

Curso 2004/05
CIENCIAS Y TECNOLOGÍAS/12
I.S.B.N.: 84-7756-641-0

SILVIA FERNÁNDEZ CEREZO

**Emisión galáctica difusa y medida de anisotropías
en la radiación cósmica de microondas en escalas
angulares intermedias**

Directores

RAFAEL REBOLO LÓPEZ
CARLOS GUTIÉRREZ DE LA CRUZ



SOPORTES AUDIOVISUALES E INFORMÁTICOS
Serie Tesis Doctorales

*A Puri, a Fermín,
a Alejandro,
a Ángel.*

Agradecimientos

Aunque este sea la primera sección con la que se encuentre quien se disponga a leer u ojejar esta tesis, es la que he escrito en último lugar, y es por tanto el punto y final de esta 'aventura' que inicié años atrás. Han sido años de esfuerzo, de aprender mucho de ciencia y de la vida, de etapas alegres y otras no tanto. Y han sido muchas las personas que han contribuido a que este trabajo se haya concluido con éxito finalmente, y son ellas las protagonistas de esta sección.

Gracias en primer lugar al Instituto de Astrofísica de Canarias por haberme brindado la oportunidad de desarrollar mi tesis doctoral como astrofísica residente. He dispuesto de todos los medios técnicos necesarios para el desarrollo de mi trabajo, y de un entorno humano muy motivador y agradable. Gracias.

Gracias a Rafa, Carlos, Bob, Julio, Juan, Roger y Pedro. Algunos trabajaron en el diseño y primeros años de operación del instrumento con el que he realizado mi tesis doctoral, y con otros compartí el día a día de COSMOSOMAS. Sin vuestro trabajo esta tesis no existiría. Gracias en particular, a Rafa y a Carlos por la dirección y supervisión de este trabajo.

Gracias a José Alberto, compañero de grupo, despacho y además buen amigo. Gracias por tener siempre tiempo para explicarme aquellos conceptos básicos de estadística, programación y de la radiación de fondo que al principio se me tornaban oscuros.

Gracias a Jacques y a Guillaume, y a los otros miembros de su grupo en el College de France, por la acogida que me brindasteis en París, y por soportar mi francés. Colaborar con vosotros ha sido un placer. Merci beaucoup.

Gracias a Luigi, por estar siempre dispuesto a enviarme un cálculo, referencias o una explicación de todo lo que se me ocurriera preguntarte a cerca de las fuentes no resueltas. Gracias por estar pendiente durante todo este tiempo de la evolución de mi tesis y no dejar nunca de animarme.

Gracias a todos mis amigos 'Rs' y no 'Rs' que compartieron conmigo estos años en La Laguna: Ana, Chema, David Cristobal, Pablo, David Alcalde, Carolina, Nieves, Guaci, Nacho, Fayna... sin aquellas cenas, pateos, asaderos y reuniones donde poníamos a prueba nuestras dotes musicales estos años hubieran sido mucho más aburridos.

Gracias a mis padres, por vuestro apoyo constante y por haberme enseñado todas las cosas importantes que sé. Os he echado mucho de menos.

Y por último gracias a Ángel. Gracias por estar ahí siempre, en los buenos y en los malos momentos, incluso cuando mis decisiones no eran las más favorables para ti. Sin tu apoyo todo hubiera sido muchísimo más difícil.

Esta 'aventura' de la tesis doctoral se acaba... pero me llevo en la maleta un montón de experiencias y de conocimientos, que sin duda me ayudaran en los nuevos retos con los que me encuentre.

Muchas gracias a todos.

Zaragoza, 14 de Febrero de 2005

Resumen

Esta tesis está dedicada al estudio de la emisión galáctica difusa y las anisotropías de la radiación cósmica de microondas (RCM) por medio de las observaciones del experimento COSMOSOMAS. También se analizan estas emisiones en los mapas de WMAP, publicados tras el primer año de operación del satélite.

Se presentan los mapas de COSMOSOMAS a 12.7, 14.7 y 16.3 GHz obtenidos tras el agrupado de unos 100 días útiles de observación a cada frecuencia. Estos mapas contienen escalas angulares comprendidas entre $\sim 1^\circ$ y $\sim 4^\circ$, y cubren una región de ~ 9000 grados cuadrados que es completa en ascensión recta y con $\sim 30^\circ$ de cobertura en declinación. El nivel de ruido de estos mapas es de $\sim 63 \mu\text{K}$ por haz a 12.7 y 14.7 GHz, y de $\sim 120 \mu\text{K}$ por haz a 16.3 GHz.

El análisis de la señal galáctica difusa presente en los mapas de COSMOSOMAS y de WMAP se realiza mediante la correlación de estas observaciones con mapas trazadores de los distintos tipos de emisión galáctica difusa. Se han encontrado correlaciones positivas de los mapas de nuestro experimento con los mapas de emisión sincrotrón, H_α y del polvo galáctico. También se ha detectado señal en común entre los mapas de baja frecuencia de WMAP y los mapas de emisión sincrotrón y del polvo galáctico. La correlación existente con los mapas de emisión del polvo constituye una nueva detección de lo que se ha venido denominando emisión anómala (ya que a nuestras frecuencias de observación no se espera ninguna señal debida a la emisión bien conocida del polvo, la emisión vibracional). La intensidad de la emisión anómala aumenta desde las frecuencias de observación de WMAP a las de COSMOSOMAS, detectándose la máxima emisión en el canal de más alta frecuencia de COSMOSOMAS con una intensidad de $\sim 17 \mu\text{K}$. Dicha emisión cae fuertemente con la latitud galáctica.

Al correlar las observaciones de COSMOSOMAS con los distintos canales de WMAP, se encuentra una señal común a ambos experimentos cuya intensidad cae suavemente con la frecuencia del canal de WMAP. La señal correlada con los canales de más alta frecuencia de WMAP es de $31.1 \mu\text{K}$ a 12.7 GHz, de $25.0 \mu\text{K}$ a 14.7 GHz y de $33.7 \mu\text{K}$ a 16.3 GHz, potencia compatible con la esperada para las anisotropías de la RCM, $\sim 30 \mu\text{K}$, cuando se consideran las incertidumbres de nuestras medidas. La mayor intensidad de la señal correlada en los canales de más baja frecuencia de WMAP se debe a la presencia de contaminación galáctica y extra-galáctica.

La aplicación de la técnica *Multi-Detector Multi-Component Spectral Matching* (MDMC) ha permitido realizar la separación de componentes en los mapas de COSMOSOMAS y WMAP. Con esta técnica se ha logrado identificar la componente de las anisotropías de la RCM, una componente de ruido común a los tres canales de nuestro experimento, que posiblemente sea de origen atmosférico, y una componente que es una mezcla de diferentes tipos de emisión galáctica.

Summary

This thesis is dedicated to the study of the diffuse galactic emission and the anisotropies in the cosmic microwave background radiation (CMB). We analyse these emissions in the COSMOSOMAS data and the WMAP maps released after the first year of the satellite mission.

