RADIO EMISION ASOCIADA CON GALAXIAS PECULIARES DEL CATALOGO DE ARP

R.F. Colomb y C. Varsavsky
(Instituto Argentino de Radioastronomía, Buenos Aires)

Arp (1966) compiló un catálogo de 338 galaxias peculiares de las cuales sólo 30 están señaladas como emisoras de ondas de radio. Dado que resulta muy poco probable que un porcentaje tan pequeño de galaxias peculiares sean radiofuentes se decidió estudiar una muestra de 74 galaxias con gran sensibilidad para determinar el porcentaje real de radiofuentes entre ellas, y tratar de asociar la intensidad de la radioemisión con el tipo de peculiaridad.

Para llevar a cabo este programa se decidió utilizar el radiotelescopio del Arecibo Ionospheric Observatory en Puerto Rico. Dada la limitación en movimiento de este telescopio se midieron galaxias cuyas declinaciones caen en el rango $3° < \delta < 33°$. Además se eligieron galaxias relativamente bien conocidas (que figuran en el NGC y, en lo posible, con velocidad radial conocida).Las mediciones se hicieron en 430 Mhz, con un haz de 8' a media potencia. La mínima señal detectable es 0,1 unidades de flujo (es decir, 10-27 watss/m2/c/s).

En la presente comunicación se presentan los resultados estadísticos obtenidos. Arp, 4 1966 Ap.J. Suppl. 14, 1.

ANALISIS CRITICO DE LA TEORIA DE ACRECION DE MASA DE HOYLE Y LYTTLETON

F. Cernuschi y F.R. Marsicano*
(Facultad de Humanidades y Ciencias, Montevideo,
Facultad de Ingeniería, Buenos Aires)

Resúmen

El problema del incremento de masa por atracción gravitatoria de un núcleo M_o que se mueve dentro de una nube cósmica con velocidad relativa uniforme V_o, fue abordado por Hoyle y Lyttleton en una serie de trabajos aparecidos a partir del año 1939 (1;2;3;4;5).

La fórmula a que llegan para el incremento de masa por unidad

de tiempo, después de hacer una serie de simplificaciones, es la siguiente:

$$\dot{M} = 4\pi\, G^2 M_o^2\, \rho_o / V_o^3$$

G = cte. de atracción gravitatoria; ρ_o= densidad de la nube. En esta nota demostraremos que, siempre respetando el mecanismo simplificado de Hoyle y Lyttleton, la acreción no es estacionaria y además no varía con V_o según V_o^{-3} sino según

$$\frac{aV_o}{(b+cV_o^2)^2}$$

con a; b; c; constantes; lo que da $\dot{M}$ = o para V_o = o y no $\dot{M} = \infty$ para V_o = o como indica la fórmula de Hoyle y Lyttleton.

Sea una masa M_o en movimiento rectilíneo uniforme de velocidad V_o con respecto a una masa gaseosa extendida al infinito y de densidad constante ρ_o. El movimiento del gas de la nube con respecto al núcleo M_o, tiene simetría cilíndrica con eje $\overline{V}_o$ y las trayectorias son hipérbolas de excentricidad $e=(1+\gamma^2 V_o^4/\ G^2 M_o^2)^{1/2}$ donde γ es la distancia de la partícula al eje $\overline{V}_o$ en el infinito. La ecuación de estas hipérbolas en coordenadas polares con origen en el centro del núcleo M_o es:

$$r = \frac{p}{1+e\cos\theta}$$

con θ contado a partir del eje de la hipérbola, siendo β el ángulo entre este eje y $\overline{V}_o$ dado por: $\cos\beta = 1/e$. El parámetro p está dado por: $\gamma^2 V_o^2/GM_o$; mientras que la distancia r_o al centro O del núcleo M_o a la cual la hipérbola corta al eje $\overline{V}_o$ está dada por

* Del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas.

$$r_o = \gamma^2 V_o^2/2GM_o \quad (1)$$

La componente normal al eje V_o de la velocidad en el punto de abcisa r_o es: $\left(\frac{2GM_o}{r_o}\right)^{1/2}$ mientras que la componente según ese eje es directamente V_o.

Cada hipérbola corta a su simétrica sobre el eje $\overline{V}_o$ destruyén dose por choque la energía cinética transversal, saliendo la masa disparada con velocidad V_o alejándose del núcleo atrayente M_o. La distancia máxima a la cual tiene influencia la atracción de M_o es:

$$r^* = \frac{2GM_o}{V_o^2} \qquad (2)$$

La distancia máxima a la cual llega una partícula disparada desde r_o con velocidad V_o es:

$$r_m = \frac{2GM_o}{\frac{2GM_o}{r_o} - V_o^2} \qquad (3)$$

Hoyle y Lyttleton reemplazan ahora las hipérbolas por segmentos de circunsferencia y toman como sección eficaz a la superficie circular:

$$\pi (r^*)^2 = \frac{4\pi\ G^2 M_o^2}{V_o^4}$$

que multiplicada por ρ_o y por V_o da el incremento de masa por unidad de tiempo:

