

Cúmulos de Galaxias

COMA

$z=0.023$





RCS0439.6-2905
 $z=0.97$

- **Los objetos gravitacionalmente ligados más masivos en el universo ($M \sim 10^{15} M_{\text{sol}}$), *con dispersión de velocidad de 800 km s^{-1}***
- **Presentan emisión en rayos-X producida por gas caliente**
- **Definen un laboratorio natural para estudiar evolución de galaxias, el medio intergaláctico y la naturaleza de la materia oscura**

- Usando imágenes tomadas con una cámara Schmidt (~1950), George Abell catalogó los cúmulos en las placas fotográficas
- 4073 cúmulos cumplieron con los criterios
 - **riqueza**: deben tener al menos 50 miembros más brillantes que m_3+2 (y la *clase de riqueza* dada por el número en m_3 y m_3+2)
 - **concentración**: las galaxias sólo se cuentan en un radio de $1.5 h^{-1}$ Mpc. Esto significa un radio angular $1.7/(1+z)$ arcmin, donde z se estima a partir de la magnitud aparente de la décima galaxia

- **Distancia:** los cúmulos con $z < 0.02$ son más grandes que una placa fotográfica. Esto define la distancia mínima. La distancia máxima está determinada por el límite de magnitud de las placas ($m_r=20$), $\rightarrow m_3 < 17.5$ para que entre en la muestra. Conduce a un límite en la práctica de $z < 0.2$
- los cúmulos así definidos siguen una distribución en las cuentas de
$$\log_{10} N(<m) = 0.6m + \text{cte}$$
$$\Rightarrow \textit{distribución uniforme}$$

Clase de riqueza cúmulos	N galaxias en m_3, m_3+2	N de los muestra
0	(30-49)	($>10^3$)
1	50-79	1224
2	80-129	383
3	130-199	68
4	200-299	6
5	300 o más	1

Se encuentra que para los cúmulos de riqueza 1 ó superiores, la densidad es

$$N_{cl}(R \geq 1) = 10^{-5} h^3 \text{ Mpc}^{-3}$$

la distancia típica entre cúmulos es alrededor de $50 h^{-1} \text{ Mpc}$, cuando la distancia típica entre galaxias es $5 h^{-1} \text{ Mpc}$

- **Distribución de galaxias en los cúmulos**
 - **cúmulos regulares** (circularmente simétricos) están dominados por galaxias elípticas o S0s. Algunos de estos tienen más de 1000 galaxias
 - Otros cúmulos menos simétricos se definen como **irregulares**
- **Oemler distingue tres tipos distintos de cúmulos de acuerdo a su contenido de galaxias**

COMA



- † ***cD o regulares:*** una (o dos) galaxia(s) dominante(s), teniendo razones en sus poblaciones de galaxias $E:S0:S \sim 3:4:2$. Estos son en general muy ricos en galaxias de tipo temprano
- † ***Ricos en espirales:*** con razones de tipos $E:S0:S \sim 1:2:3$, es decir estos objetos tienen poblaciones similares a las que se encuentran en el campo
- † ***pobres en espirales:*** constituyen el resto de los cúmulos, típicamente $E:S0:S \sim 1:2:1$

Oemler encontró una relación entre el tipo de los cúmulos y su contenido de galaxias

- los cDs tienen una estructura regular aumentando su densidad hacia el centro. El resto no es simétrico y tienen poca concentración central, con una distribución más uniforme de galaxias.
- La distribución radial de tipos de galaxias es similar en los cúmulos ricos en espirales. En cambio, en los cDs y los pobres en espirales la concentración relativa de espirales disminuye hacia el centro

