

GALAXIAS Y EL UNIVERSO

J.L. Sersic

Observatorio Astronómico, Córdoba
CONICET, Buenos Aires, Argentina

INDICE

	<u>Pág.</u>
1 - MORFOLOGIA	547
2 - LUMINOSIDADES Y MASAS	551
3 - MOMENTO ANGULAR Y ENERGIA DE ACOPLAMIENTO	561
4 - INTERACCIONES MUTUAS Y CON EL MEDIO IG	565
5 - INESTABILIDAD GRAVITACIONAL	577
6 - COLAPSO Y DISIPACION DE ENERGIA	581

1 - MORFOLOGIA

El sistema de clasificación más usado es el de Hubble (1926, 1936) y de Sangage (1961), que generalmente se representa por el diagrama en "diapason" de la figura 1.

Las galaxias elípticas se designan con una letra E seguida por un número entero que va de 0 a 6 que indica el grado de achatamiento aparente. Si a, b son los ejes aparentes mayor y menor de una galaxia elíptica, entonces ese número es la parte entera de $10(a-b/a)$.

En cuanto a las espirales, tenemos los siguientes criterios de clasificación:

- La proporción relativa de las dimensiones del bulbo central en relación al disco. Esta proporción decrece desde los estadios a hacia los estadios c de la secuencia. En un extremo (a) el bulbo central es dominante, en el otro (c) puede llegar a ser semi-estelar e inconspicuo.

- Grado de resolución de los brazos espirales. Estos son amorfos y muy enrollados en las galaxias Sa, mientras que se vuelven cada vez más fragmentados e irregulares hacia los tipos b, c.

Las espirales se dividen, además, en dos grandes grupos: Las barreadas (SB) y las espirales puras (S), según posean o no grandes y prominentes barras con el núcleo en su centro. Los brazos nacen perpendicularmente a la barra mientras que en las espirales puras (S) los brazos nacen, en cambio, tangentes al núcleo o a una estructura anular que lo rodea, generalmente pequeña, de unos pocos kpc de diámetro.

Las galaxias irregulares de tipo I tienen un contenido gaseoso y estelar joven, similar al de los brazos espirales de las Sc, pero no muestran estructura espiral ni núcleo aparente.

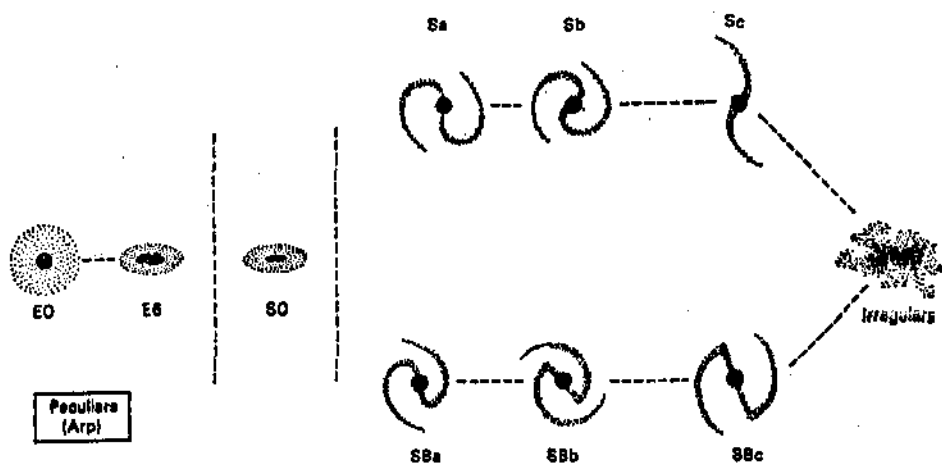


Figura 1

Otros tipos de objetos irregulares, tales como las IrrII, son resultado de eventos transitorios y no deberían incluirse en una clasificación "standard".

Similarmente, las galaxias de tipo S0 son objetos con discos bien desarrollados pero desprovistos de brazos y componentes jóvenes tanto de estrellas como de gas. Hay acuerdo generalizado en interpretar estos objetos como consecuencia de procesos ajenos a la evolución normal de las galaxias, resultantes de la interacción con el medio IG. No debe esperarse gran coherencia en un sistema morfológico de clasificación. La naturaleza es más imaginativa y produce objetos con personalidad que obligaría a crear una clase especial para cada uno de ellos. Solo manteniendo una adecuada flexibilidad de crite-

rios es posible sacar provecho de una clasificación morfológica.

van den Bergh (1960) ha desarrollado una metodología para estimar las luminosidades intrínsecas de las galaxias Sb, Sc en base al grado de regularidad de los brazos. Las galaxias de alta luminosidad (clase I) tienen brazos regulares, largos y delgados. En el otro extremo, de baja luminosidad (clase V), los brazos son cortos, anchos, ramificados y una estructura espiral poco coherente.

Mediante estos criterios, van den Bergh ha provisto una poderosa herramienta para la Escala de Distancias, tal como se describe en el capítulo de W. Kunkel.

Tabla I - Calibración de clases de luminosidad

LC	$M_{pg} \pm 0.5$
ScI	- 20
ScII	- 19.4
ScIII	- 18.3
ScIV	- 17.3
ScIV-V	- 16.1

Cerca del 90% de las galaxias normales (aquellas que son clasificables en el esquema de Hubble) de nuestra vecindad cósmica, son espirales (S y SB) y el 10% restante son E e Irri. Esto se refiere solamente a las llamadas galaxias de campo "field galaxies" pero la mayoría de las galaxias en el Universo se encuentran en cúmulos ricos, y en ellos los tipos morfológicos predominantes son los E-S0. No hay buenas estimas so-

bre que fracción del número de galaxias se halla en cúmulos y que fracción en el campo. Esto depende de que se define por galaxias de campo.

Grupos y Cúmulos de Galaxias: Las galaxias como individuo no se presentan generalmente aisladas sino en grupos y cúmulos. Los primeros solo contienen del orden de una decena de objetos, mientras que la población de un cúmulo rico puede llegar a dos órdenes de magnitud más.

Existe una marcada correlación entre la morfología de estos sistemas y su población de galaxias. En los cúmulos esféricos, simétricos, de alta densidad, predominan los sistemas E-SO, mientras que en aquellos de estructura más amorfa, achatados (posiblemente dotados de rotación) y baja densidad, dominan las espirales e irregulares.

Oemler propone la existencia de tres clases de cúmulos ricos: esféricos, ricos en E's y que pueden contener un sistema gigante en el centro; cúmulos ricos en lenticulares (SO's) y cúmulos ricos en espirales. Según Gum y Gott estos últimos son aquellos en los que la expansión del universo aunque frenada por la autogravitación, aún no se ha revertido, mientras que los cúmulos dominados por SO's son aquellos en los cuales el recolapso ya ha ocurrido y una fracción substancial de las espirales presente al comienzo, ha sido desprovista de su componente gaseosa en interacciones con el medio IG y entre ellas mismas.

2 - LUMINOSIDADES Y MASAS

Las características fundamentales que permiten individualizar una galaxia como entidad coherente son su tamaño y luminosidad. Dado que ambas se vinculan a la masa, discutiremos aquí dichos parámetros, tal como nos lo proporcionan las observaciones.

La medición fotométrica de la luminosidad aparente de una galaxia no es trivial. La caída del brillo superficial es muy próxima a r^{-2} (donde r es la distancia proyectada al núcleo) y por consiguiente resulta difícil asignarle a cada galaxia una luminosidad aparente bien definida. Se han propuesto varias leyes de distribución de brillo superficial, las cuales solo representan las observaciones en un rango más o menos grande de intensidades. Existen dos tendencias para definir la luminosidad aparente: aquella que integra el brillo superficial hasta una dada isofota límite (Holmberg, Sandage) y la que define valores totales (de Vaucouleurs, Sérsic) mediante extrapolación con una supuesta ley de distribución de brillo en la región no medida. La primer tendencia solo da luminosidades parciales y tiende a subvaluar la luminosidad de los objetos de bajo brillo superficial. Por el contrario, tiene la ventaja de no comprometerse con modelos de distribución de brillo. Las magnitudes "totales" lo son en tanto la galaxia considerada se ajuste a la ley "standard" de distribución de brillo que se adopta. Si bien tienden a representar mejor las diferencias de luminosidades entre galaxias, con independencia de los brillos superficiales, están sujetas a posibles apartamientos de la ley "standard" más allá de las observaciones.

Con estas advertencias que, cuanto más, introducen una incertidumbre de unos pocos décimos de magnitud, se tiene una razonable idea de las luminosidades de las galaxias, siempre que sus distancias sean bien conocidas.

