

Unidad V.

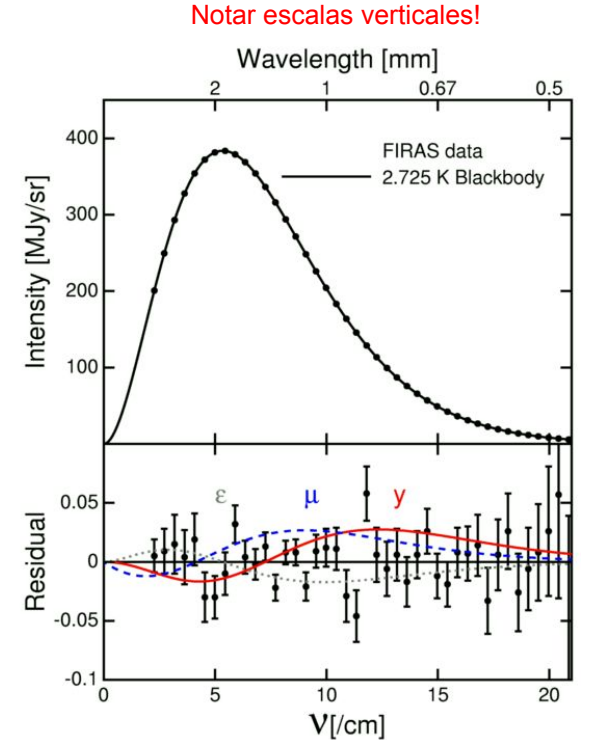
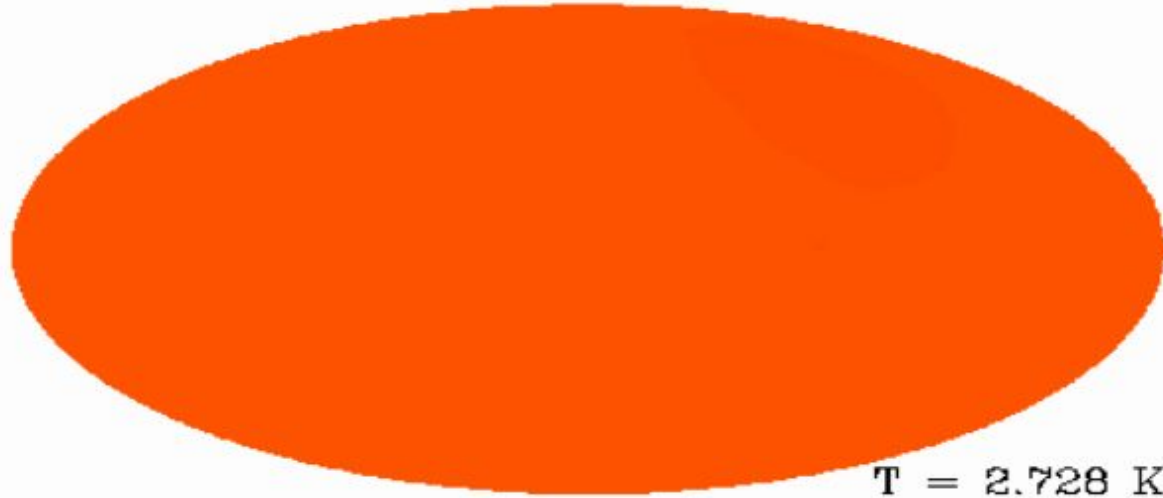
Fondo Cósmico de Microondas

Parte 2: Espectro angular de potencias de temperatura

Recordatorio...

1990s: COBE

COBE probó que, con enorme precisión, el CMB es un cuerpo negro (i.e., emite en equilibrio termal) con una temperatura de 2.725 ± 0.002 K.



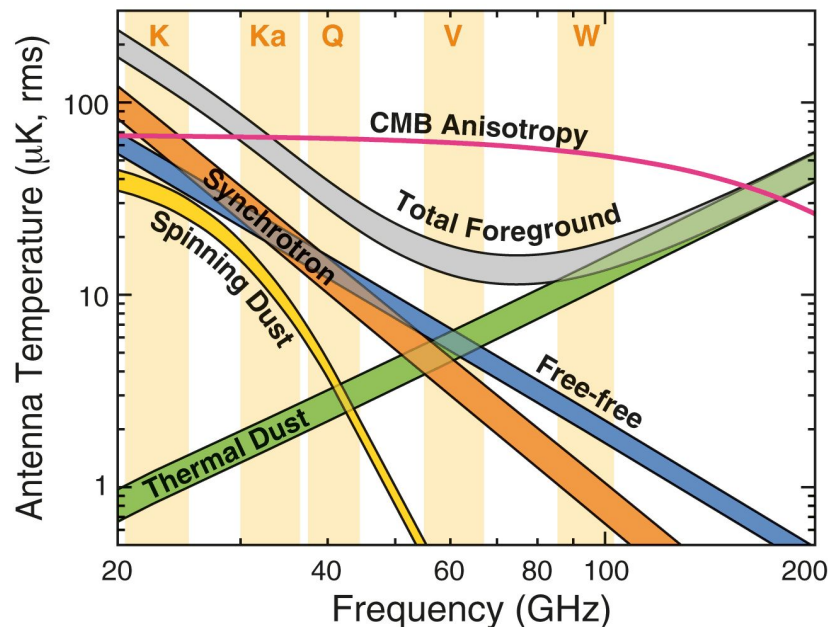
Adaptado de Fixsen et al. (1996)

Contaminantes al CMB

En microondas, el principal contaminante es polvo en el disco Galáctico, producido particularmente por remanentes de supernova, emisión libre-libre de regiones ionizadas en zonas de formación estelar, y emisión termal del mismo polvo.

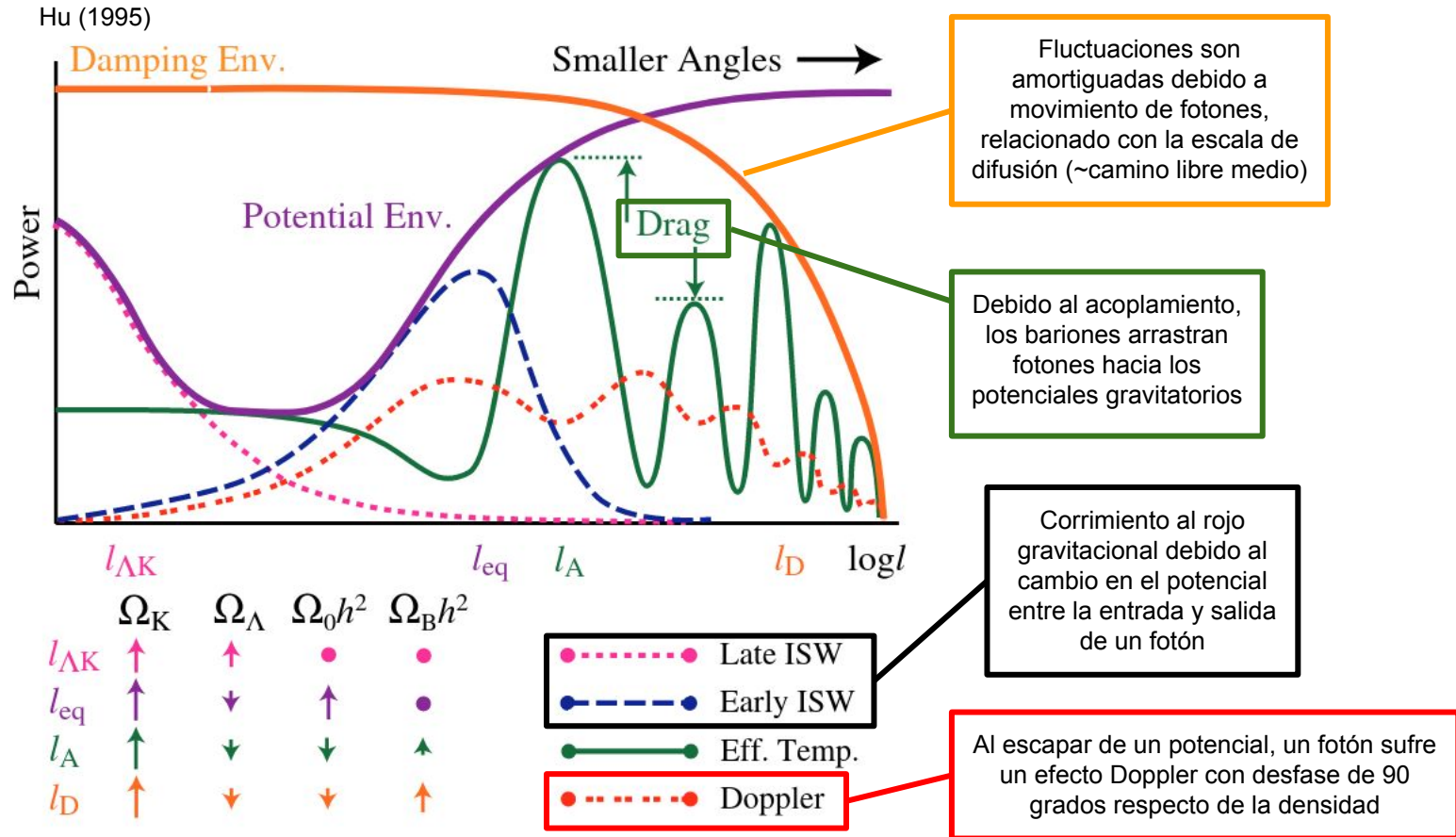
Afortunadamente hay un rango de frecuencia donde el CMB domina, pero aún así hay contaminación significativa.

