

Efecto Sunyaev-Zeldovich

Lucia Guaita

Introducción

Sunyaev y Zeldovich (1968) predijeron que durante el pasaje a través de un cúmulo de galaxias, algunos fotones de CMB (=Cosmic Microwave Background= radiación cósmica de fondo) sienten el scattering Compton de los electrones presentes en el interior del cúmulo. En el espectro de cuerpo negro de la CMB se denotan distorsiones producidas por este fenómeno de scattering (**efecto SZ**).

El efecto SZ en palabras

La radiación cósmica de fondo corresponde a los fotones emitidos en la superficie de último scattering (redshift, z , del orden de 1000). A z mayor, los fotones interactúan por scattering con los electrones libres (el hidrógeno es casi totalmente ionizado). Por esta razón su propagación es bloqueada y el Universo es opaco a la radiación. Entonces este redshift corresponde como a una barrera que los fotones deben superar para viajar libre y a una región en la cual los fotones son scatterados por última vez (superficie de último scattering). A redshift inferior el Universo es transparente a la radiación, es decir los fotones llegan hasta la Tierra, partiendo de la superficie de último scattering.

Estudios comenzados con Penzias y Wilson (1964-1965) se dan cuenta que la CMB presenta un espectro de cuerpo negro correspondiente a una temperatura de 3 K ($T=2.725 \pm 0.002$ K, medición más moderna, Longair), Fig.1. Las distorsiones de este espectro dan informaciones sobre algunos particulares procesos físicos que han ocurrido en el Universo primordial.

Además, la CMB puede tener distorsiones, que nacen a causa de la interacción de tal radiación y la materia, por ejemplo, al redshift típico de los cúmulos de galaxias. De hecho, aproximadamente el 10% de la masa total de cúmulos ricos de galaxias es en forma de plasma caliente ($\sim 10^8$ K, de observaciones X, por ejemplo Lea et al. 1973), $N_e = 10^{-2} - 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$. El scattering Compton entre los fotones de la CMB y los electrones presentes en el plasma del cúmulo puede producir variación en temperatura del orden del **mK** en el espectro de la radiación de fondo. El efecto SZ, así introducido, tiene una componente **termica**, debida a las velocidades térmicas (casuales) de los electrones que scatterean y una componente **cinética**, causada de la velocidad media del gas del cúmulo con respecto al sistema de referencia de la CMB. La componente térmica puede ser usada, junta con los datos en banda X, para obtener una estimación de la constante de Hubble, H_0 . La componente cinética da la velocidad del cúmulo con respecto a la CMB.

Espectro

La intensidad de la radiación de fondo sigue la ley de cuerpo negro:

$$B_\nu = \frac{2 h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad \text{espectro de Planck} \quad (1)$$

En el límite de bajas frecuencias, $h\nu/kT \ll 1$, se puede aproximar esta expresión, aplicando el desarrollo en serie para el exponencial: $e^x = 1+x+\dots$. Luego,

$$B_\nu = \frac{2 h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = \frac{2 h \nu^3}{c^2} \frac{kT}{h\nu} = \frac{2 kT \nu^2}{c^2} \quad (2)$$

Esta es la aproximación de Rayleigh-Jeans (R-J), por el cual la región del espectro de Planck a bajas frecuencias es llamada de R-J (Fig.2).

En el scattering Compton, electrones de alta energía interactúan con los fotones isotrópicos de la radiación de fondo y estos últimos ganan energía. Esto se transmite en un corrimiento de la curva de Planck hasta frecuencias más altas (Fig. 3). Las curvas de cuerpo negro se encuentran a intensidad más altas al aumentar de la temperatura T (Fig 1). Por eso en la región de R-J el scattering de los electrones actúa como si la intensidad fuera emitida por una radiación a temperatura más baja; a frecuencias mayores (región del espectro llamada de Wien), la forma de la curva de cuerpo negro es

como si fuera producida por temperaturas superiores. Entonces midiendo la temperatura de la CMB hacia un lugar lleno de electrones calientes, lo que se esperaría, sería una disminución de T a bajas frecuencias y una medición de T superior a 3 K a altas frecuencias (Fig. 4).

Además, se espera una distorsión mayor donde la densidad de los electrones es más grande (centro del cúmulo) y principalmente para cúmulos masivos (masas hasta 10^{15} masas solares).

Derivación analítica del efecto SZ

Era ya sabido al tiempo en el cual Sunyaev y Zeldovich predicieron el fenómeno, que la energía producida, durante la expansión del Universo, hasta un tiempo, t, de 10^{10} segundos después del Big Bang (~300 años, durante la era de la radiación) no va a dejar distorsiones en la CMB. El plasma y la radiación están en equilibrio térmico y el espectro de CMB es de cuerpo negro.

A tiempos mayores de 10^{10} segundos la interacción entre la radiación y los electrones pueden dar origen a distorsiones de la curva de Planck.

Ulteriores cambios en el espectro son producidos, como dicho antes, de la interacción con los electrones de un cúmulo de galaxias a través del scattering Compton.

Efecto térmico

Para los cúmulos de galaxias definimos la profundidad óptica de scattering: $\tau = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_T n_e(l) dl$

Si una fracción del orden de τ de los fotones (frecuencia ν), observados en la dirección de un cúmulo de galaxias, es scatterada por los electrones calientes ($KT_e \gg h\nu$) y la fracción del orden de $(1 - \tau)$ no lo es, cambia la frecuencia de los fotones individuales. Los fotones en promedio suben su energía.