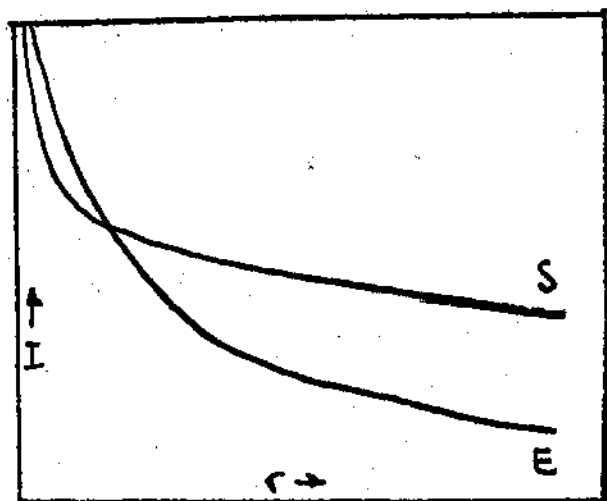


Figura 2

Función de luminosidad de las Galaxias: La función de luminosidad es el número $N(L)$ de galaxias por unidad de volumen, con luminosidad $\geq L$. La función de luminosidad diferencial dN/dL nos da el número de galaxias de luminosidad entre L y $L+dL$, por unidad de volumen.

La función de luminosidad tiene gran importancia para conocer la función de masa, siempre que conozcamos las relaciones masa-luminosidad de las galaxias. Según Abell y Oemler, la forma de $N(L)$ es similar para diferentes cúmulos de galaxias y coincide con aquella deducida por Shapiro para las galaxias de campo. Sus características son

- Un corte "cut-off" en el extremo de mayor lumino-

sidad.

- Un cambio dependiente unos 3m más débiles que el extremo brillante.

La función de luminosidad diferencial dN/dL parece ser monótona creciente hacia las bajas luminosidades. Tiene también un máximo marcado que es el que da origen al cambio de pendiente en $N(L)$. Según Holmberg, dicho máximo se origina solo en las espirales S_a, S_b, S_c (y las correspondientes S_B). Para las galaxias E, S_0 e Irr la función luminosidad sería monótona creciente, como lo propusiera Zwicky, a la que se superpondría una gaussiana originada en las espirales, tal como lo propusiera Hubble en 1936.

Esta aparente universalidad de la forma hace pensar a diversos autores en la universalidad de sus características, es decir, de las luminosidades correspondientes al cambio de pendiente L_0 y del "cutt-off" L_c . Sin embargo ello no parece estar bien establecido ya que el cambio de pendiente no es pronunciado (y L_0 entonces es poco definido) así como tampoco la forma del extremo brillante de la función.

Las consideraciones que hiciéramos más arriba sobre la medición de las luminosidades aparentes muestra cuan sensible puede ser $N(L)$ a los errores sistemáticos en esas observaciones.

El cambio de pendiente en el cúmulo de Coma tiene lugar en la magnitud absoluta $M_0 = -19.5$, lo que correspondía a una masa del orden de $M_0 = 10^{11} M_\odot$ si aceptamos $M_0/L = 15$. Abell ha notado que la luminosidad total de las galaxias con $M \leq M_0$ es del orden de la contribución de las galaxias débiles $M \geq M_0$.

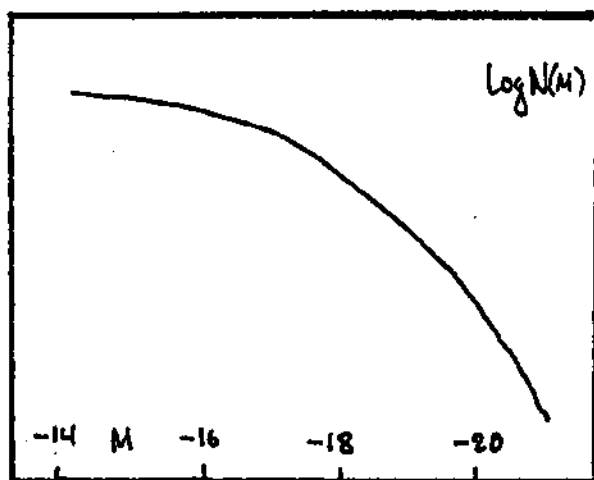


Figura 3

lo que sugeriría un significado más profundo para el cambio de pendiente en la función de luminosidad.

Tabla II - Función N(L) para las galaxias de campo

L(erg/s)	$M_B <$	$N(L)(\text{Mpc}^{-3})$
$10^{44.0}$	-21	$10^{-3.5}$
$10^{43.7}$	-20	$10^{-2.5}$
$10^{43.3}$	-19	$10^{-1.5}$
$10^{43.0}$	-18	10^{-1}
$10^{42.7}$	-17	$10^{-0.5}$

Función de Luminosidad de los Sistemas de Galaxias: El conocimiento de esta función (análoga a la discutida anteriormente, pero definida ahora para grupos y cúmulos de galaxias tomados como unidades) es importante para el estudio del desarrollo de

las estructuras y el "clustering" en el universo, para hacer estimas de la densidad de radiación óptica en el universo y para efectuar comparaciones con las luminosidades en rayos-X en cúmulos de galaxias y otros sistemas. Mientras que la función luminosidad de las galaxias ha sido estudiada desde hace ya tiempo, sea en cúmulos como en el "field", solo recientemente se ha desarrollado este nuevo concepto, notablemente por Gott y Turner (1977) y recientemente por N. Bahcall.

Esta última autora halla para la función luminosidad desde los pequeños grupos de galaxias hasta los cúmulos ricos una expresión de la forma

$$n(L) = 13.8 \times 10^{-7} (L/L_0)^{-2} e^{-(L/L_0)}$$

en unidades de sistemas por $(\text{Mpc})^3$ por $(10^{12} L_\theta)$, con una luminosidad característica $L_0 = 10^{13} L_\theta$. Este resultado la conduce también a una densidad de luminosidad en el Universo

$$\int_{10^9}^{\infty} n(L) dL \approx 10^9 L_\theta (B)/\text{Mpc}^3 .$$

Masa de las Galaxias: La determinación de las masas de las galaxias se efectúa recurriendo a métodos dinámicos y estadísticos.

La dinámica interna de una galaxia puede obtenerse mediante observaciones espectroscópicas y/o interferométricas detalladas, con el objeto de reconstruir el campo de velocidades radiales sobre la faz del objeto. Si este es una galaxia Sb-Sc o Irr las observaciones se facilitan al poderse obser -

var el gas en emisión localizado en el plano de simetría. Con suficiente poder separador, las observaciones de la línea del hidrógeno neutro (HI) producen también una importante información.

El elemento clave es la llamada curva de rotación (fig. 4), que vincula la componente radial de la velocidad $V(r)$ a una distancia r del núcleo sobre el eje mayor de la imagen de la galaxia (suponiendo que dicho eje coincide con la línea de los nodos!). En la hipótesis de que las velocidades medidas $V(R)$ corresponden a las velocidades circulares $V_c(R)$ en el disco y que éste se halla en equilibrio dinámico, tenemos

$$V_c(R) \cos(i) = V(R) \quad ; \quad \frac{V_c(R)}{R} = -\text{grad} \int_R \frac{\rho(r) du}{|r-R|}$$

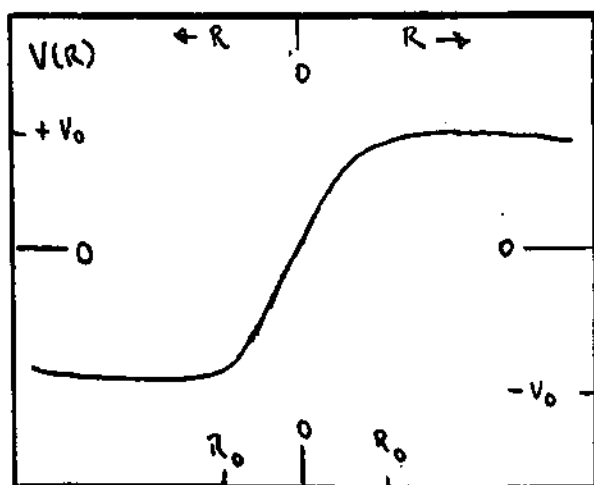


Figura 4

La segunda expresión es una ecuación integral en $\rho(r)$ que puede resolverse en principio (Burbidge, Burbidge y Prendergast, 19), si suponemos un modelo para la distribución de masa.

