

Las primeras etapas en la formación de una Galaxia

Pedro Ignacio Deaza Rincón¹

RESUMEN

Este artículo usa la forma escalar del teorema del virial, para estudiar una gran nube isoterma, de masa constante, que se contrae en un proceso adiabático, inmersa en un medio de muy baja densidad, caliente y de gravedad despreciable, comparada con la gravedad de la nube y en presencia de un campo magnético uniforme, que puede variar pero de tal modo que el flujo magnético se mantiene constante. Se obtiene una expresión general para la presión externa necesaria para el colapso en función del radio ecuatorial de la nube en la cual esta presente el campo magnético, la excentricidad y el tamaño de la nube. El análisis de la expresión conduce a establecer las condiciones de equilibrio de la nube y las circunstancias en las que se puede desencadenar una contracción gradual que la conduzca inevitablemente a un colapso gravitacional.

Palabras clave: Galaxia, nube colapso, isoterma, adiabático, gravedad, campo, magnético, presión.

THE FIRST STAGES OF THE FORMATION OF A GALAXY

ABSTRACT

It is an article in which is used the virial theorem scalar, for study of a great cloud isotherm, of constant mass, that contracts in a process adiabatic, imbeded in a medium of very low density, hot and of negligible gravity, compared with the gravity of the cloud and in presence of a magnetic field uniform, that could

vary but of like manner that the magnetic flow stays constant. A general expression for the external necessary pressure for the collapse in function of the equatorial radio is deduced for the cloud, in which is present the magnetic field, the eccentricity and the size of the cloud. The analysis of the expression drives to establish the conditions of equilibrium of the cloud and the circumstances in those that one could unchain a gradual contraction that drives inevitably it even collapse gravitational.

Key Words: Galaxy, cloud, collapse, isotherm, adiabatic, gravity, field, magnetic, pressure.

1. INTRODUCCIÓN

Hasta hace aproximadamente un siglo no se sabía de la existencia de las galaxias y menos aún del número de ellas contenidas en el universo observable. Sólo con el advenimiento de nuevas tecnologías de observación, Edwin Hubble y otros demostraron que las manchas difusas y borrosas consideradas hasta entonces estrellas moribundas eran en realidad gigantescas estructuras de estrellas a las que se les llamo galaxias (Kauffmann y Bosch [1]). ¿Cuál es la razón para que las estrellas se hallen organizadas en estas gigantescas estructuras entre las que median inmensos vacíos?, como se originaron estas grandes estructuras?, Porque las galaxias presentan una gran variedad de tamaños, formas y masa? Para construir un modelo de como se forman las galaxias se estudia su conducta física y sus propiedades. La clasificación de Hubble divide las galaxias en tres grandes grupos: elípticas, espirales e irregulares.

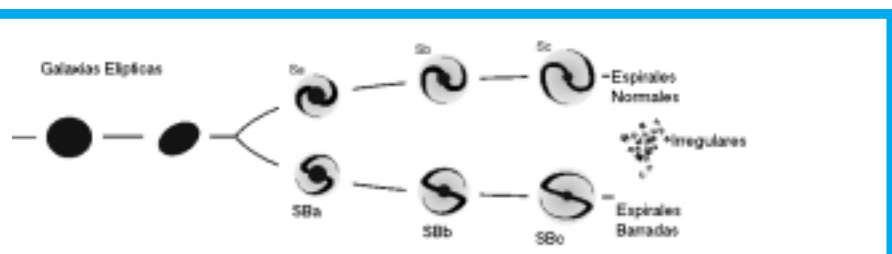
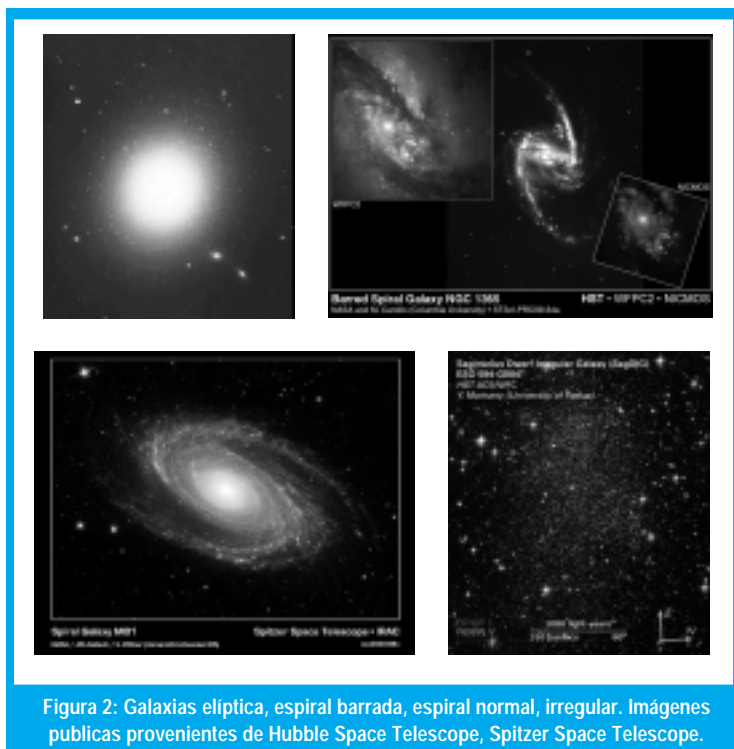


