



Conducción de Calor en la atmósfera de los cúmulos de galaxias

Nelson Falcón

Universidad de Carabobo. FACYT Dpto. Física.

nelsonfalconv@gmail.com

Resumen

Los Cúmulos de Galaxias contienen una enorme cantidad de gas difuso completamente ionizado, de densidad mil veces pequeña que el medio interestelar, que actúa como un fluido emisor rayos X. Los modelos usuales para explicar esta emisión de rayos X toman en cuenta la propagación térmica en la aproximación de difusión y con la conductividad térmica dominada por electrones (Sarazin, 1997). Examinamos el papel de la conducción del calor durante los eventos transitorios en la atmósfera interior de los cúmulos de galaxias asumiendo la propagación del calor causal en equilibrio hidrostático, siguiendo los métodos de Falcón (2004) y Zakamska y Narayan (2003), y la medición de datos de rayos X con el satélite Suzaku II. Las simulaciones permiten considerar que la emisión de rayos X blandos en la atmósfera de los cúmulos, especialmente en el cúmulo de galaxias Abell 2052, 2204, 1795. También se calculó la masa de estas agrupaciones en el radio virial y el decremento Sunyaev-Zeldovich en el Fondo Cósmico de Microondas. Se concluye que la estimación de la masa del gas difuso, de emisor de rayos X, es significativamente mayor de la si se tiene en cuenta la contribución de la propagación causal de calor y la escala de enfriamiento del flujo térmico.

Palabras clave: Cúmulos de galaxias. Efecto Sunyaev-Zeldovich, tiempo de enfriamiento.

Heat Conduction in atmosphere of the Clusters of Galaxies

Abstract

The Cluster of Galaxies contain an enormous amount of diffuse gas completely ionized, the densities smaller of thousand times to the interstellar mean, that act like an emitting x-rays fluid. The usual models to explain this x-rays emission consider the thermal propagation in the approach of diffusion and the conductivity dominated by electrons. We have been examining the role of heat conduction during the streams and other transitory event, in inner atmosphere of the clusters of galaxies assuming heat the causal propagation in hydrostatic balance, following the methods of Falcon (2004) and Zakamska & Narayan (2003) and using the X-ray data measurement with the Suzaku II satellite. The simulations allow considering the soft x-rays emission. in the atmosphere of the clusters, particularly in the Abell cluster of galaxies 2052, 2204, 1795. Also we calculated the mass of these clusters in the virial radius and the Sunyaev-Zeldovich decrement in the Cosmic Microwaves Background. We conclude that the estimation of the contribution of the mass of diffuse gas, X-ray emitter, it had significantly greater when taking into account the causal propagation heat and the cooling flow.

Key words: Clusters of Galaxies, Sunyaev-Zeldovich effect cooling timescale.

Introducción

En el medio intra-cúmulo (ICM por sus siglas en inglés) la conductividad térmica es insignificante debido a la baja densidad; sin embargo, podemos considerar escenarios donde la conducción térmica y la difusión de frentes son importantes: cuando la apariencia del gradiente de temperatura violenta resulta como una consecuencia del proceso de corta duración (comparado con el tiempo de caída libre del gas), los raudales, el calentamiento supernova, el viento súper-estelar y los Núcleos Galácticos Activos (AGN por sus siglas en inglés).son generalmente mencionados para explicar la características metálicas del medio intra-cúmulo. Se ha sugerido también el enfriamiento radioactivo como una alternativa de extra calentamiento para explicar la carencia de auto-similitud del medio intra-cúmulo. Explosiones supernova y Núcleos Galácticos Activos, proporcionados con eficiencias razonables de asociación con el medio intra-cúmulo caliente, pueden ser capaces de proveer una cantidad adecuada de extra energía para generar el sobreenfriamiento en los cúmulos atmosféricos. Creemos

que esos escenarios podrían recrear las condiciones para el sobreenfriamiento por medio de olas de calor.