Estimación de la masa de los cúmulos usando dinámica

Para esto utilizamos el teorema del Virial

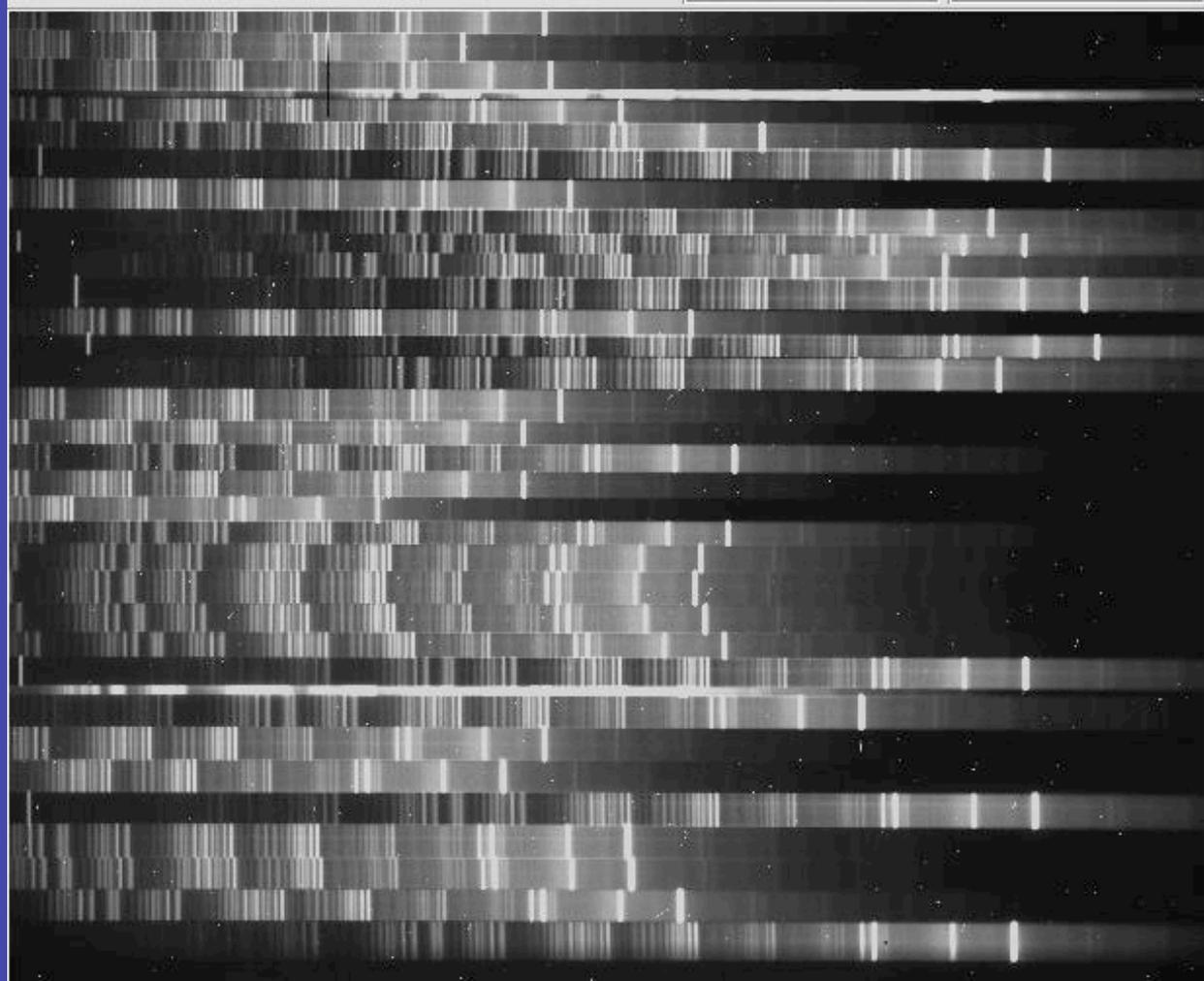
$$T = \frac{1}{2}|U| \rightarrow M = 3 \langle v_r^2 \rangle \frac{R_{cl}}{G}$$

Pero necesitamos verificar que el cúmulo es un sistema en equilibrio, para eso calculamos el tiempo de cruce