La masa hasta el radio r_0 se obtiene luego con

$$M(r_0) = \int_{V_c} \rho(r) d\rho_0 .$$

Existen varios tratamientos simplificatorios de esta ecuación. Dado que la integral es, en efecto, el potencial gravitatorio, Löhman propuso adoptar la forma de Botlinger para la aceleración en el plano, lo que conduce a

$$V_c(R) = \frac{AR^2}{1 + BR^3}$$

Si representamos la curva de rotación con una expresión de este tipo, la masa a grandes distancias (masa total, si el modelo fuera válido) resulta ser $M_{GT} = A/GB$ pues $V_c^2(R)/R \rightarrow G M/R^2$ cuando $R \rightarrow \infty$.

Muchos otros modelos se han ensayado y todos conservan la esencia de lo aquí esbozado: no hay solución sin hipótesis sobre la simetría circular, equilibrio rotacional, una buena estima de la inclinación y finalmente, un conocimiento de un arco suficientemente grande de la curva de rotación.

En este sentido las recientes contribuciones de V. Rubin y sus asociados han planteado una situación análoga a aquella que surge en la definición de las luminosidades totales de las galaxias. Mediante detalladas observaciones con espectros de alta dispersión (25, 50 A/mm), V. Rubin ha encontrado que luego del ascenso correspondiente a la rotación sólida en la parte central, las curvas de rotación en las espirales se extienden a velocidad constante hasta donde las observaciones lo permiten, sin presentar el máximo esperado. Esto nos

dice que existe una distribución de masa no visible que deja abierta la determinación de una masa total, pues con una curva de rotación como la descrita, la masa resulta proporcional a la distancia al centro :

En efecto, si $R = R_0$ y $V = V_0$ son los valores correspondientes al cambio de pendiente, la densidad en la región interna ($R \leq R_0$) es $\rho \sim \text{cte}$ y $M_0(R) \sim R^3$. Por el contrario, en la región externa, con $R > R_0$, se tiene $\rho \sim R^{-2}$ y $M_0(R) \sim R$, como puede calcularse fácilmente.

Notemos ahora una circunstancia curiosa, que puede ser de significado más profundo. La casi divergencia de los valores integrados de luminosidad y masa en las galaxias se deben a que las respectivas distribuciones de brillo y densidad decrecen muy aproximadamente como el cuadrado de la distancia. Ello implica, entonces, que la relación masa-luminosidad local debería ser independiente de la distancia para $R \gg R_0$.

Las galaxias dobles permiten estimar masas mediante el uso de las leyes Keplerianas y una hipótesis estadística sobre la naturaleza y orientación de las órbitas. Para evitar confundir verdaderos pares con aquellas que resultan de alineaciones coincidentes, se acostumbra a trabajar con pares muy cerrados o que muestran evidencias de mutua interacción. De esta suerte es posible detectar masas dentro de una escala del orden de los 50 kpc. Existe acuerdo en orden de magnitud con las estimas basadas en la dinámica local. Para volúmenes mayores el riesgo de confusión con pares ópticos es grande y no es posible continuar con las estimas.

La extensión natural del método precedente se encuen

tra en los grupos de galaxias. Estos están formados por un número de objetos del orden de la decena y la más grave dificultad está en la definición de sus miembros. Un estudio de Gott y asociados halló que algunos bien conocidos son meras coincidencias, de suerte que es ilusorio asignarles una masa dinámica.

Se debe a Geller y Peebles un método estadístico que no necesita identificación detallada de los individuos en los grupos, liberándose así de esta dificultad. Los resultados obtenidos conducen a una masa media por galaxia que es un orden de magnitud mayor que la masa media deducida de curvas de rotación en galaxias próximas (distancias menores que 15 Mpc). Los análisis detallados realizados por Rood en grupos individuales apuntan en el mismo sentido. Jones ha sugerido que cuanto más grande es el sistema usado para determinar las masas medias, tanto mayores son éstas, lo que indicaría la presencia de distribuciones no visibles tales como halos masivos en torno a las galaxias.

Los grandes agregados de galaxias, tales como cúmulos, presentan los casos más agudos de "masas ausentes", como se ha dado en llamar a la discrepancia que consideramos. El exceso es ahora del orden de 30 veces mayor que las masas deducidas por curvas de rotación (antes de V. Rubin). Pero ahora se pueden establecer límites para la existencia de distribuciones de materia difusa en los cúmulos, gracias a las observaciones de flujos en rayos-X, H β , etc. así como intentos de observación en H neutro o la luz de una componente estelar difundida entre las galaxias del cúmulo. Aunque la discrepancia tampoco

puede resolverse por la presencia de gas intra-cúmulo a grandes temperaturas pues se violarían las restricciones impuestas por las observaciones de rayos-X, hay buena evidencia del lado teórico en favor de substanciales cantidades de materia intra-cúmulos de origen posiblemente estelar. Este medio podría haber estado presente ya en las primeras épocas de la formación del cúmulo, o podría haber sido posteriormente arrancado de las galaxias por efecto de mareas, particularmente si dichas galaxias hubieren tenido inicialmente halos de gran masa.

Según Ostriker y Peebles, habría sugerencias de que hay algo más en las espirales que sus discos, ya que teóricamente dichas estructuras serían secularmente inestables a menos que estuviesen inmersos en un halo esférico de masa mucho mayor.

Resumiendo: las masas medidas de las galaxias van desde 10^9 hasta $2 \times 10^{11} M_{\odot}$ en las espirales, y hasta $2 \times 10^{12} M_{\odot}$ en las elípticas. Como es probable que las masas de las espirales hayan sido subestimadas, no es de extrañar que el límite superior sea el mismo para ambos tipos de objetos.

En cuanto al límite inferior, éste está determinado por las condiciones observacionales, ya que los objetos poco masivos son también de baja luminosidad.

3 - MOMENTO ANGULAR Y ENERGIA DE ACOPLAMIENTO

De gran importancia en la construcción de teorías sobre la formación de galaxias es el conocimiento del momento angular y la energía de acoplamiento de éstas. De las curvas de rotación podemos deducir la distribución de momento angular en las regiones observadas y, con adecuados modelos, calcular el momento total. Sin embargo este último parámetro está sujeto a las mismas objeciones que la luminosidad y la masa totales (Nordsiek, 1973a,b).

Para nuestra galaxia existe una determinación de Innanen, en base a un modelo tipo Schmidt, que halló $H \approx 2 \times 10^{74} \text{ g cm s}^{-1}$. Los momentos angulares deducidos de las curvas de rotación para otras galaxias son del mismo orden, aunque aún en el caso de nuestra galaxia hay diferencias de un factor 10 entre diversos autores, aún partiendo de los mismos datos. Ello muestra la sensibilidad de los resultados al modelo y las hipótesis usadas.

La idea generalizada de que las galaxias de pequeña masa tienen bajos momentos angulares y la supuesta relación entre ambos parámetros ha sido puesta en duda recientemente (Nordsiek, 1973b). Por ejemplo, si todas las galaxias de la muestra tienen igual densidad media $\langle \rho \rangle$ (o bien, si tienen igual densidad central), las masas serán proporcionales a R^3 , siendo R una dimensión característica. Si determinamos la masa con $M \propto V^2 R$, siendo V una velocidad característica asociada a la curva de rotación, entonces la expresión del momento angular $H \sim MVR$ conduce a fortiori a una relación del tipo $H \sim M^{5/3}$, de modo que poco es lo que puede afirmarse sobre

el trans fondo físico de relaciones empíricas de este tipo. Análoga crítica (Freeman, 1970) puede hacerse a la relación H hallada por Takase y Konoshita (1967). El modelo de disco galáctico desarrollado por Freeman desde el punto de vista fotométrico también lo conduce a la relación precedente, en este caso, una predicción.

De todos modos, el estado actual de las observaciones no permite garantizar más que un acuerdo en orden de magnitud y no existe suficiente confiabilidad en los datos para someter a prueba a las relaciones de H vs M_b genuinamente predichas.

En los últimos años, y gracias principalmente a las contribuciones del grupo italiano liderado por F. Bertola, se ha determinado la rotación de varias galaxias elípticas.

Desde 1972 se han determinado 46 curvas de rotación en galaxias elípticas y para muchas de ellas la dispersión de velocidades en el núcleo σ_v . La máxima velocidad de rotación (V_m) en las galaxias E medidas solo llega a 60 km/s. El parámetro V_m/σ_v es de importancia teórica, pues los modelos dinámicos predicen una relación definida para los varios tipos de E's y S0's que no son contradichos por las observaciones, que conducen sistemáticamente a valores menores.

Esta evidencia, más el andar de la elipticidad de las isofotas en diversos tipos de E's sugiere a varios autores (Bertola, Miller, Schwarzschild) que estos sistemas son triaxiales, aún prolados.

Bertola cita como ejemplos concretos de distribuciones proladas a NGC 5128, 5363, 1947 y Cyg A. Sersic ha hecho notar que sistemas con distribuciones proladas de masa, en con

junci3n con otros factores tales como acreci3n (o p3rdida) de masa tienden a desarrollar estructuras anulares (S3rsic y Calder3n, 1979).