Por otro lado, varios autores (Zakamska y Narayan 2003, Dos Santos 2001, Henriksen y White 1996) han presentado avances en la descripción del gas caliente en cúmulos y grupos galácticos, bajo equilibrio hidrostático y conducción térmica. Pero en estos modelos, la propagación de calor por olas es obviada a pesar de la asunción de la ley Maxwell-Fourier para la propagación del calor: $F(r, t + \tau) \cong F(r, t) = -k \nabla T(r, t)$, enfoque razonable en los plasmas delgados y calientes donde los gradientes de temperatura son suaves.

Si los impulsos aparecen dentro del plasma (SN, AGN, Raudales), debido a los gradientes de temperatura local altos, el flujo de calor (F) en un punto dado es el resultado del gradiente de temperatura instantáneo y, también, es el resultado de los gradientes de temperatura previos. Así pues, F es la consecuencia de la historia térmica del medio (Jou et al, 1999 y las referencias allí expuestas):

$$\vec{F}(r, t) = - \int_{-\infty}^t \frac{k}{\tau} \nabla T(r, t') e^{-(t'-t)/\tau} dt' \quad (1)$$

o, en forma diferencial:

$$\tau \frac{dF(r, t)}{dt} + F(r, t) = -k \nabla T(r, t) \quad (2)$$

Donde k es la conductividad térmica. Cuando $\tau \approx 0$ recuperamos la ley convencional de Maxwell-Fourier.

Siguiendo a Zakamska y Narayan (2003), consideramos un modelo de gas muy simple en equilibrio hidrostático y balance térmico con enfriamiento, compensado con exactitud mediante conducción de calor pero utilizando la ley de Cattaneo en lugar de la ley de Maxwell-Fourier y sin materia oscura.

El Modelo

Consideramos un cúmulo de atmósferas interiores simétricas en equilibrio hidrostático; la presión de gas domina y el efecto dinámico del campo magnético es insignificante.

$$\frac{1}{\rho} \nabla P = -\nabla \Phi \quad (3)$$

La distribución de los rayos X que emiten plasma es gobernada por el potencial de cúmulo por encima de escalas de tiempo más cortas que el tiempo dinámico característico, esta es la ley de Poisson la cual es verificada:

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho \quad (4)$$

Adoptamos una estratificación de temperatura politrópica $T(r, t) \propto [n(r)]^{\gamma-1}$. El exponente politrópico es $\gamma \in [1, 5/3]$, de manera tal que el valor más pequeño ($\gamma=1$) pertenece a la asunción isotérmica. Entonces:

$$n(r) = n_c \left(1 + \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\Phi_c - \Phi}{kT_c/m} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} = n_c \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2} \quad (5)$$

Es obvio que estas distribuciones de la densidad de la partícula de la ecuación (5) se resolvieron mediante la estructura de la unión de (3) y (4). El subíndice c se refiere a los valores de los centros.

La tiempo-dependencia de la temperatura es suministrada por el balance de energía entre el

enfriamiento radioactivo y el calentamiento mediante conducción térmica en la aproximación de la difusión. Esto es:

$$\nabla \cdot F(r, t) = - \int_v \varepsilon(T, \nu) d\nu \quad (6)$$

donde $\varepsilon(T, \nu)$ es la emisividad en un plasma neutral a una temperatura T y una frecuencia ν , según (Sarazin 1988, Rybicki and Lightman 1979).

$$\varepsilon(T, \nu) = \frac{2^4 e^6 k_B}{(3m_e k_B / 2\pi)^{3/2} c^3} g_f n^2(r) T^{-1/2}(r, t) e^{-h\nu/k_B T} \quad (7)$$

donde g_f es un factor de Gaunt integrado. Sin embargo, los flujos radioactivo y difuso son causados por distribución de temperatura equitativa y distribución material. Bajo esta condición se tiene que:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} [r^2 F(r, t)] = \frac{2^4 e^6 k_B}{(3m_e k_B / 2\pi)^{3/2} c^3} g_f n^2(r) T^{-1/2}(r, t) \equiv \lambda_0 n^2(r) T^{1/2}(r, T) \quad (8)$$