$$t_{cr} = \frac{R}{\langle v_r \rangle} \approx 2 \times 10^9 \text{ años}$$

tiempo que es una fracción pequeña de la edad del universo

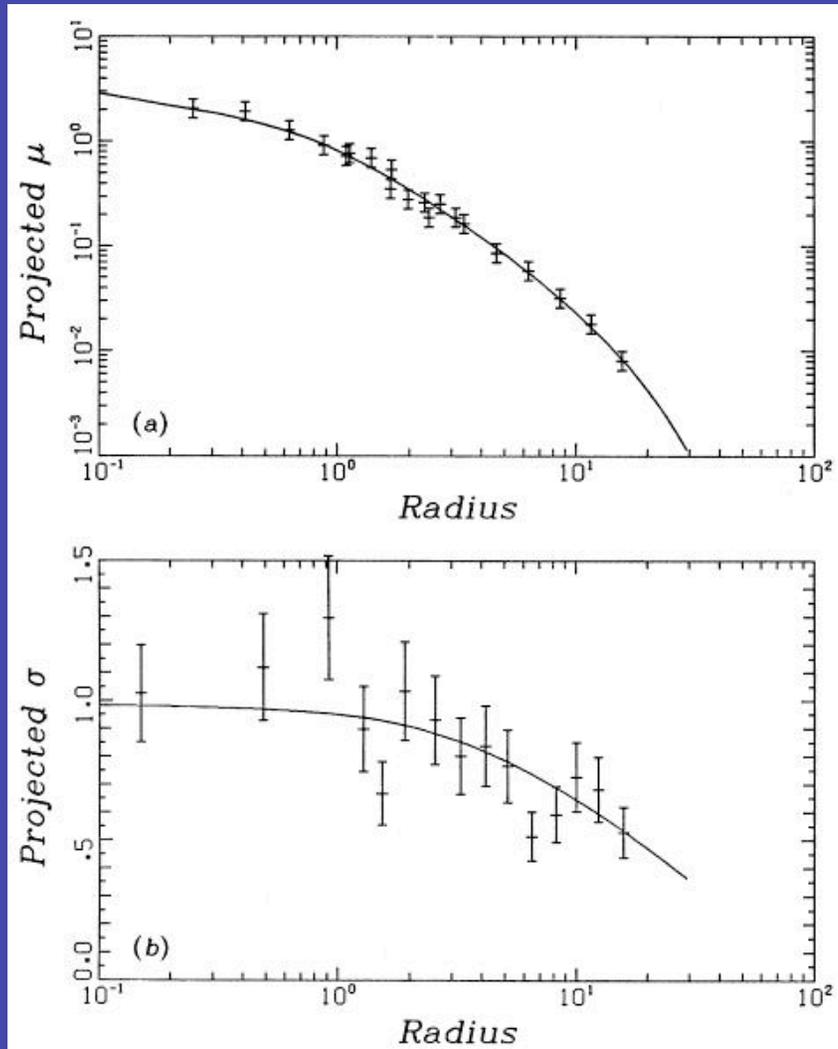
**MOS
Magellan**



- La distribución de galaxias en Coma (un cúmulo regular y rico) sigue un perfil bien definido (modelo de King)
- suponiendo que la dispersión de velocidades es isotrópica a cualquier radio, entonces Coma tiene una masa total $M = 1.79 \times 10^{15} h^{-1} M_{\text{sol}}$ (en 2 Mpc centrales es $6.1 \times 10^{14} M_{\text{sol}}$)

⇒ una razón masa luminosidad

$$M/L = 350 h^{-1} M_{\text{sol}}/L_{\text{sol}}$$



- **Como las regiones centrales de Coma están dominadas por galaxias de tipos E/S0s, con M/L de sólo $15 M_{\text{sol}}/L_{\text{sol}}$, entonces necesariamente debe existir 20 veces más masa de la que vemos**
⇒ evidencia para la presencia de materia oscura en estos objetos (Zwicky lo había notado en 1937)

Más sobre Cúmulos

El medio intra-cúmulo

Escalas de tiempo en cúmulos

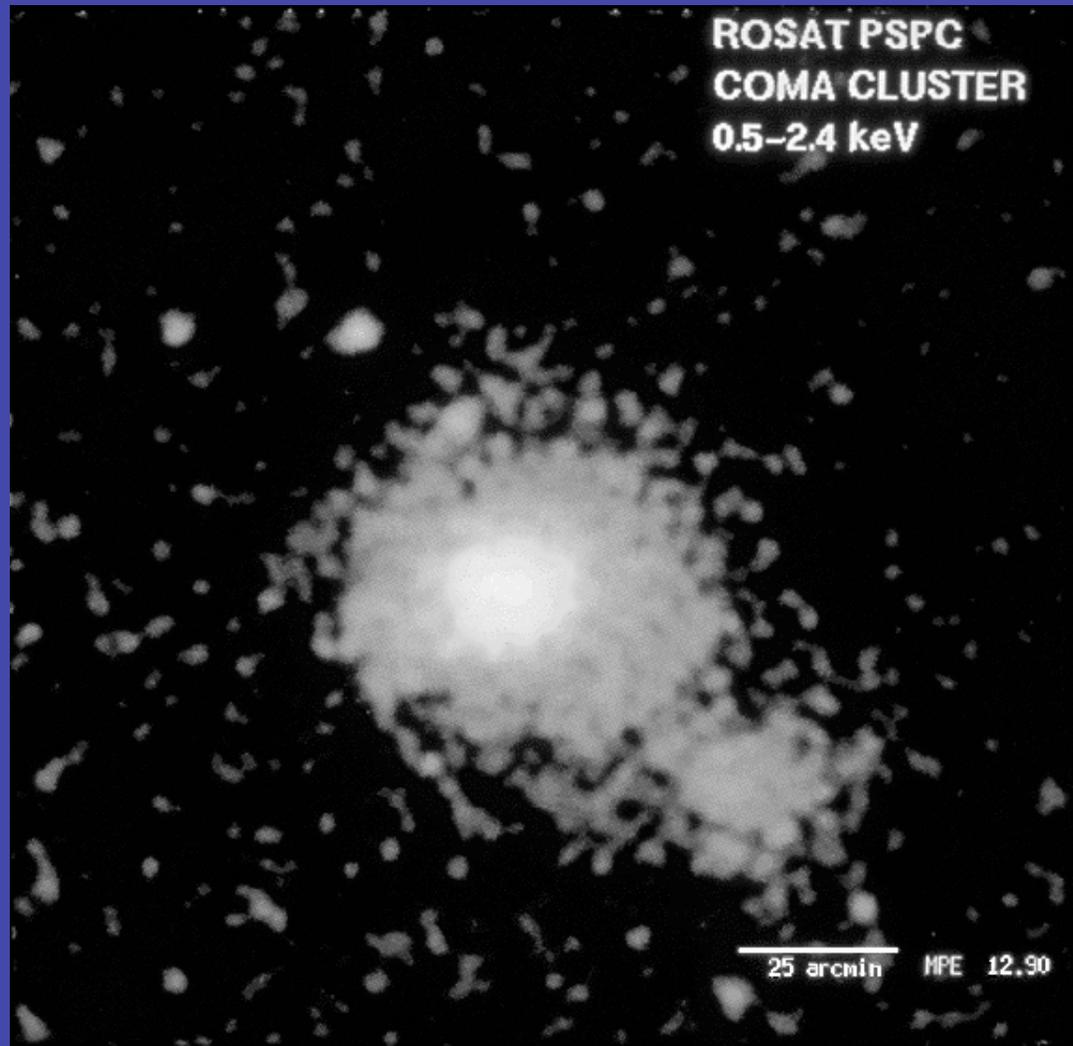
**Medición de la masa de cúmulos a
partir de los rayos-X**