Se puede mostrar que: $\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{4KT_e}{m_e c^2}$. En la región R-J ($h\nu < KT_r$) la intensidad y la

temperatura decrecen $\frac{\Delta T}{T_r} = -\frac{2KT_e}{m_e c^2} \tau$, en la región de Wien ($h\nu > 3.83 KT_r$) la intensidad sube

(Fig. 3, Sunyaev 1980a).

Efecto cinético

Las observaciones en radio del gas caliente en cúmulos de galaxias nos permiten medir las velocidades promedio del gas de electrones calientes con respecto al fondo. Consideramos, entonces una nube de electrones que se mueven todos juntos con velocidad radial V_r . Estos electrones scatteran los fotones del fondo y producen un cambio de la temperatura de la radiación en la

dirección hacia la nube: $\frac{\Delta T}{T_r} \approx -\frac{V_r}{c} \tau_T$ (Repaeli & Lahav 1991); el signo depende de la dirección de

la velocidad (positivo si el cúmulo se está moviendo hacia nosotros) (Sunyaev y Zeldovich, 1980). Los efectos térmico y de velocidad se suman linealmente.

Para analizar cuantitativamente (Sunyaev y Zeldovich, 1968, 1969, 1972, 1980 para electrones no relativistas) las distorsiones producidas por el efecto **térmico** es necesario partir de la ecuación que describe el efecto del scattering sobre la distribución de energía de los fotones. Pero primero tenemos que acordarnos que en un scattering Compton los fotones no se crean y no se destruyen, pero cambian sus energías. Por un gas de electrones distribuidos en manera Maxwelliana, con temperatura mayor de la temperatura de la radiación y no relativista ($KT_e \ll m_e c^2$), la ecuación de Kompaneets (1957) describe la interacción Compton entre los electrones y el campo de radiación:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\sigma_T N_e h}{m_e c} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^4 \left(n + n^2 + \frac{KT_e}{h} \frac{\partial n}{\partial v} \right); \quad (3)$$

donde n corresponde al número de ocupación de los fotones.

Definimos el numero de ocupación a través de la función F_s . Esta describe el numero, $N\gamma$, de fotones en un elemento del espacio de las fases (espacio de $2*N$ dimensiones, N espaciales y N en el espacio de los momentos). Por las tres coordenadas espaciales $(x, y, z)=\mathbf{r}$, el elemento del volumen es $d^3\mathbf{r}d^3\mathbf{p}$ con centro en (\mathbf{r},\mathbf{p}) . Entonces, $dN\gamma = \sum_{s=1}^2 F_s(r, p, t) d^3r d^3p$, donde s representa el spin. El numero de ocupación, n_s , es definido como el producto entre h^3 y F_s .

Eso es de manera tal que $dE = \sum_{s=1}^2 F_s(r, p, t) h v d^3r d^3p$, por la definición de $d^3\mathbf{r}d^3\mathbf{p}$,

$$I_v = \sum_{s=1}^2 F_s(r, p, t) h^4 v^3 \frac{1}{c^2} = \sum_{s=1}^2 h \frac{v^3}{c^2} n_s(r, p, t). \text{ En (3) pusimos } n \text{ en vez de } n_s (= \frac{c^2 I_v}{2h v^3}).$$

Se llega a la (3) a partir de:

- las transformaciones de Lorentz para el momentum y la energía,
- la ecuaciones típicas del scattering Compton, en el cual un fotón choca contra a un electrón fijo. Al final ambas las partículas salen con un ángulo diferente con respecto a la dirección inicial del fotón y con un cambio de sus energías.

La (3) corresponde a una ecuación de difusión, usada como aproximación de la ecuación cinética

exacta. Introducimos el parametro y : $y = \int_0^{\tau} \frac{KT_e}{m_e c^2} d\tau = - \int \frac{KT_e}{m_e c^2} N_e \sigma_T dl = - \int_{t_0}^t \frac{KT_e}{m_e c^2} N_e \sigma_T c dt$,

donde el cambio de los extremos de integración significa que a tiempos bajos (t_0) la profundidad optica de scattering Thompson tiene un valor entre 0 y 1; despues, cuando el scattering ya no es más eficiente es 0. Además, definimos z : $z = \frac{h\nu}{KT_e}$. Entonces:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{\sigma_T N_e h}{m_e c} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^4 \left(n + n^2 + \frac{\partial n}{\partial z} \right) = \frac{dy}{dl} \frac{ch}{KT_e} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^4 \left(n + n^2 + \frac{\partial n}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial n}{\partial y} &= \frac{dt}{dl} \frac{ch}{KT_e} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^4 \left(n + n^2 + \frac{\partial n}{\partial z} \right) = \frac{1}{c} \frac{c}{T_e} \frac{h}{K} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} v^4 \left(n + n^2 + \frac{\partial n}{\partial z} \right) = \frac{1}{z^2} \frac{\partial}{\partial z} z^4 \left(n + n^2 + \frac{\partial n}{\partial z} \right) \\ \text{Luego, } \frac{\partial n}{\partial y} &= \frac{1}{z^2} \frac{\partial}{\partial z} z^4 \left(n + n^2 + \frac{\partial n}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