Ahora, utilizando la conductividad térmica de Spitzer clásica en gases ionizados en (2) conjuntamente con (8), obtenemos la ecuación de Bernoulli con la asunción de que $T(r, t) = T_r(r) \cdot T_t(t)$:

$$\frac{\tau}{2} \frac{dT_t}{dt} + T_t = -Q(x) T_t^4 \quad (9)$$

En la cual

$$Q(x) \cong \frac{40\sqrt{2} k_B^{7/2} \lambda_0^{-1}}{37 m_e^{1/2} e^4 \pi^{3/2}} T_r^{5/2}(r) \frac{dT_r(r)}{dr} \left[\frac{1}{r^2} \int r^2 n^2(r) T_r^{1/2}(r) dr \right]^{-1} \quad (10)$$

Donde utilizamos el enfoque convencional para el logaritmo Coulomb: $\ln \Lambda \approx 37$. Resolvemos la ecuación (9) con la condición inicial $T_t(0) = T_c$

$$T_t = T_c e^{-2t/\tau} \left[1 + Q(x) T_c^3 \left(1 - e^{-6t/\tau} \right) \right]^{-1/3} \quad (11)$$

Conjuntamente con la relación previa $T(r, t) = T_r(r) \cdot T_t(t) = T_t(t) [n(r)]^{\gamma-1}$, obtenemos:

$$T(r, t) = T_c e^{-2t/\tau} \left[1 + Q(x) T_c^3 \left(1 - e^{-6t/\tau} \right) \right]^{-1/3} \left[1 + r^2/r_c^2 \right]^{-3\beta/2(\gamma-1)} \quad (12)$$

Olas de calor y tiempo de enfriado

Podemos fácilmente observar que si tomamos la divergencia en la Ley de Cattaneo (2) y reemplazamos el flujo a través de la conservación de la energía, obtenemos



una ecuación hiperbólica que, efectivamente, representa la propagación del calor a través de olas (Jou et al, 1999 y las referencias allí expuestas):

$$\frac{\partial T}{\partial t^2} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial T}{\partial t} = v^2 \nabla^2 T \quad (13)$$

donde v , la velocidad de las olas de calor, es dada por:

$$v^2 = \frac{k}{c_v \tau} \quad (14)$$

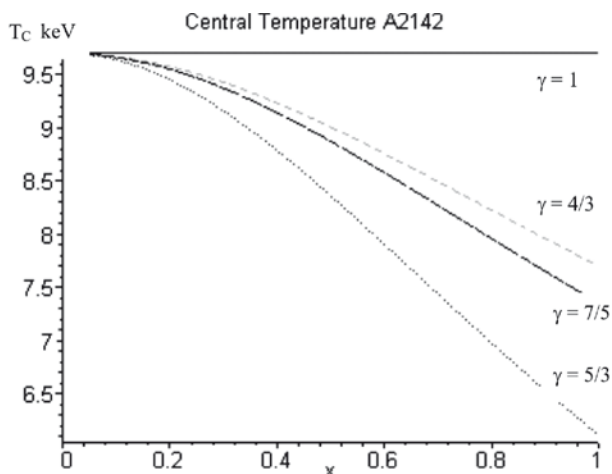
Donde k es la conductividad térmica y c_v es el calor específico en una unidad de volumen. Ahora bien, el tiempo de relajación puede ser evaluado en términos de la Temperatura, de la densidad numérica central y del índice de refracción a través de olas de calor x , como se muestra en la siguiente ecuación:

$$\tau \approx 1.9 \cdot 10^5 \xi^2 \gamma^{-1} \left[\frac{T}{10^8 \text{ K}} \right]^{5/2} \left[\frac{n}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right]^{-1} \text{ yr} \quad (15)$$

Obviamente, no se conoce con exactitud $1 < \xi$, pero la velocidad del segundo sonido en el superfluido es menor a $\sqrt{3}$. El enfriamiento mediante olas de calor muestra que la conducción de calor puede ser relativamente efectiva en un núcleo de cúmulos también para escalas externas al radio de los núcleos. La habitual escala de tiempo de conducción térmica es mucho más larga que las estimaciones previas (ver Sarazin, 1988).