Figura 1. Clasificación morfológica de Hubble.

¹ Miembro Grupo de Investigación de Ondas Electromagnéticas y Astrofísicas U.D.

Miembro del Grupo de Investigación Galaxias y Cosmología Observatorio Astronómico Nacional

Las elípticas tienden a ajustarse a una simetría esférica, contienen muy poco polvo y son pobres en regiones de plasmas. La mayor parte de sus estrellas son muy evolucionadas. Las galaxias espirales poseen una forma elipsoidal bastante aplanada, sus brazos están compuestos de regiones de plasma, polvo y estrellas jóvenes y calientes. La región central es un bulbo esferoidal generalmente muy masivo, un gran porcentaje de ellas presenta una barra rectangular, que, al parecer, tiene origen en inestabilidades del disco. Las galaxias irregulares no presentan una forma definida. Una parte de las elípticas y las espirales, muestran un núcleo pequeño y luminoso denominado AGN, núcleo galáctico activo.



Las galaxias, tal como las observamos hoy, son el resultado de un largo proceso de colapso de gigantes nubes de plasma protogalácticas, constituidas por regiones de HI, HII, H molecular y en menor proporción HeI y HeII. El proceso evolutivo y gradual de formación de estrellas se fundamenta en el colapso a gran escala del plasma y su posterior proceso de fragmentación y consecuente generación de subcolapsos a diferentes órdenes hasta un cierto límite. Las estrellas en su evolución retornan al medio interestelar, (primordialmente en sus etapas inicial y final) una fracción significativa del plasma con el cual se formaron. De lo ante-

rior se deduce que a lo largo de su evolución el plasma disminuye progresivamente. En el proceso de colapso del plasma se forman estrellas gigantes que fusionan en poco tiempo, unos millones de años, cerca del 11 % de núcleos de hidrógeno, ello las conducirá hacia etapas más avanzadas de su evolución y posteriormente a su catastrófico final; a estas estrellas las caracteriza una elevada temperatura, son azules y efímeras. También se forman estrellas pequeñas, que emplean miles de millones de años en el proceso de fusión de ese 11 % de sus núcleos de hidrógeno, su temperatura es baja, son rojas y duraderas. Como la cantidad de plasma es cada vez menor, la población de estrellas gigantes es cada vez menor y las galaxias van enrojeciendo en su evolución. Este enrojecimiento no necesariamente es homogéneo y de todas maneras prevalecen zonas de concentración de plasma, caracterizadas por un color azul (Battaner [2]). El plasma que las estrellas retornan al medio interestelar ha evolucionado junto con ellas. En el interior de la estrella, las condiciones físicas, caracterizadas por las variables de estado, han favorecido los procesos de fusión y han ocurrido reacciones nucleares que han conllevado a formar de estructuras nucleares simples, estructuras nucleares más complejas, en astrofísica se les conoce como metales, que corresponden a elementos más pesados que el helio. La evolución produce como resultado una galaxia empobrecida en plasma, más roja y con mayor concentración metálica.

El plasma posee un movimiento complejo. Puede sufrir pérdidas de energía por viscosidad y hallarse en un estado de ionización tal que su movimiento se vea afectado por el campo magnético que el mismo contribuye a crear (Cowling [3]). La estructura estelar de las galaxias que se observan, posee una distribución espacial cuyo origen se debe buscar en la dinámica del plasma que las formó. El estudio de la dinámica del plasma no avanza significativamente cuando la astrofísica se surtía primordialmente de información proveniente de las observaciones en la región visible del espectro electromagnético. Las estrellas poseen una temperatura superficial que las hace visibles, en cambio el plasma está más frío y su emisión se observa generalmente en ondas de radio. Existe plasma a mayor temperatura y algunas regiones emiten en visible, ultravioleta y rayos X, y mediante procesos no

En el Universo las gigantes nubes de plasma alcanzan estados de equilibrio inestable que anteceden al colapso gravitacional.

