DISCOS DE ACRECIÓN

FERRARO, MARÍA EUGENIA

9 de abril de 2018

QUÉ ENTENDEMOS POR ACRECIÓN

Es el proceso en el que la materia se acumula debido a la gravedad, formando una estructura parecida a un disco, también puede formar objetos masivos. Es responsable de la aparición de la mayoría de los objetos en el universo. Casi todos los objetos astronómicos, desde planetas y estrellas hasta galaxias enteras se formaron a través de este proceso. También alimenta algunos de los fenómenos más energéticos observados en el universo. En general, la materia de acreción forma un disco alrededor del objeto central debido a la conservación del momento angular del a materia

ACRECIÓN EN EL UNIVERSO: Cygnus X-1, un sistema binario de rayos X extensamente estudiado, SS 433, otro binario conocido por su disco y precesión de jets, Sagittarius A *, el agujero negro supermasivo en el centro de nuestra galaxia, y M104 , una galaxia espiral que posee un agujero negro inusualmente grande en su centro

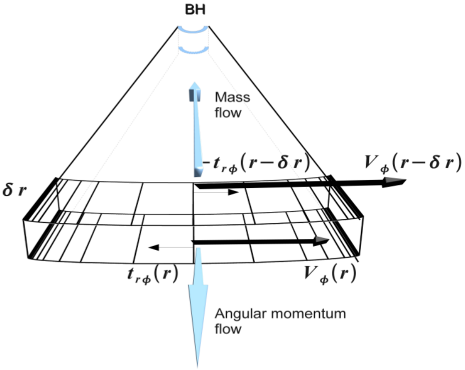
DISCOS DE ACRECIÓN

Las partículas atrapadas por la atracción gravitacional de un objeto masivo raramente viajan directo hacia el objeto central. Por lo general, cada partícula tiene un momento angular que debe perder para caer hacia el interior. Observando el momento angular para una órbita circular:

$$\vec{L} = \vec{r} \times m\vec{v}$$

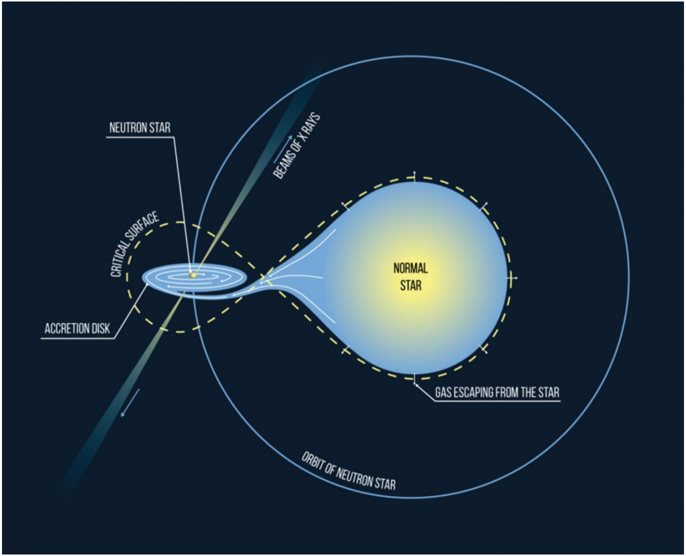
vemos que para que r disminuya, ergo, se acerque la partícula hacia el centro, L debe disminuir (suponiendo la masa constante). *Como el momento debe conservarse, solo se puede transferir a otro lugar. Resulta que durante la acreción el momento angular* **se transfiere por fricción** *y se mueve hacia afuera ya que la mayor parte de la materia que compone al disco se mueve hacia adentro.*

DISCOS DE ACRECIÓN



La idea central de los discos de acreción radica en el hecho de que las masas de acreción poseen una cantidad considerable de momento angular por unidad de masa, el cual debe ser eliminado para que las mismas puedan acumularse en el objeto central. *La pérdida de momento angular es causada por la* ***fricción debida a la viscosidad turbulenta*** *que trabaja entre capas de gas adyacentes en el disco*. La capa interna más rápida pierde impulso angular y cae ligeramente, mientras que la siguiente capa externa (más lenta) gana momento angular, que se entrega a la siguiente capa externa, y así sucesivamente, lo que resulta en un flujo continuo hacia el centro mientras se transporta impulso angular a la región exterior.
La fricción del disco calienta al gas, dando como resultado una emisión continua de radiación.