La (4) conserva el numero de los fotones. Su solución estatica es $\left(n + n^2 + \frac{\partial n}{\partial z} \right) = 0$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial z} &= -n - n^2; \quad \int \frac{dn}{n(n+1)} = - \int dz = \int \frac{1}{n} dn - \int \frac{1}{n+1} dn = \ln n - \ln(n+1) = -z \\ \ln\left(\frac{n+1}{n}\right) &= z + const; \quad \left(\frac{n+1}{n}\right) = \exp(z + const) = 1 + \frac{1}{n}; \quad \text{llamo } const = \mu \end{aligned}$$

Entonces, $n = \frac{1}{e^{z+\mu} - 1}$, (5)

distribución de Bose-Einstein con μ positivo o nulo. La interacción con los electrones dà a los fotones una distribución de Bose-Einstein con potencial químico diferente cero (cero corresponderia a la distribución de Planck). De echo por la (5) :

si $\mu=0$, $n = \frac{1}{e^z - 1}$ si $\mu \gg 1$, $n = e^{-z} e^{-\mu}$

En el caso en el cual la temperatura de los electrones es mucho mayor de la de los fotones, podemos despreciar n y n^2 y obtener:

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} x^4 \left(\frac{\partial n}{\partial x} \right), x = \frac{h\nu}{KT_r} \quad (6)$$

Sustituimos en esa la expresión de la distribución de Planck y derivamos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial y} &= \frac{1}{x^2} \left(4x^3 \left(\frac{\partial n}{\partial x} \right) + x^4 \left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \right) \right) = \frac{1}{x^2} \left(4x^3 \left(\frac{-e^x}{(e^x-1)^2} \right) + x^4 \left(\frac{2e^{2x}}{(e^x-1)^3} \right) - \frac{e^x}{(e^x-1)^2} \right) \\ &= \left(\frac{xe^x}{(e^x-1)^2} \right) \left(-4 + x \left(\frac{e^x 2}{(e^x-1)} - 1 \right) \right) = \left(\frac{xe^x}{(e^x-1)^2} \right) \left(-4 + x \left(\frac{e^x+1}{(e^x-1)} \right) \right); \end{aligned}$$

que podemos escribir de nuevo como: $\frac{\Delta n}{n} = \left(\frac{yxe^x}{(e^x-1)} \right) \left(x \left(\frac{e^x+1}{(e^x-1)} \right) - 4 \right).$

Además, justo porque la intensidad I es proporcional a n: $I \propto (e^x - 1)^{-1} = (e^{h\nu/KT} - 1)^{-1}$

Así que $\frac{\Delta I}{I} = \frac{\Delta n}{n}$

$$\frac{dI}{dT} \propto -\frac{h\nu}{KT^2} \frac{1}{(e^{h\nu/KT} - 1)} \quad dI \propto -\frac{h\nu}{KT^2} IdT \quad \frac{dI}{I} \propto -\frac{h\nu}{KT} \frac{dT}{T} \quad \frac{dT}{T} \propto -\frac{KT}{h\nu} \frac{dI}{I}$$

$$\frac{d \ln I}{d \ln T} = \frac{d \ln I}{dT} \frac{dT}{d \ln T} \propto \frac{h\nu}{KT} I$$

Entonces: $\frac{\Delta T}{T} = \frac{d \ln I}{d \ln T} \frac{\Delta I}{I} = y \left[x \frac{e^x+1}{e^x-1} - 4 \right] \quad (7)$

Se ve que en el limite de R-J, donde x es muy pequeño es $\frac{\Delta T}{T} = -2y$. Por el coeficiente negativo

hemos demostrado que la temperatura y la intensidad de la radiación bajan a frecuencias menores. A frecuencias grandes, donde y es mucho menor que 1, tal razón es positiva para aproximadamente $x > 4$. Calculos más precisos dicen para $x > 3.83$, es decir frecuencias superiores a como 217 GHz o 1.5 mm.

A través de las observaciones se define que la temperatura de RJ (de (2) $T_{R-J} = \frac{c^2 B}{2K\nu^2} = \frac{B\lambda^2}{2K}$) es

$$T_{R-J} = T_r e^{-2y}. \text{ Con el mismo procedimiento de antes se puede mostrar que } \frac{\Delta T}{T_{R-J}} = y \left[x \frac{e^x+1}{e^x-1} - 2 \right].$$

Esto nos dice que la distorsión del espectro de cuerpo negro en la región de más baja frecuencias es menor, porque se subtrae por un numero más pequeño (2 en vez de 4). Cuando la distribuciones de las velocidades de los electrones es isotropa, la distorsión depende de la temperatura de los electrones mismos.

La función que describe el efecto **cinético** es:

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \left(\frac{x^4 e^x}{(e^x-1)^2} \right). \text{ La Fig. 5 muestra la diferencia entre las 2 distorciones.}$$

Esta descripción no relativista para las dos componentes del efecto es valida para gas a baja temperatura y frecuencia. Raphaeli (1995a) muestra que tale aproximación no es bastante precisa, principalmente por dos razones. En primero la profundidad optica en cumulos de galaxias es pequeña (≈ 0.02) así que la mayor parte de los fotones no son scatterados ninguna vez. En segundo lugar las velocidades de los electrones en el gas al interior del cumulo son elevadas. Como dijimos

antes $T_e=10^8$ K, es decir KT_e del orden de las decenas de KeV. Entonces se necesitan correcciones relativistas. En Fig. 6 notamos que las diferencias entre los calculos relativista y no-relativista, crecen al subir de la temperatura de los electrones (variación relativista de la intensidad es proporcional a $\exp(-1/Te)$). Rephaeli parte siempre de las ecuaciones del scattering Compton, pero con correcciones relativista de la distribución de velocidades de los electrones.

