

AJUSTE DEL PERFIL RADIAL DEL FLUJO DE RAYOS X PARA OBJETOS EN EL TRAPECIO DE ORION

Urzagasti D.

*Instituto de Investigaciones Físicas
Universidad Mayor de San Andrés
La Paz-Bolivia*

RESUMEN

Usando los datos observacionales de rayos X provistos por Chandra para tres objetos (probablemente en fase acreción) en la región del Trapecio de Orión, se compara el perfil de densidad de brillo superficial con el predicho por un modelo de acreción de disco semi-delgado. La comparación resulta satisfactoria para todo el perfil, pero sobre todo para las regiones interiores al radio de acreción del modelo. Luego de realizar el ajuste de los datos, resulta que la región donde se tiene la mayor parte de la emisión en rayos X queda dentro de este radio, indicando así la posibilidad de que las regiones nucleares de estos objetos estén en una fase activa del proceso de acreción, con la emisión de energía en rayos X causada por procesos de disipación viscosa.

1. INTRODUCCIÓN

Nuestro objetivo es realizar una comparación entre las observaciones que provienen del proyecto Chandra con un modelo de disco de acreción. Chandra es un conjunto de instrumentos para la observación en rayos X que fue lanzado al espacio en Julio de 1999 [1]. Está diseñado para obtener no sólo imágenes sino también los espectros de objetos astrofísicos en el rango de energía $(0.1 - 10) \text{Kev}$, donde se tiene la máxima sensibilidad de los instrumentos. Los datos obtenidos consisten básicamente de la posición, energía y tiempo de arribo de cada uno de los eventos, constituyéndose así en una muy completa base de datos sobre la cual distintos modelos pueden ser aplicados y puestos a prueba. Adicionalmente, Chandra cuenta con un conjunto completo de programas destinados al análisis y modelaje de los datos; casi todos ellos comprendidos bajo el programa CIAO ('Chandra Interactive Analysis of Observations'), el cual fue usado aquí para obtener el perfil de densidad de brillo de los objetos estudiados. A los efectos de comparar estos datos con un modelo, se usó un modelo de acreción a fin de ajustar sus parámetros de manera que sobre la base de argumentos físicos plausibles, reprodujera, al menos en el aspecto cualitativo, los rasgos generales del perfil mencionado.

2. LOS OBJETOS SELECCIONADOS

Se seleccionaron tres objetos pertenecientes al cúmulo estelar del Trapecio de Orión. Esta región se muestra rica en objetos rodeadas de gas y por tanto, probablemente en una fase muy activa del proceso de acreción de gas hacia estrellas aisladas, objetos compactos o sistemas binarios. Para la elección no se consideró ningún criterio en especial. Como se puede ver en la Figura 1, la imagen en rayos X de una parte del Trapecio de Orión contiene mayormente objetos con for-

mas circulares, lo que hace suponer que la distribución del gas circundante en cada objeto tiene predominantemente simetría esférica. Entonces, si hubo un criterio, éste fue solo el de elegir objetos fuera del cúmulo central, donde el gas no es compartido entre dos o más objetos y, en consecuencia, preserva su simetría esférica.

Las coordenadas y las características de los objetos son presentadas en la Tabla 1. Dos de ellos son estrellas en nebulosas, no encontrándose una referencia precisa para el tercero. Los datos para toda la región fueron obtenidos de la base de datos de Chandra [1]. Estos corresponden al código ObsId=18 y son datos procesados hasta el segundo nivel, es decir, hasta el nivel en el que sólo los datos que son evaluados como confiables son incluidos.

3. MODELO

Teniendo como objetivo el realizar un ajuste al perfil radial de densidad de energía en rayos X, se utilizó un resultado para la densidad superficial de gas de un disco de acreción (Ascencio 2000 [2]), y con éste, se obtuvo la tasa de disipación de energía por unidad de área de las caras del disco. Aunque el modelo fue construido bajo la aproximación de un disco semi-delgado, es decir, hasta el orden H/R (donde H es la escala de altura del disco, es decir, su espesor perpendicular al plano del disco, y R la coordenada radial medida sobre el plano del mismo), puede ser aplicado en cierta medida a las distribuciones del gas circundante de los objetos seleccionados, las cuales muy posiblemente tienen simetría esférica. La justificación de esto se fundamenta en que la distribución esférica es visualizada como una distribución de disco vista de frente a condición de que las columnas de densidad de ambas sean iguales: $\rho_{esfera} H_{esfera} = \rho_{disco} H_{disco}$. Otro problema aparece con el efecto de la rotación diferencial. En el disco la