We present the COSMOSOMAS maps at 12.7, 14.7 and 16.3 GHz obtained by the addition of ~ 100 days of good observations at each frequency. These maps contain angular scales from $\sim 1^\circ$ to $\sim 4^\circ$. The region observed by COSMOSOMAS is complete in right ascension and it covers $\sim 30^\circ$ in declination, covering ~ 9000 squares degrees of the sky. These maps have a sensitivity of $\sim 63 \mu\text{K}/\text{beam}$ at 12.7 y 14.7 GHz, and $\sim 120 \mu\text{K}/\text{beam}$ at 16.3 GHz.

The analysis of the diffuse galactic emission in the COSMOSOMAS and WMAP data is performed by the correlation of these data with templates of the different types of emissions. We have found positive correlations between the COSMOSOMAS and the synchrotron, H_α and dust emission templates. These correlations are also found when we correlate the low frequency WMAP channels with the synchrotron and dust emission templates. The signal correlated with the dust emission template is a detection of what is usually called the anomalous emission (the emission produced by the vibrational dust is not expected at the COSMOSOMAS and WMAP observation frequencies). The power of the anomalous emission increase from the WMAP to the COSMOSOMAS frequencies, reaching a maximum at 16.7 GHz with a power of $\sim 17 \mu\text{K}$. Its intensity decrease rapidly with the galactic latitude.

When we correlate the COSMOSOMAS data with the WMAP data, we find a signal in common whose intensity decrease with the WMAP frequency channel. The signal in common with the highest WMAP frequency map has a power of $31.1 \mu\text{K}$ at 12.7 GHz, $25.0 \mu\text{K}$ at 14.7 GHz and $33.7 \mu\text{K}$ at 16.3 GHz, compatible with the expected level for the CMB anisotropies signal when we evaluate the uncertainties of our data. The frequency dependence of the correlated signal is due to the galactic and extra-galactic foregrounds, whose intensity decrease with the observation frequency.

We have applied the *Multi-Detector Multi-Component Spectral Matching* (MDMC) technique to perform the component separation in the COSMOSOMAS and WMAP maps. With this technique we have identified the CMB anisotropy component, a noise component in the COSMOSOMAS data that may be produced by the atmospheric emission and a mixing component of different types of galactic emission.

Índice

Agradecimientos	v
Resumen	VII
Summary	IX
1. Radiación de Fondo, Emisión Galáctica y Extra-Galáctica en Microondas	1
1.1. Marco teórico	1
1.1.1. El modelo cosmológico estándar	1
1.1.2. Formación de estructuras	4
1.2. La radiación de fondo cósmica de microondas	6
1.2.1. Origen de la RCM en el modelo cosmológico estándar	6
1.2.2. Anisotropías en la RCM	7
1.2.3. Observables de las anisotropías de la RCM	12
1.2.4. Polarización de la RCM	13
1.3. Emisión galáctica y extra-galáctica en microondas	15
1.3.1. Emisión Galáctica	15
1.3.2. Emisión Extra-Galáctica	23
2. Observación de las Anisotropías en la RCM	27
2.1. Fuentes de error en la medida de las anisotropías en la RCM	27
2.1.1. La atmósfera y las observaciones en radioastronomía	27
2.1.2. Lóbulos secundarios. Emisión terrestre	30
2.1.3. Ruido instrumental	30
2.1.4. Temperatura de sistema	32
2.2. Situación experimental	34
2.2.1. Primeros experimentos	34
2.2.2. Resultados recientes	34
2.2.3. OT - IAC y la medida de anisotropías en la RCM	36
2.3. Objetivos de la tesis	42
3. COSMOSOMAS	45
3.1. Descripción instrumental	45
3.1.1. Sistema óptico	45

3.1.2. Apuntado	48
3.1.3. Receptores	49
3.2. Sistema de adquisición de datos	52
3.3. Sensibilidad teórica	54
3.4. Modulación atmosférica	56
3.5. Primeras etapas del procesado de los datos	61
3.5.1. Reconstrucción de los ciclos	61
3.5.2. Eliminación de efectos sistemáticos	61
3.5.3. Inspección de los datos	65
3.5.4. Determinación de los parámetros de apuntado	65
3.6. Construcción de mapas	69
3.6.1. Generación de mapas diarios	69
3.6.2. Construcción de mapas acumulados	71
3.7. Calibración	71
4. Observaciones y Mapas	77
4.1. Observaciones	77
4.2. Mapas	77
4.3. Fuentes puntuales	81
4.4. Función ventana	85
4.5. Análisis del ruido	87
4.5.1. Incertidumbre por pixel vs RMS	87
4.5.2. Nivel de ruido teórico vs observado	87
4.5.3. Funciones de correlación de los mapas	88
4.5.4. Propiedades del ruido	91
5. Emisión difusa y RCM en COSMOSOMAS	95
5.1. Técnica de correlación	95
5.1.1. Aplicación I	95
5.1.2. Aplicación II	97
5.1.3. Estimación de las incertidumbres	97
5.2. Filtrado de los mapas	98
5.3. Mapas de referencia	100
5.3.1. Mapas de las componentes galácticas	101
5.3.2. Mapas de WMAP	102
5.4. Emisión galáctica en COSMOSOMAS y WMAP	108
5.4.1. Señal correlada con 408 MHz	108
5.4.2. Señal correlada con 1420 MHz	108
5.4.3. Señal correlada con H _α	110
5.4.4. Señal correlada con DIRBE: 100, 140 y 240 μm	110
5.4.5. Correlaciones entre los mapas de referencia	113
5.5. Emisión extra-galáctica en COSMOSOMAS	116
5.5.1. Estimación a partir de modelos teóricos	116
5.6. Señal común entre COSMOSOMAS y WMAP	117
5.7. Resumen de los resultados	124

6. Separación de Componentes	125
6.1. La técnica: <i>Multi-Detector Multi-Component spectral matching</i>	125
6.1.1. Fundamentos	125
6.1.2. MDMC en la práctica	127
6.1.3. Cálculo de los errores	128
6.1.4. Mejoras de la técnica	129
6.1.5. Aplicaciones de MDMC	130
6.2. Métodos de separación de componentes lineales	130
6.3. Aplicación de la técnica MDMC a COSMOSOMAS	131
6.3.1. Procedimiento	131
6.3.2. MDMC sobre COSMOSOMAS y WMAP	132
6.4. Mapas de componentes	137
7. Conclusiones	143
A. Modelo de emisión atmosférica	147
B. Simulaciones	149
B.1. Generación de una realización de Universo	149
B.2. Efecto del haz	150
B.3. Simulación básica de COSMOSOMAS	152
C. Estudio de la función ventana	155
C.1. Escalas angulares asociadas a cada armónico de un ciclo	156
C.1.1. Estimación analítica	156
C.1.2. Estimación a partir de simulaciones	158
C.2. Efecto de la eliminación de la modulación diaria	161
C.3. Pérdida de potencia global	162
D. Máxima Verosimilitud	165
D.1. Fundamentos	165
D.2. Implementación de la Máxima Verosimilitud en COSMOSOMAS	167
Referencias	171

1

Radiación de Fondo, Emisión Galáctica y Extra-Galáctica en Microondas

La radiación de fondo cósmica de microondas (RCM) se ha considerado, desde su descubrimiento por Penzias & Wilson (1965), como una de las pruebas más fuertes a favor del modelo cosmológico del *Big-Bang*. Además, la medida de las pequeñas anisotropías presentes en ella y de su débil polarización, permiten imponer fuertes restricciones a los parámetros de los que dependen los principales modelos cosmológicos y de formación de estructuras en el Universo. Por todo ello, el estudio observacional de la RCM se considera una de las herramientas más potentes de la cosmología moderna.