Una galaxia empobrecida en plasma, enrojecida y con una elavada concentración metálica, está exhibiendo síntomas de vejez.

térmicos en cualquier región del espectro, pero en el visible la información es poca. Hay regiones muy localizadas de plasma que se observan en el visible: a estas regiones se le llama nebulosas. En las nebulosas denominadas regiones HII nacen estrellas; las más calientes ionizan átomos y la recombinación produce átomos de hidrógeno neutro excitado que emite en 21 cm. En el visible es muy intensa la raya H_{α} que proporciona un color rojizo a las regiones de HII, pero tiene, además, otras rayas de emisión, por ejemplo la nebulosa de Orión. Otras nebulosas se han originado en plasma eyectado por estrellas moribundas; De este tipo son las nebulosas planetarias, constituidas básicamente por hidrógeno ionizado y los restos de supernova. En resumen las observaciones en visible del plasma interestelar corresponden a regiones muy localizadas, caracterizadas por una excitación especial. Sólo excepcionalmente en algunas galaxias, las regiones de HII son abundantes. Una región HII, también esta constituida de hidrógeno atómico e hidrógeno molecular. El procedimiento más eficiente para medir directamente H es la emisión en 21 cm., esta emisión permite determinar su concentración y su movimiento. La concentración de hidrógeno molecular se mide indirectamente observando la emisión de monóxido de carbono en 2.6 mm, (Gordón y Burton [4]) pues debe existir una correlación entre la intensidad en 2.6 mm y la concentración de hidrógeno molecular.

2. DINÁMICA DE LA NUBE

Usualmente la dinámica del plasma interestelar se estudia con las siguientes ecuaciones:

La ecuación de continuidad

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}_o) = 0 \quad (1)$$

La ecuación de movimiento

$$\rho \frac{\partial \vec{v}_o}{\partial t} + \rho \vec{v}_o \cdot \nabla \vec{v}_o + \nabla \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) - \nabla \cdot (\eta \zeta) = -\rho \nabla \phi + \frac{1}{4\pi} \vec{B} \cdot \nabla \vec{B} \quad (2)$$

La ecuación de balance energético

$$\frac{3}{2} nk \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v}_o \cdot \nabla T \right) + \rho \nabla \vec{v}_o \cdot \eta \zeta - \frac{\partial v_{\alpha}}{\partial x_j} = \frac{c^2}{16\pi^2 \sigma_o} (\nabla \times \vec{B})^2 + \vec{v}_o \cdot \nabla \zeta + \Gamma - \Lambda \quad (3)$$

La ecuación de inducción

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla (\vec{v}_o \times \vec{B}) + \frac{c^2}{4\pi \sigma_o} \nabla^2 \vec{B} \quad (4)$$

donde ϕ es el potencial gravitacional, Γ y Λ representan producciones y pérdidas de energía

debidas fundamentalmente a procesos radiactivos, que son básicos en el balance energético (Shu [20]). La presión molecular viene dada por la ecuación de los gases perfectos:

$$p = nkT = \frac{\rho}{\gamma} c^2 \quad (5)$$

En la cual $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ y c es la velocidad del sonido en el plasma. Esta presión es del orden de $10^{-16} \frac{\text{dinas}}{\text{cm}^2}$. La presión debida a los rayos cósmicos, es, un tercio de su densidad de energía. Aunque la densidad de partículas cósmicas es pequeña, sus altísimas velocidades hacen que la contribución sea apreciable. No obstante, la mayor contribución proviene de la presión de turbulencia. Las nubes de HII y las de HIII tienen un movimiento de rotación en torno al centro y un movimiento desordenado. La velocidad cuadrática media de este movimiento desordenado es muy alta, del orden de $10 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. La presión de turbulencia es:

$$p = \frac{1}{3} MN \langle v^2 \rangle \quad (6)$$

donde M es la masa característica de nube, N el número de nubes por unidad volumen y $\langle v^2 \rangle$ la velocidad cuadrática media de las nubes, esta presión es del orden de $10^{-11} \frac{\text{dinas}}{\text{cm}^2}$. Con el plasma a escala global galáctica, esta asociada, la presión de turbulencia. La dinámica de una nube esta asociada con la presión molecular, como por ejemplo cuando se estudia el colapso de una nube. El tiempo característico en el cual la presión se uniformiza en una región por requerimientos de equilibrio se denomina tiempo de uniformidad t_v . Si En las ecuaciones 1 y 2 se opera con ordenes de magnitud, no se incluyen otras fuerzas que las asociadas con el gradiente y la presión se asume con carácter molecular, la uniformizacion se alcanza con una velocidad del orden de $\sqrt{\frac{kT}{m}}$, es decir del orden de la velocidad del sonido. A esta velocidad para una nube típica de 5 pársec resulta $t_v = 1 \times 10^7 s$ que es el tiempo de uniformizacion de la presión en el interior de la nube. Este tiempo generalmente es menor que el tiempo de colisión entre nubes. Pero pueden ocurrir alteraciones en la uniformizacion de la nube. El coeficiente de viscosidad se calcula en la teoría cinética de los gases como