UHURU detectó emisión en rayos-X proveniente de cúmulos de galaxias

- ✓ ésta es producto de radiación Bremsstrahlung que genera el gas caliente en el cúmulo.
- ✓ se puede ocupar para medir el potencial del cúmulo.
- ✓ suponiendo equilibrio hidrostático

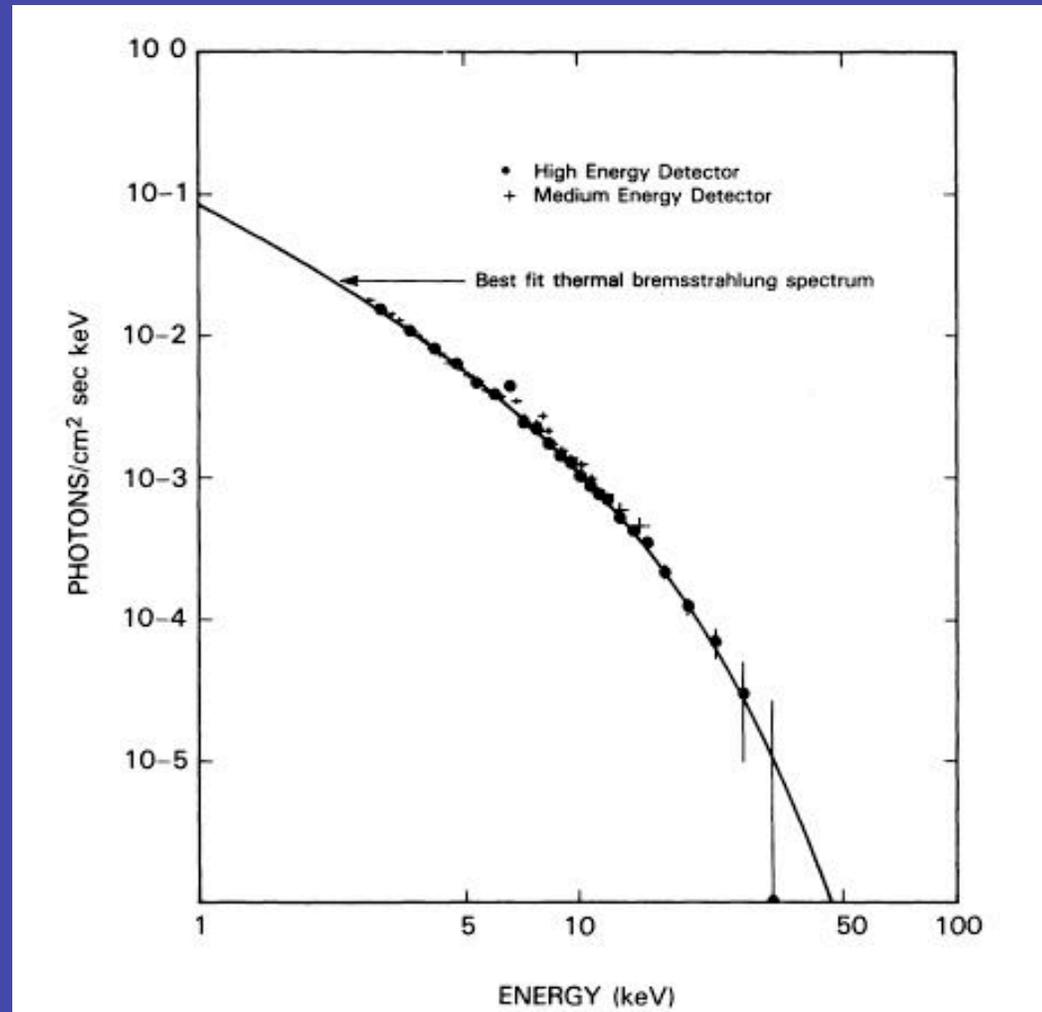
$$\frac{dp}{dr} = - \frac{GM(< r)}{r^2} \rho$$