La observación de las anisotropías y la polarización de la RCM presenta grandes dificultades, debido a la debilidad de las mismas y a que a las frecuencias típicas de observación de la RCM existen otras emisiones de origen galáctico y extra-galáctico que dificultan su detección. Además si el experimento se sitúa en la superficie terrestre, existe una complicación adicional: la emisión de la atmósfera.

A continuación se presenta un breve resumen de las bases del modelo cosmológico estándar y de los modelos de formación de estructuras, mostrando como dentro de este paradigma se explica la existencia de la RCM, de sus anisotropías y de su polarización. Le sigue una revisión de las emisiones de origen galáctico y extra-galáctico que se superponen a la señal de la RCM.

1.1. Marco teórico

1.1.1. El modelo cosmológico estándar

El modelo cosmológico estándar, se apoya en la Teoría General de la Relatividad y en una serie de hipótesis (véase por ejemplo Weinberg 1972):

- Homogeneidad del espacio: Todos los puntos del espacio son equivalentes y las leyes de la física son las mismas en todos ellos. Esta homogeneidad se aplica en escalas angulares mayores que las de los cúmulos de galaxias y supercúmulos, es decir, mayores que algunos cientos de megaparsecs.

- Isotropía del espacio. No existe una dirección del espacio privilegiada (de nuevo esto se refiere a grandes escalas).

Las dos hipótesis anteriores forman el denominado *principio cosmológico*.

- Fluido perfecto. La materia del Universo puede describirse como un fluido perfecto, y por tanto sus propiedades quedan determinadas por su densidad, ρ , y su presión, p .

Los modelos del Universo que satisfacen estas condiciones se denominan modelos de Friedmann-Lemaître y tienen muchas propiedades en común. Quedan determinados por tres parámetros, tomándose en general: la constante de Hubble, H_0 , que indica el ritmo de expansión actual del Universo; el parámetro de densidad, Ω , que mide la densidad de materia del Universo en la actualidad; y la constante cosmológica, Λ . El subíndice cero denota cantidades evaluadas en el tiempo actual.

La métrica del espacio-tiempo

El principio cosmológico implica que la métrica del espacio-tiempo se puede escribir de una manera muy general, denominada métrica de Robertson-Walker (RW), que en el sistema de coordenadas comóviles toma la forma:

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right]. \quad (1.1)$$

En este sistema de coordenadas, los valores de las coordenadas espaciales r , θ y ϕ de cualquier punto del espacio-tiempo (y por tanto de cualquier objeto situado en ese punto) son constantes.

El parámetro de curvatura, k , puede tomar sólo tres valores 1, 0, y -1 . Su signo determina la curvatura del espacio, que es constante en todo punto. La función $R(t)$, llamada el factor de escala, describe la forma en la que el espacio crece a lo largo del tiempo. Los diferentes modelos basados en el principio cosmológico y que utilizan la relatividad general, se diferencian en los valores que asignan a k y a $R(t)$, los cuales se pueden expresar en función de H_0 , Ω y Λ .

Ecuaciones de Friedmann-Lemaître

Suponiendo un espacio homogéneo e isótropo, las ecuaciones de Einstein toman la forma

$$\frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi}{3}G(\rho + 3p) + \frac{2}{3}\Lambda, \quad (1.2)$$

$$\frac{\dot{R}^2}{R^2} = \frac{8\pi}{3}G\rho - \frac{k}{R^2} + \frac{\Lambda}{3}, \quad (1.3)$$

donde G es la constante de gravitación universal, ρ es la densidad media y p la presión. En estas ecuaciones se ha tomado la velocidad de la luz, c , como unidad.

Las observaciones actuales indican que el Universo está en expansión, y por tanto $R(t)$ está aumentando. Si se verifica que $\rho + 3p > 0$ y $\Lambda \geq 0$, entonces la derivada segunda de $R(t)$ es siempre negativa, y en consecuencia si $R(t)$ está aumentando en la actualidad, lo

habrá hecho siempre (salvo que las leyes de la física que utilizamos no fueran válidas en otro tiempo), es decir se habrá expandido en el pasado, lo hará en el presente y en el futuro. Esto nos lleva a que $R(t)$ debió ser extremadamente pequeña en tiempos pasados, existiendo un tiempo en el que $R(t_0) = 0$. Los modelos que están de acuerdo con estas afirmaciones son los denominados modelos de *Big-Bang*.

A partir de las ecuaciones 1.2 y 1.3 se puede obtener una ecuación de conservación de la energía

$$\frac{d}{dt}(\rho R^3) = -p \frac{d}{dt}(R^3). \quad (1.4)$$

Para resolverlas necesitamos conocer como varían a lo largo del tiempo ρ y p . En los modelos cosmológicos estándares el contenido del Universo se expresa como una combinación de materia y radiación $\rho = \rho_m + \rho_r$. Se sabe que la densidad de materia (no relativista), ρ_m , y de radiación, ρ_r , varían con R^{-3} y R^{-4} respectivamente. Así que sólo hace falta conocer sus valores actuales para evaluar los que tenían en cualquier tiempo pasado.

Sustituyendo en la ecuación 1.3 los parámetros cosmológicos

$$H = \frac{\dot{R}}{R} \quad \Omega = \frac{8\pi G\rho}{3H^2} \quad \lambda = \frac{\Lambda}{3H^2} \quad \alpha = \frac{k}{H^2 R^2}, \quad (1.5)$$

se tiene que dicha ecuación es equivalente a $\alpha = \Omega + \lambda - 1$.

Predicciones del modelo estándar

Algunas de las predicciones del modelo estándar se han podido verificar mediante observaciones. Estas son:

- La observación de desplazamientos al rojo en galaxias. En galaxias cercanas, dentro de la precisión de las observaciones, los desplazamientos al rojo son proporcionales a su distancia.
- El acuerdo entre las abundancias de helio, deuterio y litio predichos por la nucleosíntesis primordial y las observadas.
- La verificación experimental de la predicción de los modelos de *Big-Bang* de que sólo pueden existir tres especies de neutrinos.
- La existencia de la RCM y las propiedades de la misma.

Aunque estos modelos basados en fundamentos sencillos dan una descripción bastante buena del Universo, no dan una descripción completa. Su mayor deficiencia es la dificultad de explicar los detalles de cómo se formaron las galaxias, las grandes estructuras y las propiedades de las estructuras observadas en pequeñas escalas. Para dar respuesta a esta pregunta se han formulado modelos de formación de estructuras.

