

Radiación de altas energías en fuentes ultraluminosas de rayos X

G.J. Escobar¹, G.S. Vila¹, G.E. Romero^{1,2}

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA, Argentina

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / gescobar@iar.unlp.edu.ar / gje245@gmail.com

Resumen / En este trabajo se modela el espectro radiativo no térmico de una fuente ultraluminosa de rayos X ubicada en la zona central de la galaxia *starburst* NGC 253. Se supone que este tipo de fuentes son acretantes con jets y que la emisión no térmica se origina en una región compacta de estos. Se evalúa la contribución de este tipo de fuentes a la emisión gamma total de la galaxia, así como su detectabilidad en distintas bandas del espectro.

Abstract / In this work we model the non-thermal radiative spectrum of an ultraluminous X-ray source (ULX) located in the central region of the starburst galaxy NGC 253. It is assumed that ULXs are accreting sources with jets and that the non-thermal emission originates in a compact region of the outflows. We investigate the contribution of these sources to the total gamma-ray emission of the host galaxy and their detectability in other bands of the spectrum.

Keywords / X-rays: binaries — radiation mechanisms: non-thermal — relativistic processes — stars: jets

1. Introducción

Las fuentes ultraluminosas de rayos X (*Ultraluminous X-ray Sources*; ULX) son fuentes extragalácticas no asociadas a núcleos galácticos activos que se caracterizan por presentar una luminosidad isotrópica aparente en rayos X ($\sim 0.3 - 10$ keV) mayor a $\sim 10^{39}$ erg s⁻¹, valor que corresponde al límite de Eddington para un objeto acretante de $10 M_{\odot}$. Si se supone que las ULX son fuentes acretantes que emiten por debajo de su límite de Eddington, la masa del objeto acretante debería ser del orden de al menos varias decenas de masas solares. Es por ello que para explicar la fenomenología observada se ha especulado que al menos algunas ULX podrían alojar un agujero negro acretante de masa intermedia (*Intermediate-Mass Black Hole*, IMBH; $M \sim 10^2 - 10^4 M_{\odot}$; Bachetti 2015).

Los espectros de rayos X de algunas ULX se asemejan a los de binarias de rayos X en estados espectrales intermedios. A diferencia de estas últimas, la mayoría de las ULX no presentan transiciones espectrales. También se ha detectado emisión en radio de algunas ULX que provee una fuerte evidencia a favor de la presencia de jets (Kaaret et al., 2003; Cseh et al., 2015). Aún no se ha detectado emisión en rayos gamma de ninguna ULX.

Las ULX suelen encontrarse en regiones de formación estelar activa muy intensa. Los resultados de un estudio estadístico reciente de poblaciones de ULX en distintos tipos de galaxias muestran que existe una tendencia a encontrar un mayor número de este tipo de fuentes en galaxias *starburst* y en galaxias peculiares (Priajana & Wulandari, 2016).

Las galaxias *starburst* se caracterizan principalmente por presentar episodios muy intensos de formación este-

lar y una elevada tasa de eventos supernova, lo que las dota de un medio interestelar muy denso. Como consecuencia, cabe esperar que la densidad de rayos cósmicos en estas galaxias sea significativa y se produzcan niveles altos de radiación de altas energías (rayos gamma con $E > 100$ MeV).

En este trabajo se modela la emisión no térmica de una fuente ultraluminosa de rayos X encontrada cerca de la zona central de la galaxia *starburst* NGC 253. Esta galaxia ha sido detectada a energías de GeV con el satélite *Fermi* (Abdo et al., 2010) y de TeV con el arreglo Cherenkov HESS (Acero et al., 2009), por lo que se analizan con especial énfasis las predicciones del modelo para la banda de los rayos gamma.

En la Sec. 2. se describen las características principales de la galaxia *starburst* NGC 253. Se muestra además la detección de ULX en esta galaxia y se caracteriza la fuente de interés, ULX1. En la Sec. 3. se describe el modelo de *jet* aplicado para calcular las distribuciones espectrales de energía (*Spectral Energy Distributions*; SED). Finalmente, en la Sec. 4. se presentan y discuten los resultados obtenidos.