Como un ejemplo específico, consideremos los cúmulos de galaxias Abell 2142: la escala de tiempo de conducción térmica es $1.76 \cdot 10^8$ años utilizando la ley MF y sólo $\sim 10^5$ años en el régimen de Cattaneo. También el promedio de la temperatura central en A2142 sería cambiado si el efecto del enfriamiento dinámico es considerado (ver Figura 1).

Figura 1: Temperatura Central A2142, $X \equiv r / r_c$, en términos del índice politrópico γ .



El Efecto Sunyaev-Zel'dovich y los Modelos de Gas Rayos X

El Efecto Sunyaev-Zel'dovich es la dispersión de la radiación de fondo de microonda cósmica (CMBR por sus siglas en inglés), fotones fuera de electrones en el gas que llena la cavidad potencial gravitacional en cúmulos de galaxias. Este efecto es una distorsión espectral secundaria de la radiación del fondo de microonda cósmica, resultante de la dispersión Compton inversa del fotón microonda a medida que ellos pasan a través de los rayos X calientes que emiten gas en las atmósferas extensas de cúmulos de galaxias. La temperatura de la radiación de fondo de microonda cósmica cambia (ΔT_{SZ}) debido al Efecto Sunyaev-Zel'dovich (SZE por sus siglas en inglés) (Falcón, 2008 y las referencias allí expuestas) en términos del parámetro del efecto Compton y_c :

$$\frac{\Delta T_{SZ}}{T_{CMB}} = y_c [x \coth(x/2) - 4] \quad (16)$$

donde $x \equiv \frac{h\nu}{k_B T_{CMB}}$, y $T_{CMB} = 2,728 \pm 0.004 \text{ K}$.

A frecuencias menores de 218 GHz, la intensidad de la radiación de fondo de microonda cósmica aminora si se compara con el fondo no disperso de microonda cósmica y el efecto Sunyaev-Zel'dovich se manifiesta como disminución de temperatura del resplandor en dirección del núcleo del cúmulo. A la frecuencia del sistema de radiotelescopios (VSA por sus siglas en inglés): 34.1 GHz, el efecto Sunyaev-Zel'dovich se manifiesta como una disminución de temperatura y la aproximación Rayleigh-Jeans ($x \ll 1$) es válida. De esa manera, $\Delta T_{SZ}/T_{CMB} = -1.94 y_c$. El parámetro del efecto Compton y_c es dado en términos de la densidad del electrón (n), la temperatura del plasma (T_e) y el corte transversal Thomson σ_T por el integral encima de una línea de foco:

$$y_c \equiv \frac{k_B}{m_e c^2} \int T_e \sigma_T n dl \quad (17)$$

La distribución de los rayos X que emiten gas en cúmulos de galaxias es dada por el modelo isotérmico King, también conocido como Modelo- β (ver ecuación (5)). La densidad es escrita en términos de la densidad del número de electrones centrales (n_0), del índice β y del radio central de los parámetros empíricos R_c , ahora, el parámetro del Efecto Compton y_c es:

$$y_c = \frac{2k_B \sigma_T}{m_e c^2} T_e n_0 R_c \int_0^1 \left[1 + \rho^2 \right]^{3\beta_X/2} d\rho \quad (18)$$

La combinación del efecto Sunyaev-Zel'dovich y de las observaciones de rayos X de cúmulos de galaxia ricos proveen las condiciones físicas (masa, temperatura, densidades numéricas de los electrones) existentes en el medio intra-cúmulo (ver Koyama, K et al, 2007 y las referencias allí expuestas). Los A1795, A2052 and A2204 son cúmulos masivos cercanos de galaxias con perfiles y datos de rayos X bien medidos: temperatura electrónica alta (cerca de 10 keV), radios centrales (aproximadamente 0.1 Mpc h^{-1}) y densidad central (n_{e0}) por encima de 10-2 $h^{1/2}$ partículas/cm³ (ver Tabla 1).