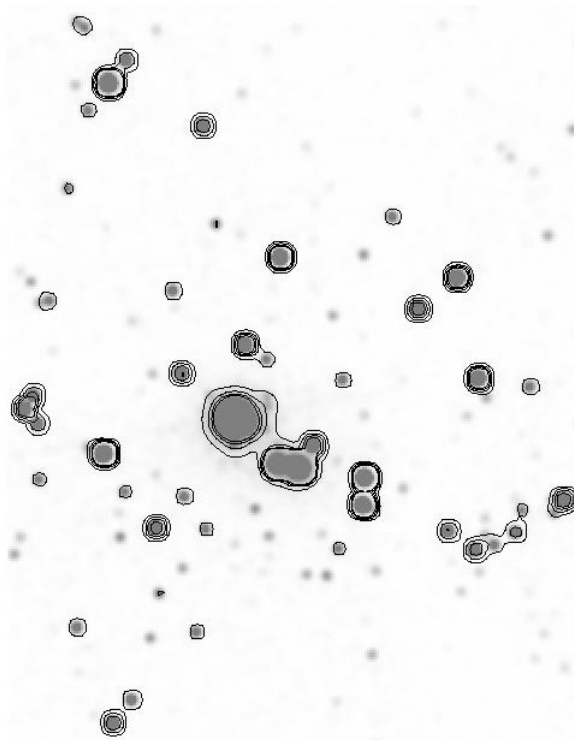


Figura 1. Imagen en rayos X de una parte de la región del Trapecio de Orión. (Obtenida con datos del proyecto Chandra.)

TABLA 1
OBJETOS SELECCIONADOS

Objeto	1	2	3
Desig.	[AD95]3098	Parenago 1837	Sin ref.
Descrip.	Estrella en nebulosa	Estrella en nebulosa	Sin ref.
TE	M0e	K3.5	Sin ref.
$\alpha(J2000)$	5:35:24.48	5:35:15.04	5:35:9.81
$\delta(J2000)$	-5:24:38.92	-5:21:59.42	-5:21:27.81

rotación es apreciable comparada a la rotación de distribuciones esféricas, más aún, en el disco la disipación de energía en forma de radiación es producida principalmente por el rozamiento de las capas diferenciales en rotación. Sin embargo, es de esperar que la rotación sea importante en las regiones interiores cercanas al núcleo en distribuciones esféricas, y que el modelo de disco sea aplicable a las mismas. A continuación describimos a grandes rasgos el modelo de disco semi-delgado y luego la obtención del modelo de disipación a ser utilizado en el ajuste de los datos de Chandra.

El modelo considera dos modificaciones a los modelos usuales de discos delgado y grueso. La primera, que ya se mencionó, es la de trabajar hasta el orden H/R y, la segunda es introducir el efecto de la presión de radiación de la estrella central a través del parámetro $\lambda = 1 - L/L_{cr}$, donde L es la suma de la luminosidad

estelar y la luminosidad del disco, y $L_{cr} = 4\pi cGM/\kappa$, con M como la masa estelar y κ la opacidad media del gas. Se resuelve la ecuación hidrodinámica de movimiento para hallar la velocidad angular $\Omega(R) = \Omega_K(R)\lambda^{1/2}$ [2]—donde Ω_K es la velocidad angular kepleriana— y la velocidad del sonido del gas $c_s(R, H)$. Introduciendo la prescripción α para la viscosidad ($\nu = \alpha c_s H$) en la expresión del torque viscoso [3] [2],

$$g = 2\pi R^3 \nu \sum \frac{\partial}{\partial R} \Omega, \quad (1)$$

donde \sum es la densidad superficial del disco y t es el tiempo, se resuelve la ecuación de difusión:

$$R \frac{\partial}{\partial t} \sum = - \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{2\pi \frac{\partial}{\partial R} (R^2 \Omega)} \frac{\partial}{\partial R} g \right], \quad (2)$$

obteniendo la siguiente solución en la aproximación de

viscosidad constante:

$$\sum = AR^{-1/4} J_{1/4}(R/R_{ac}) e^{-C\lambda^{1/2}Ht} + B, \quad (3)$$

con A , B y C constantes y

$$R_{ac} = \left(\frac{GM}{\Omega^2(R_{ac})}\right)^{1/3} \quad (4)$$

definido como el radio de acreción usando la forma kepleriana para Ω . La dependencia de la forma $\lambda^{1/2}t$ en el exponente es consecuencia de la misma dependencia con λ hallada para Ω .

