

Colapso gravitatorio y descomposición espinodal: ¿es lo mismo?

Alvaro Domínguez*

Física Teórica, Universidad de Sevilla, Apdo. 1065, E-41080, Sevilla

Un gas de Yukawa bidimensional consiste en esferas duras (diámetro σ) que se atraen según el potencial

$$V_{\text{atr}}(d) = -V_0 K_0(d/\lambda) \quad (V_0, \lambda > 0) \quad (1)$$

en términos de la función de Bessel modificada K_0 . Esta exhibe un decaimiento exponencial para $d \gg \lambda$ (correspondiente a una interacción de corto alcance), pero un comportamiento logarítmico para $d \ll \lambda$ (formalmente análogo a la gravitación newtoniana bidimensional y por tanto no integrable en el sentido de la mecánica estadística del equilibrio). Los estudios previos del gas de Yukawa han considerado invariablemente $\sigma \approx \lambda$; nuestro objetivo es estudiar el caso $\sigma \ll \lambda$, de forma que el efecto del comportamiento logarítmico sea patente.

Aparte de su interés fundamental intrínseco, este modelo es de importancia práctica porque describe la interacción por fuerzas capilares de partículas coloidales atrapadas en una interfase fluida. Se trata de un sistema que hoy en día se genera y estudia rutinariamente en el laboratorio, para los cuales V_0 y λ dependen de parámetros experimentalmente controlables con relativa facilidad. En particular, una configuración típica involucra $\sigma \approx 1 \mu\text{m}$ (partículas coloidales) y $\lambda \approx 1 \text{ mm}$ (longitud capilar). Debido a esta separación de escalas, el sistema exhibe características tanto de un fluido auto-gravitante como de un fluido de van der Waals.

Nos hemos centrado en el estudio de la dinámica de este modelo, prestando particular atención a la dependencia con el rango λ de la interacción: si λ es muy grande se espera que una distribución inicialmente homogénea sufra un colapso colectivo de tipo gravitatorio (efectos globales dominantes), mientras que si λ es muy pequeño se puede esperar una descomposición espinodal de separación de fases (efectos locales dominantes). El modelo teórico empleado¹ describe la evolución, en la aproximación de campo medio, del campo densidad de partículas debida a la competición entre la atracción (1) y la difusión térmica. El análisis teórico se ha complementado con simulaciones numéricas, incluyendo la medición de cuantificadores particularmente sensibles a la formación de estructuras en el régimen no lineal (inhomogeneidad grande)², así como condiciones iniciales inhomogéneas (disco finito) que realzan la influencia del contorno sobre la evolución³. Las conclusiones se pueden resumir como sigue:

- Cuando se dispone de predicciones teóricas (usualmente resultados perturbativos en diferentes regímenes), éstas son confirmadas por las simulaciones.

- Se aprecia una transición continua entre colapso gravitatorio (formación de cúmulos densos inmersos en una distribución muy diluida de partículas) y descomposición espinodal (separación de fases líquida y gaseosa) como función del alcance λ de la interacción.
- En el colapso gravitatorio se aprecia una evolución en dos etapas (“separación de fases” y “crecimiento de dominios”) reminiscentes de las de descomposición espinodal.
- Durante la descomposición espinodal se aprecian rasgos globales (formación de cúmulos preferentemente sobre una “onda de choque” viajera inducida por el contorno del disco finito) reminiscentes del colapso gravitatorio.

La siguiente figura resume el tipo de evolución según los dos parámetros adimensionales relevantes del estado inicial de un disco finito: λ/L en la abscisa, con $L =$ tamaño inicial del disco, y el cociente entre la energía térmica y la energía de atracción según (1) en la ordenada.

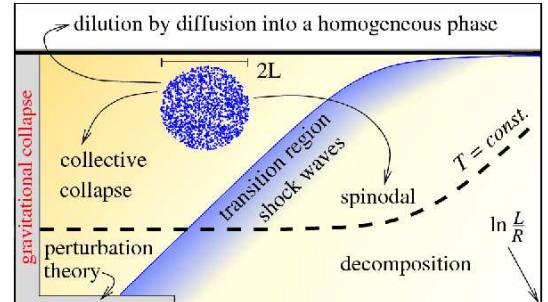


FIG. 1. Tipo de evolución de un disco finito según los dos parámetros adimensionales relevantes del estado inicial: la abscisa representa λ/L , con $L =$ radio inicial del disco, y la ordenada corresponde al cociente entre la energía térmica y la energía de atracción según (1). (Figura en escala log-log).

* dominguez@us.es

¹ Domínguez, Oettel, and Dietrich, *Phys. Rev. E* **82**, 011402 (2010).

² Bleibel, Domínguez, Oettel, and Dietrich, *Eur. Phys. J. E* **34**, 125 (2011).

³ Bleibel, Domínguez, Oettel, and Dietrich, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 128302 (2011).