DISCOS DE ACRECIÓN EN SISTEMAS BINARIOS



El cuerpo más masivo se expande durante su evolución, superando su lóbulo de Roche (región en un sistema binario dentro del cual la materia está gravitacionalmente ligada a ese objeto). De esta manera se genera un flujo a través del punto Lagrangiano L_1 de las partículas más externas, que pasarán a formar un disco alrededor del otro cuerpo. El donante generalmente es una estrella gigante, ya que tiene que tener un volumen suficientemente grande como para superar el lóbulo. El receptor puede ser una enana blanca, una estrella de neutrones o un agujero negro.

El potencial gravitacional Ψ depende de la distancia al centro de coordenas $d = \sqrt{r^2 + z^2}$ y satisface la condición $\Psi(d) < 0 \; \forall d$. Este puede estar dado por uno de los siguientes modelos:

Potencial Newtoniano

$$\Psi_N(d) = -\frac{GM}{d}$$

Potencial Pseudo-Newtoniano

$$\Psi_{PN}(d) = -\frac{GM}{d - r_*}$$

donde $r_* = 2GM/c^2$ es el radio del objeto central.

ECUACIONES BÁSICAS

El movimiento de un fluido queda completamente determinado a partir de ecuaciones de conservación. Se hace uso de la ecuación de conservación de la masa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla.(\rho \vec{v}) = 0 \tag{1}$$

y de la ecuación de conservación del momento $\rightarrow$ ecuación de movimiento de Navier-Stokes. Dada la existencia de deformaciones del fluido, se debe introducir el tensor de tensiones de viscosidad (viscous stress tensor), dado por:

$$\tau_{ij} = \mu \sigma_{ij} = \mu \left((\partial_j v_i + \partial_i v_j) - \frac{2}{3}(\nabla.v)\delta_{ij} \right)$$

donde σ_{ij} es el tensor de tensión cortante (shear stress tensor) y μ es la voscosidad dinámica del fluido. La tensión total interna viene dada por el tesor de tensiones $\Upsilon = -PI + \tau$ donde P es la presión. Así, la ecuación de movimiento de Navier-Stokes es:

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}.\nabla)\vec{v} \right) = -\nabla P + \nabla.\tau - \rho \Delta \Psi \tag{2}$$

donde Ψ es el potencial gravitacional. Para un fluido ideal, sin tensiones internas, es decir, un flujo no viscoso $\Upsilon = 0$ y la ecuación se reduce a la ecuación de movimiento de Euler.

ECUACIONES BÁSICAS

Sean ahora (r, φ, z) las coordenas cilíndricas del sistema. Se asume que las propiedades del disco no cambian en la coordenada φ, por lo tanto $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$. También se puede ignorar la coordenada z asumiendo que el disco es simétrico respecto al plano ecuatorial. Con estas simplificaciones las comoponentes de la velacidad quedan:

$$v_r(r,z) \simeq v_r(r), \quad v_\varphi(r,z) \simeq v_\varphi(r), \quad v_z \simeq 0$$

La condición $v_z \simeq 0$ es equivalente a decir que el disco se encuentra en equilibrio hidrostático a lo largo del eje z. Si se integran la densidad del fluido y el tensor de tensiones a lo largo del eje vertical, se obtiene:

$$\Sigma(t,r) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} \rho \, dz = \int_{-H(r)/2}^{+H(r)/2} \rho \, dz = H(r)\rho(t,r,z=0)$$

$$T_{\nu\mu} \equiv \int_{-H(r)/2}^{+H(r)/2} \tau_{\nu\mu} \, dz$$

donde $H(r)$ es la escala total de altura. A continuación se estudia la ecuación [1] y la [2] en sus distintas componentes bajo las simplificaciones mencionadas y en coordenadas cilíndricas

- **Conservación de la masa:**

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial (r\Sigma v_r)}{\partial r} = 0 \tag{3}$$

DIGRESIÓN:

Las componentes de la aceleración producida por las fuerzas de viscosidad en el disco vienen dadas por:

$$a_r^{visc} = \frac{1}{r\Sigma(t,r)}\left(\frac{\partial(rT_{rr})}{\partial r} - T_{\varphi\varphi}\right) \tag{4}$$

$$a_\varphi^{visc} = \frac{1}{r\Sigma(t,r)}\left(\frac{\partial(rT_{r\varphi})}{\partial r}\right) \tag{5}$$