El mismo procedimiento relativista es aplicado a las 2 componentes del efecto.

El valor al cual la temperatura empieza a ser superior al valor promedio en el caso no relativista es independiente de la temperatura, $x=3.83$. Con las correcciones relativistas se obtiene $x \approx 3.83(1+KT_e/m_e c^2)$. Por ejemplo por $KT_e = 15$ KeV vale 3.94 (Rephaeli 1995a).

Las correcciones relativistas (Fig. 6) son usadas cuando son necesarios calculos precisos a altas frecuencias para la determinación de parametros cosmologicos.

Significado cosmologico de efecto SZ

En suma el efecto SZ es una prueba de la universalidad de la CMB.

Este efecto es independiente del redshift (en (7) no aparece el parametro redshift). Por esta razón y porque su origen es bien explicada, es muy importante en cosmologia. Gracias a eso este efecto puede permitir modelar la distribución de gas caliente, entonces delinear las propiedades de los cumulos y de estimar los parametros cosmologicos (H_0 , por ejemplo).

Los perfiles de temperatura y densidad del gas en el cumulo son obtenidos a través de las mediciones en rayos X, que tienen una luminosidad que depende (bremsstrahlung) de N_e^2 . Los mismos perfiles pueden ser determinados a través del efecto SZ en el cual la variación de densidad depende solo de la primera potencia del numero de electrones del gas del cumulo N_e , la incertidumbre que podria contaminar la medición.

Para cumulos cercanos ($z \ll 0.2$), las observaciones en radio X, juntas a las variación de intensidad calculada con el efecto SZ, permiten de evaluar la distancia diametro angular, Da (Rephaeli 1995a). En efecto se puede medir la luminosidad superficial, L , del cumulo en rayos X. L tiene una dependencia del numero de electrones N_e y del redshift. La variación de intensidad medida por efecto SZ también tiene una dependencia con N_e . Explicitando $N_e(\Delta I)$ y sustituyendolo en la expresión de L , se puede obtener una formula para Da , dependiente solamente de cantidades observacionales. Por otro lado, teoricamente, Da se expresa en función de z , H_0 , q_0 . Para $z \ll 0.2$, Da es aproximado por cz / H_0 . Entonces se obtiene una evaluación de H_0 , con error del 12% cuando se desprecia la dependencia con q_0 a z pequeño (60 ± 3 km/sec/Mpc, Carlstrom et al. 2002).

Si el cumulo tiene una velocidad no cero en la dirección de la línea de visión, velocidad peculiar, existe un efecto SZ cinetico. Es decir, el estudio de esta componente del efecto SZ puede dar informaciones sobre el movimiento del cumulo de galaxias (Rephaeli & Lahav, 1991). La velocidad peculiar (radial) del cumulo puede ser descripta a través de $V_r = cz - rH_0$, donde z es el redshift del cumulo y r su distancia. Por esa son necesarias mediciones independientes de redshift y distancia, con los errores conectados. Utilizando el efecto SZ cinetico, no se necesitan otros indicadores de distancia (la distancia no es un parametro que dà errores, porque el efecto no depende de z). El problema, sin embargo, es que el efecto cinetico es muy pequeño en comparación con el termico, es decir $\Delta I_{cinetico} < \Delta I_{termico}$ para velocidades menores que el orden de 10^3 km/s (Sunyaev & Zeldovich, 1980b). Entonces son necesarios metodos para separar los dos efectos. Igualando las curvas $h(x)$ y $g(x)$ (proporcionales a las variaciones de intensidades) y considerando la expresión de la variación de intensidad causada por el efecto cinetico, se puede entender cual debe ser la velocidad peculiar del cumulo a la cual el efecto cinetico empieza a ser dominante sobre el termico (10^3 km/s). Entonces a través del efecto SZ cinetico se pueden calcular velocidades para cumulos de $V_r > 10^3$ km/s.

Observaciones del efecto SZ

Las observaciones de la variación de intensidad debida al efecto SZ son hechas en el rango de frecuencia típico de las observaciones de la CMB (ver Fig. 1). Las posibles fuentes de errores en la observación del fenómeno son:

- distorsiones intrínsecas de la CMB;
- presencia de fuentes radio (longitud de onda comparable);
- polvo extragaláctico;
- emisión de la atmósfera.

Las observaciones son diferenciales, tomando la señal de CMB, que llega de regiones lejanas de un cúmulo y detrás de eso.

El primer instrumento fue el telescopio SuZIE (Sunyaev-Zeldovich Infrared Experiment), que midió a 140, 218, 270 GHz, aprovechando la rotación de la Tierra para tomar luz de dos regiones de cielo diferentes (resulta en una alta razón señal sobre ruido).

Otros telescopios son: BIMA (Berkeley Illinois Maryland Association), 30 GHz, OVRO (Owens Valley Radio Observatory), 5 metros, 32 GHz, SEST (15 metros), IRAM (30 metros), 140 GHz...

De las observaciones se obtienen imágenes como Fig 7. En esta imagen son representadas mediciones de cúmulos a diferente redshift. Se nota como el efecto no depende de z .

Los colores de las figuras indican la variación de la intensidad de la radiación de la CMB, que llega detrás de un cúmulo. El color más fuerte es típico de un ΔI más fuerte y es puesto al centro del cúmulo.