Cúmulos con temperatura electrónica alta y densidad numérica electrónica muestran un halo extendido de gas caliente y emisión de rayos X difusa, por consiguiente, exhiben efectos Sunyaev-Zel'dovich medible. Los efectos Sunyaev-Zel'dovich fueron previamente observados en estos cúmulos por varios investigadores (ver, por ejemplo, Reiprich et al, 2007; Lankaster et al, 2005).

Para estos tres cúmulos de galaxias, las imágenes fueron procesadas mediante la emisión de rayos X para encontrar un buen ajuste de la densidad del electrón en la aproximación del modelo beta, tal y como se muestra en la figura 2.

El supuesto previo acerca del equilibrio hidrostático para el gas en el medio intra cúmulo sustentado únicamente por la presión térmica, conjuntamente con la simetría esférica resulta en una medida de la masa vinculante $M(r)$, en términos de la densidad del gas $\rho(r)$ y de los perfiles de temperatura $T(r)$:

$$M(r) = -\frac{k_B T(r) r}{G \mu m_p} \left[\frac{d \log \rho(r)}{d \log r} + \frac{d \log T(r)}{d \log r} \right] \quad (20)$$

donde μm_p es el peso molecular medio del gas. Para gas isotérmico (Sarazin, 1988) con abundancia solar ($\mu \approx 0.592$) y usando el modelo β para la medida del perfil de la densidad del gas con datos de rayos X, la ecuación (6) puede ser expresada en términos de la masa solar ($M_\odot$) como:

$$M(r) = 10^{15} M_\odot \left[\frac{T_e}{10 \text{ keV}} \right] \left[\frac{r}{\text{Mpc}} \right] \frac{\left(\frac{r}{R_{cx}} \right)^2}{1 + \left(\frac{r}{R_{cx}} \right)^2} \beta_x \quad (21)$$

Tabla 1: Parámetros de los Cúmulos de Galaxias.

Cluster	Z	D (arcmin)	T (keV)	L_X ($10^{44} \text{ erg. S}^{-1}$)	n_0 (10^{-3} cm^{-3})	r_c (kpc)
A2052	0.035	32	3.12±0.13	2.37 ±0.04	34.51±0.26	21.88±0.20
A1795	0.062	50	6.17±0.14	10 ±0.07	30.95±0.24	28.41±0.26
A 2204	0.152	27	6.38 ±0.13	25.89 ± 0.69	32.73±0.24	24.40±0.21

Siguiendo a Evrard et al (1996), consideremos como medida de la masa M_{500} , la masa existente en el radio r_{500} definida a través del contraste de densidad:

$$\rho_c(r) \equiv \frac{3M(r)}{4\pi r^3} \frac{8\pi G}{3H_0^2} \quad (22)$$

como el radio donde la densidad es 500 veces la densidad crítica. De esa forma, el radio y la masa del cúmulo de galaxias pueden ser calculados a través de la temperatura de los rayos X:

$$r_{500}(T_x) \cong (1.28 \pm 0.09) h^{-1} \text{Mpc} \left(\frac{T_x}{10 \text{ keV}} \right)^{1/2} \quad (23)$$

$$M_{500}(T_x) \cong (1.11 \pm 0.16) 10^{15} h^{-1} M_\odot \left(\frac{T_x}{10 \text{ keV}} \right)^{3/2} \quad (24)$$

En la tabla 2, resumimos la masa de los cúmulos a r_{500} e incluimos, para comparar, la masa Abell evaluada en la ecuación (24) para el radio canónico ($r_{\text{Abell}}=1.5$ Mpc).

Tabla 2: Resultados físicos de las simulaciones para los Cúmulos de Galaxias.