Las dependencias de cada uno de estos componentes con la frecuencia es relativamente simple, por lo que observando en múltiples frecuencias se puede modelar gran parte de esta emisión.



Bennett et al. (2013)

El espectro de potencias del CMB contiene una enorme cantidad de información cosmológica.

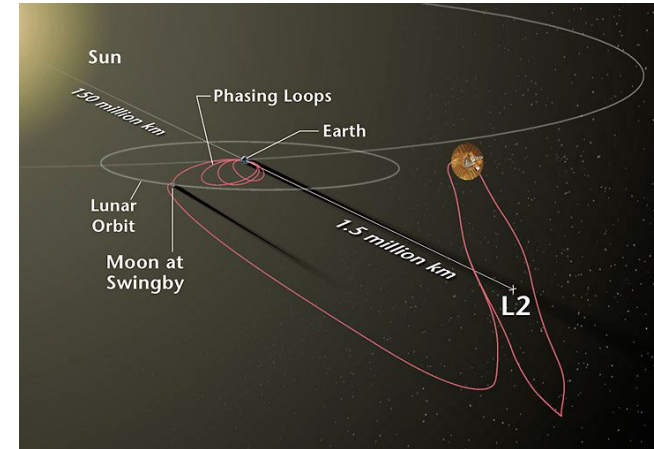
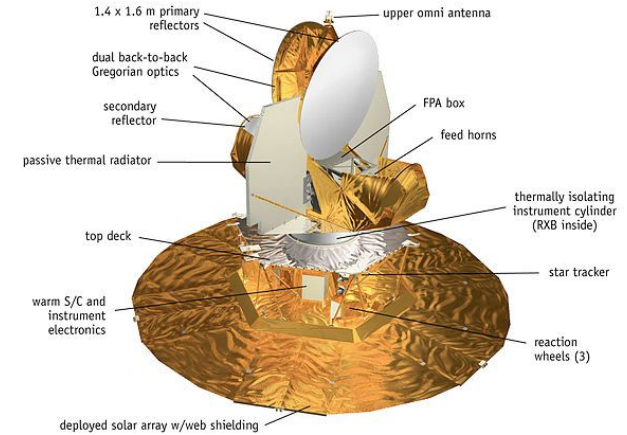


Sigamos!

La era WMAP

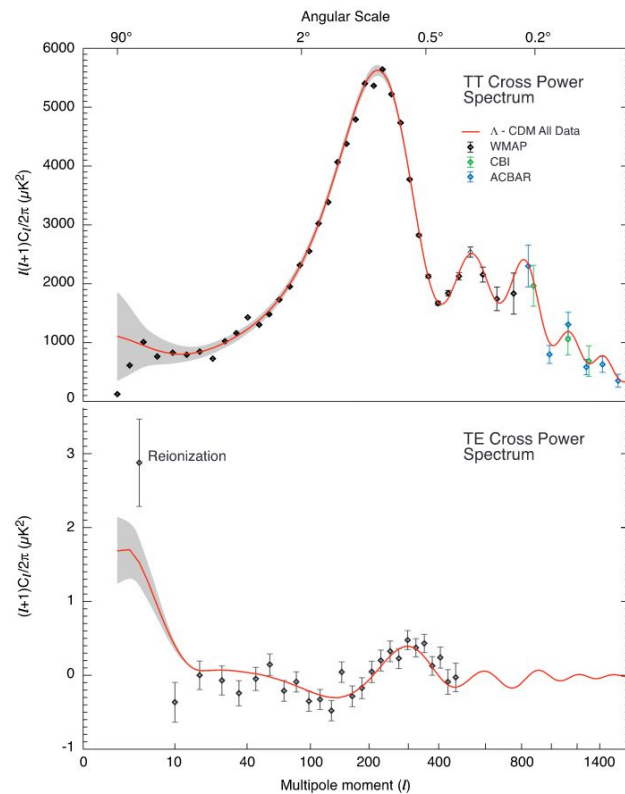
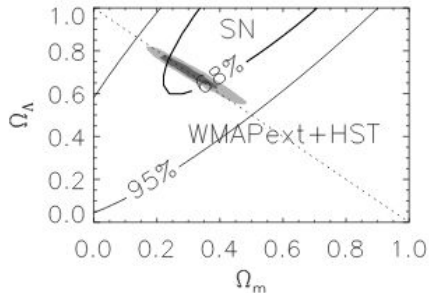
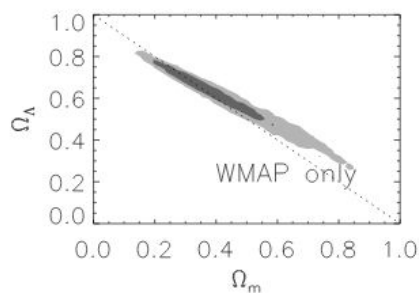
El Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) fue aprobado para financiamiento por NASA en 1996. Originalmente sólo MAP, fue rebautizado luego de la muerte de David Wilkinson, miembro del equipo y uno de los pioneros en el estudio del CMB (co-autor de Dicke et al. 1965), en 2002.

WMAP fue lanzado el 30 de Junio de 2001 a L2, desde donde observó el cielo en longitudes de onda 3-13 mm (23-94 GHz) con resoluciones entre 13 y 53 arcmin, con una duración nominal de 2 años que finalmente se extendió a nueve.



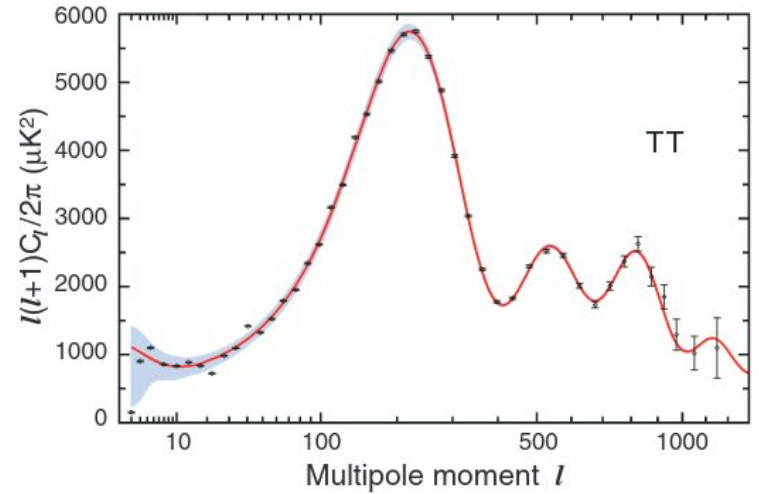
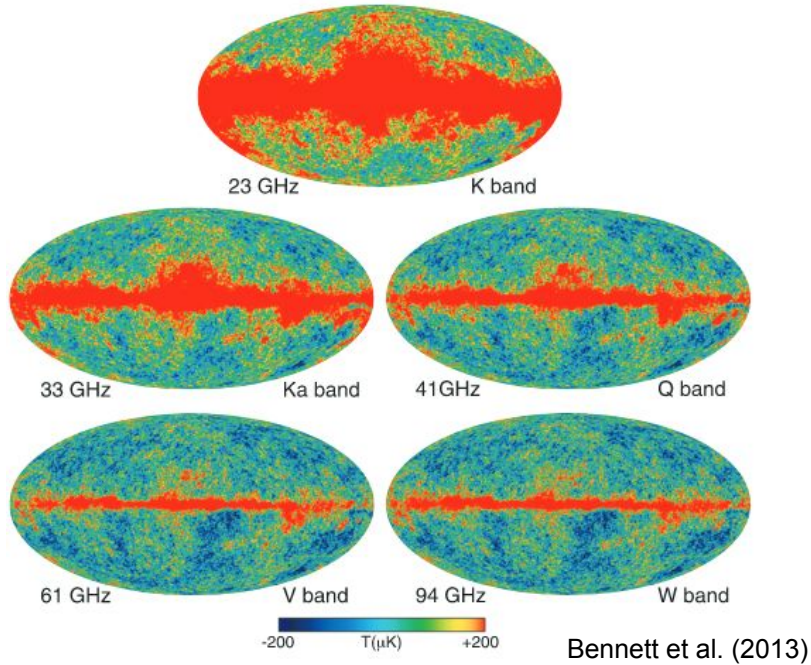
La era WMAP

Los primeros resultados de WMAP fueron publicados en Febrero de 2003. Después de tan solo un año, WMAP midió los dos primeros picos acústicos en temperatura y el primero en polarización con alta precisión, posicionándose rápidamente como el experimento cosmológico más sensible del mundo mientras estuvo en órbita.



Spiegel et al. (2003)

10 años después...