$$\eta = mnlv \quad (7)$$

con $l = (N\pi a_o)^{-1}$ el camino libre medio, a_o , es el radio de Bohr para el HI y es $\left(\frac{3kt}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$. De acuerdo con la ecuación 2 se puede obtener en aproximación

$$t_v = \frac{\rho l^2}{\eta} \quad (8)$$

l es una longitud característica en la cual hay variaciones significativas de la velocidad. De los datos de curvas de rotación, $l \approx 1 \text{ kiloparsec}$, ($1 \text{ kiloparsec} = 3 \times 10^{19} \text{ m}$), con lo que $t_v \approx 1 \times 10^{15}$ años: lo que indica que la viscosidad no debe jugar aquí un papel importante. Algunas teorías atribuyen a la viscosidad la pérdida de energía que se requiere para enfriar la materia que hoy forma un disco tan aplanado. En la vecindad del sistema solar el campo magnético tiene un valor del orden de un décimo de micro-gauss, por lo que la giro frecuencia de electrones es del orden de 175 hertz y la frecuencia de colisión de los electrones con átomos neutros es del orden de $6.5 \times 10^{-10} \frac{1}{s}$ de tal modo que para una densidad de 1 átomo por centímetro cúbico, un electrón choca con un átomo de hidrógeno cada 50 años. La conductividad escalar es

$$\sigma_o = \frac{n_e e^2}{m_e v_e} = 3.9 \times 10^{15} \frac{\text{mhos}}{m} \quad (9)$$

que es una conductividad suficiente como para garantizar el congelamiento de las líneas de campo magnético. En cuanto a la ecuación de balance energético, se puede tener en cuenta el hecho observado de que no se aprecian grandes diferencias de temperatura ni de velocidad cuadrática media de las nubes en diferentes partes de una galaxia, por lo que en principio se puede no tener en cuenta para la elaboración de un modelo de colapso y formación galáctica.

3. TEOREMA DEL VIRIAL PARA UNA NUBE MAGNETIZADA

Emprenderemos nuestro estudio del colapso de una gran nube magnetizada y la posterior formación de una galaxia con la ecuación de movimiento

$$\rho \frac{\partial \vec{v}_o}{\partial t} + \rho \vec{v}_o \cdot \nabla \vec{v}_o + \nabla \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) = -\rho \nabla \phi + \frac{1}{4\pi} \vec{B} \cdot \nabla \vec{B} \quad (10)$$

La nube inicial se halla en estado de ionización tal, que ella misma contribuye a crear y fortalecer el campo magnético en el cual se halla inmersa.

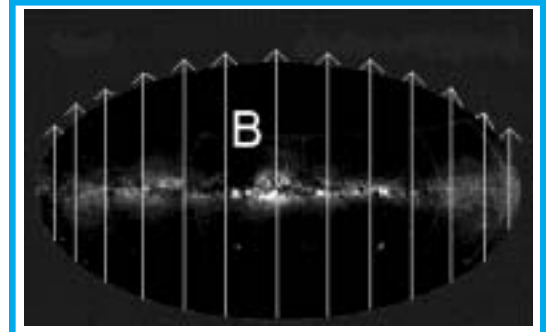


Figura 3: Representación esquemática de la nube magnetizada.

Se puede conseguir un TEOREMA DEL VIRIAL menos complejo que el debido a Chandrasekhar y Fermi y que de todos modos incluya los efectos magnéticos, el tensor de esfuerzos de Maxwell y el tensor flujo de momento por partícula. Si se considera el plasma como un fluido contenido en un volumen τ , se multiplica escalarmente la ecuación de movimiento (10) por $\vec{R} d\tau$ y se integra en condiciones estacionarias, este proceso equivale matemáticamente a tomar el teorema tensorial del virial y calcular su traza, ya que esta última contiene información acerca de la conservación de la energía (Shu [5], página 329). Al realizar la operación, se obtiene para el término de la presión:

$$\int_{\tau} (\nabla p) \cdot \vec{R} d\tau = \int_{\sigma} p \vec{R} \cdot d\sigma - 3\Pi \quad (11)$$

con

$$\Pi = \int_{\tau} p d\tau \quad (12)$$

Similarmente con el término que involucra el vector inducción magnética se obtiene:

$$\int_{\tau} \nabla \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) \cdot \vec{R} d\tau = \int_{\sigma} \frac{B^2}{8\pi} \vec{R} \cdot d\sigma - 3M \quad (13)$$

donde

$$M = \int_{\tau} \frac{B^2}{8\pi} d\tau \quad (14)$$

Para la expresión inercial tenemos

$$\int_{\tau} \rho (\vec{v}_o \cdot \nabla \vec{v}_o) \cdot \vec{R} d\tau = \int_{\sigma} [\rho (\vec{v}_o \cdot \vec{v}_o) \cdot \vec{R}] \cdot d\sigma - 2Z \quad (15)$$

con

$$Z = \frac{1}{2} \int_{\tau} \rho v^2 d\tau \quad (16)$$

Procediendo análogamente se tiene

$$\frac{1}{4\pi} \int_{\tau} (\vec{B} \cdot \nabla \vec{B}) \cdot \vec{R} d\tau = \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} [(\vec{B}\vec{B}) \cdot \vec{R}] \cdot d\sigma - 2M \quad (17)$$

el término gravitacional:

$$W = \int_{\tau} \rho (\nabla \phi) \cdot \vec{R} d\tau \quad (18)$$

El teorema de virial es una eficiente herramienta para estudiar las condiciones de equilibrio y estabilidad y las propiedades físicas que anteceden al colapso gravitacional.

el teorema del virial resulta ser

$$2Z + 3\Pi + M + W + \int_{\sigma} [(\vec{\mathfrak{S}} - \vec{\mathfrak{R}}) \cdot \vec{R}] \cdot d\sigma = \int_{\sigma} p\vec{R} \cdot d\sigma \quad (19)$$

donde

$$\vec{\mathfrak{S}} = \frac{1}{4\pi} \left(\vec{B}\vec{B} - \frac{B^2}{2} \vec{\delta} \right) \quad (20)$$

es el tensor de esfuerzos de Maxwell y la expresión:

$$\vec{\mathfrak{R}} = p\vec{\delta} - \rho\vec{v}_o\vec{v}_o \quad (21)$$

es el tensor flujo de momento por partícula.

4. COLAPSO DE GRANDES NUBES MAGNETIZADAS

En ocasiones las nubes de plasma magnetizadas adquieren una densidad suficiente para que su auto gravitación desencadene el colapso gravitacional que las conducirá a la formación de una gran estructura con una morfología, unas propiedades físicas básicas y constituida por un gran número de estrellas; estas estructuras se denominan galaxias. Las observaciones cosmológicas y astrofísicas dan cuenta de la existencia de nubes protogalácticas esféricas, elípticas y en mayor porcentaje, elipsoidales de radio constante es decir esferoides de una gran excentricidad. Asumiremos entonces un volumen para la nube protogaláctica como un elipsoide de revolución calculado del siguiente modo:

$$\tau = 4\pi \int_0^R xb \left(1 - \frac{x^2}{a^2} \right)^{\frac{1}{2}} dx = \frac{4}{3} \pi a^2 b \quad (22)$$

donde a es el semieje mayor del esferoide y b semieje menor.



Figura 4: Parámetros de la geometría de la nube. ϵ , es la excentricidad.

Como el semieje mayor del esferoide corresponde al radio ecuatorial R y el semieje menor o escala de altura en términos de R es

$H = R\sqrt{1 - \epsilon^2}$, entonces la expresión para el volumen es

$$\tau = \frac{4}{3} \pi (1 - \epsilon^2)^{\frac{1}{2}} R^3 \quad (23)$$

donde $0 \leq \epsilon < 1$.

Comenzaremos calculando la expresión para Z que usualmente en muchos sistemas esta asociada con la rotación, pero que en el caso de las nubes de plasma protogalácticas, al no existir en un comienzo una rotación propiamente definida alrededor de un eje, este término esta directamente asociado con la energía cinética del sistema,

$$Z = \frac{1}{2} \int_{\tau} \rho v^2 d\tau = \frac{1}{2} \rho v^2 \frac{4}{3} \pi (1 - \epsilon^2)^{\frac{1}{2}} R^3 = \frac{1}{2} M v^2 \quad (24)$$