A partir de este punto se introduce el modelo de disipación, proponiendo que toda la energía radiante del disco proviene del rozamiento interno entre capas diferenciales contiguas del disco a una dada distancia R . La tasa de disipación por unidad de área de las caras del disco viene entonces dada por [3]:

$$D(R) = \frac{g}{4\pi R} \frac{\partial}{\partial R} \Omega = \frac{1}{2} \nu \sum (R \frac{\partial}{\partial R} \Omega)^2. \quad (5)$$

Normalizando las variables [2]:

$$r = R/R_{ac}, \quad x = r/r_{ac}, \quad \xi = H/R_{ac} \quad (6)$$

$$\tau = t/t_{ac}, \quad t_{ac} = \frac{\xi_p R_{ac}^2}{3\nu},$$

donde ξ_p es algún valor típico de ξ , se obtiene la expresión normalizada para D :

$$d = \xi \frac{\lambda^{3/2}}{x^3} (x^{-1/4} J_{1/4}(x) e^{-\lambda^{1/2} \xi \tau} + \sigma). \quad (7)$$

Por supuesto, un mejor tratamiento debería considerar la dependencia de la viscosidad ν con R y H .

Finalmente, a fin de que la tasa de disipación d (o D) converja en el origen, surge la necesidad de plantear adicionalmente que la escala de altura, como función de la distancia radial, se comporte como $H(R) \propto R^3$, es decir que, en orden de magnitud, se comporte inversamente proporcional a la densidad del gas. Lo anterior es equivalente a proponer que la columna de densidad vertical del gas se mantenga aproximadamente constante. Con esta aproximación la forma a ser usada en el ajuste es:

$$d = A(x^{-1/4} J_{1/4}(x) e^{-bx^3} + \sigma), \quad x = (r - r_0)/r_{ac}, \quad (8)$$

donde A , b , r_{ac} y σ son constantes y se se ha redefinido x con la inclusión de la constante r_0 para tomar en cuenta posibles desviaciones de la distribución de puntos a ajustar respecto del origen.

A pesar de las varias aproximaciones realizadas y la adición del criterio recién mencionado, la forma obtenida para d muestra ser suficientemente útil en la tarea de ajuste, sobre todo en las regiones cercanas al centro de acreción.

TABLA 2

PARÁMETROS DEL AJUSTE

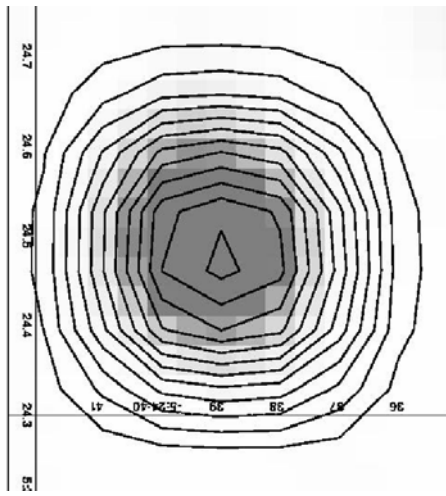
Objeto	1	2	3
r_{ac}	1.2	1.0	1.2
b	0.5	1.0	1.0
A	99	225	172
σ	0	0	0
r_0	0	0	0