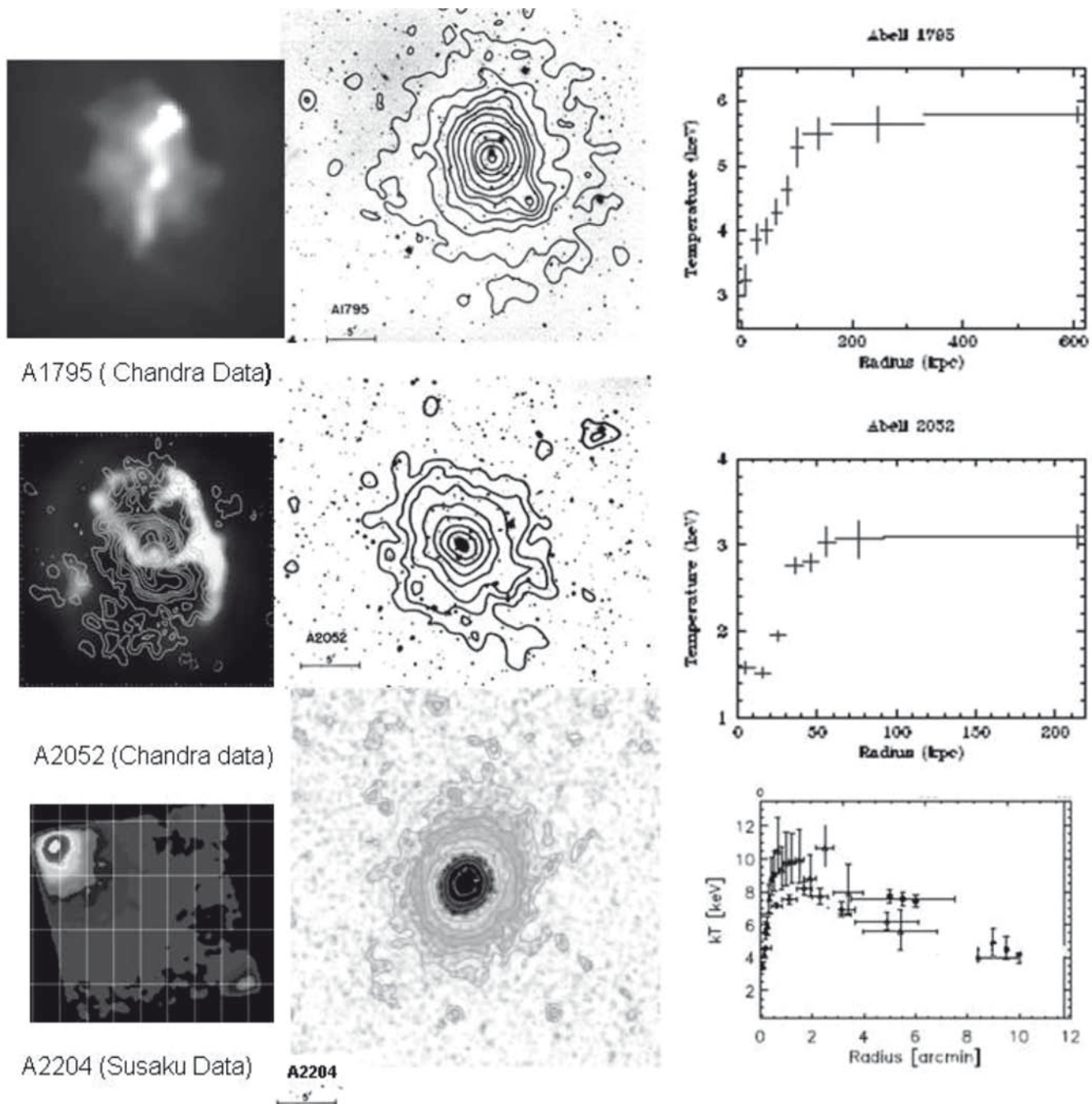
Cluster	M_{500} ($10^{14} M_{\text{sun}}$)	T_{SZ} (μK)	r_c (kpc)	β
A2052	1.9±0.26	- 51.4±0.2	21.88±0.20	0.44
A1795	5.37±0.24	-117.4±0.2	28.41±0.26	0.5
A 2204	5.66±0.24	-110.3±0.2	24.40±0.21	0.59

Discusión

Si las olas de calor existen en el núcleo interior de cúmulos y en el grupo de galaxias, la conducción térmica es más efectiva, entonces las temperaturas determinadas desde el espectro de rayos X podrían incrementar la emisividad debido a la conducción. También podemos ver que si tomamos la divergencia en (1) y la reemplazamos en (6), a pesar de la regla de Leibning:



Figura 2: Data de la emisión de los rayos X y simulación del modelo Beta para los cúmulos de galaxias A1795, A2052 y A2204. Izquierda: foto original de la Base de Datos Extragaláctica (NASA), centro: isofotos, derecha: simulación de la densidad del modelo Beta.



$$\varepsilon(T) = \lambda_0 n^2(r) T^{1/2}(r, T) = - \int_{-\infty}^t \frac{k}{\tau} \nabla^2 T(r, t') e^{-(t-t')/\tau} dt' \quad (25)$$

De este nodo, la emisividad es el resultado de la suma global de la distribución de la temperatura en lugar del perfil de la temperatura central. Los espectros de los rayos X son utilizados para el cálculo de la masa, la corrección puede reducir la masa total en los cúmulos y además incrementa la densidad bariónica.

Por otro lado, $L \propto n^2 T^{1/2}$, pero $T \propto n^{(\gamma-1)}$ como lo vimos en (12), entonces la temperatura central “verdadera” es $T \propto L^2 n^{(3-\gamma)}$. También los cúmulos con fusiones entre las galaxias, formaciones de estrellas,

raudales y otros fenómenos transitorios donde aparecen altos gradientes de temperatura (por ejemplo, efluvios de corrientes calientes en observaciones APM08279+5255, CHANDRA-XMM)- La no consideración de la dependencia del tiempo en la función de la temperatura conllevaría una sobreestimación de la temperatura central y de la densidad. Ha de hacerse notar que la función de la temperatura del gas es estática sólo si el tiempo característico es más largo que el tiempo de relajación (cuando $t/\tau \gg 1$ entonces $T(t, r) \sim T_c n(r)^{\gamma-1}$). Es posible que la corriente de enfriamiento se extienda al gran radio, más allá de r_{500} , donde la temperatura del electrón no es suficiente para la emisión de rayos X debido a que el calor es rápidamente propagado por olas.



La medida Sunyaev-Zel'dovich podría ser pobremente afectada debido a que el efecto Compton es el producto lineal entre n y T y se aprecia fácilmente que la disminución de la temperatura Sunyaev-Zel'dovich es solamente modificada por un factor igual al exponente politrópico.

Si la propagación causal del calor es tomada en cuenta en el núcleo central de los cúmulos de galaxias, la conducción térmica es más efectiva; por consiguiente, las temperaturas determinadas desde el espectro de los rayos X podrían incrementar la emisividad debido a la conducción.

También la masa virial incrementa y el flujo de enfriamiento se extiende al gran radio, más allá de r_{500} , donde la temperatura del electrón no es suficiente para la emisión de rayos X debido a que el calor es rápidamente propagado por olas.

Agradecimientos

El autor del presente trabajo le agradece a Katsuji Koyama (Kyoto University) la facilitación de la data Suzaku.

Referencias

- Dos Santos, S, (2001), MNRAS 323, 930-938.
- Evrard, A.; Metzler, C.; Navarro, J. (1996) ApJ. 469, 494-516
- Falcón, N. (2004) ASPC 327, 56-62
- Falcón, N. (2008) Ciencia 16, 3, 323-327
- Henriksen, M, White III, RE, (1996), ApJ 465, 515-522.
- Jou, D.; Casas-Vázquez, J.; Lebon, G. (1999), RPPH...62.1035
- Koyama, K. et al (2007) Publ. Astron. Soc. Jpn. 59, S23
- Lankaster, K; Genova, R.; Falcón, N.; Grainge, K. (2005) MNRAS 359, 16-30.
- Rybicki, GB and Lightman, AP (1979), Radiative Processes in Astrophysics, NY Wesley
- Reiprich, T. et al (2007) Suzaku Observation of Abell 2204, in Hayashida, K. Tsuru, G. & Koyama, K. (Eds) The Extrema Universe in the Suzaku Era. Kyoto, Japan.
- Sarazin, C. (1988) X-ray emission from clusters of galaxies, Cambridge Press. UK.
- Zakamska, N.L.; Narayan, R. (2003) ApJ 582, 162-169.