Los Radio Astrónomos cuando estudian el ancho no térmico de las líneas de emisión, interpretan el término $2Z$ en el teorema del virial como una contribución de «turbulencia» (Krolik [6]). El término para

$$\Pi = \int_{\tau} p d\tau = nkT \frac{4}{3} \pi (1 - \epsilon^2)^{\frac{1}{2}} R^3 = \frac{MkT}{m} \quad (25)$$

equivale a la energía térmica en el interior de la nube de plasma. La energía magnética contenida en el volumen τ es:

$$M = \int_{\tau} \frac{B^2}{8\pi} d\tau = \frac{B^2}{8\pi} \frac{4}{3} \pi (1 - \epsilon^2)^{\frac{1}{2}} R^3 = \frac{B^2}{6} (1 - \epsilon^2)^{\frac{1}{2}} R^3 \quad (26)$$

que concuerda perfectamente con el calculo obtenido por Strittmatter P. A. [7], para el cual el introduce previamente coordenadas esferoidales oblatas. La energía potencial gravitacional es

$$W = \int_{\tau} \rho(\nabla\phi) \cdot \vec{R} d\tau = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{(1 - \epsilon^2)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{R} \quad (27)$$

se observa que cuando $\epsilon = 0$ se reduce al caso esférico. Recordemos que $\epsilon < 1$. La integral de superficie que involucra al tensor de esfuerzos de Maxwell es

$$\int_{\sigma} (\vec{\mathfrak{S}} \cdot \vec{R}) \cdot d\sigma = \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma} \left[\left(\vec{B}\vec{B} - \frac{B^2}{2} \vec{\delta} \right) \cdot \vec{R} \right] \cdot d\sigma \quad (28)$$

Entonces

$$\int_{\sigma} (\vec{\mathfrak{S}} \cdot \vec{R}) \cdot d\sigma = \frac{1}{4\pi} \frac{B^2}{4} R 4\pi (1 - \epsilon^2)^{\frac{1}{2}} R^2 - \frac{1}{8\pi} \frac{B^2}{4} R 4\pi (1 - \epsilon^2)^{\frac{1}{2}} R^2 = \frac{1}{8} B^2 (1 - \epsilon^2)^{\frac{1}{2}} R^2 \quad (29)$$

El término que contiene el tensor flujo de momento por partícula es

$$\int_{\sigma} (\vec{\mathfrak{R}} \cdot \vec{R}) \cdot d\sigma = \int_{\sigma} \left[(\rho\vec{\delta} - \rho\vec{v}\vec{v}) \cdot \vec{R} \right] \cdot d\sigma = \rho R 4\pi (1 - \epsilon^2)^{\frac{1}{2}} R^2 - \rho v^2 R 4\pi (1 - \epsilon^2)^{\frac{1}{2}} R^2 \quad (30)$$

reemplazando la densidad:

$$\int_{\sigma} (\bar{\mathbf{R}} \cdot \bar{\mathbf{R}}) \cdot d\sigma = 4\pi r (1 - \varepsilon^2)^{\frac{1}{2}} R^3 - 3Mv^2 \quad (31)$$

Por último realizaremos la integral de superficie asociada con el medio externo, cuya gravedad consideramos despreciable (ver Shu [5] página 329, también Strom y Strom [8]), amparados en suponer este medio externo con una muy elevada temperatura y una baja densidad comparado con el medio contenido en el volumen τ de la nube de plasma. Este medio ejerce una presión externa íntimamente relacionada con la presión interna de la nube

$$\int_{\sigma} p \bar{\mathbf{R}} \cdot d\sigma = \int_{\tau} p (\nabla \cdot \bar{\mathbf{R}}) d\tau = 3p \frac{4}{3} \pi (1 - \varepsilon^2)^{\frac{1}{2}} R^3 \quad (32)$$

Ahora podemos reunir todos los términos del teorema del virial ecuación (19) y despejar la presión externa P en función del radio R de la nube,

$$p = \frac{7M}{8\pi(1-\varepsilon^2)^{\frac{1}{2}}} \frac{kT}{m} \frac{1}{R^3} - \frac{1}{8\pi} \left[\frac{3}{5} \frac{GM^2}{(1-\varepsilon^2)} - \frac{7}{24} B^2 R^4 \right] \quad (33)$$

Este resultado coincide y complementa el desarrollo realizado por Strittmatter P. A. [7] y Zweibel [9], pero difiere significativamente de los resultados de Battaner [3] y Shu [5], ya que ellos no introducen una geometría para la nube y no contemplan el flujo de momento por partícula. La geometría de la nube estudiada por ellos se restringe exclusivamente al caso esférico. La presión obtenida aquí, se reduce al caso esférico para $\varepsilon = 0$ y obviamente coincide con los resultados de Battaner y de Shu en el caso particular mencionado.

Asumiendo M y T constantes en la ecuación (33), esta expresión debe ser interpretada como una ecuación que relaciona el radio R de la nube en equilibrio a una presión externa P . Si varía la presión externa, variara el radio de la nube para alcanzar de nuevo el equilibrio. El campo magnético en el interior de la nube varía y lo hace de tal modo que el flujo magnético $\phi_M = BR^2$ se mantiene constante. Esta condición de flujo magnético constante se deriva de la congelación del campo magnético en la materia. Si el campo magnético esta congelado, el flujo magnético no varía en el proceso de contracción de la nube y $\phi_M^2 = B^2 R^4$ se mantiene constante en la expresión. La temperatura puede suponerse constante, ya que las variaciones, como consecuencia de contracciones o expansiones de la nube, son suficientemente lentas como para que la radiación de la misma nube lo impida. En nubes muy tenues, la radiación se propaga hacia el exterior fácilmente.