1.1.2. Formación de estructuras

Los modelos más aceptados de formación de estructuras suponen que en cierto momento de la evolución del Universo se generaron pequeñas perturbaciones que por inestabilidad gravitatoria se desarrollaron hasta dar lugar al Universo que observamos actualmente (para una revisión de estos modelos, véase por ejemplo Dekel & Ostriker 1999).

Fluctuaciones Iniciales

Las características de las primeras fluctuaciones que se generaron en el Universo son importantes, pues determinan su desarrollo posterior. Muchos modelos cosmológicos difieren en las propiedades de las fluctuaciones iniciales, además de en los parámetros cosmológicos (H_0 , Ω y Λ).

Las principales características en las que pueden diferir unos y otros tipos de fluctuaciones son:

- El momento de la evolución de Universo en el que se generaron las fluctuaciones.
- Su naturaleza adiabática o de isocurvatura, que determina la forma en que afectan a la materia y a la radiación electromagnética.
- La naturaleza de la materia:
 - Materia bariónica.
 - Materia oscura fría (CDM). La mayor parte de esta componente no estaría constituida principalmente de protones o neutrones, si no por partículas aún desconocidas. Dichas partículas deben interaccionar débilmente con la materia ordinaria y con la radiación electromagnética. Como su nombre indica, debe tener una temperatura baja.
 - Materia oscura caliente (HDM). Está constituida por materia no bariónica. La CDM y la HDM se diferencian en su distribución de velocidad, a la HDM le corresponde una mayor temperatura.
- La estadística de las fluctuaciones que puede corresponderse con una estadística Gaussiana o no Gaussiana.
- El espectro de las fluctuaciones. Si la estadística de las fluctuaciones es Gaussiana, el espectro de potencias de las fluctuaciones contiene toda la información estadística sobre las mismas.
- La potencia inicial de las fluctuaciones. Este nivel suele ajustarse a partir de las observaciones, eligiendo una determinada normalización.

Evolución de las fluctuaciones

La formación de estructuras a gran escala es un proceso físico complejo, en el que se pueden distinguir las siguientes etapas:

1. Generación de las fluctuaciones iniciales.
2. Crecimiento relativista de las fluctuaciones.
3. Amplificación (*freezing out*) o un posible amortiguamiento (*damping*) de las fluctuaciones.
4. Generación de la RCM.
5. Colapso lineal de las fluctuaciones.
6. Colapso no lineal de las fluctuaciones.
7. Condensación y formación de los objetos actuales.

Inflación y las fluctuaciones primordiales

La existencia de un periodo inflacionario en la evolución del Universo, surge en el desarrollo de las teorías de gran unificación (GUT). Guth (1981), entre otros, derivó las consecuencias cosmológicas de la inflación. La característica común a todos los modelos inflacionarios es que el Universo habría estado dominado en un pequeño periodo de su historia por la llamada energía del vacío, que tiene por ecuación de estado $p = -\rho$. Por tanto, no se habría producido ninguna pérdida de energía durante la expansión inflacionaria. El efecto de la energía del vacío es el mismo que el de una constante cosmológica $\Lambda = 8\pi G \rho_{vacío}$. La naturaleza de esta energía se desconoce.

Si esta energía se puede considerar como una fuente de gravedad y si ha dominado la dinámica del Universo en alguna etapa de su evolución, debe haber generado una expansión exponencial del Universo, o inflación. La solución de las ecuaciones de Friedmann en estas condiciones, da lugar a $R(t) \propto e^{Ht}$, con H la constante de Hubble manteniéndose constante hasta el final del periodo inflacionario. En general, se cree que la inflación habría comenzado tras un periodo de $\sim 10^{-34}$ s de duración, que podría ser descrito por los modelos de Friedmann-Lemaître, hasta que se alcanzara una temperatura $\sim 10^{27}$ K, momento en el que se iniciaría la inflación. El periodo inflacionario duraría unos 10^{-32} s. Finalizada esta etapa, la expansión clásica habría continuado hasta nuestros días.

Durante la etapa inflacionaria se debieron producir fluctuaciones cuánticas del vacío. Estas fluctuaciones habrían tenido lugar en escalas microscópicas, pero la expansión exponencial inflacionaria las habría amplificado hasta escalas astronómicas. Como estas fluctuaciones se producen en todo momento durante la inflación, la amplificación que habrán sufrido variará desde cero (para las fluctuaciones producidas al final de la inflación), hasta el factor de escala (en el caso de las fluctuaciones producidas al principio). Como resultado se debería tener un espectro de fluctuaciones en todas las escalas angulares. Una de las predicciones de los modelos inflacionarios es la generación de un espectro de fluctuaciones independientes de la escala, lo que está favorecido por muchos modelos de formación de estructuras. Dicho espectro se denomina espectro de Harrison-Zel'dovich.

1.2. La radiación de fondo cósmica de microondas

Veamos ahora cómo se generó la RCM, y cuáles son sus principales propiedades. Como esta tesis se encuadra dentro del estudio de las anisotropías de la RCM, se describirán los procesos que dieron lugar a la aparición de estas distorsiones y los observables mediante los cuales podemos comparar las predicciones teóricas y las observaciones. Para una descripción más detallada véanse, por ejemplo, Lachièze-Rey & Gunzig (1999), o Hu & Dodelson (2002).

1.2.1. Origen de la RCM en el modelo cosmológico estándar

El Universo temprano

El Universo temprano (aquel existente antes de la generación de la RCM) era un Universo caliente y denso, en el que aún no había estructuras ligadas gravitacionalmente. Era un océano de partículas compuesto esencialmente de tres ingredientes: núcleos atómicos (principalmente protones y núcleos de helio), fotones y electrones libres. Había tantos protones como electrones, y por tanto la carga del Universo era nula. Los fotones eran muy abundantes, había unos 10^9 fotones por cada electrón. Esta relación de número de fotones frente a electrones se ha conservado prácticamente constante a lo largo de toda la expansión.

La materia estaba totalmente ionizada y por tanto había muchos electrones libres que perturbaban la trayectoria de los fotones, haciendo su camino libre medio muy corto, los fotones no se podían propagar libremente y en consecuencia el Universo era opaco. El continuo intercambio energético entre partículas y fotones, aseguraba el acoplamiento entre materia y radiación, así como, al menos, un equilibrio parcial entre ambos. Los fotones tenían una distribución energética de cuerpo negro.

Recombinación y desacoplo

Durante la recombinación se daban las condiciones para que los electrones libres se combinaran con los protones libres para generar átomos de hidrógeno



Esta reacción pudo tener lugar cuando había pocos fotones con energías superiores a la de enlace del hidrógeno, 13.6 eV, capaces de ionizarlo. Esto sucedió cuando la temperatura del Universo era ~ 4000 K, que equivale a un desplazamiento al rojo $z \sim 1500$. En estas condiciones la energía media de los fotones era de ~ 0.3 eV.