4. RESULTADOS

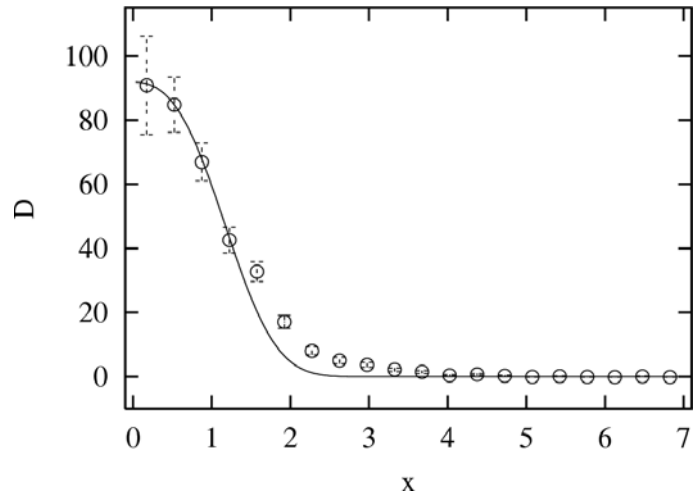
En la obtención del perfil radial de la densidad de brillo superficial se usaron las herramientas de análisis de Chandra (CIAO [4]). Primeramente se seleccionaron veinte regiones anulares concéntricas alrededor del centro brillante de cada uno de los objetos bajo estudio. En la Figura 2 se muestran las imágenes en rayos X de estos tres objetos, junto con los contornos de densidad de brillo. A fin de eliminar el ruido de fondo, se seleccionó también una región anular externa a cada objeto. Se filtraron los datos de los objetos y del fondo a partir del conjunto de datos de toda la región del Trapecio de Orión. Para ello no se realizó ninguna restricción para el rango de energía. A continuación se procedió a la obtención de la densidad de brillo promedio para cada anillo, sustrayendo en cada caso la densidad de brillo promedio del fondo. Como resultado se obtuvo el brillo superficial de cada objeto como función de la distancia radial en unidades de *contajes/pixel*² [4]. Con estos datos se realizó luego el ajuste con el modelo descrito en la sección anterior. Se usó el método Levenberg-Marquardt [5] para el ajuste, obteniendo en cada caso un valor $\chi^2 = 2$ para la función de mérito y valores nulos para las componentes de la matriz de covarianza. Los valores para los parámetros se dan en la Tabla 2 y los gráficos del ajuste en la Figura 2.

5. CONCLUSIONES Y COMENTARIOS

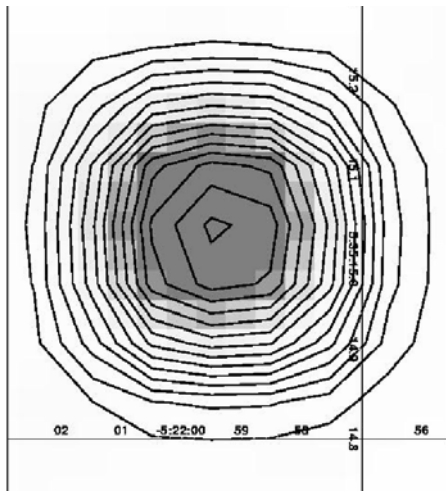
Los resultados para el perfil radial de la densidad de brillo superficial (Figura 2) presentan grandes errores cerca de los núcleos de los objetos. Estos errores, junto con el perfil mismo, van disminuyendo a medida que aumenta la distancia radial. Los ajustes sobre estos perfiles usando el modelo de disco semi-delgado [2] muestran ser aceptables al reproducir aproximadamente la forma del perfil, sobre todo en las regiones cercanas al origen. Los parámetros del ajuste (con un $\chi^2 \simeq 2$) deben ser tomados sólo como estimativos, pues pequeñas desviaciones a los mismos, sin cambiar el orden de magnitud, poseen el mismo valor de χ^2 . El radio de acreción encontrado en los tres casos delimita la región interior en la que se tiene la mayor parte de la emisión en rayos X, y el hecho de que $r_{ac} \approx 1$ indica que no hay una desviación apreciable de la forma kepleriana. A distancias mayores que este radio el



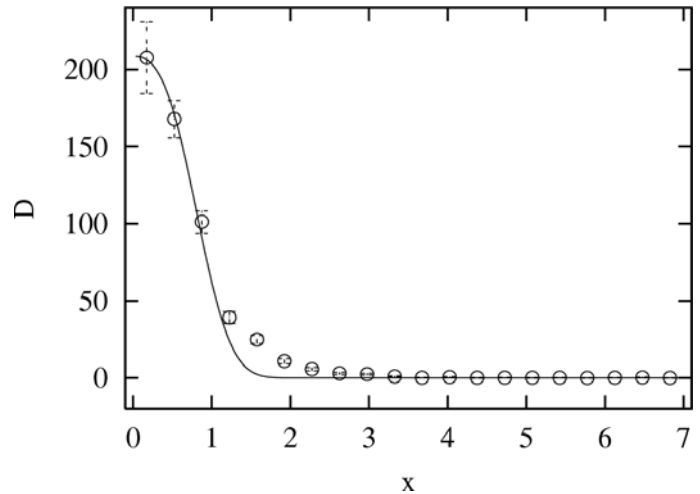
(1.a)