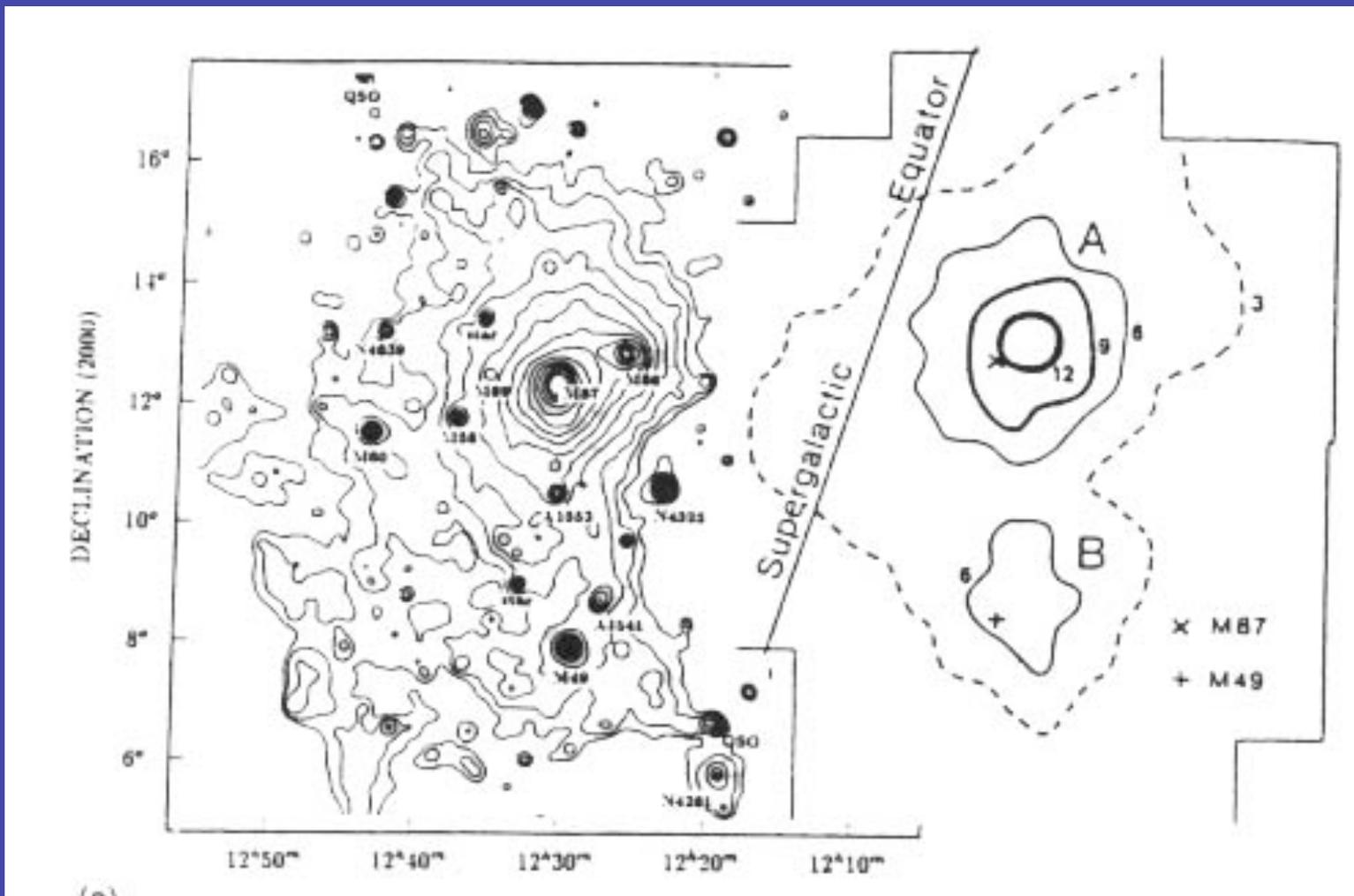
Rayos X de Coma



Rayos X de Coma

$T=88 \times 10^6 \text{ K}$





El Medio Intra-cúmulo

Los cúmulos ricos tienen cantidades extraordinarias de gas intra-cúmulo.

- Temperatura de este gas es $T \sim 10^8 \text{ }^\circ\text{K} \Rightarrow$ emisión electromagnética es principalmente en rayos X.
- Parte del gas es gas que fue expulsado de galaxias, y otra parte es primordial.
- La densidad media de este gas es aproximadamente 1000 veces menos denso que el medio interestelar de la Vía Láctea, $n_e \sim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$

Veamos la utilidad del medio intra-cúmulo. A partir de sus propiedades físicas podemos entender las propiedades del cúmulo.

¿Está el gas en equilibrio térmico? O, en otras palabras ¿podemos caracterizar la distribución de velocidades en el gas con una distribución Maxwelliana?

Para responder esta pregunta, partamos con el camino medio libre para partículas con densidad n en un plasma cargado.

Camino medio libre

$$\lambda = \frac{3^{3/2} (kT)^2}{4\pi^{1/2} n e^4 \ln \Lambda}$$

Donde e es la carga del electrón, y la cantidad Λ es la razón entre el parámetro de impacto mayor y menor en la estructura. (Longitud de Debye)

(Si no han visto esto, lo verán en algún curso de plasmas.)

Evaluando, resulta

$$\lambda \approx 23 \left(\frac{T}{10^8} \right)^2 \left(\frac{n_e}{10^{-3}} \right)^{-1} \quad [kpc]$$

e^- (o protones) pueden viajar bastante antes de chocar.

Por otro lado, el tiempo típico que demora una partícula en intercambiar su energía es,

$$t_{eq} = \frac{\lambda}{\langle v_{rms} \rangle}$$

Lo que para una distribución Maxwelliana,

$$v_{rms} = \left(\frac{3kT}{m} \right)^{1/2}$$

tal que

$$t_{eq} = \frac{3m^{1/2} (kT)^{3/2}}{4\pi^{1/2} n e^4 \ln \Lambda}$$

Para protones, esto es

$$t_{eq} = 1.4 \times 10^7 \left(\frac{T}{10^8} \right)^{3/2} \left(\frac{n}{10^{-3}} \right)^{-1} \quad [\text{años}]$$

Este tiempo es corto comparado con el tiempo de Hubble. De tal forma que si el gas ha estado ahí por un tiempo, podemos suponer de que las partículas en el medio intra-cúmulo están en **EQUILIBRIO TERMODINÁMICO.**

Esto es cerca de 40 veces menor para e⁻, por su masa menor

Escala de Tiempo de Enfriamiento

Otra propiedad interesante es el tiempo típico en que el gas de rayos X tarda en enfriarse. En general, hay tres formas en que un electrón o un protón pierdan energía:

1. **Choque con un electrón ligado a un átomo.** Si la energía es suficiente, el electrón ligado puede saltar a un nivel excitado. Cuando el electrón decae, este emite un fotón que eventualmente escapará de la región. Este mecanismo se llama enfriamiento colisional y es muy eficiente. En el caso de un gas de rayos X este mecanismo **NO** es importante ya que casi todos los átomos están completamente ionizados.