En cuanto a la energ3a de acoplamiento B, pareciera m3s f3cil determinarla en las galaxias el3pticas (E) que el momento angular, ya que puede reconstruirse la distribuci3n de masa en base al perfil fotom3trico.

La energ3a de acoplamiento B es de importancia, ya que la galaxia debe ser m3s compacta en la actualidad que en la 3poca de su formaci3n, el conocimiento de B nos da una idea de la 3poca en que 3stas se formaron.

Se debe a una investigaci3n de Fish de 1964, la estima de B para 29 galaxias el3pticas en base a fotometr3a superficial. Mediante la ley de de Vaucouleurs determina los radios efectivos $R(1/2)$ que encierran la mitad de la masa de la galaxia y, por medio de una expresi3n debida a Poveda, (quien calcul3 B para una distribuci3n de masa que sigue la ley de de Vaucouleurs) obtuvo $|B| = \text{const } M^2/R_{1/2}$ para su muestra. Como orden de magnitud, Fish hall3 $|B| \approx 10^{59}$ erg para NGC 3379. Esta cifra deber3a mejorarse con una nueva estima de masa y un mejor modelo din3mico.

De la consideraci3n de las 29 galaxias estudiadas, Fish hall3 una relaci3n del tipo $|B| \sim M^{3/2}$ o una relaci3n equivalente $R_{1/2} \sim M^{1/2}$. La primera se conoce usualmente como "ley de Fish". Como siempre hay que ser cautelosos en la aceptaci3n e interpretaci3n de relaciones de este tipo. S3rsic (1968) analiz3 la misma muestra y la interpret3 como dos relaciones $M \sim R$ paralelas, correspondientes a galaxias el3pti

cas gigantes (gt) ($M_L > 10^{10} \odot$) y galaxias elípticas enanas (dE) ($M_L < 10^{10} \odot$) (Fig. 5).

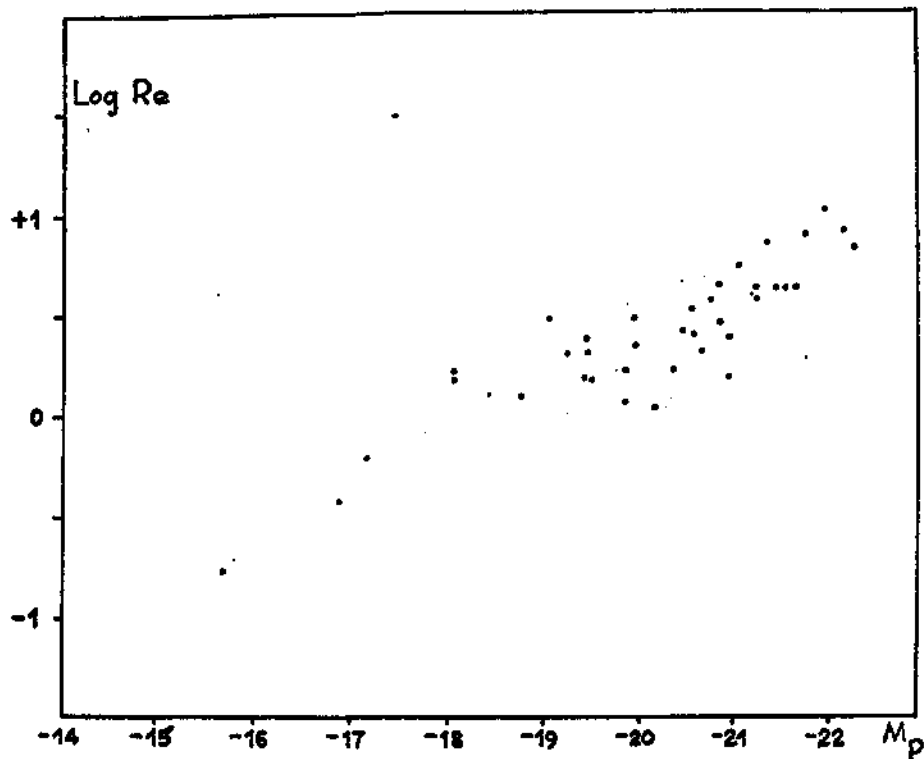


Figura 5

4 - INTERACCIONES MUTUAS Y CON EL MEDIO IG

El sentido de la evolución de los sistemas gravitatorios está regido, de una manera muy general, por el Segundo Principio de la Termodinámica. Sea $\phi(r,t)$ el potencial gravitatorio de un sistema en el punto r y el instante t . La fuente de entropía σ (en el sentido de la Termodinámica Irreversible) toma la forma (Sérsic, 1965)

$$\sigma = - \frac{\rho}{\theta} \frac{\partial \phi}{\partial t} \geq 0 \quad (1)$$

donde ρ es la densidad "grano grueso" del sistema y $\theta = \frac{1}{2} k \sigma_v^2$ la temperatura cinética (σ_v es la dispersión de velocidades). La única relación fenomenológica de Onsager para la fuente de entropía considerada es

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = - L \frac{\rho}{\theta} \quad (L > 0)$$

que, con el caracter autogravitante expresado por la ecuación de Poisson $4\pi G\rho = \nabla^2 \phi$ nos da

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = - D(\theta) \nabla^2 \phi$$

o su equivalente

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \nabla^2 ((D\theta)\rho)$$

expresiones que describen la evolución irreversible del sistema, compatible simultáneamente con el Segundo Principio y la gravitación. En las ecuaciones precedentes $D(\theta) = L/4\pi G\theta$ es una función positiva, puesto que tanto L como lo son, que desempeña un papel análogo al de un "coeficiente de difusión" pe

ro para $t = -t$. Lo que esto nos dice es que la evolución pre-dicha es una difusión en el sentido opuesto al del tiempo, o sea un proceso de compactación hacia un estado final estacionario (en realidad inalcanzable, pues otras interacciones se harán cargo y el colapso habrá de continuar).

Nótese que la eficiencia del proceso depende de la magnitud de $D(\theta)$. Si dos sistemas de temperaturas θ_1 y θ_2 parten de una configuración similar, aquel con $\theta_1 < \theta_2$ arribará antes a la configuración final, pues $D(\theta_1) > D(\theta_2)$.

La ecuación de la continuidad

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho v) = 0 \quad (2)$$

junto con la segunda de (2) nos permite encontrar el campo de velocidades implicado por esta evolución,

$$v = (2 - \Gamma)D(\theta) \text{ grad } \rho + \frac{\text{rot} H}{\rho} \quad (3)$$

donde hemos introducido el coeficiente adiabático

$$\Gamma = 1 + \frac{\text{grad } \ln \theta}{\text{grad } \ln \rho}$$

y el vector $\text{rot } H$, arbitrario. La expresión (3) nos dice que el campo de velocidades está compuesto por un término rotacional ($\text{rot } H/\rho$) cuya importancia disminuye hacia las regiones más densas (Si $H \neq 0$) y otro de colapso. En efecto, dado que $\Gamma < 2$ y $D(\theta) > 0$, el primer término de (3) tenderá siempre a incrementar las concentraciones de masa (colapso). Solo la rotación, en regiones de densidad suficientemente bajas, puede inhibir parcialmente el colapso.

Este fenómeno se traduce en la fusión de galaxias en cúmulos, el que tenderá a producir sistemas supergigantes, de bajo brillo superficial en la región nuclear, localizados en las partes más centrales del cúmulo. También se predice de esta suerte el "cut off" que se observa en la función de luminosidad de las galaxias, al alterarse la distribución primigenia por sucesivas fusiones entre los objetos de mayor sección eficaz y por ende más luminosos.

La función de luminosidad $\eta(L)$ de los sistemas de galaxias muestra que una fracción pequeña del total de las galaxias se encuentra en cúmulos gigantes como el de Coma. La mayoría pertenece a sistemas con pocos miembros de luminosidades superiores a $6.4 \times 10^{10} L_{\odot}$, la luminosidad típica de una galaxia. Las galaxias semejan, en cierto sentido, a las estrellas, que también nacen generalmente en cúmulos y grupos. La dinámica de las galaxias en cúmulos es, sin embargo, considerablemente más interesante. La razón de esto es sencillamente que la sección eficaz de una galaxia, en relación a sus distancias mutuas es 10^5 veces mayor que en el caso estelar más crítico cual es el de los centros de los cúmulos globulares. De esta suerte, las colisiones gravitacionales entre galaxias pueden excitar los grados internos de libertad, dando origen a efectos colectivos no previstos en la dinámica Newtoniana puntual.