La geometría de la nube inicial es primordial en el proceso de formación y en la estructura y morfología final observada en las galaxias.

La variación de p en función de R para diversos valores de ε sujetos a la condición $0 \leq \varepsilon < 1$, exhibe una familia de curvas, cada una con un máximo de coordenadas $(R_{\text{Maximo}}, P_{\text{Maximo}})$.

Si $R > R_{\text{Maximo}}$ el equilibrio es estable, las pendientes de las curvas son negativas y un aumento del radio de la estructura implica un medio externo incapaz de ejercer una presión que conduzca a la nube a alcanzar una situación límite de equilibrio que antecede al colapso gravitacional. Si $R < R_{\text{Maximo}}$, una disminución del radio de la estructura implica una presión mayor que la del equilibrio, y como consecuencia una contracción mayor de la estructura. El resultado será una contracción progresiva, es decir la nube colapsara a causa de la autogravitación. El colapso no será de ningún modo indefinido, porque la condición de temperatura constante dejara de cumplirse y adicionalmente aparecerán gradientes de temperatura asociados con inhomogeneidades y todo ello íntimamente ligado a la aparición de subnubes que a su vez colapsaran para luego fragmentarse hasta un cierto limite establecido cuando la densidad de los fragmentos sea muy elevada y estos colapsen hacia la formación estelar. El resultado será zonas localizadas pobladas estelarmente, es decir los cúmulos estelares que constituirán la galaxia.

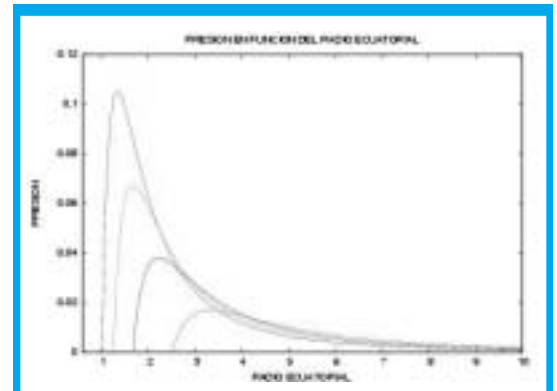


Figura 5: Presión en función del radio ecuatorial de la nube para diversos valores de la excentricidad ε . Curva superior $\varepsilon=0$. En la secuencia descendente $\varepsilon=0.6$ $\varepsilon=0.8$ $\varepsilon=0.9$

La curva que posee el mayor de los máximos corresponde a una nube con una geometría cuya excentricidad es $\varepsilon = 0$. Si la excentricidad aumenta gradualmente hasta valores cercanos a 1, las coordenadas del máximo varían siguiendo una forma funcional inversamente proporcional, de tal modo que la presión disminuye mientras que el radio de la nube aumenta. Es decir, una nube protogaláctica con simetría esférica se hallara en el equilibrio exigiendo una mayor presión P y exhibiendo un radio R menor que el de cualquier otra estructura

La formación de una galaxia depende de un delicado compromiso entre gravitación, magnetismo y termodinámica.

con excentricidad $\varepsilon > 0$. De otro lado, una nube protogaláctica de disco con una excentricidad cercana a uno requiere en el equilibrio una menor presión y su estructura posee un enorme radio ecuatorial.

5. CONCLUSIONES

La introducción de la geometría de la nube en el teorema del virial a través del volumen y en función de la excentricidad facilita significativamente la obtención de resultados analíticos exactos y generales aplicables a nubes con geometrías que van desde el caso esférico, pasando por el esferoide, hasta el esferoide muy aplanado.

De la expresión obtenida para la presión en función del radio ecuatorial de la nube se deduce que las nubes más excéntricas, es decir las nubes con una geometría esferoidal muy aplanada, colapsan con mayor facilidad que las nubes esféricas, ya que estas últimas requieren de una mayor presión externa para colapsar y los radios de las esferoides muy aplanadas son mayores que los radios de las esféricas. Este resultado conceptual y cualitativo concuerda muy bien con la observación de que un 70 por ciento de las galaxias observadas, son espirales.

6. PERSPECTIVAS

Un próximo escalón en la continuidad del presente trabajo sería la construcción, a partir de los resultados, de un panorama numérico con datos promedio y estimaciones de la observación que permitan crear un escenario propicio para el desarrollo de una simulación computacional.