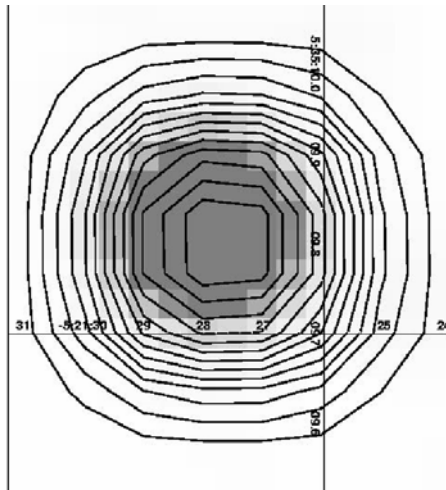
(1.b)



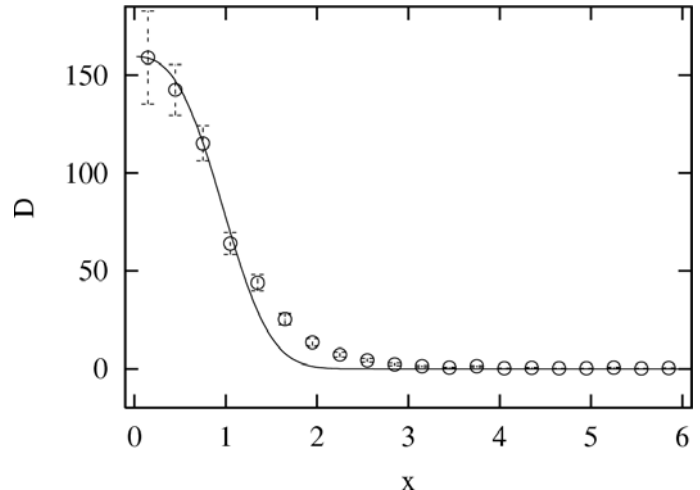
(2.a)



(2.b)



(3.a)



(3.b)

Figura 2. Imágenes en rayos X y ajustes al perfil de densidad de brillo superficial de los tres objetos seleccionados. Los números corresponden a los asignados en la Tabla 1. Las ordenadas en los ajustes (incisos (b)) están en unidades de $\text{contajes}/\text{pixel}^2$. Los curvas en las imágenes (incisos (a)) corresponden a contornos de igual densidad de brillo superficial.

modelo deja de ajustar bien los datos observacionales, y a distancias mayores aun muestra retomar el ajuste de buena manera, pero en este caso sólo porque la densidad de brillo baja notablemente en intensidad. En el ajuste había que decidir entre ajustar mejor los datos cercanos al núcleo, con mayor error, o ajustar de mejor manera la región intermedia. En el segundo caso se produce una disminución notable del máximo de la curva de ajuste cerca del núcleo. Optamos entonces por el primer caso por dos razones: A pesar de los mayores errores en los datos, la mayor parte de la emisión se encuentra en la región cercana al origen, por un lado, y por otro, porque el modelo usado para la curva de ajuste considera que la emisión de radiación es producida por la disipación viscosa en un proceso de acreción, el cual, es más relevante en las regiones interiores al radio de acreción. Aquí se ha adaptado un modelo de disco a objetos que con mayor probabilidad tienen una simetría esférica, aparte de que se ha tomado una viscosidad constante en el modelo. Por lo tanto, mejoras al modelo

de ajuste deberían considerar el grado de achatamiento del objeto así como una viscosidad dependiente de la distancia radial. A pesar de todo, y a grandes rasgos, el modelo reproduce los aspectos cualitativos del perfil: una mayor concentración hacia el origen, dentro de una región delimitada por el radio de acreción, y una disminución abrupta del perfil hacia las regiones exteriores.

REFERENCIAS

- [1] <http://chandra.harvard.edu/index.html>
- [2] Ascencio, B., *Fase de Acreción en Presencia del Flujo Radiativo de Estrellas Acretoras* (Tesis de Grado), Septiembre de 2000, Carrera de Física, U.M.S.A., La Paz, Bolivia.
- [3] Frank, J., King, A.R. & Raine, D.J., *Accretion Power in Astrophysics*, Cambridge University Press, 1985.
Pingle, J.E., *Accretion Disks in Astrophysics*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics 19, 137—162, 1981.
- [4] <http://cxc.harvard.edu/ciao/>
- [5] M.A. Malkov, ApJ, vol.511, L53-L56, 1999.