

# LA INESTABILIDAD DE ÓRBITAS RADIALES EN LA FORMACIÓN DE GALAXIAS POR COLAPSO NO DISIPATIVO

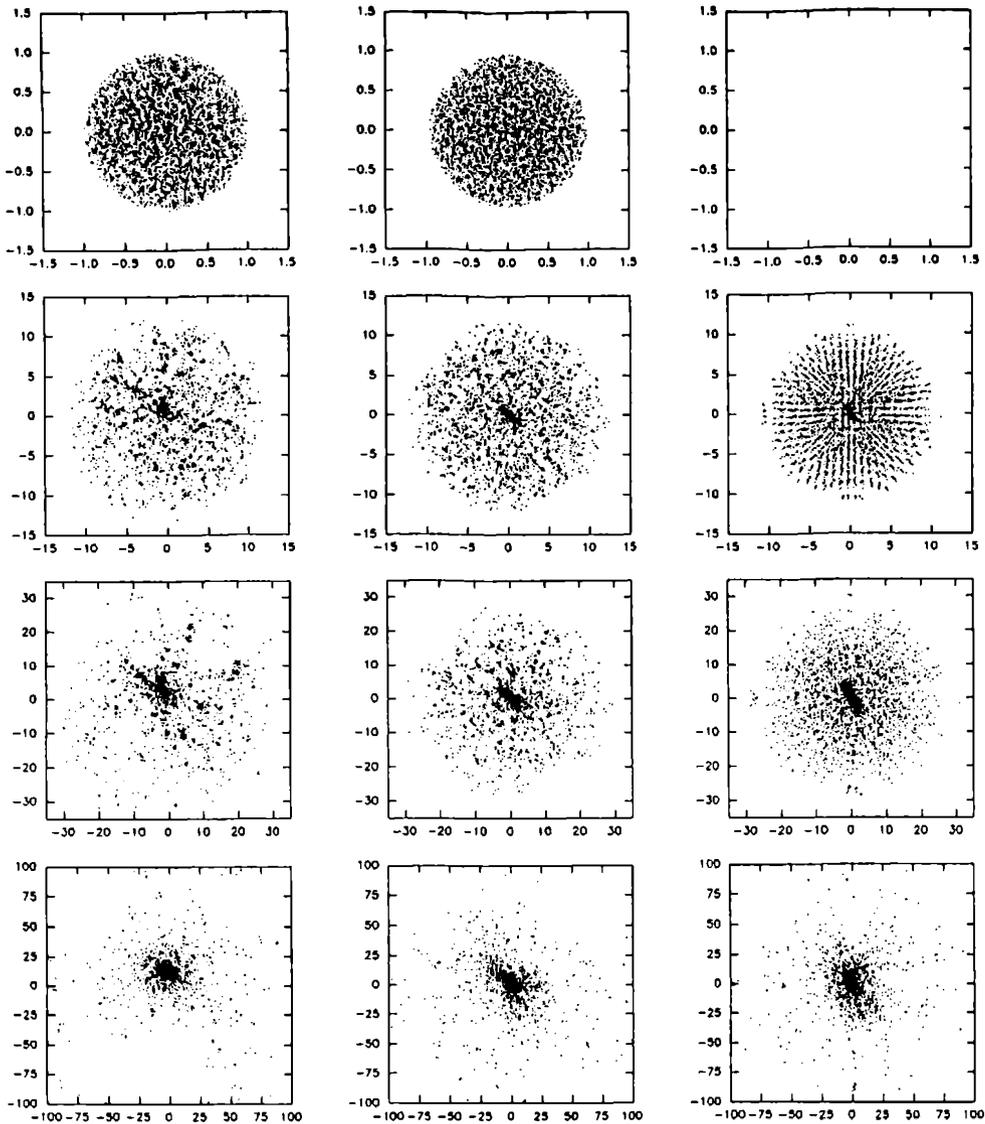
*D. D. Carpintero, J. C. Muzzio y F. C. Wachlin (FCAG y PROFOEG)*

ABSTRACT Aguilar and Merritt (1990, *Ap. J.*, 354, 33) have showed that the radial orbit instability, by building up triaxial systems, plays a crucial rôle in the galaxy formation by disipationless colapse. We show here that Hubble's expansion and the inhomogeneity of the material may be an alternative way of preventing bar formation, instead of velocity dispersion or rotation of the material.

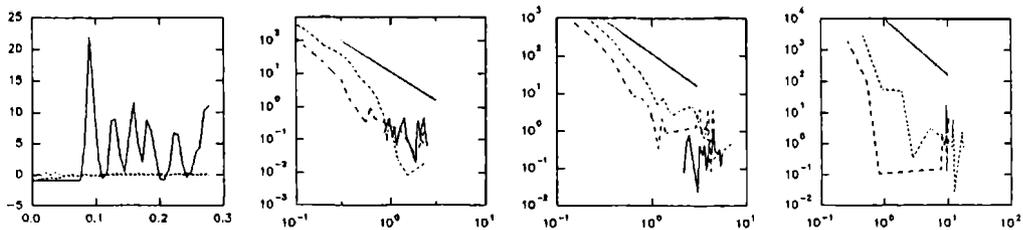
Investigamos en este trabajo cómo las inhomogeneidades originales del material protogaláctico influyen en la formación de barras en los estados finales. Se integraron para ello una serie de modelos de  $N$ -cuerpos usando el programa integrador de Aarseth (1985) con 5000 partículas, incluyendo la expansión universal correspondiente a un Universo plano ( $\Omega = 1$ ). Las condiciones iniciales, en todos los casos, fueron las de una esfera homogénea de radio unidad, con una perturbación central representada por una masa puntual conteniendo el 4% de la masa total. Las velocidades son nulas en coordenadas comóviles con la expansión.

