mecanismo de aceleración. Las pérdidas de energía que consideramos son radiación sincrotrón e interacción de protones relativistas con los protones térmicos presentes en el *bulk*. Las expresiones para calcular las tasas de pérdida de energía se pueden encontrar en Blumenthal & Gould (1970) y Sikora et al. (1989). Además, consideramos que las partículas sufren pérdidas adiabáticas, puesto que el gas en el que se propagan se está expandiendo. La tasa de pérdida correspondiente se puede escribir como

$$t_{\text{ad}}^{-1} = \frac{2}{3} \frac{v_{\text{jet}}}{z}, \quad (4)$$

donde v_{jet} es la velocidad del *bulk*.

Los neutrones relativistas se producen en las colisiones protón-protón. En uno de los canales de la interacción el protón relativista se destruye y se crean un neutrón y un pión. Asumiremos que este canal de interacción ocurre con un 16% de probabilidad, basándonos en una parametrización a bajas energías (Kafexhiu et al., 2014). Sin embargo, como muestran ciertas mediciones a energías más altas (e.g. Engler et al., 1975) esta probabilidad puede ser mayor, por lo que tomamos este valor como uno conservador. Por lo tanto, los valores obtenidos de potencia en neutrones podrían estar subestimados por un factor $\lesssim 6$.

La población estacionaria de partículas relativistas dentro del *jet* se obtiene como solución del sistema de ecuaciones de transporte

$$\frac{\partial}{\partial E_p} [b_p N_p] = Q - \Lambda - t_{\text{esc}}^{-1} N_p, \quad (5)$$

$$0 = Q_n - t_{\text{esc,n}}^{-1} N_n, \quad (6)$$

donde $b_p = dE/dt$ representa la pérdida total de energía para protones, Q es la inyección de protones, Q_n es la tasa de producción de neutrones por unidad de volumen,

t_{esc}^{-1} y $t_{\text{esc,n}}^{-1}$ son las tasas de escape de protones y neutrones, respectivamente, Λ representa la tasa de destrucción de protones asociada a la producción de neutrones, es decir $\Lambda(E_p) = Q_n(E_n)$, y N_j es la densidad espectral de la población $j = (p, n)$ en estado estacionario.

2.1. Producción de rayos cósmicos

Para los neutrones, el tiempo característico de escape es mucho menor que el de las interacciones que puedan sufrir. Toda la población de neutrones escapa del *jet* con una emisividad $N_n t_{\text{esc,n}}^{-1}$. Considerando el decaimiento β , estas partículas inyectan protones y electrones a una distancia dada por la distribución exponencial con valor medio $c\gamma_n \tau_n$, donde τ_n es el tiempo de vida medio de un neutrón en reposo y γ_n el factor de Lorentz.

En todos los casos que exploramos en este trabajo, las partículas secundarias (productos del decaimiento) se transportan dentro de una cavidad formada por el sistema binario, limitada por la superficie en la que la presión del viento de la estrella compañera iguala a la presión del medio interestelar. Calculamos la propagación considerando un régimen de difusión con las irregularidades magnéticas en el plasma del viento. Las pérdidas de energía asociadas son adiabáticas (Gleeson & Webb, 1978). Considerando el coeficiente de difusión de Bohm, obtenemos la siguiente relación entre la energía inicial (al momento del decaimiento/inyección) y la energía a la que la partícula escapa del sistema (i.e.: cruza la cavidad):

$$\gamma_F + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\gamma_F - 1}{\gamma_F + 1} \right) = \gamma_0 - \frac{2}{9} \frac{v_w}{r_0^2} \frac{3eB_* R_*^3}{mc^3}, \quad (7)$$

donde γ_0 y γ_F son los factores de Lorentz inicial y final, respectivamente, m la masa de la partícula, v_w la velocidad del viento de la estrella, y B_* y R_* el campo magnético y el radio de la superficie de la estrella, respectivamente. De esta ecuación se obtiene la energía de las partículas cuando escapan del sistema pasando a formar parte de la población de rayos cósmicos del medio interestelar. Un modelo detallado de la producción y propagación de neutrones se podrá encontrar en Escobar et al. (2021, enviado a A&A).