Fue Ostriker quien hizo notar que, en adición a los procesos de relajación violentos, relajación binaria, desarrollo de estructuras halo-centro y colapso gravitacional, hay además tres clases de procesos que son específicos a, o al menos tan importantes, que sus análogos en los cúmulos estelares.

La abundancia relativa de galaxias E y S0's en cúmulos, que son más comunes en cúmulos densos que en los menos densos y más abundantes en las regiones centrales que en las exteriores en cúmulos ricos, son hechos bien conocidos, a algunos de los cuales ya nos hemos referido. Ya en 1951 Spitzer y Baade propusieron que las colisiones entre galaxias podrían despojarlas de su contenido gaseoso dando origen a los sistemas S0. El descubrimiento de la radiación X de origen termico proveniente de los cúmulos de galaxias apuntan en el mismo sentido. La presión de empuje del gas IG tendería a barrer el gas de las espirales, sostiene Gunn y Gott e independientemente Gislert. Las interacciones con el gas IG ambiente favorecen la evaporación del gas intra-galáctico en las galaxias de cúmulos con fuerte emisión de rayos-X.

Desde el punto de vista dinámico, la separación de cúmulos y grupos puede hacerse a través de la dispersión de velocidades de sus miembros. Ostriker considera "cúmulo" a un sistema de galaxias, en el que la dispersión de velocidades de las galaxias es considerablemente mayor que la distribución de velocidades de las estrellas en sus galaxias. De esta suerte las colisiones de galaxias en estos sistemas serán hiperbólicas, con pequeña desviación de la trayectoria rectilínea. Cómputos con modelos numéricos realizados por varios autores muestran que si bien las galaxias conservan su identidad en estos encuentros, sus dimensiones se reducen, aunque las regiones interiores permanecen esencialmente sin cambios.

Radiogalaxias extensas: Otra fuente de interacción entre las

galaxias y el medio IG lo constituye la actividad de las radio galaxias. Las observaciones de las radiofuentes extensas se interpretan en términos de la evolución de éstas a través de sucesivas crisis conducentes a eyecciones múltiples originadas en la presión de confinamiento en nubes de plasma, cuya inestabilidad lleva a la formación de "puntos calientes" (hot spots) y a aceleraciones de partículas "in situ".

Se debe a Christiansen, Pacholczyk y Scott (1977) un modelo para la interpretación de las observaciones, tanto estructurales como espectrales y de polarización de estos fenómenos, haciendo la hipótesis de que se libera una cantidad suficiente de energía, adecuadamente dirigida, en las regiones centrales del objeto activo.

Según los autores mencionados, la evolución de las nubes de plasma en una explosión múltiple de una radiogalaxia, puede separarse en cuatro estadios (Fig. 6) a saber:

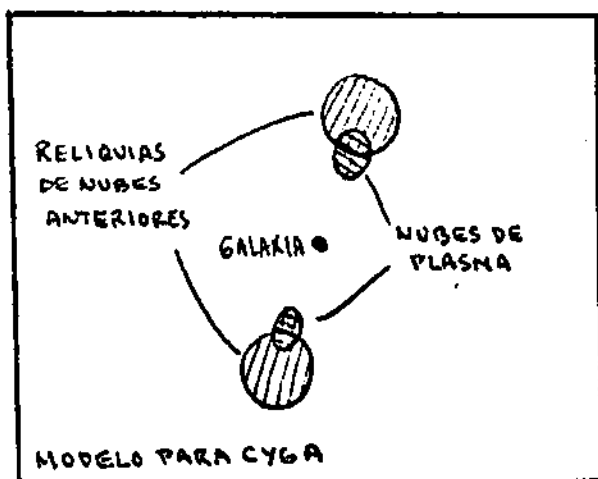


Figura 6

Estadio 1: La nube de plasma recientemente creada en la explosión más reciente se expande adiabáticamente por el canal formado por la explosión previa, lo que da lugar a un bajo brillo superficial.

Estadio 2: Esta nube de plasma, al encontrar los restos de la explosión previa, se desacelera rápidamente, se comprime adiabáticamente y aumenta considerablemente de brillo.

Estadio 3: En el frente de la nube surge la inestabilidad Rayleigh-Taylor, generando turbulencia que se propaga al resto de la nube. Esto causa la aceleración de partículas por mecanismos tales como el de Fermi.

Estadio 4: La desaceleración desciende bruscamente a cero y la nube se expande. Las inestabilidades cesan y la turbulencia decae, con lo que cesa la aceleración de partículas.

Las fuentes con puntos calientes bien marcados estarán, entonces, asociadas con el estadio 3 en su fase precoz, por ejemplo Cyg A; 3C33, 3C61 etc.

Si el canal por el cual se propaga la nube de plasma no es rectilíneo, a causa de las presiones anisótropas que aparecen con gradientes de densidad en el medio externo, ésta se desacelerará anticipadamente al chocar con la pared curvada del canal. De esta suerte se explican los abrigamientos de las componentes próximas a la galaxia madre, en estructuras tales como "dobles" y "colas", por ejemplo, en 3C465, 3C338, etc. Tales estructuras se encuentran en cúmulos de galaxias, donde los gradientes de presión en el medio IG son de esperar.

Si la velocidad de eyección de las nubes es del orden de la velocidad de la galaxia madre a través del medio IG, las sucesivas eyecciones no se efectúan por el mismo canal. Cada nube es entonces desacelerada por el medio externo y la estructura que resulta es una "cola" en radio.

En un nivel de energías elevado, las galaxias activas emiten chorros relativistas (Jets) y haces de partículas. Las más recientes observaciones parecen favorecer la idea de Rees y otros de que la energía de estos fenómenos es canalizada continuamente por haces colimados en escalas escasamente superiores que las de la fuente central ($\ll 1$ parsec) y que su orientación permanece estacionaria durante toda su escala de tiempo.

La radiofuente gigante 3C236, que se extiende de un 2×10^7 años luz, tiene una componente central alienada con el eje global del sistema. Un fenómeno similar se observa en Cyg A. En NGC 6251 encontramos un jet rectilíneo de 200 kpc de largo, que surge de una estructura de solo 0.1 pc en el núcleo de la galaxia (Fig. 7).

Se supone que la notable colimación de estos fenómenos tiene lugar en las cercanías de un objeto colapsado central y que los haces se orientan en el sentido del eje de rotación. La estabilización es consecuencia, entonces, de un efecto gravitatorio intenso que protege al haz de oscilaciones, aún cuando la provisión de gas desde la fuente sea de flujo irregular. El caso de las radiogalaxias donde estos haces parecen haberse desplazado u oscilado, pueden deberse a colisiones o actividad recurrente en el núcleo.

Los haces surgen de los núcleos con velocidades cercanas a c . La indicación más directa de que esto es así lo constituyen las llamadas variaciones "supraluminosas" de las fuentes compactas: Si bien no existe aún un modelo definitivo, todos los mecanismos invocados requieren velocidades próximas a c . La asimetría de algunas de tales estructuras, por ejemplo el Jet de NGC 4486, se explica por la selectividad del efecto Doppler relativista.

La "máquina" central parece, entonces, capaz de generar plasma con una energía cinética media por partícula que se aproxima a la energía de reposo de las mismas. Según Rees, los primeros candidatos para dichas "máquinas" son los agujeros negros de $10^8 M_{\odot}$ que acrecen a expensas de su entorno. En tal caso la eficiencia llega al 10% y la producción de energía dura los 10^8 años que se estima es la vida típica de una fuente gi

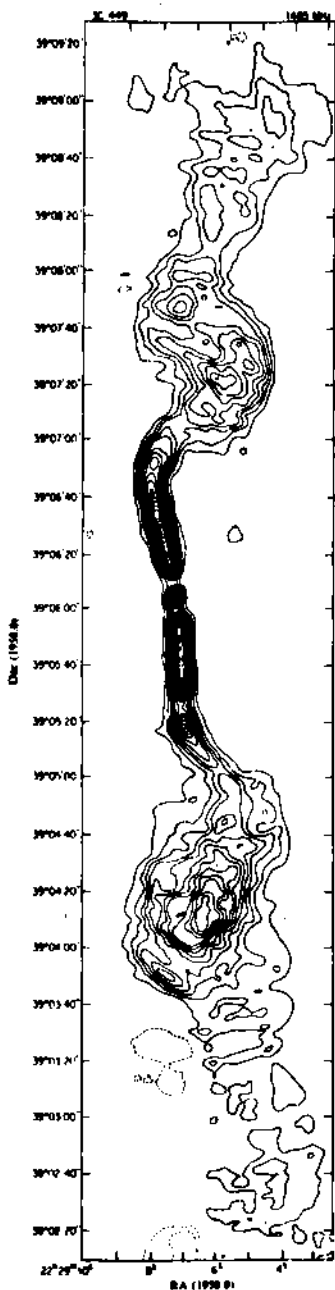


Figura 7

los 10^8 años que se estima es la vida típica de una fuente gi

gante como 3C236.