A medida que se producía la recombinación el ritmo de interacción de los fotones con los electrones libres iba disminuyendo, cuando éste comenzó a ser menor que el ritmo de expansión del Universo, la radiación y la materia empezaron a desacoplarse. El desacople no se completó hasta desplazamientos al rojo $z \sim 1200$. El camino libre medio de los fotones se hizo muy grande, y de este momento en adelante se propagaron libremente por el Universo sin sufrir colisiones o absorciones. Aquellos que nos alcanzan constituyen la RCM.

Superficie de última dispersión

En primera aproximación podemos considerar que todos los fotones de la RCM fueron dispersados por última vez al mismo tiempo. Como todos ellos han viajado el mismo espacio

hasta nosotros y a la misma velocidad, habrán recorrido la misma distancia, d_{rec} . Por tanto, podemos considerar que la RCM procede de una superficie esférica centrada en nuestro punto de observación. Esta esfera, que tiene radio d_{rec} , se denomina superficie de última dispersión (SUD).

En realidad, dicha superficie tiene un espesor, pues no todos los fotones de la RCM se desacoplaron simultáneamente. La función de visibilidad, $g(z) \equiv e^{-\tau}(d\tau/dz)$, cuantifica la probabilidad de que un fotón sufra dispersión Thomson en un intervalo dz en torno a z , siendo τ la profundidad óptica para dicho tipo de dispersión (véase la ecuación 1.11). Con mucha frecuencia dicha función se representa por una Gaussiana centrada en $z_{rec} \approx 1100$ con anchura $\Delta z \approx 80$. El momento de la recombinación tiene lugar cuando esta función se hace máxima.

Propiedades de la RCM

Los fotones de la RCM han viajado por el Universo libres hasta hoy, y en consecuencia, puede demostrarse que, habrán seguido una geodésica. Por tanto, habrán mantenido la función de distribución de cuerpo negro que tenían cuando se hallaban en equilibrio con la materia, salvo por la pérdida de momento debida a la expansión. Es decir, un observador actual comóvil con la expansión del Universo vería el flujo de fotones emitido en la época del desacople, con un espectro de cuerpo negro isótropo a cierta temperatura T_0 , menor que la del momento de emisión, T , debido a la expansión,

$$T_0 = \frac{T}{1+z} \approx 2.7 \text{ K}. \quad (1.7)$$

El instrumento FIRAS (*Far InfraRed Absolute Spectrophotometer*), a bordo del satélite COBE (*COsmic Background Explorer*), midió el espectro de la RCM (Mather 1994), teniéndose un muy buen ajuste con el modelo de espectro de cuerpo negro a una temperatura de 2.728 ± 0.004 K con un nivel de confianza del 95 %, tal y como se muestra en la figura 1.1.

1.2.2. Anisotropías en la RCM

Hasta el momento, hemos descrito la RCM como una radiación con espectro de cuerpo negro e isótropa. De acuerdo con lo dicho acerca de la formación de estructuras, antes de la recombinación existían pequeñas fluctuaciones de densidad, que dejaron su impronta en la RCM. Además, desviaciones de la métrica ideal de Friedmann, movimientos del observador respecto al sistema comóvil, procesos que puedan sufrir los fotones desde el momento de su emisión hasta su detección, etc, también pueden producir modificaciones observables sobre el modelo propuesto para la RCM. Estos efectos se pueden clasificar en dos tipos:

- Distorsiones en el espectro de cuerpo negro de la RCM.
- Anisotropías en la temperatura de la RCM.

Diferentes modelos de Universo predicen diferentes magnitudes de estas distorsiones, por lo tanto, su estudio observational impone restricciones sobre los modelos. El estudio de

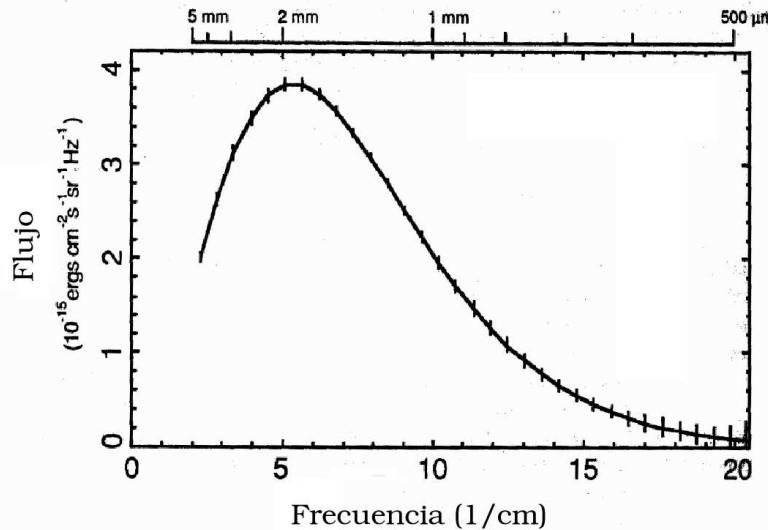


Figura 1.1: Comparación de las medidas del espectro de la RCM medidas por FIRAS a bordo de COBE y un espectro de cuerpo negro de temperatura 2.73 K. Las barras de error de las medidas de COBE se han ampliado un factor 20 para que fueran visibles. Figura original tomada de Peebles (1993).

las anisotropías en la RCM es el que más restricciones proporciona, y será a ellas a las que dedicaremos las siguientes secciones.

Si las anisotropías introducidas en la RCM se producen antes o durante la recombinación, estas distorsiones se denominan anisotropías primarias o intrínsecas; si aparecen después, se denominan extrínsecas o secundarias.

Anisotropías primarias

Los principales procesos de generación de anisotropías primarias son: el efecto Sachs-Wolfe, el efecto Doppler y las fluctuaciones intrínsecas. A continuación se describen cada uno de estos procesos.

Efecto Sachs-Wolfe (SW) Es un efecto principalmente gravitatorio: aquellos fotones que fueron dispersados por última vez en una región con potencial gravitatorio no nulo, sufren un desplazamiento al rojo gravitatorio (Sachs & Wolfe 1967). Una fluctuación δ en la densidad de materia relativa, en la escala de longitud L , crea una perturbación en el potencial gravitatorio $\delta\phi \propto \delta L^2$ en la misma escala. Los fotones de esta zona son dispersados o emitidos bajo un potencial gravitatorio $\delta\phi$ relativo a nosotros. La relatividad general predice que estos fotones sufrirán un desplazamiento al rojo gravitatorio que dependerá de la amplitud de $\delta\phi$, la profundidad del pozo de potencial del que hayan escapado. El desplazamiento al rojo gravitatorio, es equivalente a una fluctuación en la temperatura de los fotones de la RCM.