2. **Electrón libre se recombina con un átomo y emite un fotón.** La probabilidad de que esto ocurra es inversamente proporcional a la velocidad del electrón libre: mientras más rápido el electrón, menor es la probabilidad de recombinación. Ya que los electrones en un gas de rayos X se mueven muy rápido y la densidad de de iones para recombinación es chica, este mecanismo es **POCO importante**.
3. **Interacción electrón libre con otro electrón libre.** Un electrón se encuentra con otro electrón o ión y su camino es perturbado (pero no se recombina). El cambio en la órbita del electrón es similar a una transición en un átomo, ya que la energía del electrón cambia y se emite un fotón. Este proceso se llama emisión free-free, o bremstrahlung térmico. Es mucho menos eficiente que el enfriamiento colisional pero funciona en un plasma ionizado.

La energía irradiada por bremsstrahlung térmico está dada por,

$$\epsilon_{ff} = \frac{32\pi e^6}{3hm_e c^3} \left(\frac{2\pi k}{3m_e} \right)^{1/2} \bar{g} T^{1/2} n_e \sum_i n_i Z_i^2$$

Donde,

- n_e es la densidad electrónica
- Z_i es el número atómico de los iones en el plasma
- g es el factor de Gaunt y es de orden unidad

Numéricamente esto es,

$$\epsilon_{ff} = 3 \times 10^{-27} T^{1/2} n^2 \quad \left[\text{ergs cm}^{-3} \text{ seg}^{-1} \right]$$

Consideremos: de la ley de gases ideal

$$E = \frac{3}{2}nkT$$

tal que el cambio en la temperatura del gas debido a la energía radiada es,

$$\varepsilon_{ff} = \frac{dE}{dt} = \frac{3}{2}nk \frac{dT}{dt}$$

Con esta información, podemos calcular un tiempo característico de enfriamiento.

Si la temperatura del gas es T , y el gas se

enfria a una tasa de $\frac{dT}{dt}$, entonces

$$t_{\text{enfriamiento}} \approx \frac{T}{dT/dt} = \left(\frac{d \ln T}{dt} \right)^{-1}$$

Reemplazando por los valores, y asumiendo una metalicidad solar, encontramos

$$t_{\text{enfriamiento}} = \frac{k\sqrt{T}}{2 \times 10^{-27} n_e} = 2.2 \times 10^{10} \sqrt{\frac{T}{10^8}} \left(\frac{n_e}{10^{-3}} \right)^{-1} \quad [\text{años}]$$

Lo que es más que el tiempo de Hubble! **Por lo tanto, para gas de rayos X de baja densidad, una vez que se calienta, se mantiene caliente!**

Escala de Tiempo de equilibrio de presiones

Es también interesante conocer las escalas de tiempo involucradas en los equilibrios de presión.

Si una región del gas se comprime, ¿cuánto demora la onda de presión en propagarse por el medio?

La ecuación es simple; es el tamaño del cúmulo, D , dividido por la velocidad del sonido del medio.

Para un gas ideal, la velocidad del sonido viene dada por

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma kT}{\mu m_H}}$$

tal que la escala de tiempo de presión es

$$t_p = \frac{D}{c_s} = 6.5 \times 10^8 \sqrt{\frac{T}{10^8}} \left(\frac{D}{1 \text{Mpc}} \right) \text{ [años]}$$

Nuevamente, esto es corto comparado con un tiempo de Hubble.

Por lo tanto, podemos suponer que el gas está en equilibrio de presión o equilibrio hidrostático.

Medición de la masa de cúmulos a partir de los rayos-X

Ya que el gas de rayos X está en equilibrio hidrostático, podemos usar su temperatura y densidad para medir la masa del cúmulo.

En un fluido estático, el cambio de presión en una columna de gas es

$$\frac{dP}{dr} = -g\rho = -\frac{GM(r)}{r^2}\rho$$

También necesitamos la ley de gases ideal

$$P = \frac{\rho}{\mu m_H} kT$$

Derivando respecto a r

$$\frac{dP}{dr} = \frac{k}{\mu m_H} \left\{ T \frac{d\rho}{dr} + \rho \frac{dT}{dr} \right\} = - \frac{GM(r)}{r^2} \rho$$

$$\frac{kT}{\mu m_H} \left\{ \frac{r}{\rho} \frac{d\rho}{dr} + \frac{r}{T} \frac{dT}{dr} \right\} = - \frac{GM(r)}{r}$$

$$\frac{kT}{\mu m_H G} \left\{ \frac{d \ln \rho}{d \ln r} + \frac{d \ln T}{d \ln r} \right\} = - \frac{M(r)}{r}$$