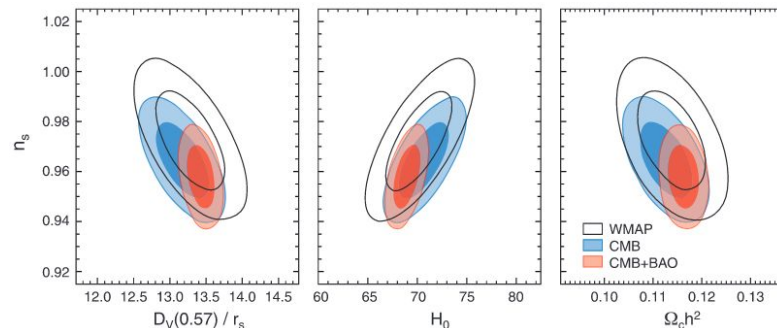


Hinshaw et al. (2013)

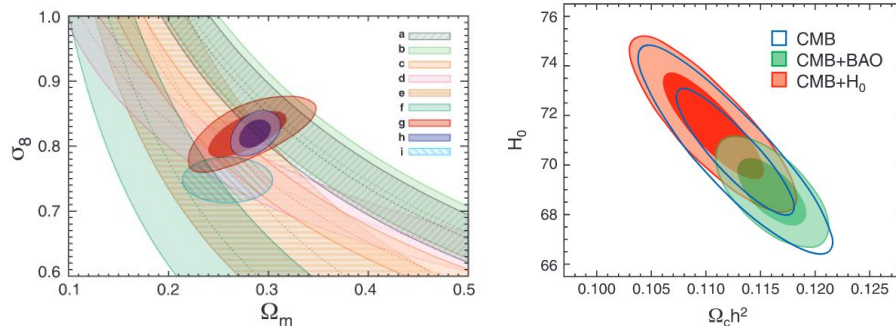
Cosmología de precisión con WMAP

WMAP determinó el espectro angular de potencias de temperatura y polarización hasta $\ell = 1000$, incluyendo los tres primeros picos acústicos, permitiendo determinaciones precisas de los seis parámetros base de Λ CDM (excepto la temperatura, determinada por COBE), además de restringir la densidad de energía de curvatura a menos de 1%

The nine-year *WMAP* data have reduced the allowable volume of the six-dimensional Λ CDM parameter space by a factor of 68,000 relative to pre-*WMAP* CMB measurements. When combined with the high- l CMB, BAO, and H_0 data the volume is reduced by an additional factor of 27. The maximum likelihood values of the Λ CDM parameters are given in Table 2 and the mean and associated 68% CL error bars are given in Table 4. These results and those presented in the companion paper (Bennett et al. 2013) complete the *WMAP* Team's formal analysis and interpretation of the *WMAP* data.



Hinshaw et al. (2013)



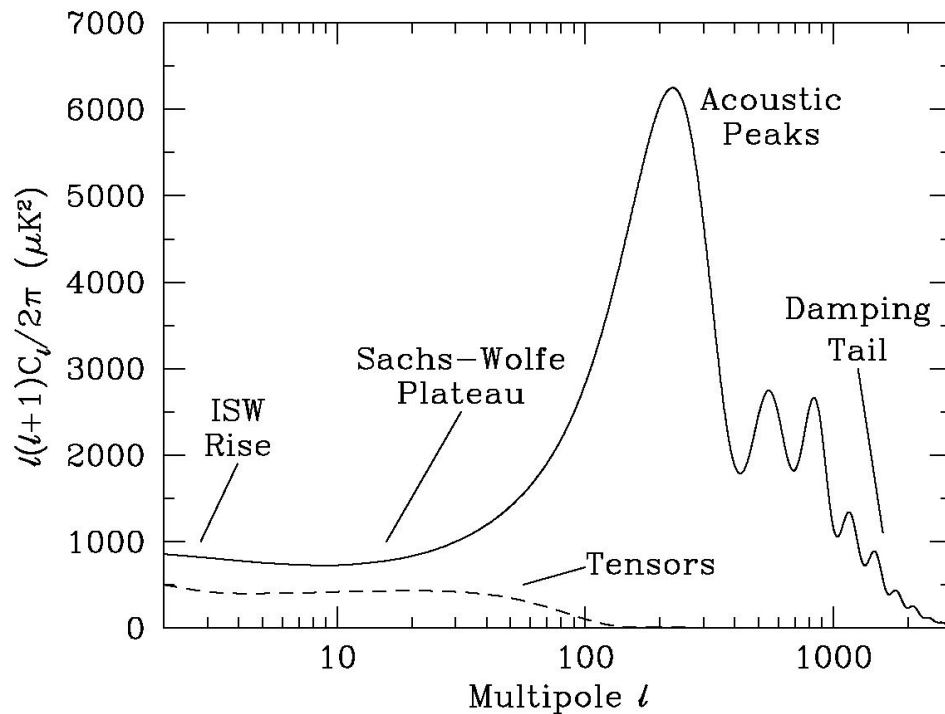
Cosmología de precisión con WMAP

WMAP determinó el espectro angular de potencias de temperatura y polarización hasta $\ell = 1000$, incluyendo los tres primeros picos acústicos, permitiendo determinaciones precisas de los seis parámetros base de Λ CDM (excepto la temperatura, determinada por COBE), además de restringir la densidad de energía de curvatura a menos de 1%

The nine-year *WMAP* data have reduced the allowable volume of the six-dimensional Λ CDM parameter space by a factor of 68,000 relative to pre-*WMAP* CMB measurements. When combined with the high- l CMB, BAO, and H_0 data the volume is reduced by an additional factor of 27. The maximum likelihood values of the Λ CDM parameters are given in Table 2 and the mean and associated 68% CL error bars are given in Table 4. These results and those presented in the companion paper (Bennett et al. 2013) complete the *WMAP* Team's formal analysis and interpretation of the *WMAP* data.

Parameter	<i>WMAP</i>	+eCMB
Fit para		
$\Omega_b h^2$	0.02264 ± 0.00050	0.02229 ± 0.00037
$\Omega_c h^2$	0.1138 ± 0.0045	0.1126 ± 0.0035
Ω_Λ	0.721 ± 0.025	0.728 ± 0.019
$10^9 \Delta_{\mathcal{R}}^2$	2.41 ± 0.10	2.430 ± 0.084
n_s	0.972 ± 0.013	0.9646 ± 0.0098
τ	0.089 ± 0.014	0.084 ± 0.013
Derived p.		
t_0 (Gyr)	13.74 ± 0.11	13.742 ± 0.077
H_0 (km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$)	70.0 ± 2.2	70.5 ± 1.6
σ_8	0.821 ± 0.023	0.810 ± 0.017
Ω_b	0.0463 ± 0.0024	0.0449 ± 0.0018
Ω_c	0.233 ± 0.023	0.227 ± 0.017
z_{eq}	3265^{+106}_{-105}	3230 ± 81
z_{reion}	10.6 ± 1.1	10.3 ± 1.1

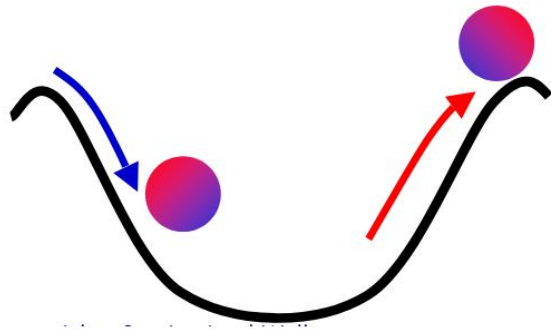
El espectro angular de potencias en más detalle



Efecto Sachs-Wolfe

Dada la expansión del Universo, los fotones entran a potenciales más profundos de los que salen. Esto introduce un redshift gravitacional

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{\delta v}{v} \sim \frac{\delta \Phi}{c^2}$$



Adicionalmente, hay una contribución producto del tiempo que demora el fotón en escapar por la dilación del tiempo dentro del potencial. El resultado es un *aumento* de la temperatura del orden de

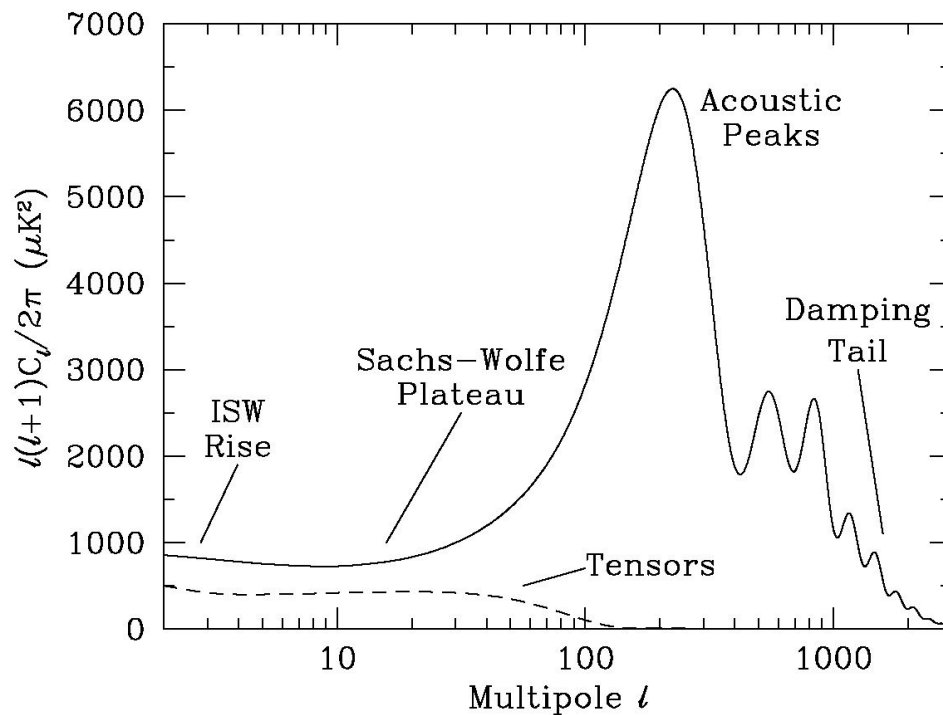
$$\frac{\delta T}{T} = -\frac{\delta z}{z} = \frac{\delta a}{a} = -\frac{2}{3} \frac{\delta \Phi}{c^2}$$

donde la última igualdad es válida para un universo Einstein-de Sitter (en el que $a \propto t^{2/3}$). De esta manera, el efecto Sachs-Wolfe tiene una amplitud

$$\frac{\delta T}{T} \sim \frac{1}{3} \frac{\delta \Phi}{c^2}$$

de manera que el efecto Sachs-Wolfe produce una baja de temperatura en la dirección de un potencial.