La Fig. 8 representa el efecto SZ medido para el cúmulo de galaxias Abell 2163. Los puntos observacionales son obtenidos con BIMA (eso a 30 GHz), SuZIE (eso a 140, 218, 270 GHz). La curva continua representa la mejor interpolación a los efectos térmico y cinético juntos. La línea a puntos representa la componente cinética solamente y la línea a trazos la componente térmica solamente (Carlstrom et al. 2002). Se denota como el efecto cinético es mucho menos dominante que el térmico.

Una fórmula útil para evaluar a través de las observaciones la variación de temperatura debida al efecto SZ es:

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{SZ} = 2.24 \cdot 10^{-34} \cdot T_e \cdot N_e \cdot L$$

Para el cúmulo CL0016+16 la temperatura (K) de los electrones es determinada por la medición en radio-X ($1.6 \cdot 10^8$ K), L (cm) es determinada a través del tamaño angular del cúmulo (1 Mpc) y el redshift es igual a 0.541, la densidad (cm^{-3}) de electrones es del orden de 10^{-2} cm^{-3} . Entonces se evalúa una variación en temperatura del orden del 10^{-3} K, en particular 0.7 mK (Tom Wilson, ESO lecture).

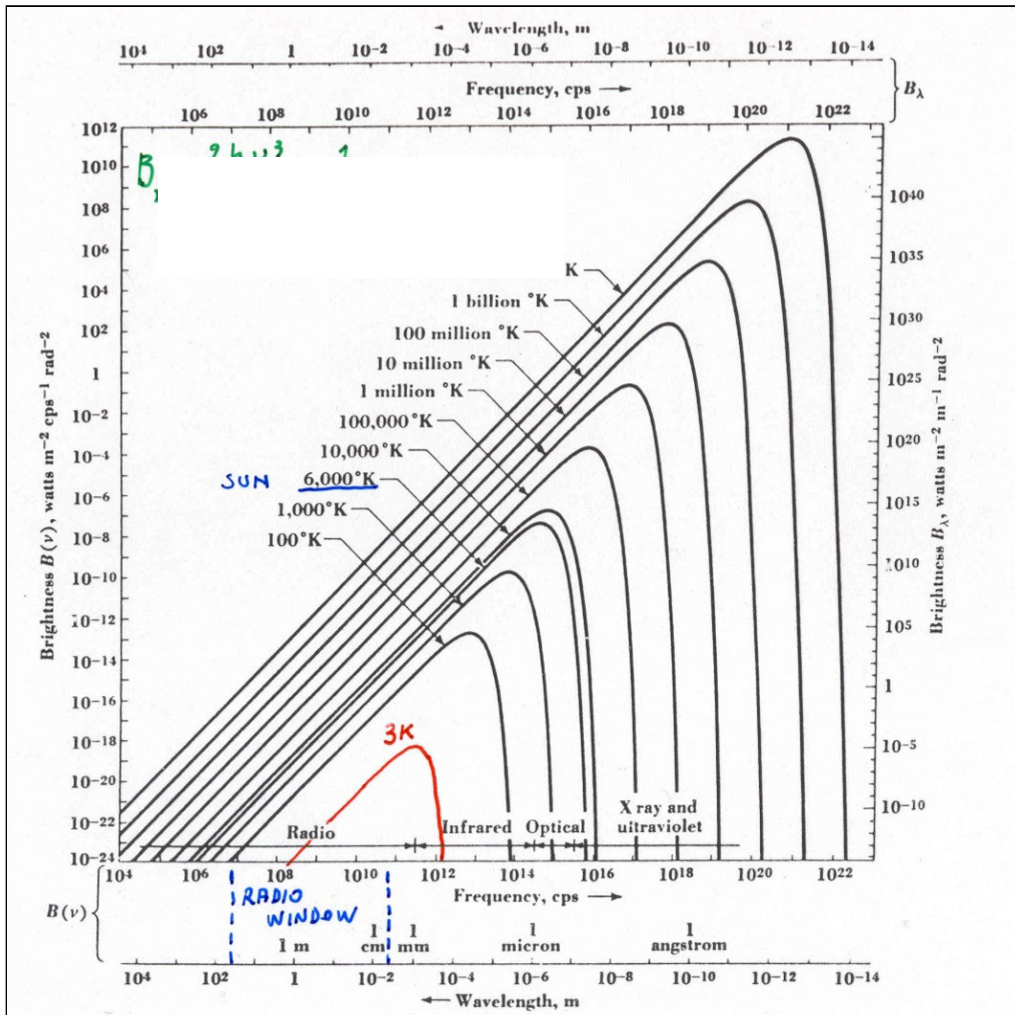


Fig. 1 Espectro de cuerpo negro en función de la temperatura. Para temperature de 3 K si observa el espectro de la radiación cósmica de fondo.

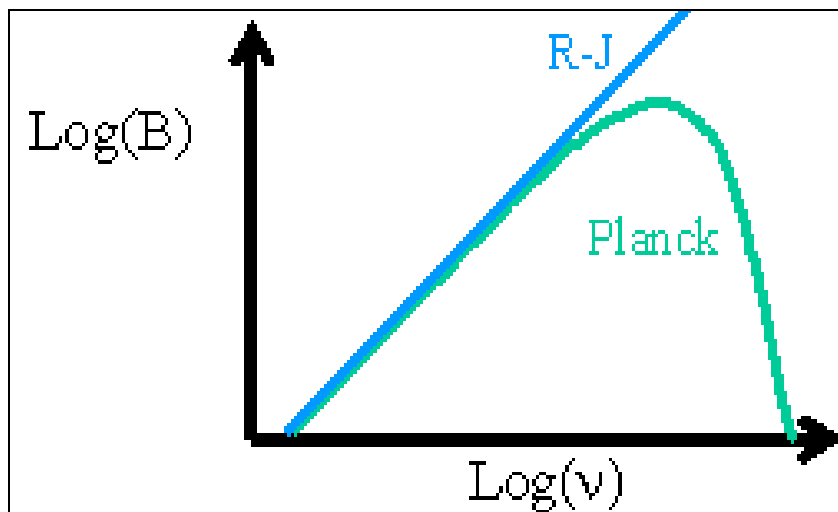


Fig. 2 Esquema para indicar la región de Rayleigh-Jeans en el espectro de Planck, cpm p aproximación a bajas frecuencias.