Para fluctuaciones adiabáticas, las fluctuaciones en temperatura introducidas en la RCM por este efecto, están dadas por

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{SW} = -\frac{\delta\phi}{3} \sim \frac{\delta}{3} \left(\frac{L}{ct_{rec}}\right)^2. \quad (1.8)$$

Esta ecuación es válida para un espacio plano ($k = 0$), y se vuelve más compleja si la curvatura espacial no es cero. La expresión propuesta combina el efecto puramente gravitatorio, $\delta\phi$, y la adiabaticidad de las fluctuaciones, $-2\delta\phi/3$, que parcialmente cancela el efecto gravitatorio, generando la contribución del efecto SW, $\delta\phi/3$.

Este efecto domina a gran escala ya que es acumulativo. Cuanto mayor sea la magnitud o la escala de la fluctuación, mayor será la distorsión introducida por este proceso. Los cálculos muestran que este efecto es importante para fluctuaciones cuyo tamaño angular es mayor de 1° , aproximadamente el tamaño del horizonte durante la recombinação y que equivale a unos 100 Mpc en unidades comóviles.

Ondas gravitatorias Las fluctuaciones de densidad son modos escalares de la métrica perturbada. Las ondas gravitatorias pueden producir fluctuaciones a gran escala en temperatura de la RCM. Éstas se corresponden con modos tensoriales de las perturbaciones introducidas en la métrica, con un nivel T . Algunos modelos inflacionarios permiten predecir el valor de T , que se relaciona con la potencia de los modos escalares, S , mediante: $n \sim 1 - T/(7S)$, siendo n el índice espectral del espectro de potencias de los modos escalares. Las predicciones del espectro de potencias angular y de la polarización de las anisotropías de la RCM generadas por los modos escalares y/o tensoriales son diferentes.

Efecto Doppler Las fluctuaciones de densidad crean variaciones en el potencial gravitatorio, que provocan desplazamientos en la materia. La radiación es dispersada por esta materia, que aún sigue ionizada en esta época. Como la materia se está moviendo, los fotones sufren desplazamientos al rojo o al azul debidos al efecto Doppler. El desplazamiento en longitud de onda que sufre el fotón será en uno u otro sentido en función del movimiento relativo de la región desde donde es emitido respecto del observador. Desde el punto de vista del observador, esto efecto se traduce en la aparición de distorsiones en la temperatura de la RCM, que se pueden expresar como

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{Doppler} \sim \frac{v}{c} \sim \delta \frac{L}{ct}. \quad (1.9)$$

Estas anisotropías no dependen de la naturaleza adiabática o de isocurvatura de las fluctuaciones.

La misma perturbación puede introducir movimientos en la materia en las diferentes direcciones, lo que dará lugar a contribuciones que se cancelan mutuamente, y el efecto neto será no introducir distorsiones en la RCM. Esto ocurre para las fluctuaciones contenidas totalmente en la superficie de última dispersión, para fluctuaciones mayores se tendrá que cuando el fotón encuentre el otro lado de la fluctuación ya se habrá desacoplado de la materia y por tanto la distorsión introducida en su temperatura se mantendrá. Luego este efecto debe ser observable para escalas angulares mayores que el espesor de la superficie de última dispersión, es decir, en escalas mayores que algunos minutos de arco.

La estimación de la contribución del efecto Doppler a las anisotropías de la RCM se realiza mediante cálculos de las oscilaciones acústicas sufridas por el plasma de fotones, electrones y bariones. Los fotones oscilan fuertemente acoplados a los bariones, que experimentan su propio campo gravitatorio. Los cálculos muestran la presencia de diversos máximos de intensidad en el espectro de potencias de la RCM, los denominados picos Doppler, cuyas características proporcionan información acerca de la geometría del Universo. Estos picos se esperan en escalas angulares $11' < \theta < 1.8^\circ$. En los modelos estándar de formación de estructuras, se espera el primer pico en escalas entre 0.5° y 1° . La posición exacta de dicho pico depende principalmente de Ω , H_0 y Ω_b , y su amplitud es función de H_0 y Ω_b (Ω_b es la densidad de materia bariónica).

Las observaciones actuales de las anisotropías de la RCM han permitido definir la posición y amplitud del primer pico Doppler con gran precisión, y también se dispone de medidas del segundo y tercer pico Doppler (véase la sección 2.2).

Fluctuaciones de densidad adiabáticas Este efecto sólo se da para perturbaciones adiabáticas que hacen que las regiones más densas tengan también una mayor temperatura, y por tanto la RCM proveniente de estas regiones tendrá una mayor intensidad. La componente adiabática está caracterizada por la relación entre las fluctuaciones de materia, δ_m , y las de la radiación, δ_r , según: $\delta_r = \frac{4}{3}\delta_m$. Una fluctuación en la temperatura de la RCM está asociada a la correspondiente fluctuación de materia o radiación, de la siguiente forma

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{\text{adiabática}} = \frac{1}{4}\delta_r = \frac{1}{3}\delta_m. \quad (1.10)$$

Si existe una componente adiabática, ésta se hace importante para escalas de unos pocos megaparsecs, que se corresponden a escalas angulares menores de $5'$, cantidad del mismo orden de magnitud que la anchura de la superficie de última dispersión. En consecuencia, las distorsiones en la RCM producidas por esta componente son muy difíciles de observar. Un término similar, aunque con una contribución menos importante, podría ser producido por fluctuaciones de isocurvatura para las que $\delta_r = -\delta_m$.

Observabilidad de las fluctuaciones intrínsecas Como ya hemos comentado, la superficie de última dispersión tiene una anchura, y en consecuencia, no todas las fluctuaciones que estaban presentes durante la formación de la RCM pueden observarse.

Las fluctuaciones intrínsecas por debajo de escalas angulares de $\theta \sim 3.8'\Omega^{-1/2}$ no son observables. De hecho, por encima de estas escalas, las fluctuaciones no son totalmente destruidas, pero sí amortiguadas. El amortiguamiento es más acusado conforme la escala se aproxime más a θ . Este proceso no afecta a las fluctuaciones que se hubieran podido introducir en escalas pequeñas tras la recombinación.

Anisotropías secundarias

Desde que la RCM fue emitida ha podido sufrir distorsiones adicionales. Estas distorsiones pueden tener naturaleza local, asociadas a la existencia de un objeto astronómico y por tanto localizadas en una dirección particular del cielo. También pueden ser globales afectando a toda la RCM. Aquí citaremos los principales mecanismos de formación de

anisotropías secundarias; existiendo otros procesos a los que no nos referiremos por ser efectos que introducen distorsiones menores.

Efecto Sachs-Wolfe Integrado (SWI) Los fotones experimentan desplazamientos al azul y al rojo cuando atraviesan potenciales gravitatorios variables (o con mayor generalidad, perturbaciones en la geometría del espacio-tiempo, conocidas como fluctuaciones de la métrica). Vimos que este efecto es causante de anisotropías primarias, en este caso se denomina efecto Sachs-Wolfe. Este fenómeno también puede ser generador de anisotropías secundarias, que en este contexto se denomina efecto Sachs-Wolfe integrado.