El espectro angular de potencias en más detalle

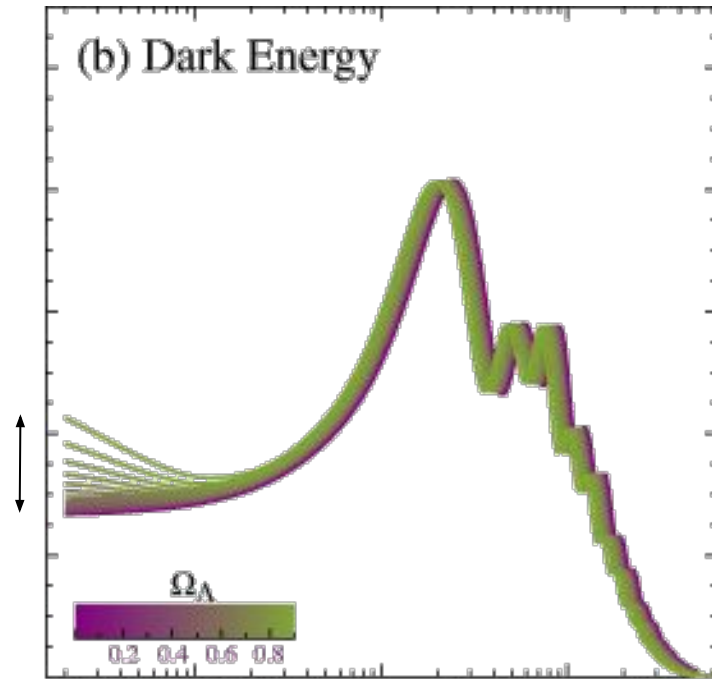


A escalas mayores al horizonte durante la superficie de última dispersión ($\theta \gtrsim 2^\circ$, $\ell \lesssim 100$), los eventos no están conectados causalmente, y por lo tanto las anisotropías que observamos son consecuencia directa de las condiciones durante el período inflacionario. Para un espectro de potencias de materia de Harrison-Zel'dovich ($n_s=1$, $P(k) \propto k$), la evolución de los potenciales gravitatorios es tal que el espectro de potencias del CMB resulta ser independiente del momento multipolar, $C_\ell \propto 1/[\ell(\ell+1)]$.

Este efecto existe cuando los potenciales gravitatorios cambian significativamente con el tiempo, lo que ocurre en dos regímenes:

- **Efecto Sachs-Wolfe temprano.** Durante la recombinación, cuando la densidad de energía de partículas relativistas era alta y éstas ya podían escapar de los potenciales.
- **Efecto Sachs-Wolfe tardío.** Cuando la densidad de energía es dominada por energía oscura, y la expansión del Universo es acelerada y el tiempo de cruce de un fotón en un potencial profundo es significativo.

El efecto SW es por lo tanto sensible particularmente a especies relativistas (e.g., neutrinos), a la energía oscura, y a la curvatura del espacio (porque ésta determina el camino que recorren los fotones).



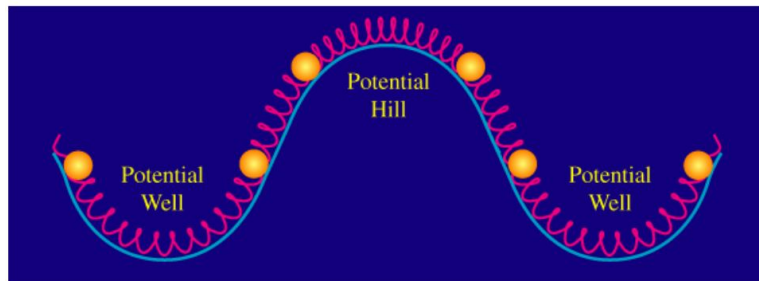
Oscilaciones acústicas

Las oscilaciones acústicas surgen por la interacción entre bariones y fotones mientras están acoplados:

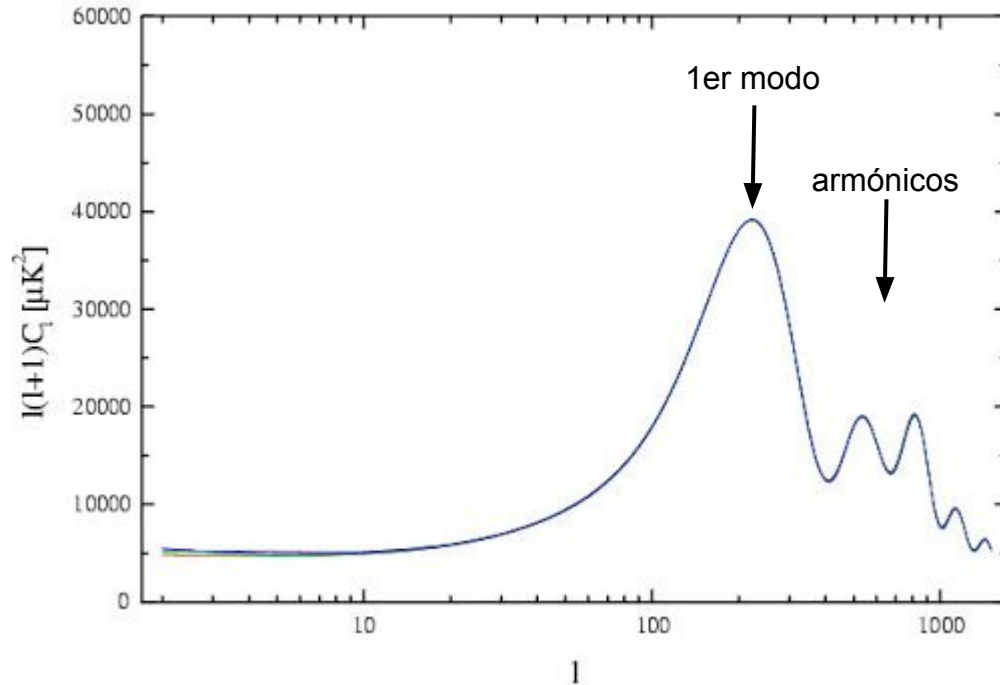
- Al caer al potencial, los bariones calientan el fluido barión-fotón
- La presión de radiación de los fotones resiste el colapso y expande el fluido, que se enfría

Este ciclo produce ondas de sonido en todas las escalas. Las ondas se congelan al momento de la recombinación, cuando los fotones se desacoplan de los bariones.

En el diagrama, las bolas equivalen a los bariones, y los resortes ejercen presión análoga a la de los fotones.



Crédito: Wayne Hu



Los picos impares corresponden a modos de compresión del fluido fotón-barión (cuando los fotones caen hacia el potencial)

Los picos pares corresponden a modos de rarefacción (la presión de radiación aleja a los fotones del mínimo del potencial)

Los modos 2 en adelante son armónicos del primero, por lo que ocurren en intervalos iguales en momento multipolar ℓ .

Picos armónicos

El primer pico armónico corresponde al primer modo de compresión, cuando la materia bariónica caía por primera vez hacia los potenciales. El ángulo subtendido corresponde a la distancia recorrida por el sonido hasta el momento de última dispersión,

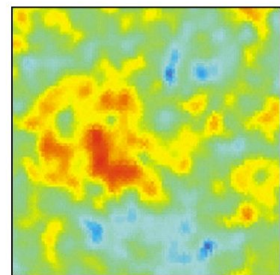
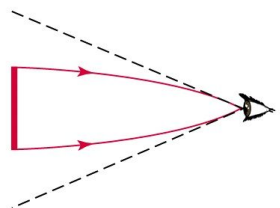
$$L_s(t_{\text{rec}}) = a(t_{\text{rec}}) \int_0^{t_{\text{rec}}} \frac{c_s dt}{a(t)} \quad c_s \approx \frac{c}{\sqrt{3}}$$
$$\approx 110 \left(\frac{0.7}{h} \right) \left(\frac{0.3}{\Omega_m} \right)^{1/2} \text{ kpc}$$

Esto permite calcular la distancia angular a la superficie de última dispersión, usando

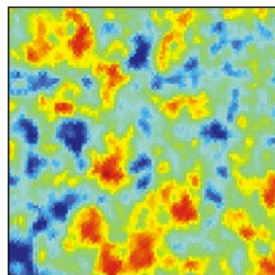
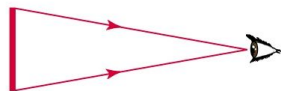
$$D_A(z) = L_s(z)/\theta$$

Por lo tanto el ángulo subtendido por el primer pico depende principalmente de la curvatura del espacio (la energía oscura sólo domina en tiempos tardíos).