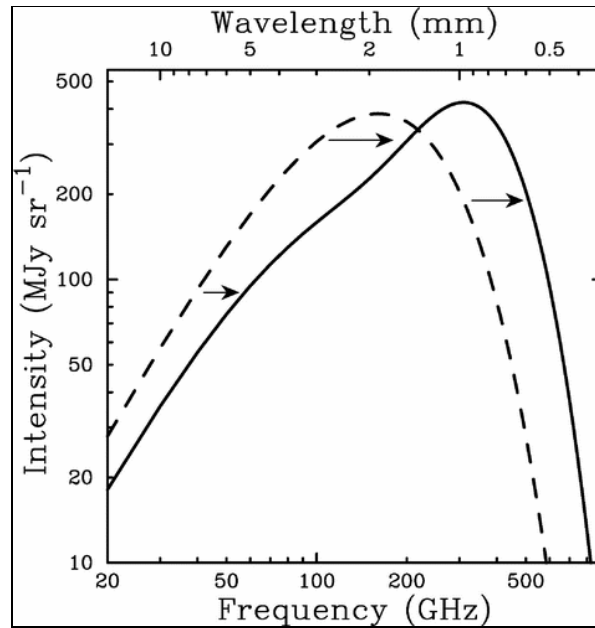


Fig 3 Carlstrom et al., Annual Reviews of Astronomy & Astrophysics vol 40, pg 643, 2002; simulación con cumulo ficticio de masa 1000 veces superior a la de un cumulo tipico. La linea a trazos es la curva del espectro di Planck de la CMB sin distorciones. La curva continua es el resultado de la interacción de la radiación con el cumulo.

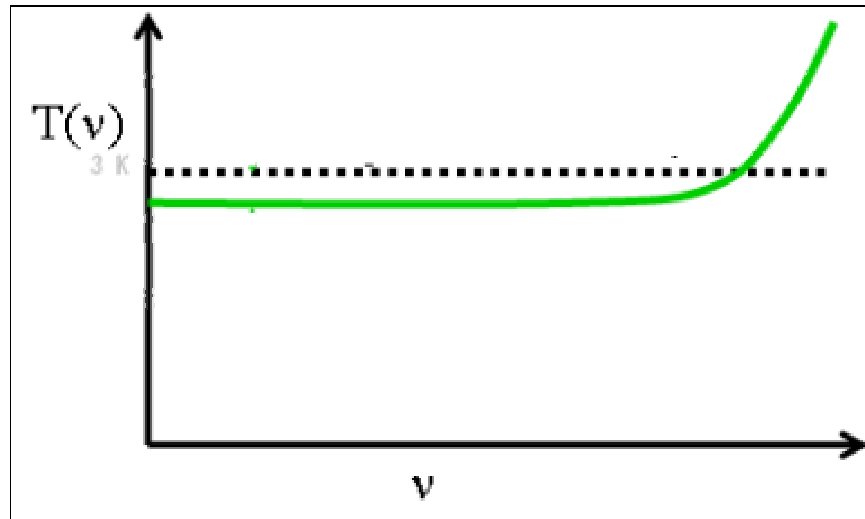


Fig. 4 Esquema del andamento de la temperatura con respecto a la constante de 3 K (linea a trazos), por contaminación del efecto SZ. A altas frecuencias, la temperatura medida vuelve a ser superior al valor standard.

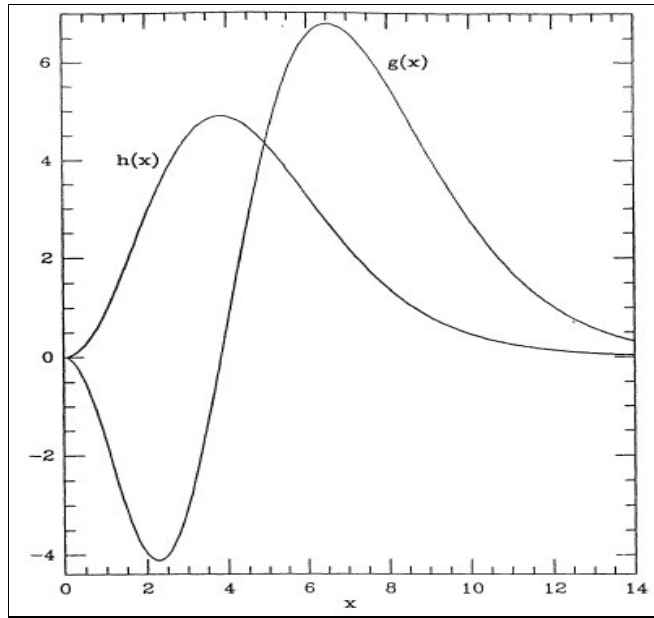


Fig. 5 (Rephaeli 1995a) Las curva reprenetan las derivada parcial del numero de ocupación con respecto al parametro y . $g(x)$ corresponde al efecto termico, $h(x)$ al efecto cinetico. El maximo de $h(x)$ es en correspondencia de $x=3.83$, donde $g(x)$ es cero.