Como la evolución de una estructura cambia la profundidad del pozo de potencial, el desplazamiento al rojo experimentado por un fotón al abandonar el pozo de potencial no coincide con el desplazamiento al azul sufrido a la entrada. Se distinguen dos tipos de efecto SWI, el temprano y el tardío. El primero introduce fluctuaciones en escalas angulares pequeñas, inferiores a 1° , y el segundo en escalas mayores.

Efecto Sunyaev-Zel'dovich (SZ) Los fotones que atraviesen un gas caliente en cúmulos, estarán afectados por dispersión Compton inversa con las partículas cargadas del gas (Sunyaev & Zel'dovich 1980). Este efecto puede ser de dos tipos:

- **Efecto SZ Térmico** se corresponde a la dispersión Compton inversa propiamente dicha, si la nube de gas de electrones es estacionaria.
- **Efecto SZ Cinético** se produce como consecuencia de las velocidades propias de los cúmulos que dispersan a los fotones.

Los efectos SZ y SWI pueden producir distorsiones en la temperatura en direcciones específicas. En general, proporcionan anisotropías que resultan ser aproximadamente un orden de magnitud inferiores a las anisotropías primarias, salvo en escalas angulares muy pequeñas en las que el efecto SZ en cúmulos podría ser el dominante.

Reionización El efecto Gunn-Peterson, que consiste en la ausencia de absorción Lyman α en el espectro de los cuásares, indica que el gas intergaláctico está ionizado a $z < 4$. Lo que implica que este gas se encuentra a temperaturas superiores a los 10^4 K. El momento en el que tuvo lugar la reionización, el desarrollo que alcanzó y los procesos que la generaron, entre otros, tienen gran importancia en la formación de las galaxias y en las propiedades de la RCM. El parámetro más importante para el estudio de los efectos sobre la RCM de la reionización es la profundidad óptica para la dispersión Thomson, dada por,

$$\tau_T = \int_0^{z_{ion}} dz \sigma_T n_e \frac{dl}{dz}, \quad (1.11)$$

donde z_{ion} indica el momento en el que tuvo lugar la reionización. τ_T determina la magnitud de las distorsiones introducidas por la reionización en las anisotropías de la RCM, ya que está relacionado con el número de electrones con los que habrían podido interaccionar los fotones de la RCM.

1.2.3. Observables de las anisotropías de la RCM

Veamos ahora de que forma se relacionan las observaciones de las anisotropías con las previsiones de los modelos teóricos.

El campo bidimensional real de las anisotropías relativas definidas para la esfera completa se suele desarrollar en serie en la base ortonormal de los armónicos esféricos $\{Y_{\ell m} / \ell \in \mathbb{N}, m = -\ell, \dots, \ell\}$:

$$\frac{T(\theta, \phi) - T_0}{T_0} \equiv \frac{\delta T}{T} = \sum_{\ell m} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \phi), \quad (1.12)$$

$$a_{\ell m} = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin \theta Y_{\ell m}^*(\theta, \phi) \frac{\delta T}{T}. \quad (1.13)$$

donde $T(\theta, \phi)$ es la temperatura de la RCM en la dirección de coordenadas esféricas (θ, ϕ) y T_0 es la temperatura promedio de la RCM en todas las direcciones del espacio.

Referirse a una cierta escala angular, θ , es prácticamente equivalente a un cierto ℓ del desarrollo en armónicos. Se tiene que un modo ℓ corresponde aproximadamente a una separación angular, $\theta \sim \frac{180^\circ}{\ell}$.

Como $\frac{\delta T}{T}$ está generada por inhomogeneidades en el Universo, se puede expresar como superposición de dichas perturbaciones, cada una de las cuales, en los modelos estándares, es una variable aleatoria Gaussiana de media cero. Por tanto, $\frac{\delta T}{T}$ seguirá una distribución Gaussiana con media cero, por ser combinación lineal de variables aleatorias Gaussianas de media cero.

Si $\frac{\delta T}{T}$ es una variable aleatoria Gaussiana, todas sus propiedades estadísticas quedarán definidas por el momento de segundo orden o varianza,

$$C(\alpha) = \left\langle \frac{\delta T}{T}(\vec{\Omega}_1) \frac{\delta T}{T}(\vec{\Omega}_2) \right\rangle, \quad (1.14)$$

donde $\vec{\Omega}_1$ y $\vec{\Omega}_2$ denotan dos vectores unitarios que apuntan en dos direcciones del cielo dadas por las coordenadas (θ, ϕ) y (θ', ϕ') y $\cos \alpha = \vec{\Omega}_1 \cdot \vec{\Omega}_2$. Si no se verificara la condición de Gaussianidad, tendríamos que utilizar momentos de mayor orden para caracterizar a las anisotropías producidas por las perturbaciones de densidad.

Sustituyendo la expresión 1.12 en la definición de función de correlación dada en la ecuación 1.14,

$$C(\alpha) = \sum_{\ell' m'} \sum_{\ell m} \langle a_{\ell m} a_{\ell' m'}^* \rangle Y_{\ell m}(\theta, \phi) Y_{\ell' m'}^*(\theta', \phi') \quad (1.15)$$

$$C(\alpha) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\ell} (2\ell + 1) C_{\ell} P_{\ell}(\cos \alpha). \quad (1.16)$$

En el paso de la ecuación 1.15 a 1.16 se ha tenido en cuenta:

- La condición de Gaussianidad e independencia de los $a_{\ell m}$, que nos asegura $\langle a_{\ell m} a_{\ell' m'}^* \rangle = \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'} |a_{\ell m}|^2$; donde $\langle \dots \rangle$ denota un promedio a una colectividad de universos, es decir, a infinitas realizaciones de un Universo dado.

- La isotropía del modelo subyacente, que no introduce ninguna dependencia angular, por tanto

$$C_\ell = a_\ell^2 \equiv \frac{1}{2\ell + 1} \sum_m |a_{\ell m}|^2 = \langle |a_{\ell m}|^2 \rangle. \quad (1.17)$$

- La propiedad de suma de los armónicos esféricos,

$$\sum_{m=-\ell}^{m=+\ell} Y_{\ell m}(\theta, \phi) Y_{\ell m}^*(\theta', \phi') = \frac{2\ell + 1}{4\pi} P_\ell(\cos \alpha), \quad (1.18)$$

donde $P_\ell(\cos \alpha)$ es el polinomio de Legendre de orden ℓ .

En la práctica hay que sustituir la última igualdad de la ecuación 1.17 por un aproximadamente igual, debido a que el tamaño angular finito de nuestro cielo nos limita el número de regiones independientes que podemos tener para cada armónico. Esto se traduce en que podamos hablar de una varianza asociada a los C_ℓ , llamada *varianza cósmica* (White, Krauss, & Silk 1993), que sería nula en caso de tener una muestra infinita de regiones independientes. Conforme disminuye la escala angular, la varianza cósmica disminuye; pues en la esfera celeste habrá un mayor número de regiones independientes.

La mayor parte de los experimentos realizados cubren una región finita del cielo. Por tanto, en estas condiciones, a la varianza cósmica hay que añadir la llamada *varianza de muestreo* (Scott, Srednicki, & White 1994).