De tal manera que,

$$M(r) = - \frac{kT}{\mu m_H G} \left\{ \frac{d \ln \rho}{d \ln r} + \frac{d \ln T}{d \ln r} \right\} r$$

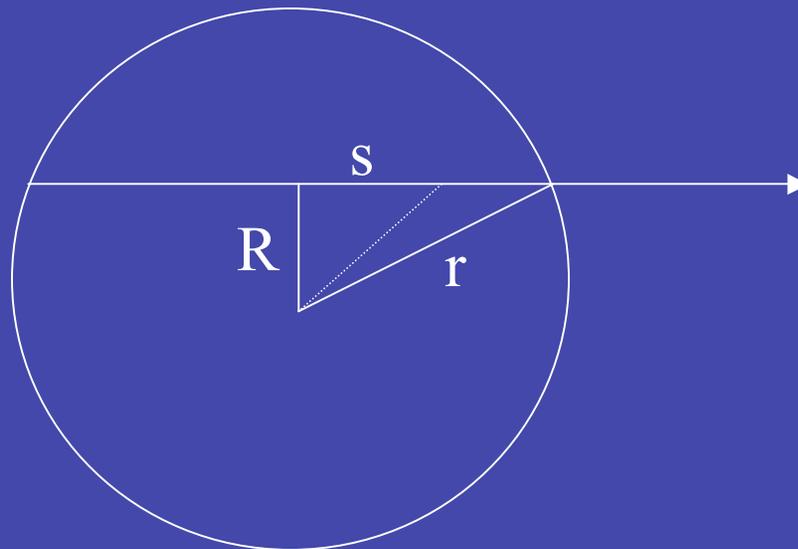
En otras palabras, si el gas está en equilibrio hidrostático, los gradientes de temperatura y densidad determinan unívocamente la distribución de masa en el cúmulo.

Pero esto no es tan simple, uno no observa temperatura, densidad o radio directamente. Lo que se observa es emisividad del gas en una banda particular de rayos X, a través de varias líneas de visión por el cúmulo. Si la emisión bremsstrahlung en r es $\varepsilon(r)$, se observa

$$I(R) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(r) ds = 2 \int_0^{\infty} \varepsilon(r) ds$$

donde r es el radio, R es el radio proyectado y s es la línea de visión por el cúmulo.

$$I(R) = \int_R^{\infty} \frac{\varepsilon(r) r dr}{\sqrt{r^2 - R^2}}$$



Usando una técnica matemática llamada integración de Abel podemos derivar una expresión para $\varepsilon(r)$ en función de $I(R)$.

No entraremos en detalles, pero la expresión resultante es

$$\varepsilon(r) = -\frac{1}{2\pi r} \frac{d}{dr} \int_r^\infty \frac{I(R)R}{\sqrt{R^2 - r^2}} dR$$

Modelos β

La razón fundamental para la existencia de gas de rayos X en cúmulos es su potencial masivo.

¿Cómo se relaciona la temperatura con el potencial?

Consideremos un cúmulo de galaxias virilizado donde la velocidad rms es,

$$\langle v^2 \rangle = \langle v_x^2 \rangle + \langle v_y^2 \rangle + \langle v_z^2 \rangle$$

Pero no podemos medir las tres componentes, solo medimos la componente radial, σ_{gal}^2 , entonces

$$\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle = \sigma_{gal}^2$$

si las órbitas de las galaxias son isotrópicas

$$\langle v^2 \rangle = 3\sigma_{gal}^2$$

Convertimos esto a temperatura virial del gas

$$\frac{1}{2} \mu m_H \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} k T_v \quad \Rightarrow \quad T_v = \frac{\mu m_H}{k} \sigma_{gal}^2$$

Esto lo podemos relacionar con el potencial usando el teorema del virial,

$$2T + \Omega = 0 \quad \Rightarrow \quad \Omega = \langle v^2 \rangle = 3\sigma_{gal}^2$$

tal que,

$$T_v = \frac{\mu m_H}{3k} \Omega$$

Pero supongamos que el gas no viene de galaxias

principalmente, sino que viene de afuera.

Supongamos que el gas ha caído recientemente y no está virilizado, la conversión de energía potencial a cinética es directa.

$$\Omega = \frac{1}{2} \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} \sigma_{gal}^2$$

La temperatura del gas rayos X es

$$T = 2 \frac{\mu m_H}{3k} \Omega$$

Definamos un parámetro β como la razón entre la temperatura virializada a la temperatura observada del gas de rayos X, T_X

$$\beta = \frac{T_v}{T_X} = \frac{\mu m_H \sigma_{gal}^2}{k T_X}$$

$$\beta = \frac{T_v}{T_X} = \frac{\mu m_H \sigma_{gal}^2}{kT_X}$$

- $\beta > 1$, caída de gas en el cúmulo es importante, ya que el gas rayos X es más caliente que las velocidades galácticas sugieren.
- $\beta < 1$, gas rayos X es más frío, lo que implica que σ_{gal} está contaminada por galaxias detrás o enfrente, o que las órbitas no son isotrópicas.