3. Resultados

Nuestro modelo fiducial es aquel que representa el *jet* de Cygnus X-1. Los parámetros necesarios para modelar las poblaciones de partículas en el *jet* fueron adaptados de Pepe et al. (2015, modelo A), quienes realizaron un ajuste con datos de observaciones. Estudiamos el impacto de la variación de los parámetros en el espectro y en la potencia total de los neutrones. Los parámetros libres son los siguientes: el índice espectral de la inyección de partículas ($p = 2.4$), la eficiencia del mecanismo de aceleración ($\eta = 6 \times 10^{-4}$), el factor de Lorentz del *bulk* ($\Gamma = 1.25$) y la luminosidad del *jet* ($L_{\text{jet}} = 1.0 \times 10^{38}$ erg s $^{-1}$). Los valores mostrados entre paréntesis corresponden a los del modelo fiducial. Además, tomamos como parámetro fijo $a = 39$, valor que corresponde al ajuste obtenido por Pepe et al.

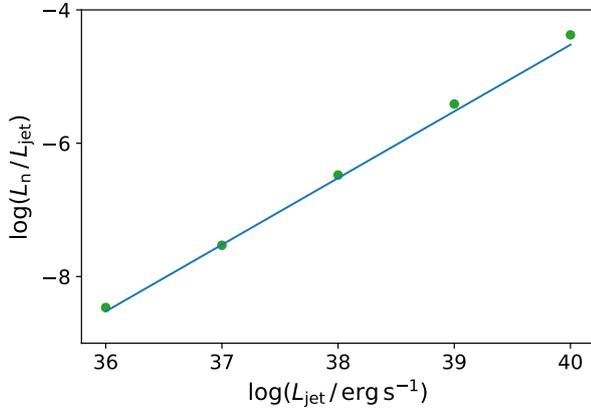


Figura 1: Los puntos verdes muestran la fracción de potencia en neutrones, para distintos valores de la luminosidad del *jet*. La línea azul continua corresponde a una recta de pendiente 1, que destaca la tendencia lineal en la relación.

(2015). La eficiencia de aceleración y el índice espectral no impactan significativamente en la potencia de neutrones. Para *jets* más rápidos (Γ mayores) la potencia tampoco cambia significativamente. Si bien la densidad de protones blanco disminuye, y por lo tanto también la tasa de producción de neutrones, el efecto del *boost* lo compensa en casi el mismo factor, puesto que medimos la potencia en el sistema de referencia del medio interestelar. Por otro lado, a valores de $\Gamma \rightarrow 1$ hay un aumento significativo en la tasa de producción de neutrones puesto que aumenta la densidad de protones blanco, y como consecuencia aumenta la potencia total de neutrones, ya que el factor Doppler en este caso no varía significativamente. La dependencia de la potencia total con la luminosidad del jet se muestra en la Fig. 1. Notar que la variación en L_n es cuadrática en L_{jet} . Esto se debe a que aumentan en la misma proporción tanto las densidades de partículas relativistas como las térmicas. La recta azul, de pendiente 1, muestra en efecto que $L_n/L_{jet} \propto L_{jet}$.

En la Fig. 2 se muestra el factor de Lorentz de los rayos cósmicos cuando escapan del sistema, inyectados a una distancia de 10^{14} cm, para los parámetros del modelo fiducial. Gran parte de las partículas es inyectada a distancias mayores, por lo que las pérdidas mostradas para este caso son las máximas. La potencia total en rayos cósmicos es esencialmente la misma que la de la población de neutrones. Esto se debe a que las pérdidas adiabáticas afectan principalmente a los electrones, y estos llevan una fracción $\lesssim 10^{-3}$ de la potencia total. Para nuestro modelo fiducial obtenemos una potencia en rayos cósmicos $L_{CR} \approx 3 \times 10^{31}$ erg s $^{-1}$. Para los modelos más eficientes, según lo discutido anteriormente, este valor asciende a $L_{CR} \approx 3 \times 10^{34-35}$ erg s $^{-1}$.