Todas las variantes de este modelo que se han explorado llevan a satisfacer los requerimientos de una alta energía media por partícula. Ello se debe a que la posibilidad de liberación de energía tiene lugar dentro de unos pocos radios de Schwarzschild, donde las velocidades keplerianas son del orden de $c/2$, como lo es también la velocidad del sonido en un gas soportado por su presión, en ese ambiente. De esta suerte es concebible esperar allí altas temperaturas iónicas, ondas de choque relativistas, presión de radiación, flares magnéticos y procesos electromagnéticos tipo pulsar. El producto primario de la liberación de energía gravitacional separada por el material capturado es sin duda el plasma relativista de electrones e iones.

La colimación de este plasma requiere alguna asimetría en el medio, probablemente de origen rotacional. Por ejemplo, si la fuente central de energía está rodeada de una nube rotacionalmente achatada, el plasma buscará su escape a lo largo del eje de rotación, lo que crea la conocida bimodalidad de estos procesos. Los haces dirigidos son consecuencia de presiones anisótropas en el plasma creado.

Los mecanismos de colimación, influenciados por el potencial no-newtoniano conducen a consecuencias de interés. Tales influencias, sin embargo, se reducen a escalas mucho menores que las observadas. Los haces, cuando se propagan hacia el exterior, se enfrían - según la ecuación de Bernoulli - aunque también pueden enfriarse radiativamente. Esta emisión es, probablemente responsable del continuo óptico no-térmico de los

núcleos de galaxias variables.

En cuanto a la coincidencia de la eyección con el eje de rotación de la galaxia, es menester notar con Rees, que hay que distinguir entre el eje de rotación de la galaxia, el del gas que cae (que proporciona el combustible e influencia sobre la colimación) y el del agujero negro en sí. La anisotropía del medio IG puede complicar aún más la situación.

Si el gas en cuestión se origina en la pérdida de masa de las estrellas o ha sido colectado desde toda la galaxia, su vector de momento angular coincide con el de la galaxia. Lo mismo vale para el gas IG que cae en una galaxia elíptica: después de unas pocas órbitas su distribución se vuelve axi-simétrica en coincidencia con la galaxia. Así pues, si no consideramos estructuras triaxiales, el gas debería proporcionar un eje estable a largo plazo.

En caso de que dicho gas sea insuficiente para motorizar el proceso, se ha sugerido una "nube remanente" de estrellas fragmentadas con dispersión de velocidades del orden de 10^3 km/s.

Los agujeros negros pueden surgir de una acumulación de gas originada en el núcleo que más tarde habrá de proporcionar el combustible. Ello implicaría una coincidencia de ejes entre ambos: agujero negro, gas y eje de la galaxia. Sin embargo, observa Rees, podemos concebir agujeros negros con ejes discrepantes, originados en la perturbación que puede haber producido una colisión o fusión de dos galaxias.

En este caso la actividad nuclear asumirá interesantes características. Los haces serán emitidos por el eje (no

alineado) del agujero negro. Este eje variará de orientación a medida que procede la acreción del gas circundante, ello haría que las sucesivas eyecciones, aunque bimodales, estarían orientadas diferentemente, tal como se observa en los casos de NGC 315, 3C47, 3C192, etc. Estas radiogalaxias, entonces, tendrían agujeros negros centrales que están siendo gradualmente llevados a coincidencia de ejes por el gas que capturan. La dinámica del gas y el plasma será ahora más complicada. Cada haz estará un tanto retorcido por el desplazamiento transversal y el halo que lo rodea se transformará en un abanico.

5 - INESTABILIDAD GRAVITACIONAL

El concepto de inestabilidad gravitacional fue introducido originariamente por J. Jeans (1929) en la forma de un criterio cuantitativo, pero fue F. Hoyle (1952, 1953) el primero que hizo notar el papel fundamental de la disipación y fragmentación en el colapso gravitacional.

Criterio de Jeans: En una esfera de fluido uniforme cuya escala gravitacional de tiempo es del orden de $\tau = (G\rho)^{-1/2}$, y la velocidad adiabática del sonido es $C_s = (dP/d\rho)^{1/2}$ se puede formar una longitud $\lambda_J = C_s \tau = (\pi/G\rho \cdot dP/d\rho)^{1/2}$ que mide la distancia alcanzada por las ondas sónicas (o de compresión) en el tiempo τ . Consideremos ahora perturbaciones de densidad en la esfera, con longitud característica λ . Para perturbaciones con $\lambda > \lambda_J$ la gravitación domina los movimientos de la materia, mientras que si $\lambda < \lambda_J$ es la presión quien domina y las perturbaciones son ondas sónicas. Desde el punto de vista físico el volumen de fluido puede estabilizarse por medio de la presión, contrarrestando la atracción gravitatoria, si las ondas de sonido pueden cruzar el volumen en un tiempo más corto que el de colapso τ , dando así coherencia al sistema. Por ello las perturbaciones con $\lambda \ll \lambda_J$ se comportan como ondas sónicas, mientras que aquellas con $\lambda > \lambda_J$ serán gravitacionalmente inestables y crecerán indefinidamente, al menos en el régimen lineal.

En la formulación clásica de Jeans el crecimiento del contraste de densidad es exponencial, pero en el marco de un universo en expansión, según lo ha demostrado Lifschitz ,

es más lento, solo proporcional a una potencia fraccionaria del tiempo.

La aplicación del criterio de Jeans a la formación de protogalaxias ha conducido a la estimación de un límite superior para la época de este acontecimiento. En efecto, en aquellas etapas del universo en que la temperatura era suficientemente elevada $T > 3000^{\circ}\text{K}$ como para que materia y radiación estuviesen acopladas, la velocidad del sonido era del orden de $C_s \approx \frac{1}{3} C_T$ y la longitud de Jeans $\lambda_J \approx \frac{1}{3} C_T \tau$ era del orden de la distancia al horizonte $\lambda_H = C_T \tau$ de modo que, de existir fluctuaciones en la densidad, estas no podrían ser inestables y proceder a la fragmentación, ya que es menester para ello que el sistema sea coherente en una dimensión sensiblemente mayor que $\lambda_J = \lambda_H$. Es recién después de la recombinación cuando la velocidad del sonido desciende bruscamente a niveles muy inferiores, dictados solamente por las propiedades termodinámicas de la materia sin acoplamiento con la radiación y $C_s = (\pi dP/d\rho)^{1/2}$. Esto conduce a $\lambda_J \ll \lambda_H$ y la fragmentación procede. Como la temperatura de la radiación de fondo es actualmente $T_R = 2.7^{\circ}\text{K}$ y la de acoplamiento $T = T_R = 3000^{\circ}\text{K} = 2.7(1+z)$ la época más temprana para la formación de protogalaxias por inestabilidad gravitacional resulta ser $1+z = 10^3$.

Con la densidad ρ de una perturbación y su longitud de onda de Jeans asociada λ_J puede formarse una masa

$$M_J = \frac{1}{3} \left(\frac{\pi k T}{\mu G} \right)^{3/2} \rho^{1/3} \quad (P = \frac{k \rho T}{\mu})$$

llamada "masa de Jeans". Para que el proceso de fragmentación

proceda es menester que la masa de Jeans decrezca para cada nivel de fragmentación, por debajo de la masa de al menos algunos de los fragmentos. El estudio de estas propiedades - para un dado modelo de fragmentación - constituye lo que se ha dado en llamar "teoría de la masa de Jeans" que ha sido desarrollada particularmente por D. Linden-Bell.

Obsérvese que

$$\frac{d \ln M_J}{d \ln \rho} = \frac{1}{3} (3\gamma - 4) \quad \text{y} \quad \frac{d \ln M_J}{d \ln T} = \frac{3\gamma - 4}{2(\gamma - 1)}$$

siendo $\gamma - 1 = N \ln T / d \ln \rho$ el coeficiente adiabático del gas. Si M_J ha de disminuir con ρ y T crecientes, es menester que se tenga

$$1 < \gamma < \frac{4}{3}$$

continuadamente para cada etapa de la fragmentación.

6 - COLAPSO Y DISIPACION DE ENERGIA

El colapso de una protogalaxia desde su condici3n primitiva de gas ionizado de composici3n primordial, procede inicialmente en ca3da libre adiab3tica. Ello se debe a que la escala de tiempo del mecanismo de enfriamiento (colisiones binarias) es $\sim \rho^{-1}$, mientras que la escala de tiempo del colapso es $\sim \rho^{-1/2}$. Si la nube es moderadamente inhomog3nea (lo que es plausible pues debido a que sus dimensiones son muy grandes el n3mero de Reynolds es elevado y el regimen ser3 de turbulencia), habr3 regiones donde la tasa de enfriamiento local superar3 a la tasa de colapso. Esto da origen a inestabilidades conducentes a la fragmentaci3n y posteriormente a la r3pida formaci3n de estrellas.