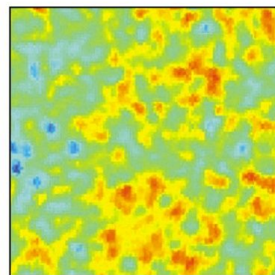
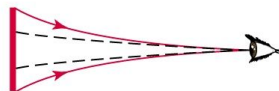
Efecto de curvatura



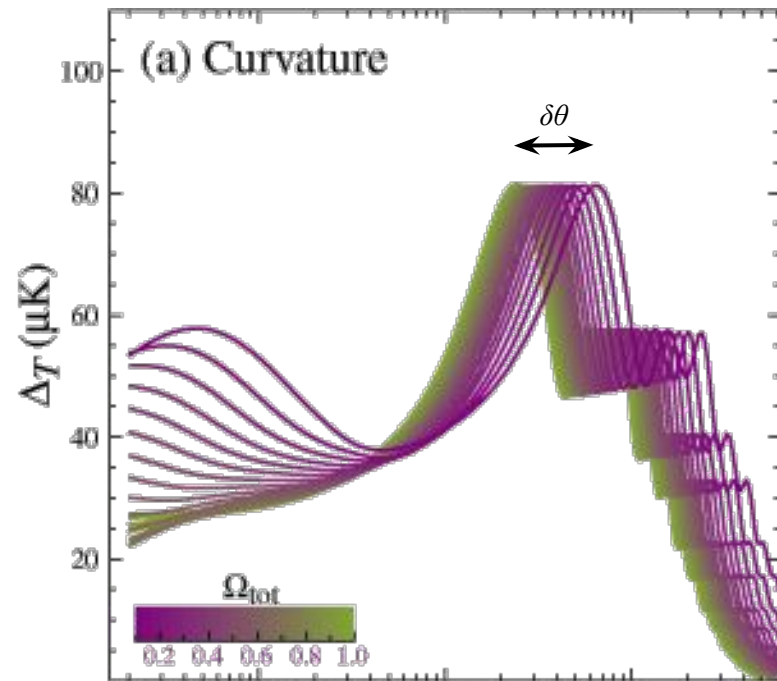
a If universe is closed, "hot spots" appear larger than actual size



b If universe is flat, "hot spots" appear actual size



c If universe is open, "hot spots" appear smaller than actual size

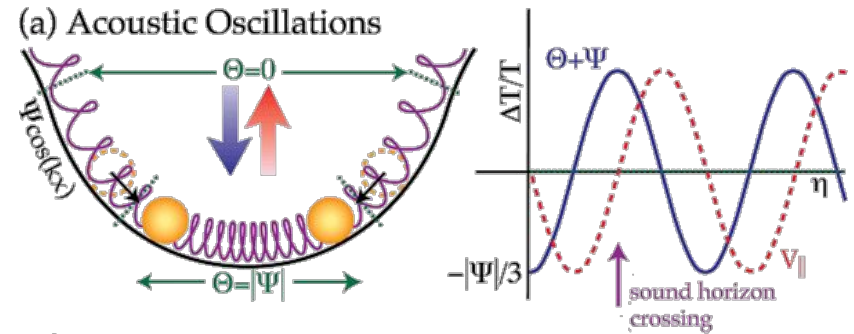


Crédito: Wayne Hu

Efecto Doppler:

Entre los momentos de máxima compresión y máxima rarefacción, las oscilaciones alcanzan una velocidad máxima, de manera que el efecto Doppler aumenta la temperatura del fluido.

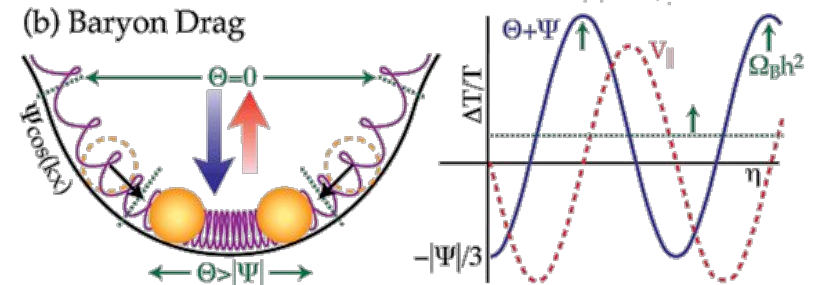
El resultado son fluctuaciones de temperatura con un desfase de 90° respecto de los picos acústicos.

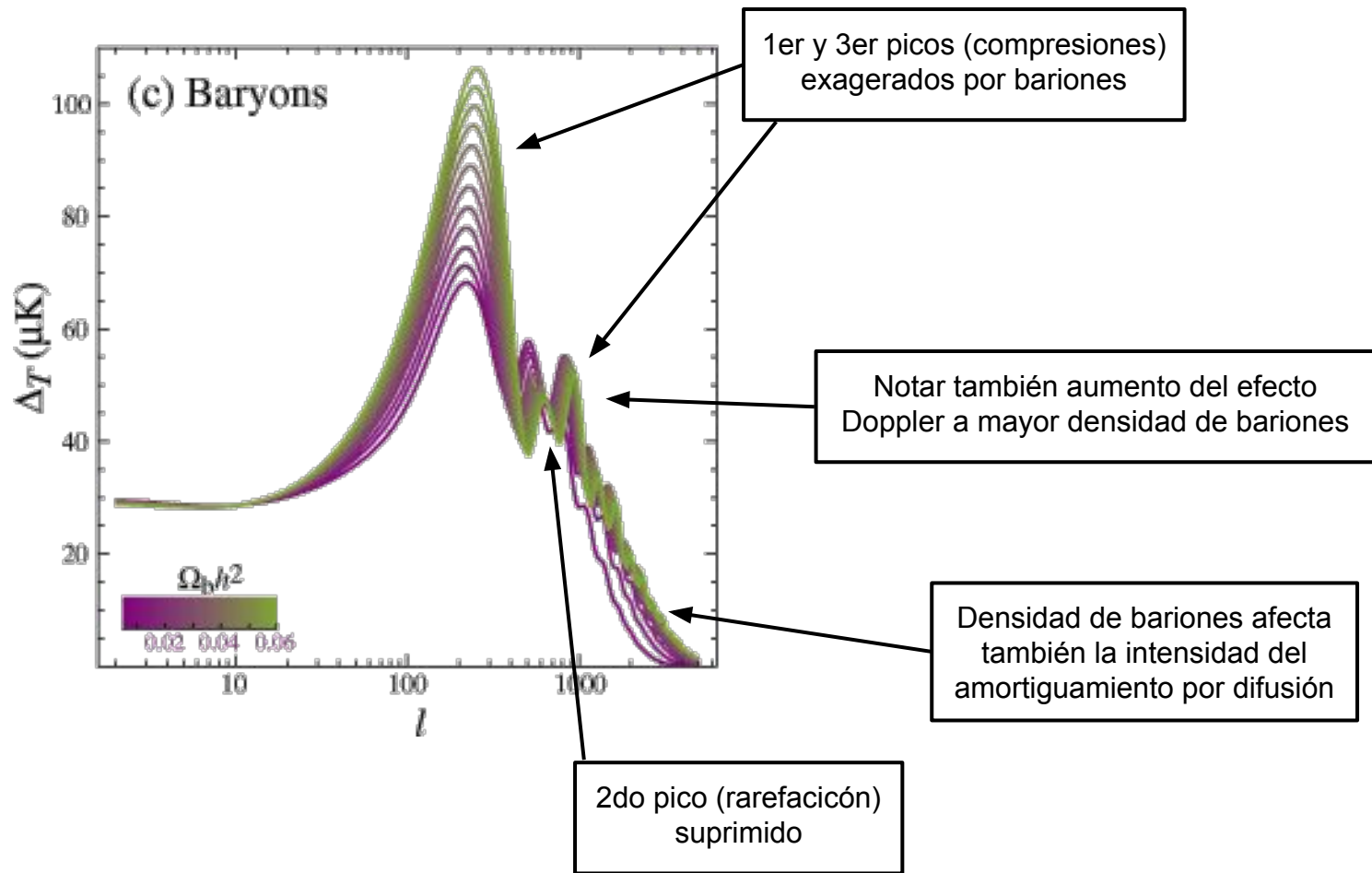


Arrastre por bariones:

Los bariones generan un tirón gravitacional adicional. Este tirón cambia el punto cero de las fluctuaciones de efecto Doppler.

La combinación de estos dos efectos genera una exageración de las crestas de temperatura (compresión) y una supresión de los valles (rarefacción).