- **Componente radial** - Transporte radial:

$$\frac{\partial v_r}{\partial t}+v_r\frac{\partial v_r}{\partial r}=-\frac{1}{\Sigma(t,r)}\frac{\partial P}{\partial r}+\frac{v_\varphi^2}{r}-\frac{\partial \Psi}{\partial r}+a_r^{visc} \tag{6}$$

Se puede realizar otra aproximación sin generar cambios notables sobre la física del sistema, la cual consiste en despreciar el gradiente de presiones en la dirección radial, dado que la velocidad tangencial es mucho más grande que la radial (i.e. $v_\varphi \gg v_r$), y asumir que $T_{rr}=T_{\varphi\varphi}=0$, entonces $a_r^{visc}=0$. En tal caso la única fuerza viscosa importante es la que yace entre anillos consecutivos de radios r y $r+\Delta r$, esta es la encargada de crear una fuerza por unidad de superficie $T_{r\varphi}$ y de ejercer el torque responsable de transportar el momento angular. De esta manera, la ecuación se reduce a la siguiente expresión

$$\frac{\partial v_r}{\partial t}+v_r\frac{\partial v_r}{\partial r}=\frac{v_\varphi^2}{r}-\frac{\partial \Psi_T}{\partial r} \tag{7}$$

donde las fuerzas de viscosidad no juegan ningún rol en la componente radial. El potencial Ψ_T considera la contribución tanto del cuerpo central como la del propio disco. Notar que hay un flujo continuo durante el transcurso del tiempo, por lo tanto el potencial gravitacional es también función del tiempo. Tenemos entonces $\Psi_T=\Psi_T(r,t)=\Psi_{bh}(r,t)+\Psi_{disk}(r,t)$.

ECUACIONES BÁSICAS

• **Componente acimutal** - Transporte del momento:
Esta componente incluye a las fuerzas de viscosidad, responsables de transportar el momento angular hacia la regiones más externas.

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_r v_\varphi}{r} = a_\varphi^{visc} \tag{8}$$

• **Componente vertical** - Escala de altura:
La componente vertical de la ecuación [2] puede ser fuertemente simplificada si asumimos velocidades muy pequeñas y la no presencia de fuerzas viscosas en dicha dirección. De esta manera, el disco estará confinado al plano ecuatorial. Por lo tanto, los términos restantes que deben ser balanceados son las fuerzas de presión con las de gravedad. Este balance se denomina equilibrio hidrosático y se lee como:

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{\partial \Psi}{\partial z} \tag{9}$$

donde P es la presión total dada por $P = P_{gas} + P_{turb} + P_{rad}$, con la presión del gas $P_{gas} = \rho c_s^2$, la de turbulencia $P_{turb} = \rho \langle v_t^2 \rangle$ y la de radiación $P_{rad} = \alpha T^4/3$ con $\alpha = 7.564 \times 10^{-15}$ erg cm^{-3} K^{-4}

La ecuación [9] puede reducirse a la siquiente expresión:

$$P = \rho c_s^2 (1 + \varepsilon^2 + \gamma^2 H) \tag{10}$$

donde $\varepsilon^2 = \langle v_t^2 \rangle / c_s^2$ y $\gamma^2 = 2\alpha T^4 / 3\Sigma c_s^2$. Para calcular la velocidad de turbulencia, se asume que la turbulencia es isotrópica, así la viscosidad de turbulencia cinemática? ν viene dada por:

$$\nu = \frac{1}{3} \langle v_t \rangle \langle l_t \rangle \tag{11}$$

donde $\langle l_t \rangle$ corresponde a la escala caracterítica de los remolinos. Usando la aproximación $\langle v_t \rangle \simeq \langle l_t \rangle \Omega$ y despejando la velocidad de turbulencia de la ecuación [11] y utilizando la expresión de $\langle v_t \rangle^2$ en ε se obtiene:

$$\begin{aligned} \langle v_t \rangle^2 &\simeq 3\nu\Omega \\ \varepsilon^2 &= \tfrac{3\nu\Omega}{c_s^2} \end{aligned} \tag{12}$$

Si definimos la escala total de altura como:

$$H = \frac{\rho}{\left| \frac{d\rho}{dz} \right|} \tag{13}$$

Terminamos obteniendo:

$$H = -\frac{c_s}{\bar{Q}\Omega_K}\left[(1-\beta) - \sqrt{(1-\beta)^2 + \bar{Q}^2(1+\varepsilon^2)}\right] \tag{14}$$