Consideremos ahora una de esas regiones donde se da la igualdad aproximada de ambas escalas de tiempo. Sea M su masa, V el volumen, $\rho_j = M/V$ la densidad media y T la temperatura. La ecuaci3n de balance para la entrop3a del sistema se escribe

$$T\delta S + J_q \delta t = - \delta W - \pi \delta V$$

donde J_q es el flujo de calor que intercambia con el exterior (en nuestro caso por radiaci3n), W la energ3a gravitacional, y π la presi3n de los movimientos m3sicos. El segundo principio de la termodin3mica requiere que la producci3n de entrop3a sea una funci3n positiva definida para todo proceso real. En nuestro caso ello se expresa con

$$\delta t \cdot T \cdot \Sigma = - \delta W - \pi \delta V \geq 0$$

Si $\Sigma = 0$ el sistema estarā en equilibrio termodināmico. Si por el contrario pero algūn tērmino o combinaciōn de tērminos de Σ se anula, el sistema se dirā estar en estado estacionario fuera de equilibrio. Esta situaciōn conserva el valor neto de la entropīa ($\delta S = 0$) y el exceso producido es radiado al exterior, pues entonces $J_q = T \cdot \Sigma$. Esto requiere, naturalmente, que el sistema no sea cerrado, tal como sucede en nuestro caso.

Mostraremos ahora que el modelo propuesto por Hoyle en 1952 corresponde a una situaciōn estacionaria fuera de equilibrio.

Sea ahora P la presiōn del gas y $U = \frac{2}{3} PV$ la energīa interna del mismo. Definamos el flujo de energīa mecānica por medio de

$$\delta t \cdot J_H = \delta W - P \delta V - \pi \delta V$$

y llevēmoslo a la ecuaciōn de balance, tendremos

$$T \delta S + J_q \delta t = - J_H \delta t - P \delta V - 2\pi \delta V$$

Postulemos entonces un estado estacionario para el sistema, que lo definimos con

$$\delta S = 0 \quad \text{y} \quad J_H = 0$$

Obtenemos dos ecuaciones, a saber

$$\delta W = P \delta V + \pi \delta V$$

(1)

$$J_q \cdot \delta t = - P \delta V - 2\pi \delta V$$

Transformaremos ahora las (1) de suerte de conformar

las a la notación de Hoyle. El estado inicial de la nube es de inestabilidad marginal, pues la hemos elegido precisamente de esa manera, entonces se satisface el virial

$$2U + W \leq 0$$

de modo que exista una lenta tendencia al colapso. Sea, además, λ el factor de compresión tal que si V es el volumen actual y V_0 el inicial, se tenga $V_0 = V\lambda^3$. En tales condiciones es fácil ver que

$$\frac{\delta V}{V} = -3 \ln \lambda \quad ; \quad \delta W = W(\lambda - 1) \quad ; \quad P\delta V = 2U \ln \lambda$$

Por otra parte, la energía cinética de las estrellas que habrán de formarse tiene su origen en la energía de los movimientos máxicos, que le es directamente transferida por el proceso de fragmentación y condensación.

Sea $\rho_S = \rho_T \cdot \eta$ la densidad, O_S la velocidad cuadrática media de las estrellas. Tendremos entonces

$$3\pi = \frac{1}{2} \rho_S O_S^2$$

Si aceptamos ahora la igualdad de las energías específicas, es decir $U/M = \frac{1}{2} O_S^2$ es sencillo constatar que la fracción de la masa de la nube que al final restará en forma de estrellas si el proceso es efectivo, vendrá dada por

$$\eta = \frac{3\pi V}{2U}$$

Con estas consideraciones, las ecuaciones (1) se escriben

$$1 + \eta = \frac{\lambda - 1}{2\pi\lambda} \left| \frac{W}{2U} \right| \quad \text{y} \quad 1 + 2\eta = \frac{J_0 \delta t}{2U \cdot 2\pi\lambda} \quad (2)$$

La primera es una generalización directa de la conocida relación de Hoyle para hallar el factor máximo de compresión que admite la nube antes de fragmentarse. Hoyle tiene $\eta = 1$ (máxima eficiencia), pero en nuestro caso es posible relacionar η con λ y el grado de inestabilidad inicial de la nube.

La segunda ecuación no fue considerada por Hoyle y proviene de encuadrar el problema dentro del concepto de estado estacionario fuera de equilibrio. Como veremos cuando la discutamos en la sección siguiente, permite definir el locus de formación de galaxias en el plano (ρ, T) .

La Tabla I da algunos valores de λ como función de η y $|2U/W|$. El rango de valores de η es aquel que responde a la mayoría de las galaxias normales, desde elípticas ($\eta = 0.9999$) hasta irregulares ($\eta = 0.7$).

TABLA I

η	$\left \frac{2U}{W} \right = 1.0$	0.9	0.8	0.7
1.0000	3.5126	2.9430	2.4025	1.8948
0.9999	3.5125	2.9426	2.402	1.8945
0.999	3.51	2.941	2.40	1.893
0.99	3.49	2.92	2.38	1.88
0.9	3.23	2.70	2.20	1.72
0.8	2.95	2.46	2.00	1.56
0.7	2.66	2.22	1.80	1.40

Dado que el tiempo empleado por el proceso de fragmentación es $\tau = (\theta\rho_T)^{-1/2} (1 - \lambda^{-3/2})^{-1}$ (Hoyle, 1953), resulta

claro que cuanto menor es λ tanto más tarda en completarse el proceso. Si la duración del proceso con máximo λ permisible ($\lambda = 3.5126$) es tomada como unidad, tenemos

$\lambda = 3.5126$	3.5	3.0	2.5	2.0	1.5
$\tau = 1.0000$	1.001	1.05	1.19	1.31	1.86

de lo que se deduce que tanto la eficiencia, cuanto el grado de desequilibrio dinámico de la nube tienden a dilatar el proceso de formación de estrellas.

La función de enfriamiento y el lugar de la formación de galaxias en el plano (ρ, T)

Dos son los procesos fundamentales que favorecen la emisión de energía por parte de la nube. Ya mencionamos al principal de ellos, la emisión de fotones por recombinación. La forma de éste viene dada por

$$(J_q)_R = \int L(T) \rho^2 dV = ML(T) \rho (1-n)$$

donde $\rho = \rho_T (1-n)$ es la densidad del gas y $L(T)$ es una función de la temperatura y la composición.

Otro mecanismo particularmente eficiente en épocas tempranas, posteriores a la recombinación, es el enfriamiento Compton, resultante de la dispersión Compton de electrones energéticos producida por el fondo más frío de radiación prevalente en el Universo. Si la densidad de radiación de fondo se escribe $\rho_R = aT_R^4 = a(2,7)^4 (1+z)^4$ y consideramos épocas tales que $T_R < T$, la contribución al enfriamiento por este efecto es, con $X(T) =$ número fraccionario de electrones libres,

$$(J_q)_C = AX(T)T(1+z)^4 \int \rho dV = AX(T)T(1+z)^4 M(1-\eta)$$

después de integrar sobre el volumen de la nube. Sumando ambas contribuciones y observando que la escala de tiempo del proceso surge de la ecuación de la continuidad

$$\delta \ln \rho_T = 8(G\rho_T)^{1/2} \delta t$$

la segunda ecuación (2) toma la forma

$$1 + 2\eta = \left[\frac{\rho_T}{\rho_R(T)} \right]^{1/2} (1-\eta) + \left[\frac{\rho_C(T)}{\rho_T} \right]^{1/2} (1+z)^4 \quad (3)$$

Las funciones

$$\rho_R(T) = G \left(\frac{3kT}{\mu L(T)} \right)^2 \quad \text{y} \quad \rho_G(T) = \frac{1}{G} \left(\frac{AX(T)}{3k} \right)^2$$

tienen dimensión de una densidad y definen sendos trazos en el plano (ρ, T) .