La diferencia entre distintos modelos estriba en la homogeneidad de las posiciones iniciales. Aquí presentamos tres modelos típicos. En el modelo (a), las posiciones son estrictamente al azar. En el modelo (b), se divide el volumen inicial en 5000 cubos iguales, y luego se coloca una partícula al azar dentro de cada uno de ellos. Se generan así condiciones iniciales más "calmas", en el sentido de que la dispersión poissoniana no influye de manera tan significativa en la formación de grumos de partículas. En el modelo (c), finalmente, se divide el volumen como antes, pero se colocan las 5000 partículas al azar dentro de la región central de cada cubo (esta región central supone la milésima parte del volumen de cada cubo). Así, las partículas parten de un ordenamiento tipo cristalino, eliminando totalmente las fluctuaciones poissonianas originales.

Las siguientes figuras muestran la evolución de cada uno de estos modelos. En cada gráfico se representa la coordenada  $x$  en abscisas y la  $y$  en ordenadas; las columnas corresponden a los modelos (a), (b) y (c), respectivamente; las filas corresponden a tiempos  $t = 0, 0.75, 3$  y 21 tiempos de cruce, respectivamente.

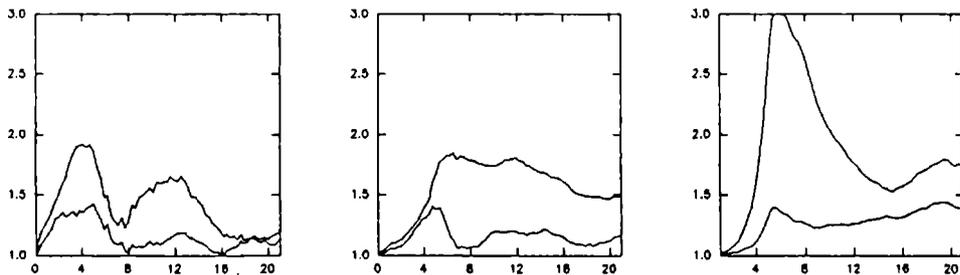


Aunque resulta claro que la formación de grumos en el halo depende fuertemente de la inhomogeneidad inicial, es necesario cuantificar esta dependencia. Para ello hacemos uso de la función de autocorrelación de pares,  $\xi(r)$ , pero calculada sólo en la región de interés, es decir, en el halo. El resultado se muestra en las siguientes figuras.



Se representa en abscisas la distancia comóvil  $r$ , y en ordenadas la función  $\xi(r)$ ; cada gráfico corresponde a los tiempos de las figuras anteriores. Se representa con línea a trazos cortos el modelo (a), a trazos largos el (b), y continua el (c). En el primero la escala es lineal; en el resto es logarítmica; se da en estos últimos como referencia la pendiente  $\xi(r) \propto r^{-1.8}$  (ley de potencia observada [Peebles 1980, Davis y Peebles 1983]). Es evidente que el nivel de inhomogeneidad en el halo es mucho menor en los modelos con condiciones iniciales calmas. En el modelo (c), las curvas muestran claramente la estructura cristalina en  $t = 0$ , y no se muestra la estructura de cortas distancias en los demás instantes debido a que se han eliminado los puntos con correlación negativa. El último estado ( $t = 21 t_{cr}$ ) deja de ser representativo, por las pocas partículas de halo.

Para cuantificar la estructura de barra, se calcularon los semiejes de inercia en función del tiempo; se presentan en las siguientes figuras los resultados.



De izquierda a derecha, los gráficos corresponden a los modelos (a), (b) y (c). En cada caso, se muestra el valor de los semiejes que abarcan el 70% de la masa a lo largo del tiempo; la curva superior es el cociente  $b/a$  y la inferior el  $c/a$ , con  $a < b < c$  los semiejes. Es evidente que en el modelo (a), el estado final se acerca mucho a la simetría esférica, mientras que en el (c) se forma un elipsoide triaxial; la elipticidad se corresponde entonces a la homogeneidad inicial. Posteriores cálculos con nuevos tipos de condiciones iniciales permitirán una mayor comprensión del fenómeno.

### Bibliografía

Aarseth, S. J. (1985). In *Multiple Time Scales*, ed. J. U. Brackbill y B. I. Cohen. Orlando: Academic Press.

Davis, M. y Peebles, P. J. E. (1983). *Ap. J.* 267, 465.

Peebles, P. J. E. (1980). *The Large Scale Structure of the Universe*. Princeton, New Jersey: Princeton University Press.