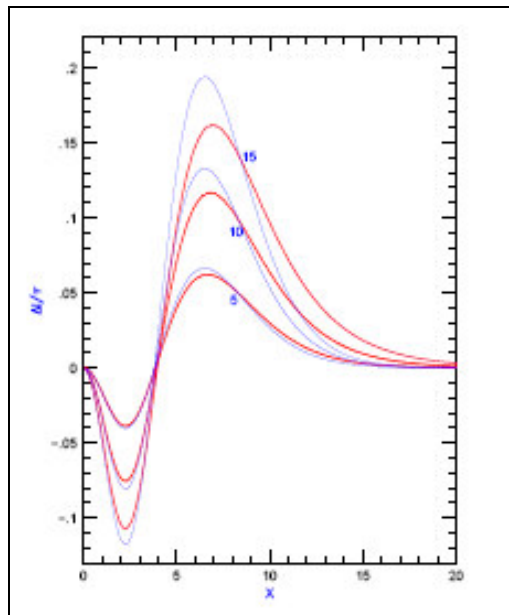


Fig. 6 Variación de la intensidad de la radiación de cuerpo negro en función del parametro x . Las curvas tienen un numero, correspondiente a $KT_e=5, 10, 15$ KeV. Las más delgadas son relativas al limite no relativista, las otras al relativista (Rephaeli 1995^a). La diferencia entre las curvas crece con la temperatura de los electrones

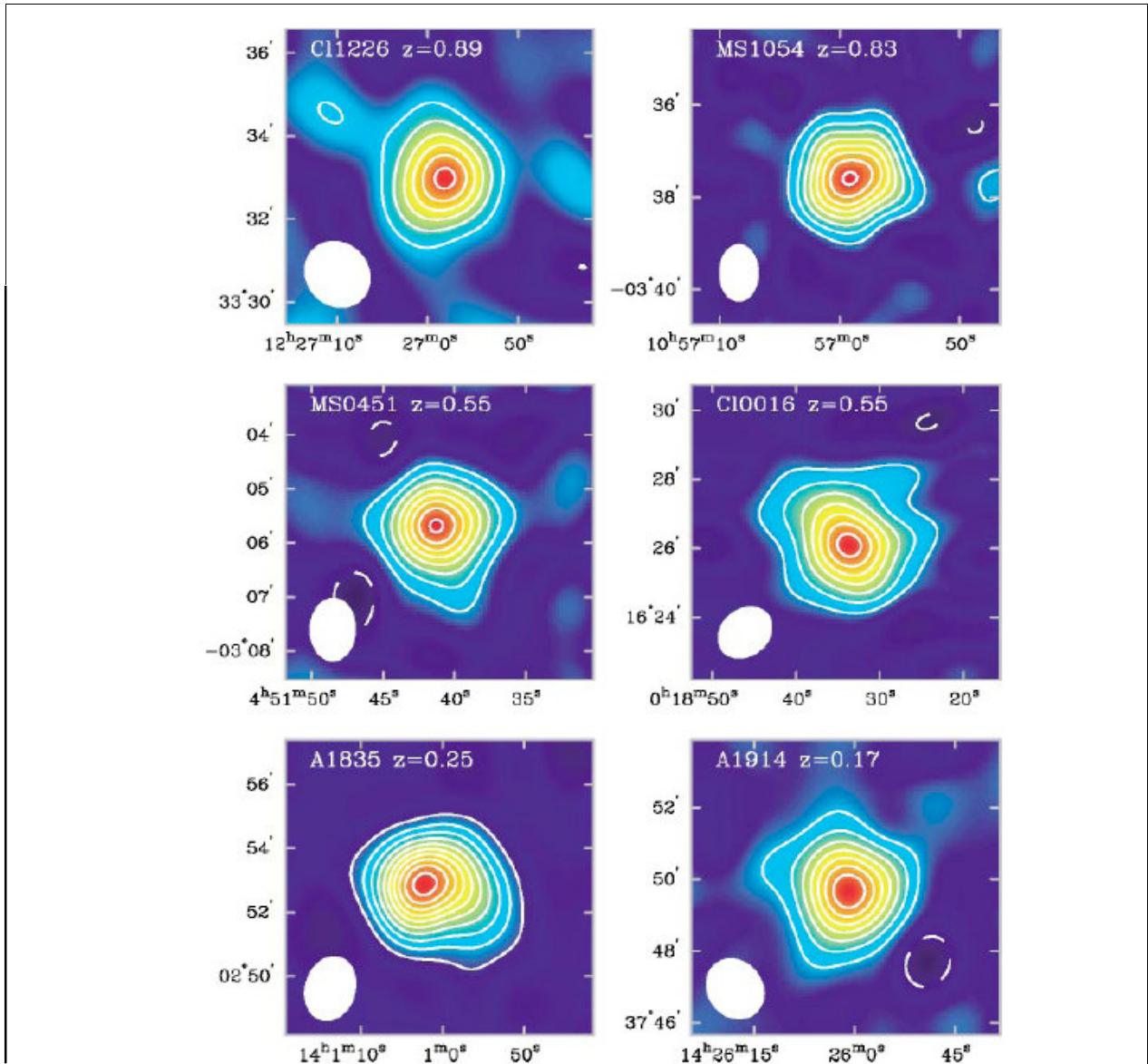


Fig. 7 (Carlstrom et al. 2002) Efecto SZ para 6 cumulos de galaxias. Se puede notar la independencia del redshift y el aumento de la variación de la intensidad hacia el centro del cumulo. El elipse blanco representa la dimención del haz de antena (instrumento de la observación radio) usado para la medición. La líneas continuas son a 2σ .