$$\dot{M} = \frac{4\pi\ G^2\ M_o^2\ \rho_o}{V_o^3} \qquad (4)$$

Si bien aclaran que la fórmula (4) es válida después que pasó el período transitorio, nosotros demostraremos que ese período transitorio dura un tiempo infinito, de modo que $\dot{M}$ es en realidad función del tiempo y la (4) sólo se cumple para $t \to \infty$; pero eso no sería en realidad tan grave, porque para un t suficientemente grande el error es pequeño; lo que sí creemos es importante, es la relación $\dot{M} \to V_o^{-3}$ de la fórmula (4) pues nos da $\dot{M} = \infty$ para $V_o = o$ lo cual está fuera de toda lógica por cuanto para $V_o = o$ sencillamente el mecanismo propuesto para la acreción, no existe; debemos por lo tanto encontrar una fórmula para $\dot{M}$ que se anule en $V_o = o$ y en $V_o = \infty$

Para ello comenzamos por calcular el tiempo que tarda una partícula en recorrer el camino r_m sin velocidad inicial. De la ecuación de la energía: $\frac{1}{2} m(\dot{r})^2 = \frac{GM_o m}{r} + C$

sale $C = -\frac{GM_o m}{r_m}$ de donde:

$$(\dot{r})^2 = 2\, GM_o\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_m}\right)$$

$$t = \frac{1}{(2GM_o)^{1/2}} \int_{r_m}^{0} \frac{dr}{\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_m}\right)^{1/2}} = \frac{\pi}{2} \frac{r_m^{3/2}}{(2GM_o)^{1/2}} \qquad (5)$$

El tiempo que tarda la partícula en ir desde $r = r_o$ hasta $r = r_m$ y luego volver hasta 0 e incorporarse al núcleo es aproximadamente el doble (despreciando el tiempo en recorrer r_o):

$$t = \frac{\pi\, r_m^{3/2}}{(2GM_o)^{1/2}} \qquad (6)$$

Comparando (3) con (6) obtenemos:

$$r_o^2 = \frac{(2GM_o r_m)^2}{(2GM_o + r_m V_o^2)^2} = \left(\frac{t}{\pi}\right)^{4/3} \frac{(2GM_o)^2}{\left[(2GM_o)^{2/3} + \frac{T^{2/3} V_o^2}{\pi^{2/3}}\right]^2} \qquad (7)$$

luego:

$$\dot{M} = \pi\, r_o^2\, \rho_o\, V_o = \frac{\rho_o V_o\, t^{4/3}\, (2GM_o)^2}{\pi^{1/3}\left[(2GM_o)^{2/3} + V_o^2\, t^{2/3} \pi^{-2/3}\right]^2} \qquad (8)$$

la (8) es nuestra fórmula definitiva, se ve que para $V_o = 0$ $\dot{M} = 0$ y para $V_o \to \infty, \dot{M} \to 0$; además para $t \to \infty$

$$\dot{M} \to \frac{\rho o V o\, (2GM_o)^2}{\pi^{1/3}(V_o^2 \pi^{-2/3})^2} = \frac{4\rho_o V_o \pi G^2 M_o^2}{V_o^4} = \frac{4\rho_o \pi G^2 M_o^2}{V_o^3}$$

que es la fórmula de Hoyle y Lyttleton.

BIBLIOGRAFIA

1) Proc. Camb. Phil. Soc. 35 1939 p. 405.

2) Proc. Camb. Phil. Soc. 35 1939 p. 592.

3) Proc. Camb. Phil. Soc. 36 1940 p. 325.
4) Proc. Camb. Phil. Soc. 36 1940 p. 424.
5) M.N. 101 p. 227.

ESTABILIDAD RELATIVISTA

J.L. Sérsic
(Observatorio Astronómico de Córdoba, C.N.I.C.T s. As.)

Se estudian las condiciones de estabilidad gravitacional de una masa en condiciones relativistas y se encuentra que: (a) el límite de inestabilidad se modifica en relación al límite clásico, (b) la masa gravitacional aumenta en caso de inestabilidad.

SOBRE UNA REGULARIDAD ENERGETICA DEL SISTEMA SOLAR Y SU POSIBLE ORIGEN

C.J. Lavagnino
(Observatorio Astronómico de La Plata)

Se muestra que la energía cinética W y la interna D de los planetas, satélites y asteroides se disponen según secuencias proximas a la definida por W=D. La nitidez de las secuencias subraya la importancia cosmogónica de la correlación W=D. Para explicar la formación de dichas secuencias se describe mediante la fórmula de Rutherford los procesos de colisiones que tendrían lugar en una nube de partículas gravitantes cuyos centros de condensación se dispondrían conforme a la Ley de Titius-Bode.

SIGNIFICADO DE LA CANTIDAD DE MOVIMIENTO EN LAS ESTRELLAS CON COMPAÑERA OBSCURA

C.J. Lavagnino
(Observatorio Astronómico de La Plata)

Se muestra que en una serie de sistemas y subsistemas (satélites y planetas, estrellas y cúmulos abiertos, etc.) el invariante