Hay dos formas de medir β :

1. Espectroscopia de rayos X, donde la temperatura del gas de rayos X se mide directamente y se compara con la dispersión de velocidad de galaxias. Esto requiere un montón de espectroscopia de galaxias, y señal ruido alta.
2. Comparar la distribución de las galaxias y de los rayos X. Para comprender este método, partamos con la derivada del potencial

$$\Omega = -\frac{GM}{r} \Rightarrow \frac{d\Omega}{dr} = \frac{GM}{r^2}$$

sustituimos esto en la ecuación de equilibrio hidrostático,

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM}{r^2} \rho_X = -\frac{d\Omega}{dr} \rho_X$$

donde ρ_X es la densidad del gas de rayos X.

Si suponemos que el gas es aproximadamente isotérmico,
y usando la ley ideal de gases, encontramos

$$P = \frac{\rho}{\mu m_H} kT \quad \Rightarrow \quad \frac{dP}{dr} = \frac{kT_X}{\mu m_H} \frac{d\rho_X}{dr}$$

igualando ambas expresiones para $\frac{dP}{dr}$

$$\frac{dP}{dr} = \frac{kT_X}{\mu m_H} \frac{d\rho_X}{dr} = -\frac{d\Omega}{dr} \rho_X$$

$$\frac{kT_X}{\mu m_H} \frac{1}{\rho_X} \frac{d\rho_X}{dr} = -\frac{d\Omega}{dr}$$

o

$$\frac{kT_X}{\mu m_H} \frac{d \ln \rho_X}{dr} = -\frac{d\Omega}{dr}$$

Si las galaxias están en equilibrio virial, la misma ecuación es cierta para ellas

$$\frac{kT_v}{\mu m_H} \frac{d \ln \rho_{gal}}{dr} = - \frac{d\Omega}{dr}$$

pero como $T_v = \frac{\mu m_H}{k} \sigma_{gal}^2$ tenemos

$$\frac{kT_X}{\mu m_H} \frac{d \ln \rho_X}{dr} = \sigma_{gal}^2 \frac{d \ln \rho_{gal}}{dr}$$

o

$$\frac{d \ln \rho_X}{dr} = \frac{\mu m_H}{kT_X} \sigma_{gal}^2 \frac{d \ln \rho_{gal}}{dr} = \beta \frac{d \ln \rho_{gal}}{dr}$$

Esto es $\rho_X \propto \rho_{gal}^\beta$

Comparando ambas distribuciones de densidad en el cielo, uno puede derivar β . Este método produce valores para $\beta \sim 0.65$.

Mediciones del gas de rayos X da valores mayores.

Consideremos una esfera isotérmica, es decir una distribución de partículas en un potencial que puede ser variable pero donde hay equipartición de energía. Se puede demostrar que la función,

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{(1 + \tilde{r}^2)^{3/2}}$$

donde ρ_0 es la densidad central y $\tilde{r} = \frac{r}{r_0}$ con $r_0 = \sqrt{\frac{kT}{4\pi G\rho_0}}$ es el radio de núcleo.

Si la distribución de las galaxias es isothermal entonces

$$\rho_X = \frac{\rho_0}{(1 + \tilde{r}^2)^{3\beta/2}}$$

La masa total de un cúmulo de rayos X

La ley anterior es una buena aproximación para $r < r_0$. Sin embargo, es común extrapolar esta función a radio infinito para derivar una masa total del gas de rayos X en función de r_0 y ρ_0 . Pero esto solo funciona si $\beta > 1$; sino la masa es infinita.

El cálculo es relativamente fácil: Se mide r_0 contando galaxias y ajustando la distribución isotérmica, y se determina ρ_0 de la emisión de rayos X, tal que

$$\begin{aligned}
M_X &= \int_0^\infty 4\pi r^2 \frac{\rho_0}{\left(1 + (r/r_0)^2\right)^{3\beta/2}} dr \\
&= 4\pi\rho_0 r_0^3 \int_0^\infty \tilde{r}^2 \left(1 + \tilde{r}^2\right)^{-3\beta/2} d\tilde{r} \\
&= 4\pi\rho_0 r_0^3 \int_0^\infty \frac{1}{2} x^{1/2} (1+x)^{-3\beta/2} dx, \quad \text{donde } x = \tilde{r}^2 \\
&= 2\pi\rho_0 r_0^3 \frac{\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)\Gamma\left(\frac{3(\beta-1)}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{3\beta}{2}\right)}
\end{aligned}$$

$$M_X = 3.15 \times 10^{12} \left(\frac{n_0}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{r_0}{0.25 \text{ Mpc}} \right) \frac{\Gamma\left(\frac{3(\beta-1)}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{3\beta}{2}\right)} \quad [M_{\text{sol}}]$$

- Para Virgo $M = 1.5 - 5.5 \times 10^{14} M_{\text{sol}}$, y la masa de la componente gaseosa $M_g = 4 - 5.5 \times 10^{13} M_{\text{sol}}$
- para cúmulos típicamente $M_T = 5 - 50 \times 10^{14} M_{\text{sol}}$, de las cuales
 - ✓ 5% corresponde a la parte luminosa, i.e. galaxias
 - ✓ 10-30% está en gas caliente
 - ✓ el resto en otra forma de materia oscura