En otro ámbito, el teorema del virial podría ser formulado en términos relativistas para estudiar el colapso y posterior formación de un objeto galáctico central súpermasivo. Aquí también sería válido el pensar en un segundo escalón de continuidad, a propósito del cúmulo de datos existentes provenientes en buena parte de las observaciones de los núcleos activos de galaxias.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Kauffmann G. y Bosch F. V. d. El ciclo vital de las galaxias. Investigación y Ciencia, Temas 33. 2003.
- [2] Battaner E. Fluidos Cósmicos. 1ª edición. Barcelona. Editorial Labor Universitaria. 1986.
- [3] Cowling T. G. Magnetohidrodinámica. 1ª edición. Madrid. Editorial Alhambra. 1968.

- [4] Gordón M. A. Burton W. B. Monóxido de carbono en la galaxia. Investigación y Ciencia. 1986. pp 6-20.
- [5] Shu F. H. Gas Dynamics. 1a edición. Sausalito, California. University Science Books. 1992.
- [6] Krolik J. H. Active Galactic Nuclei: From the Central Black Hole to the Galactic. 1a edición. New Jersey. Princeton University Press. 2002.
- [7] Strittmatter P. A. Gravitational Collapse in the Presence of a Magnetic Field. Mon Royal Astronomical Society. 132, 359-378. 1966.
- [8] Strom Stephen E. y Strom Karen M. Evolución de las galaxias de disco. Investigación y Ciencia. 1980. pp 28-38.
- [9] Zweibel Ellen G. Virial Theorem Analysis of the Structure and Stability of Magnetized Clouds. The Astrophysical Journal American Astronomical Society. 348:186-197, 1990 January I.
- [10] Alfvén H.. Cosmic Plasma. 1a edición. London. D. Reidel Publishing Company. 1981.
- [11] Alfvén H. Cosmical Electrodynamics. 1a edición. London Oxford at the Clarendon Press. 1981.
- [12] Binney J. Tremaine S. Galactic Dynamics. 1a edición. New Jersey Princeton University Press. 1990.
- [13] Bradley W., Carroll D. A. O. An Introduction to Modern Astrophysics. 1a edición. Massachusetts Addison Wesley. 1996. Massachusetts
- [14] Burkert A., Truran J. W., Hensler G. The Collapse of our Galaxy and the Formation of the Galactic Disk. The Astronomical Journal, 391:651-658 1992 June 1.
- [15] Burns J. O. Macroestructuras del universo. Investigación y Ciencia. 1988. pp 18-27.
- [16] Combes F., Boisse P., Mazure A., Galaxies and Cosmology. 1a edición Paris. Springer. 1991.
- [17] Delcroix J. L. Introducción a la Teoría de los Gases Ionizados. 1ª edición. Madrid. Editorial Alhambra. 1968.
- [18] Denisse J. F., Delcroix J. L. Teoría de las Ondas en los Plasmas. 1ª edición. Madrid. Editorial Alhambra. 1968.
- [19] Ellis Richard S. Galaxy formation and evolution. Astro-ph/0102056.
- [20] Ferreras Ignacio, Wyse Rosemary F. G., Silk Joseph. The Formation History of the Galactic Bulge. MNRAS, 30 July, 2003.
- [21] Ibanez M. Parravano A. Mendoza C. On the Thermal Structure and Stability of Configurations with Heat Diffusion and Gain-Loss Function I. General Results. The Astrophysical Journal, 398:177-183 1992 October 10.
- [22] Kohji Tomisaka, Collapse of Rotating Magnetized Molecular Cloud Cores and Mass Outflows, Theoretical Astrophysics, National Astronomical Observatory, Mitaka Tokyo August 2002. Environment. Princeton University Press, Princeton, New Jersey. 1999.
- [23] Osterbrock Donald E. Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei. University Science Books. Mill Valley California. 1989.
- [24] Tajima T., Shibata K. Plasma Astrophysics. Addison Wesley, Massachusetts. 1997.
- [25] Yeng Ting Lin, Introduction to the Study of Giant Molecular Clouds, Department of Astronomy University Illinois, June 2003.

Pedro Ignacio Deaza Rincón

Licenciado en Física, Universidad Pedagógica Nacional. Especialista en Ciencias Físicas, Universidad Nacional de Colombia. Magister en Astronomía, Universidad Nacional de Colombia. Coordinador para Colombia de la Liga Iberoamericana de Astronomía. Académico Asociación Colombiana de Estudios Astronómicos ACDA. Profesor Universidad Distrital Francisco José de Caldas. pdaza@udistrital.edu.co - pideazar@unal.edu.co