Varianza cósmica

Nuestro Universo es sólo una realización de un campo Gaussiano aleatorio. A una escala l , hay $2l+1$ modos independientes disponibles,

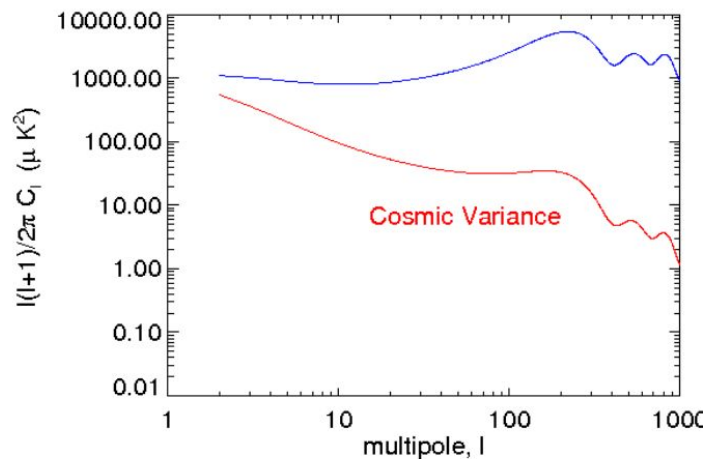
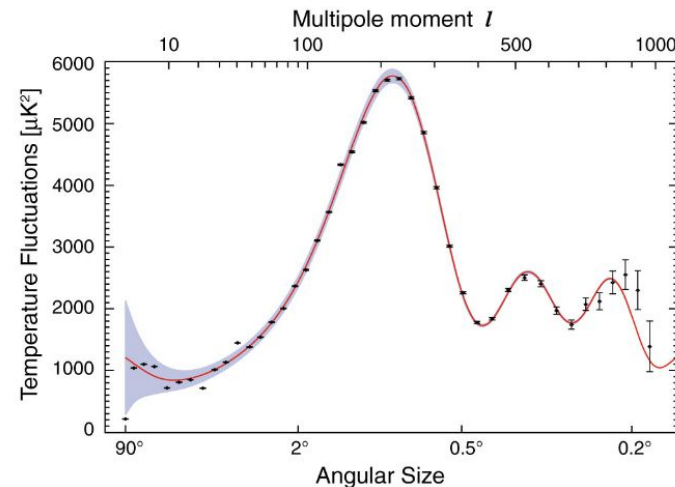
$$\Delta C_\ell = \sqrt{\frac{2}{2\ell+1}} C_\ell$$

de manera que en bandas de ancho $\Delta l \sim 1$ el error escala como l^{-1} .

Si solo se observa una fracción f_{sky} del cielo, entonces los errores aumentan en un factor $f_{\text{sky}}^{-1/2}$ y se le llama varianza de muestra ($f_{\text{sky}} \sim 0.65$ para Planck). Esta es

$$(\Delta \hat{C}_\ell)^2 = \frac{2}{(2\ell+1)f_{\text{sky}}^2(\ell)} (C_\ell + N_\ell)^2$$

Ruido instrumental



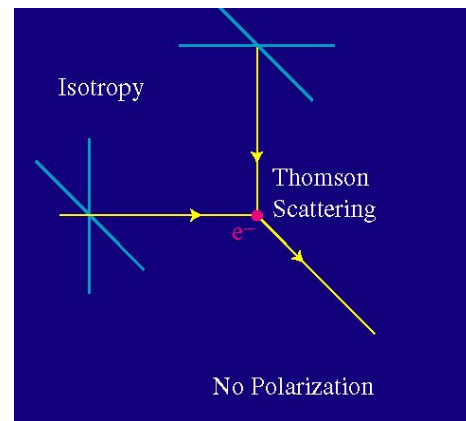
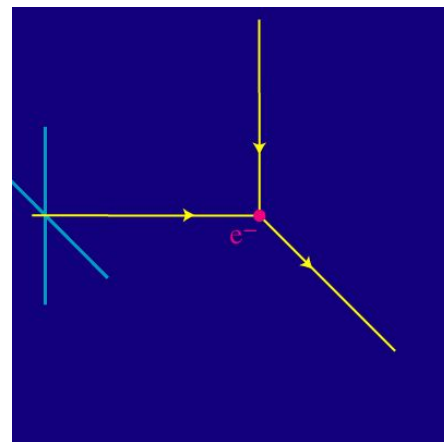
Polarización del CMB

Los fotones del CMB son polarizados por dispersión de Thomson, cuando el fotón es menos energético que la masa de la partícula.

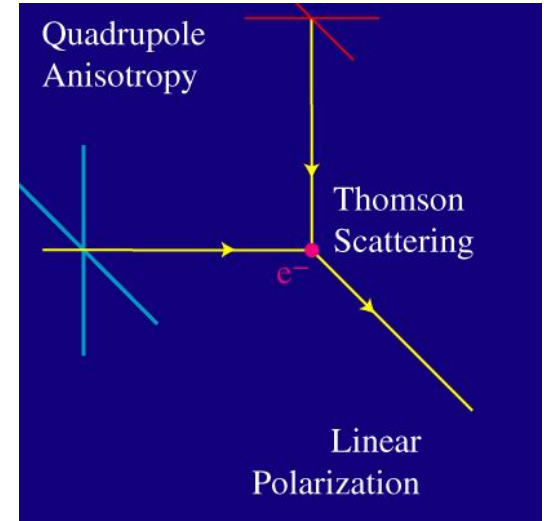
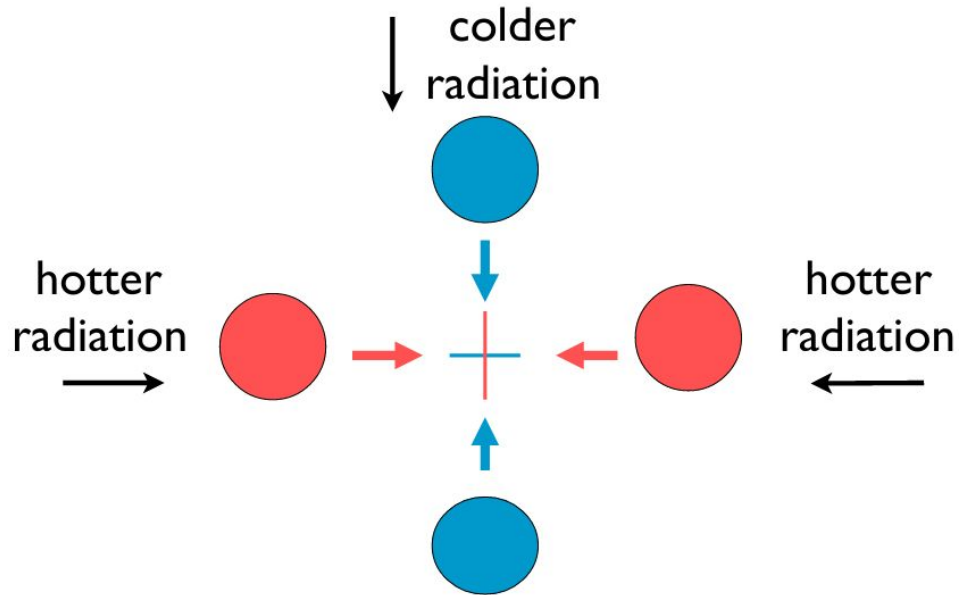
El fotón dispersado es polarizado en la dirección perpendicular a la dirección de dispersión.

Las anisotropías de temperatura generan anisotropías de polarización por dispersión de Thomson.

Abajo, el caso isotrópico, que no genera polarización neta.