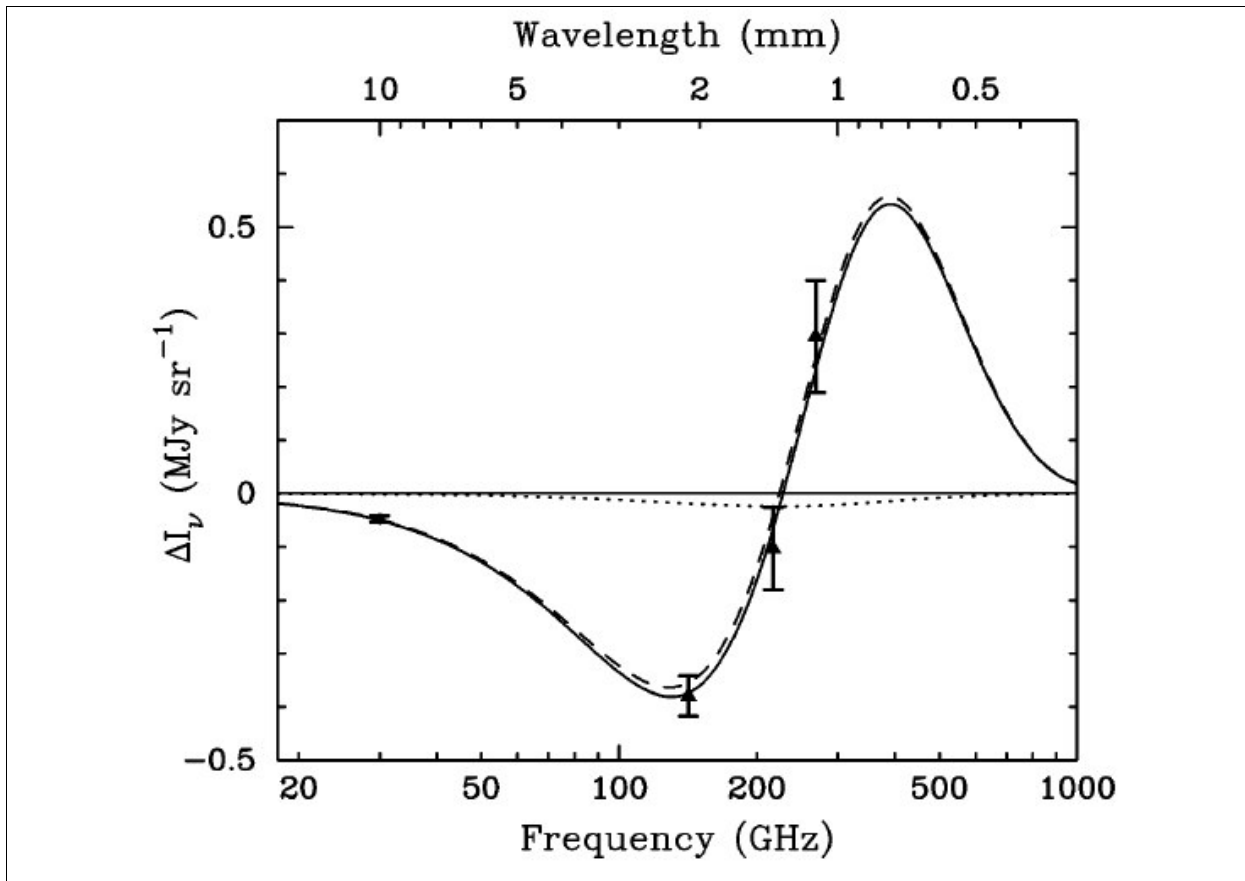


Fig. 8 (Carlstrom et al. 2002) Variación de intensidad en función de la frecuencia debido al efecto SZ para el cumulo Abell 2163. De la mejor interpolación de los datos medidos se puede separar la contribución termica y cinetica del efecto.

Bibliografía

Peebles P.J.E, Principles of Physical Cosmology.

Peacock J.A, Cosmological Physics.

Lngair M. S, Galaxy Formation.

Zeldovich & Sunyaev, 1969 Ap& SS, The interaction of matter and radiation in hot model universe

Sunyaev & Zeldovich, 1980 Ann. Rev. Astron. Astrophy, Microwave background radiation as a probe of the contemporary structure and history of the universe.

Repaeli & Lahav, 1991 The Astrophysical Journal, Peculiar cluster velocity from measurement of the Kinematic Sunyaev-Zeldovich effect

Rephaeli Y, 1995a Ann. Rev. Astron. Astrophy, Comptonization of cosmic microwave background

Rephaeli Y, 2001 astro-ph/0110510, The sunyaev Zeldovich effect and its cosmological significant

Carlstrom et al. 2002, Ann. Rev. Astron. Astrophy., Cosmology with Sunyaev Zeldovich effect.

Rephaeli Y et al., 2005, astro-ph/0511626, The Sunyaev Zeldovich effect.