2. Caracterización de una ULX en NGC 253

NGC 253, situada a una distancia de 3.4 Mpc de la Vía Láctea, ha sido descrita como la galaxia *starburst* arquetípica por Rieke et al. (1980). Las tasas de eventos de supernova y de formación estelar son del orden de cien veces mayores que las de la Vía Láctea (Bolatto et al., 2013).

En el trabajo de Wik et al. (2014) se presenta un estudio de la emisión en rayos X (4–25 keV) de la zona central de NGC 253, en el que se han detectado veintiu-

na fuentes, siendo la mayoría consistentes con binarias de rayos X en algún estado espectral intermedio. Las cuatro fuentes más luminosas han sido clasificadas como ULX, mostrando la más luminosa de ellas (que de aquí en adelante llamaremos ULX1) una luminosidad $L_X(0.3 - 25 \text{ keV}) = 20.5 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$.

Wik et al. (2014) ajustaron el espectro térmico de rayos X de ULX1 con un modelo de disco de acreción estándar. Con los valores de los parámetros del ajuste y los del medio interestelar de NGC 253, estimamos la tasa de acreción del objeto para dos escenarios: acreción sobre un agujero negro aislado y sobre uno en una binaria de rayos X. Consideramos agujeros negros de masa estelar (*Stellar-Mass Black Hole*; StMBH) e intermedia.

2.1. Agujero negro aislado

En este caso el agujero negro acreta material del medio interestelar. Supondremos un régimen de acreción cilíndrica, para el cual la tasa de acreción puede estimarse como $\dot{M}_{\text{HL}} \approx 4\pi G^2 M^2 \rho_\infty v_\infty^{-3}$ (Bondi & Hoyle, 1944), donde ρ_∞ y v_∞ son la densidad y la velocidad relativa al agujero negro del medio interestelar, en el infinito, respectivamente. Adoptamos valores típicos para el medio interestelar en NGC 253 de $\rho_\infty \approx 300 \text{ cm}^{-3}$ y $v_\infty \approx 40 \text{ km s}^{-1}$ (Romero & Torres, 2003; Bolatto et al., 2013). El valor de la tasa de acreción obtenido no es suficiente para dar cuenta de la luminosidad observada, aún si la eficiencia radiativa fuera máxima (es decir, que la luminosidad producida fuese $L = \dot{M}c^2$). Este resultado es independiente de la masa adoptada para el agujero negro. Se propone entonces como origen de la emisión en ULX1 la acreción sobre un agujero negro en un sistema binario.

2.2. Binaria de rayos X

A partir del perfil de temperaturas para un disco de acreción estándar, ópticamente grueso y geoméricamente delgado, y de los valores de los parámetros ajustados por Wik et al. (2014), estimamos la tasa de acreción (para $M = 15M_\odot$), que resulta $\dot{M} \approx 7.7 \times 10^{18} \text{ g s}^{-1}$. Este valor es algunas veces mayor al valor de la tasa de acreción de Eddington para un agujero negro de $15M_\odot$ ($\approx 2 \times 10^{18} \text{ g s}^{-1}$), por lo que podría en principio explicar la energética observada.

Para un agujero negro de masa intermedia ($M \gtrsim 100 M_\odot$), los parámetros del ajuste de Wik et al. (2014) son incompatibles con la suposición de que la emisión en X se origina en un disco de acreción. Adoptamos el mismo valor de la tasa de acreción obtenida en el caso de masa estelar, y suponemos que este corresponde a un 10% del valor de Eddington. Resulta de aquí que el objeto compacto debe tener una masa $M \approx 530M_\odot$.

3. Modelo

Algunas binarias de rayos X -los denominados **microcuásares**- se caracterizan por la presencia de *jets*, en el estado *low-hard*. El modelo de *jet* en este trabajo se

Tabla 1: Parámetros del modelo.

Parámetro	Valor
Distancia a la base del <i>jet</i> , z_0	50 GM c^{-2}
Radio de la base del <i>jet</i> , r_0	0.1 z_0
L_{jet}	0.01 L_X
Potencia en part. relativistas	0.1 L_{jet}

basa en el desarrollado por Romero & Vila (2008) para microcuásares galácticos. En este modelo se supone que los *jets* están poblados tanto por electrones como por protones relativistas.