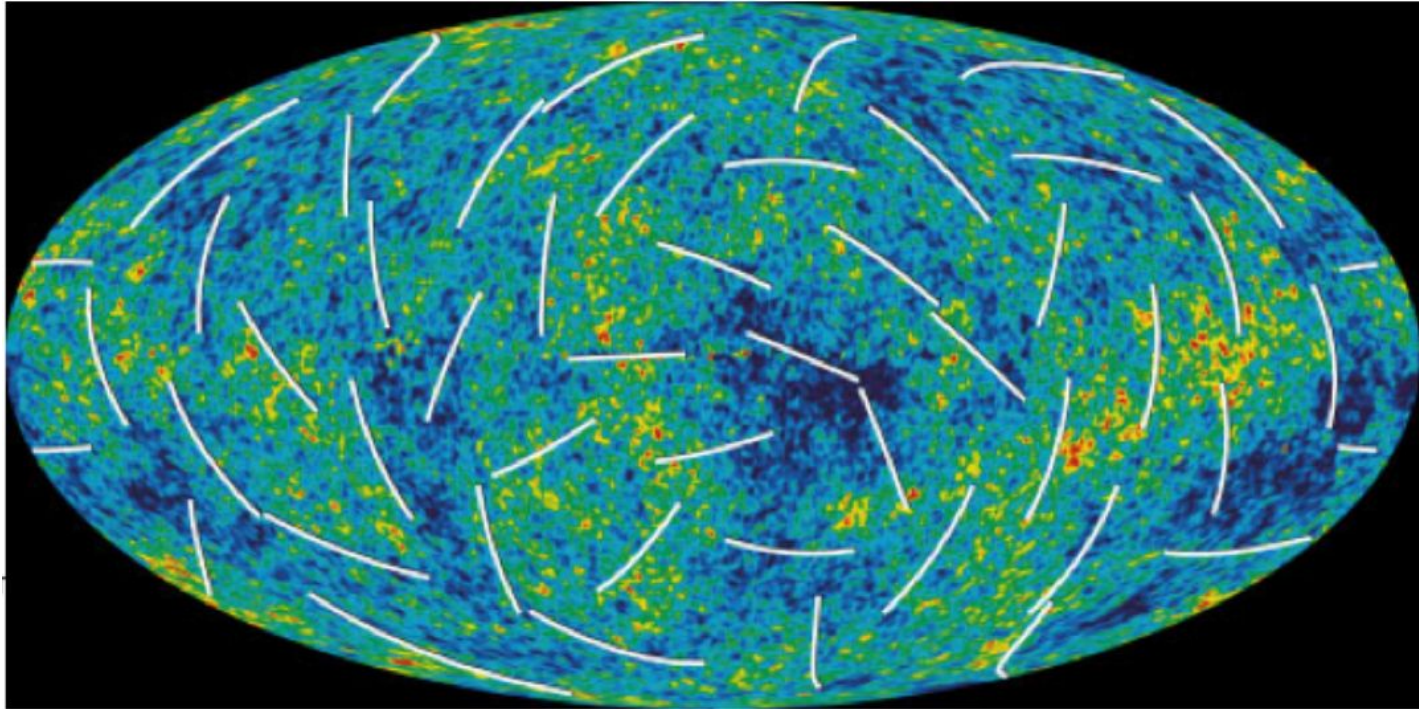


Solo si existe una anisotropía cuadripolar se genera polarización neta:



Crédito: Wayne Hu

Polarización del CMB según WMAP



La polarización se descompone usualmente en modos E, con

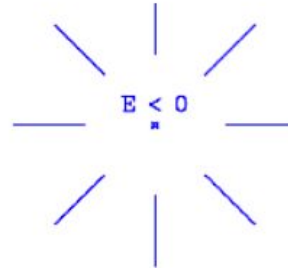
$$\nabla \times \mathbf{E} = 0$$

y modos B, con

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

que son generados por procesos que rompen esta simetría, como lentes gravitacionales, tanto por ondas gravitacionales producidas en el período inflacionario, como en el Universo tardío.

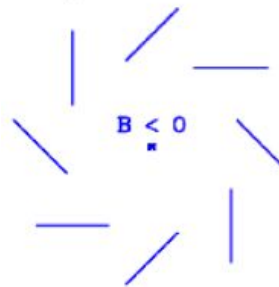
zona caliente



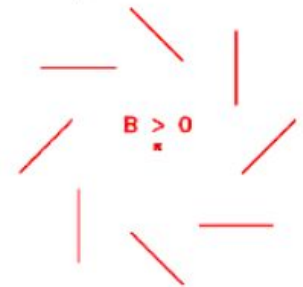
zona fría



$Q = 0$ $U < 0$



$Q = 0$ $U > 0$

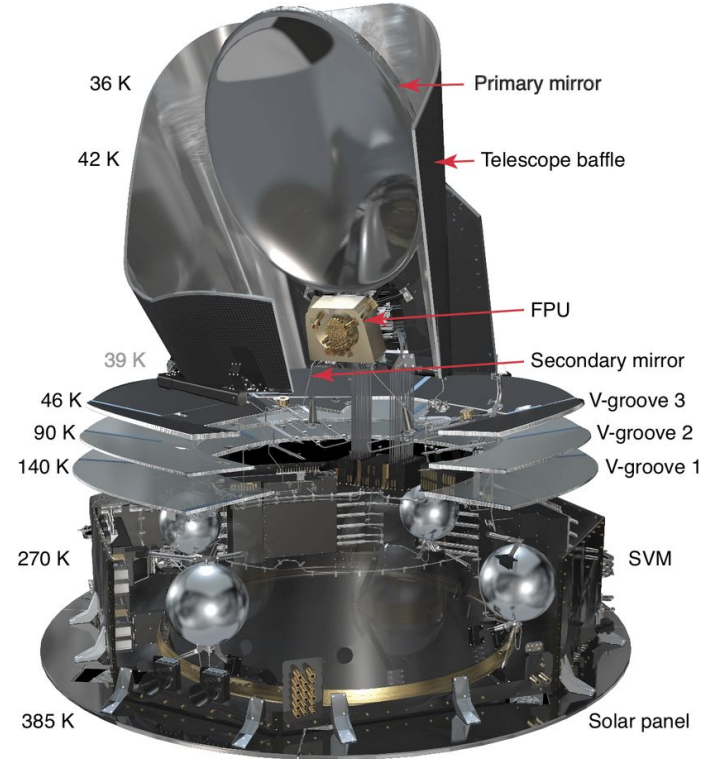


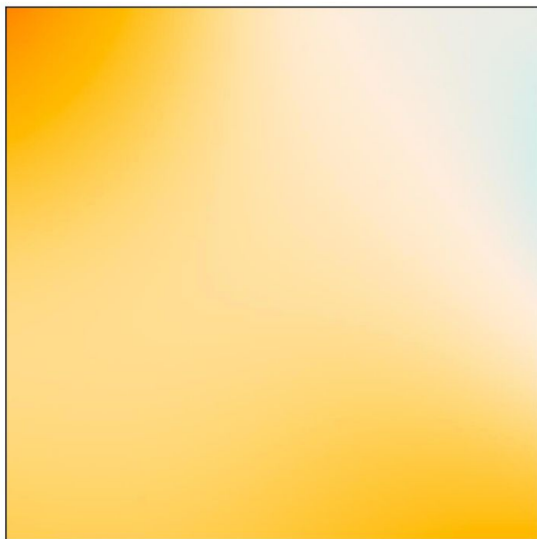
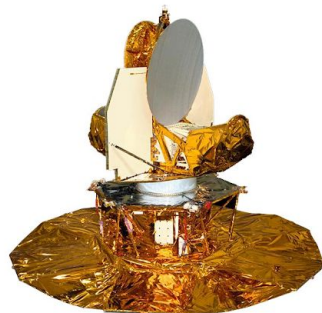
Experimentos actuales (incl. Planck)

Planck

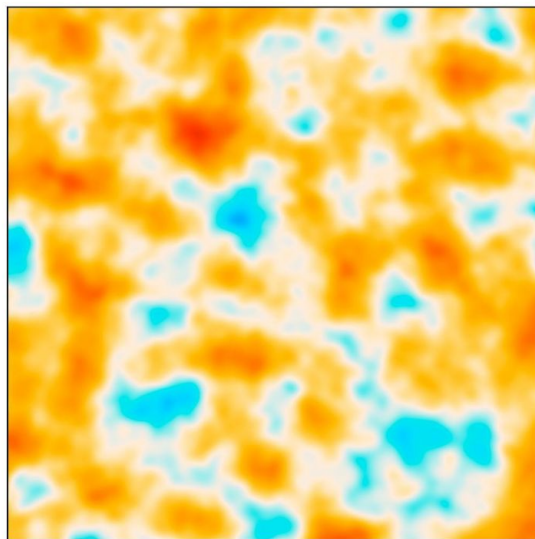
Luego de WMAP, la información contenida en las fluctuaciones de temperatura a escalas grandes estaba prácticamente saturada. El satélite Planck de la Agencia Espacial Europea buscaba explotar 1) escalas más pequeñas, que permiten acceder con más detalle a la información proporcionada por anisotropías secundarias, y 2) la polarización del CMB.

Lanzado en Mayo de 2009, Planck también observó desde L2 hasta el final de la misión, en Octubre de 2013, en 9 bandas entre 30 y 857 GHz, con resoluciones de 5 arcmin en la última y 33 arcmin en la primera.