4. Discusión y conclusiones

Construimos un modelo de producción de rayos cósmicos en *jets* de MQ asumiendo que presentan material bariónico en su composición. Los valores obtenidos para el modelo fiducial (aquel que representa el *jet* del MQ

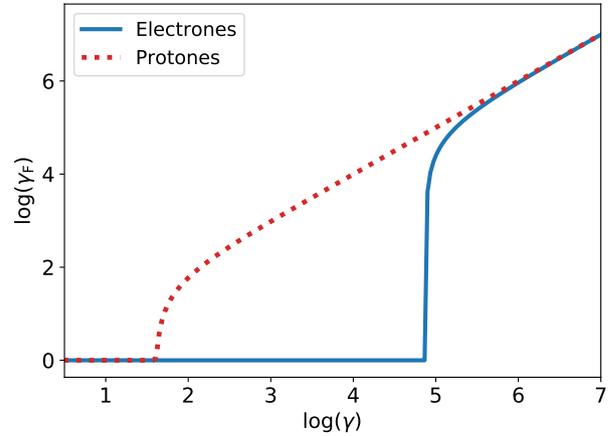


Figura 2: Factor de Lorentz de los rayos cósmicos cuando escapan de la región vs. el factor de Lorentz al momento del decaimiento de los neutrones, para electrones (curva azul continua) y protones (curva roja punteada).

Cygnus X-1) son bajos comparados con la producción estimada por una supernova típica.

Sin embargo, si consideramos *jets* con luminosidades más altas, que podrían corresponder al caso de una fuente ultraluminosa de rayos X (ULX), podríamos obtener valores del orden de $L_{CR} \approx 3 \times 10^{34} - 3 \times 10^{35}$ erg s $^{-1}$. Suponiendo un tiempo de actividad de $\sim 10^6$ años, la energía inyectada en rayos cósmicos es $10^{48} - 10^{49}$ erg, correspondiendo a una contribución de 1 – 10 % en comparación a un remanente de supernova con una eficiencia de aceleración del 10 %.

El mecanismo explorado podría tener mayor contribución en microcuásares del universo temprano. En estos casos, de existir las binarias de rayos X de población III, los vientos serían mucho más débiles dadas las bajas metalidades, y esto conllevaría a potencias de acreción (y luminosidades de *jets*) mayores que las observadas actualmente. Los rayos cósmicos producidos en dichos sistemas podrían tener un impacto considerable en la historia de la reionización y el calentamiento del medio intergaláctico (Mirabel et al., 2011; Douna et al., 2018).

Agradecimientos: Este trabajo ha sido realizado en el marco del proyecto PIP 2014-0265 de CONICET.

Referencias

- Blasi P., 2013, A&A Rv, 21, 70
 Blumenthal G.R., Gould R.J., 1970, Rev. Mod. Phys., 42, 237
 Douna V.M., et al., 2018, MNRAS, 474, 3488
 Engler J., et al., 1975, NuPhB, 84, 70
 Fender R.P., Maccarone T.J., van Kesteren Z., 2005, MNRAS, 360, 1085
 Gleeson L.J., Webb G.M., 1978, Ap&SS, 58, 21
 Heinz, Sunyaev, 2002, A&A, 390, 751
 Kafexhiu E., et al., 2014, PhRvD, 90, 123014
 Mirabel I.F., et al., 2011, A&A, 528, A149
 Pepe C., Vila G.S., Romero G.E., 2015, A&A, 584, A95
 Romero G.E., Vila G.S., 2008, A&A, 485, 623
 Sikora M., Begelman M.C., Rudak B., 1989, ApJL, 341, L33