La ecuación (3) tiene por soluciones

$$\rho_{T,R} = \rho_R(T) \left(\frac{1+2\eta}{1-\eta} \right)^2 + \dots \quad ; \quad \rho_{T,C} = \rho_G(T) \frac{(1+z)^2}{(1+2\eta)^2} + \dots$$

si $\Delta \ll 1$.

donde

$$\Delta = 4 \left(\frac{\rho_C}{\rho_R} \right)^{1/2} \frac{(1+z)^4 (1-\eta)}{(1+2\eta)^2}$$

Por el contrario, habrá raíz doble cuando $\Delta = 1$, es decir

$$\rho_{T,0} = \frac{1}{4} \rho_R(T) \left(\frac{1+2\eta}{1-\eta}\right)^2 = 4\rho_C(T) \frac{(1+z)^8}{(1+2\eta)^2}$$

pues

$$(1-\eta)(1+z)^4 = \left(\frac{1+2\eta}{2}\right)^2 \left(\frac{\rho_R}{\rho_C}\right)^{1/2}$$

La inspección de los valores de ρ_R , ρ_C en la Tabla II nos dice que $\rho_C < \rho_R$ para $T < 50000^\circ\text{K}$.

Si notamos que para la mayoría de las galaxias es $\eta = 1$ tenemos

$$1 + z \geq \frac{1.2}{(1-\eta)^{1/4}}$$

un límite inferior para la época de formación de galaxias, entendiendo como tal la época del establecimiento del régimen estacionario. Para una galaxia elíptica ($\eta = 0.9999$) es $1+z \geq 12$.

Podemos ahora calcular la masa de Jeans correspondiente a cada solución,

$$M_{J,R} = \frac{1}{3} \left(\frac{\pi k}{\mu g}\right)^{3/2} \left(\frac{T^3}{\rho_R(T)}\right)^{1/2} (1-\eta) \quad \text{y} \quad M_{J,C} = 3 \left(\frac{\pi k}{\mu g}\right)^{3/2} \cdot \left(\frac{T^3}{\rho_C(T)}\right)^{1/2} (1+z)^{-4}$$

Obsérvese que $M_{J,R}$ decrece con $(1-\eta)$, es decir, con el avance del proceso de formación de estrellas. Esto nos dice que la solución $\rho_{T,C}$ conduce al resultado esperado. Por el contrario, $M_{J,C}$ crece con el transcurrir del tiempo, pues $1+z$ decrece con t , y la solución $\rho_{T,C}$ se inhibe en el proceso de inestabilidad conducente a la formación de estrellas.

La solución doble, entonces, marca la terminación de

TABLA II

Valores de $\rho_R(T)$ y $\rho_C(T)$

log T	log $\rho_R(T)$	log $\rho_C(T)$
4.00	-31.05	-38.45
4.05	-31.49	-37.15
4.10	-31.93	-35.95
4.15	-32.51	-35.01
4.20	-31.93	-33.93
4.25	-33.13	-33.75
4.30	-33.05	-33.73
4.40	-32.87	-33.71
4.50	-33.13	-33.69
4.60	-33.37	-33.67
4.70	-33.65	-33.65

la región donde la formación de galaxias es posible en el plano (ρ, T) .

Este último resultado nos dice que el mecanismo de enfriamiento radiativo es el responsable de la inestabilidad conducente al surgimiento de estructuras disipativas en una protogalaxia. Dichas estructuras conducen, en última instancia, a la formación de estrellas y por ende, galaxias.

Tenemos así identificada en el plano (ρ, T) las regiones donde es posible la formación de galaxias, al menos por el mecanismo de Hoyle.

La secuencia

$$\rho_{T,R} = \rho_R(T) \left(\frac{1+2\eta}{1-\eta} \right)^2, \quad T < 50000^\circ K$$

define, entonces la región donde las galaxias adquieren el es

tado estacionaria que caracteriza el modelo de Hoyle.

Dado que la pendiente de $d \ln \rho_R(T) / d \ln T = -P$ es relativamente constante y muy grande, es fácil demostrar que una secuencia de la forma

$$\ln \rho_{T,R} = \text{cte} - p \ln T - 2 \ln (1-\eta)$$

Junto con $2U''W \approx 0$ conduce a otra secuencia en el plano (masa, Radio) de la forma

$$\log R = (P + 1/P + 3) \log M + \text{cte}$$

Si la curva $\rho_R(T)$ en el plano (ρ, T) no es una simple recta, sus características, que dependen de la tasa de enfriamiento que a su vez depende de la composición del medio gaseoso, se habrán de reflejar en las propiedades de las secuencias en el plano radio, masa. La interpretación de las dos secuencias de galaxias elípticas de la figura 5 puede hacerse observando que la composición del gas que dio origen a las estrellas de las galaxias elípticas enanas (dE) era la primordial, pero que en el caso de las galaxias elípticas gigantes (gE) el medio tuvo ocasión de enriquecerse con la rápida evolución de las primeras estrellas y la tasa de enfriamiento aumentó como consecuencia de la aparición de elementos más pesados.

Influencia de la Rotación

La interacción de marea entre los fragmentos de la nube protogaláctica genera cuplas de rotación desde el colapso. Sea q la densidad de momento angular por unidad masa así adquirido. Para tomar en cuenta la rotación, debemos modificar la

energía potencial W de modo de tomar en cuenta la contribución del potencial centrífugo. Es decir, debemos reemplazar W en las expresiones para el caso sin rotación por

$$W_r = W - \frac{1}{2} q^2 MR^{-2}$$

donde W es, como siempre, la energía potencial gravitatoria.

Dado que

$$\delta W_r = W(\lambda-1) - \frac{1}{2} q^2 MR^{-2}(\lambda^2-1)$$

la ecuación () toma la forma

$$1 + \eta = \frac{\lambda-1}{2n\lambda} \left[\left| \frac{W}{2U} \right| + h^2 (\lambda+1) \right]$$

donde hemos puesto

$$h^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{q^2 M}{2UR^2} \right)$$

La expresión (4) generaliza la relación de Hoyle para el caso de rotación.

Se observa que, nuevamente, el efecto de la rotación es el de reducir la eficiencia en el proceso de formación de estrellas, alargando la escala de tiempo (Tabla III).

Obsérvese que para $w^2 = 0.3$ y $\eta = 0.7$ la escala de tiempo del proceso es ya un orden de magnitud mayor que en el caso con $\lambda = 3.5126$.

La ubicación de las galaxias en el plano Masa - Radio se modifica, ahora con la presencia de rotación. La relación

$$2U + w - \frac{1}{2} q^2 M/R^2 \leq 0$$

TABLA III

Valores de η para w^2 dados por

η	$w^2=0.01$	$w^2=0.1$	$w^2=0.3$
0.9999	3.2755	2.1864	1.3602
0.999	3.273	2.185	1.3595
0.99	3.25	2.173	1.3514
0.9	3.02	2.073	1.271
0.8	2.77	1.887	1.182
0.7	2.52	1.737	1.091

puede escribirse en forma normalizada respecto del caso $2U+W = 0$ sin rotación definiendo

$$m = M(q)/M(0) \quad r = R(q)/R(0)$$

de modo que tenemos

$$\frac{m}{r} = 1 + \left(\frac{h}{r}\right)^2$$

Si $h = 0$ tenemos secuencias $m = r$ correspondientes a las secuencias con rotación nula. Pero si $h \neq 0$, m tiene un máximo en $r^2 = h^2$ que vale $2h$. Para $m < 2h$ no hay soluciones. Para $m > 2h$ hay dos soluciones asintóticas a $m = ryr = h$ respectivamente (Figura 8)(pág. siguiente).

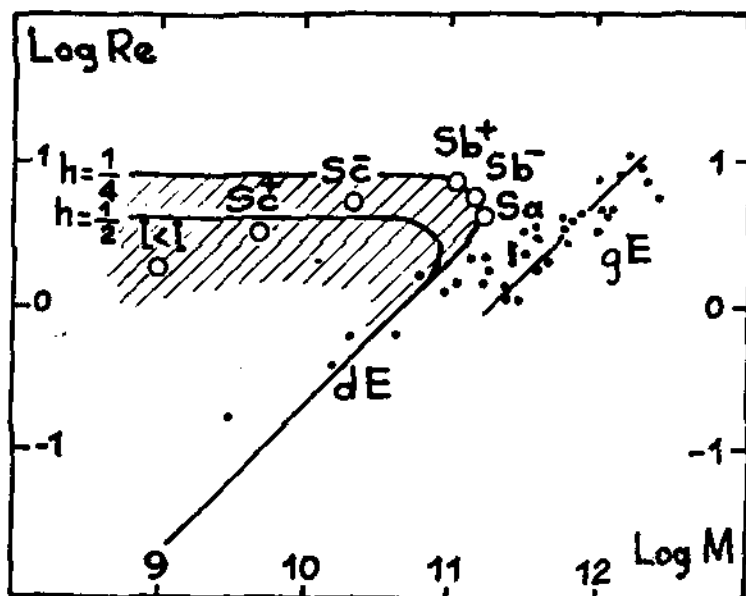


Figura 8