Los procesos de enfriamiento considerados son radiación sincrotrón de electrones, dispersión Compton inversa de los electrones relativistas con el campo de fotones producto de la radiación sincrotrón (*Synchrotron Self-Compton*; SSC) y con el campo de fotones del disco de acreción, cuando corresponda, y por último el decaimiento de piones neutros producto de interacciones protón-protón.

La tasa de aceleración, considerando un mecanismo de tipo difusivo, se puede parametrizar como $t_{\text{acc}}^{-1} = \eta ecB/E$, donde $\eta < 1$ es un parámetro que caracteriza la eficiencia de aceleración, $-e$ es la carga eléctrica del electrón, E es la energía de la partícula y B el campo magnético. La energía máxima de las partículas se obtiene igualando la tasa total de pérdidas radiativas a la tasa de aceleración. Para cada especie de partícula se calculó su distribución de energía en estado estacionario en la aproximación *One-Zone*. Por último, se calculó la distribución espectral en energía del *jet*. Los parámetros del modelo se muestran en la Tabla 1.

4. Resultados y discusión

En el cálculo de la energía máxima de las partículas obtuvimos valores del orden de 1–10 GeV para electrones, mientras que para protones este valor asciende a $\approx 10^{16} \text{ eV}$. En la Fig. 1 se muestran los resultados del cálculo de las SED que resultan de aplicar el modelo descripto a un microcuásar, usando como parámetros los datos obtenidos para ULX1. Los parámetros libres son el índice espectral de la inyección de partículas (descrita como una ley de potencias), p , la eficiencia del mecanismo de aceleración, η , y la región de aceleración/emisión, limitada por $z_{\text{acc}} \leq z \leq z_{\text{máx}}$, donde z es una coordenada cilíndrica medida en la dirección del eje del *jet*. Para el cálculo de la SED en el caso de un IMBH, no se consideró la radiación IC con el campo de fotones del disco por los motivos discutidos en la Sec. 2.2. En este modelo el enfriamiento de los protones relativistas está dominado por pérdidas adiabáticas (a diferencia de los modelos para StMBH, donde dominan las pérdidas por radiación sincrotrón), lo que resulta en un espectro más duro de protones en estado estacionario. Esto se refleja en la componente *pp* de la SED, que presenta en consecuencia una pendiente dura.

El nivel de emisión gamma de NGC 253 es del orden de $10^4 - 10^8$ órdenes de magnitud mayor al predicho por los modelos presentados aquí para ULX1, dependiendo del modelo y de la energía considerada. Se han