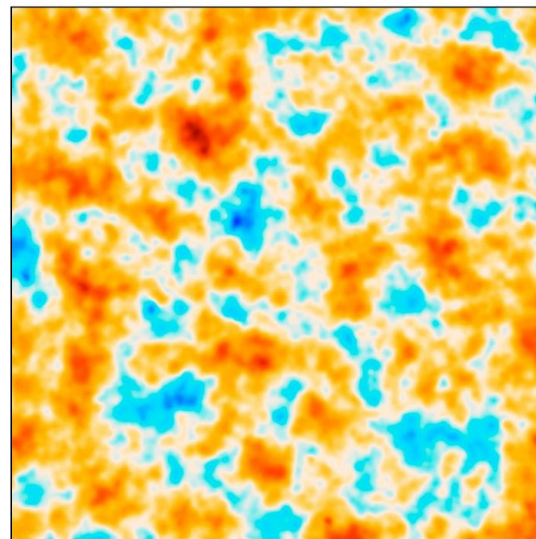




COBE

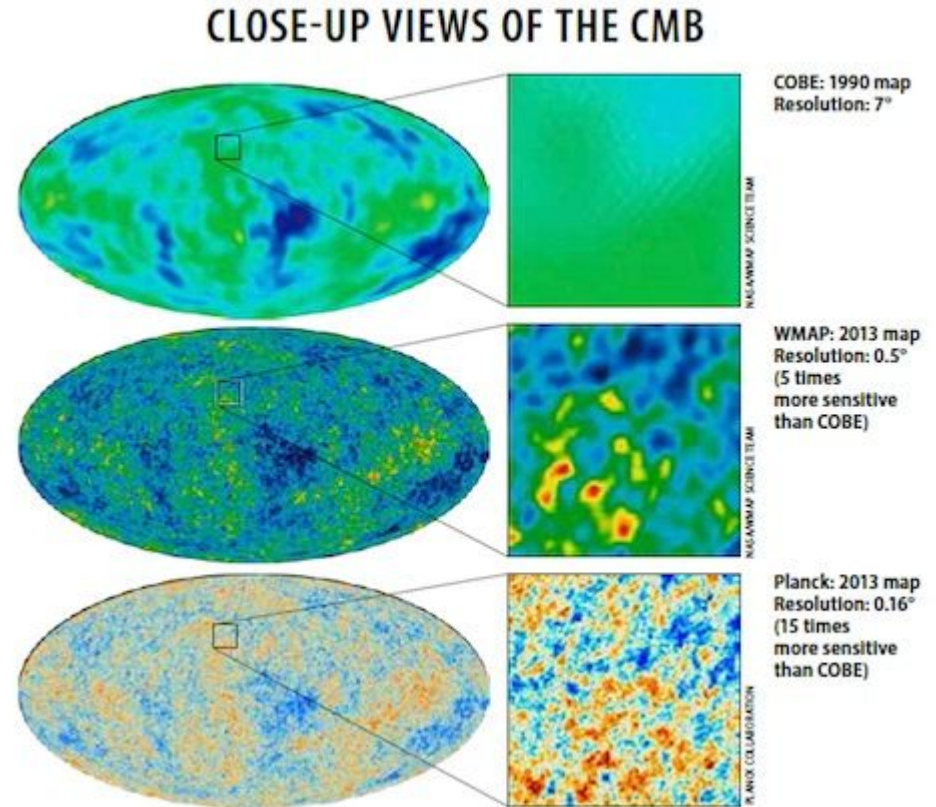


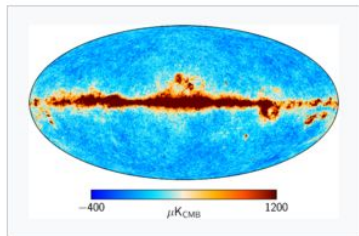
WMAP



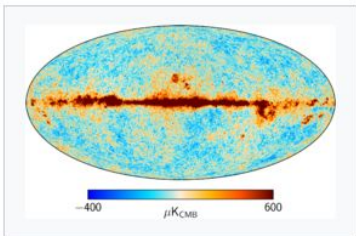
Planck

WMAP y Planck entregaron una visión muy detallada de las anisotropías en escalas cada vez más pequeñas, sin perder de vista las escalas más grandes.

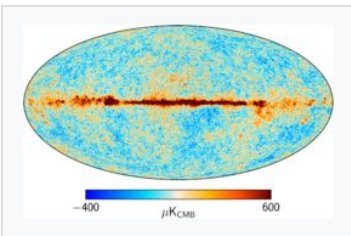




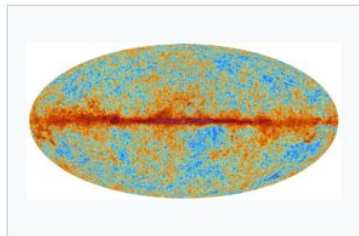
Full mission I , 30 GHz.



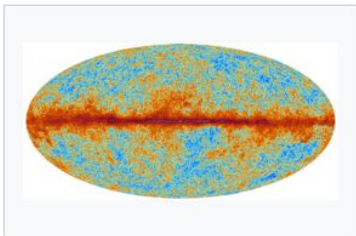
Full mission I , 44 GHz.



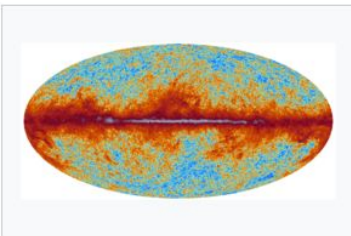
Full mission I , 70 GHz.



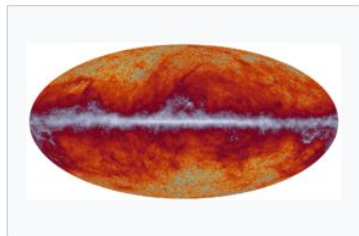
Full mission I , 100 GHz.



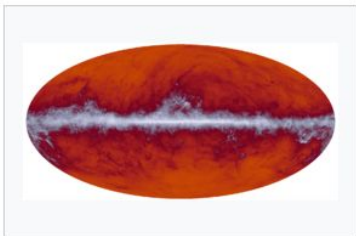
Full mission I , 143 GHz.



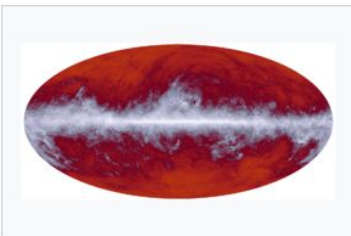
Full mission I , 217 GHz.



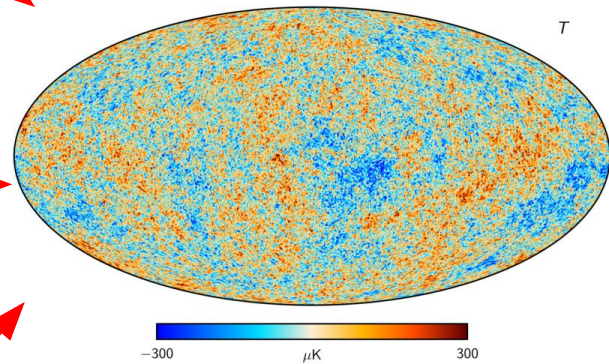
Full mission I , 353 GHz.



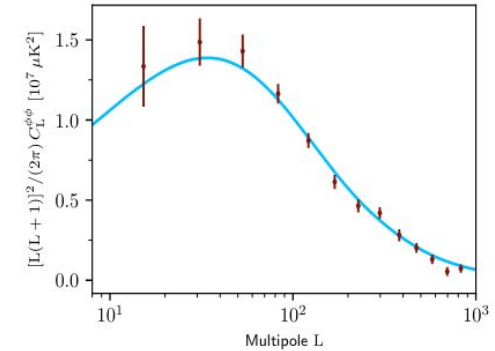
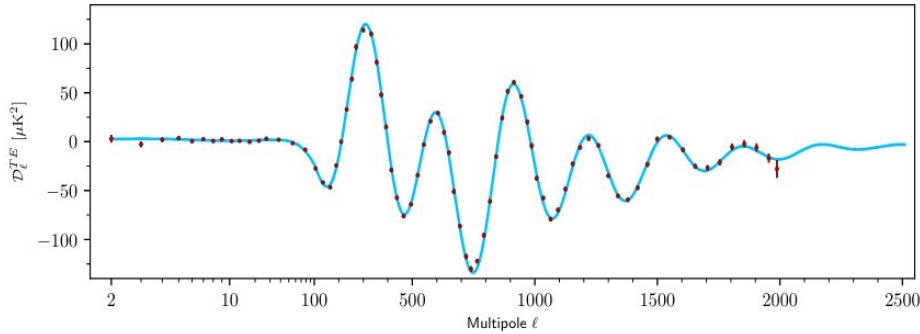
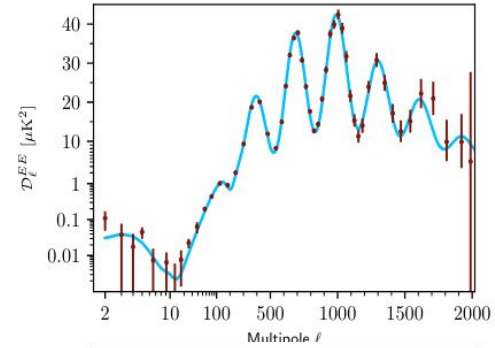
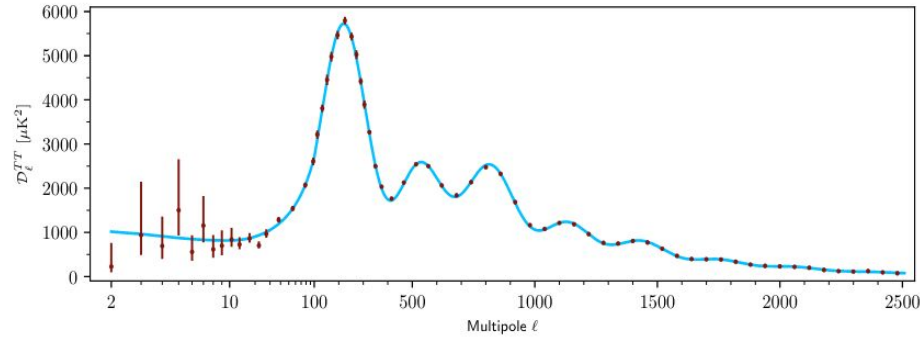
Full mission I , 545 GHz.



Full mission I , 857 GHz.



Después de Planck, no queda prácticamente nada por ver a escalas grandes.



Planck Col. (2018)

Referencias

- Hinshaw, G., et al., 2013. *Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Parameter Results*. [ApJS, 208, 19](#)
- Planck Collaboration, 2018. *Planck 2018 results. I. Overview and the cosmological legacy of Planck*. [arXiv:1807.06205](#)
- Spergel, D., et al., 2003. *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters*. [ApJS, 148, 175](#)