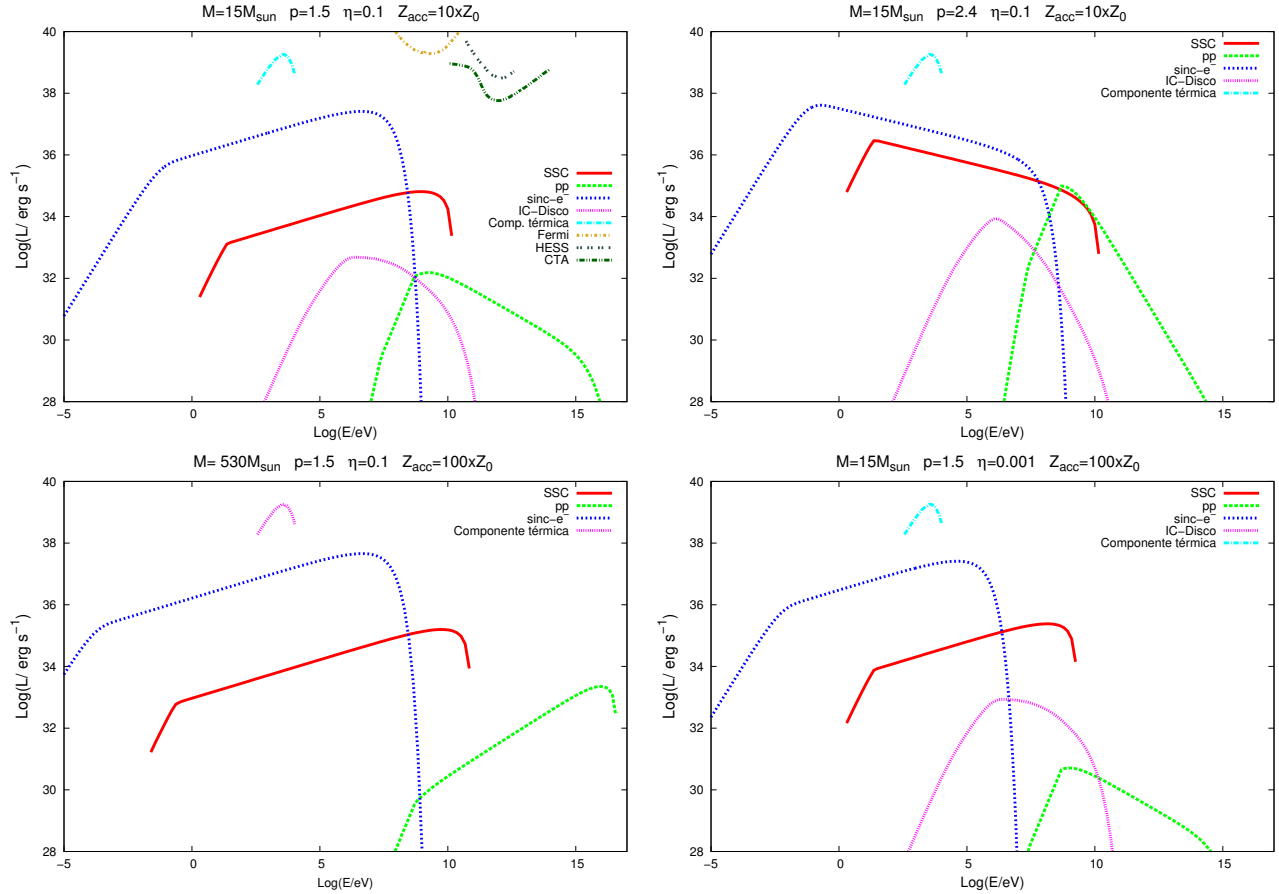


Figura 1: Distribuciones espectrales de energía para distintos juegos de valores de los parámetros libres. Se muestran las SED correspondientes a radiación sincrotrón (sinc-e^-), decaimiento de piones neutros producto de interacciones protón-protón (pp), y dispersión Compton inversa (SSC), junto a la SED obtenida a partir de la observación en X (componente térmica). En el panel superior izquierdo se muestran además las curvas de sensibilidad de los detectores actuales de rayos gamma y la predicha para el arreglo de telescopios Cherenkov CTA.

detectado solo unas pocas ULX en la zona central de esta galaxia, por lo que la emisión gamma observada en NGC 253 no se puede explicar solo con este tipo de fuentes, de acuerdo a nuestro modelo. No obstante, si las ULX son capaces de producir *jets* donde se aceleren protones, estos podrían inyectar en el medio rayos cósmicos con energías de hasta $\sim 10^{15}$ eV, que contribuirían a la emisión difusa en gamma de la galaxia por interacción con el medio interestelar. Los niveles de emisión gamma calculados para ULX1 no son detectables con los instrumentos actuales, como se muestra en la Fig. 1. Sin embargo, el espectro sincrotrón alcanza valores detectables en la banda de radio, que podrían ser comparados con futuras observaciones para contrastar las predicciones del modelo.

Referencias

- Abdo A. A., et al., 2010, ApJ, 709, L152
 Acero F., et al., 2009, Science, 326, 1080
 Bachetti M., 2015, in XI Multifrequency Behaviour of High Energy Cosmic Sources Workshop (MULTIF15). p. 30
 Bolatto A. D., et al., 2013, Nature, 499, 450
 Bondi H., Hoyle F., 1944, MNRAS, 104, 273
 Cseh D., et al., 2015, MNRAS, 452, 24

- Kaaret P., et al., 2003, in AAS/High Energy Astrophysics Division #7. p. 608
 Priajana I. G. P. M., Wulandari H. R. T., 2016, in Journal of Physics Conference Series. p. 012057
 Rieke G. H., et al., 1980, ApJ, 238, 24
 Romero G. E., Torres D. F., 2003, ApJL, 586, L33
 Romero G. E., Vila G. S., 2008, A&A, 485, 623
 Wik D. R., et al., 2014, ApJ, 797, 79