Como los $a_{\ell m}$ son variables aleatorias Gaussianas, entonces la distribución que siguen los C_ℓ es una χ^2 con $2\ell + 1$ grados de libertad.

La correlación a desplazamiento cero resulta ser,

$$C(0) = \left\langle \left(\frac{\delta T}{T}(\vec{\Omega}) \right)^2 \right\rangle = \frac{1}{4\pi} \sum_\ell (2\ell + 1) C_\ell. \quad (1.19)$$

En general este sumatorio se inicia en $\ell = 2$, el término cuadrupolar, ya que el término dipolar dado por $\ell = 1$ está dominado por la anisotropía producida por el movimiento del observador respecto del sistema comóvil, que es mucho más intensa que las anisotropías de origen cosmológico y por ello fue la primera en detectarse (Corey & Wilkinson 1976).

Cada miembro del sumatorio de la ecuación 1.19 representa la contribución de una escala angular a la función de correlación a desplazamiento cero. La potencia en cada escala angular es la cantidad mediante la cual se comparan las observaciones con los modelos.

Es más habitual utilizar la potencia por intervalo logarítmico de ℓ , en lugar de por unidad de ℓ , resultando,

$$\ell \frac{(2\ell + 1)C_\ell}{4\pi} \simeq \ell \frac{(\ell + 1)C_\ell}{2\pi}. \quad (1.20)$$

1.2.4. Polarización de la RCM

Se espera que durante la recombinación se haya producido un cierto grado de polarización lineal en la RCM. Si no ha habido reionización, el nivel de la polarización de la RCM se estima que sea $\sim 10\%$ de la señal no polarizada.

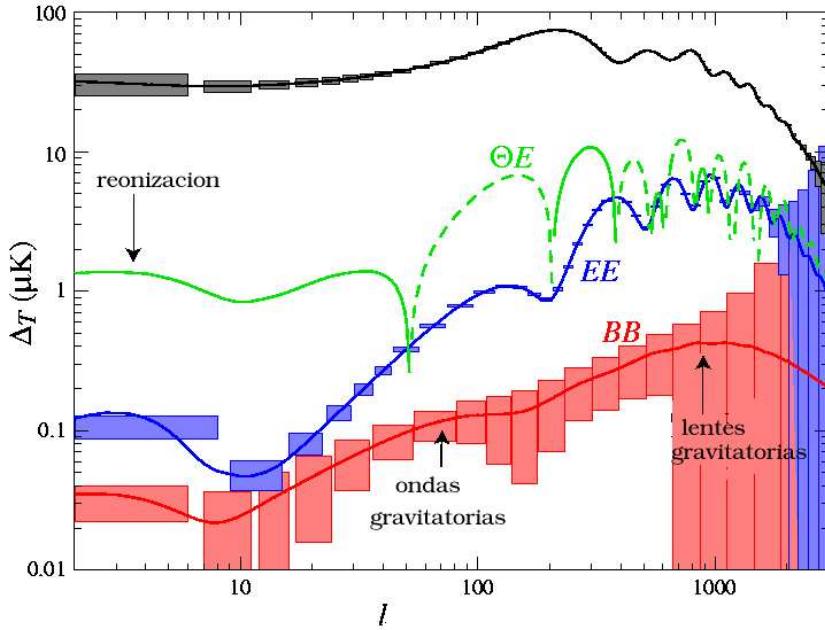


Figura 1.2: Espectro de potencias de la temperatura (negro) y de la polarización (azul, rosa y verde) de la RCM para un modelo cosmológico con $\Omega_{tot} = 1$; $\Omega_\Lambda = 2/3$; $\Omega_b h^2 = 0.02$; $\Omega_m h^2 = 0.16$; $n = 1$; $z_{ion} = 7$. Las líneas discontinuas representan correlaciones cruzadas negativas y las cajas son las incertidumbres con las que se espera que el satélite Planck realice estas medidas. Figura original tomada de Hu & Dodelson (2002).

El campo de polarización se puede estudiar con un formalismo similar al empleado para el análisis del campo de la temperatura. Para caracterizar la polarización de la RCM hay que fijar su potencia y su orientación, que depende de la intensidad relativa de los dos estados de polarización lineal. En general, los estados de polarización se describen localmente en función de los parámetros de Stokes Q y U . En cosmología se usa el escalar E y el pseudo-escalar B , que son combinaciones lineales pero no locales de Q y U , y que proporcionan una descripción más práctica. E y B se pueden descomponer en multipoles de forma análoga a como se hizo con el campo de temperaturas (véase la ecuación 1.13), y se pueden definir los espectros de potencias (Hu & Dodelson 2002),

$$\begin{aligned} \langle E_{\ell m}^* E_{\ell' m'} \rangle &= \delta_{\ell \ell'} \delta_{mm'} C_\ell^{EE}, \\ \langle B_{\ell m}^* B_{\ell' m'} \rangle &= \delta_{\ell \ell'} \delta_{mm'} C_\ell^{BB}, \\ \langle a_{\ell m}^* E_{\ell' m'} \rangle &= \langle \Theta_{\ell m}^* E_{\ell' m'} \rangle = \delta_{\ell \ell'} \delta_{mm'} C_\ell^{\Theta E}. \end{aligned} \quad (1.21)$$

La correlación cruzada entre el pseudo-escalar B y los escalares E y Θ es cero.

La medida de la polarización de la RCM y de su espectro de potencias, complementaría a las observaciones de las anisotropías. En particular, este tipo de observaciones servirían para discriminar los modos escalares de los tensoriales, y para determinar la existencia o no de reionización.

Dada la baja intensidad de la componente polarizada de la RCM ($\sim 10^{-6}$ K), su observación supone un desafío tecnológico en la actualidad. Ahora que el espectro de potencias de las anisotropías de la RCM parece estar determinado en un amplio rango de escalas angulares y con gran precisión, muchos de los experimentos que se están poniendo en marcha y que se tienen planeados tienen por objetivo realizar observaciones de la polarización de la RCM. Recientemente se han producido las primeras detecciones de la misma (véase la sección 2.2).

1.3. Emisión galáctica y extra-galáctica en microondas

Las observaciones de la RCM se llevan a cabo usualmente en el rango de longitudes de onda milimétricas y centimétricas. La RCM está muy diluida, con una densidad ~ 400 fotones/cm³. Puesto que el espectro de esta radiación sigue con un alto nivel de confianza el de un cuerpo negro a un temperatura ~ 3 K, será preferible estudiarla en aquellas frecuencias donde la emisión sea máxima, es decir, entre 100 y 200 GHz.

Sea cual sea la frecuencia que seleccionemos para la observación de la RCM, existirán otras fuentes que emitirán a estas frecuencias. Estas fuentes pueden ser de origen galáctico o extra-galáctico, y ser extensas o puntuales. La existencia de estas emisiones dificulta tanto la detección de anisotropías en la RCM como de la polarización de la misma, de ahí que a las emisiones galácticas y extra-galácticas a las frecuencias de observación de la RCM se las denomine *contaminantes*.

Por tanto, las frecuencias óptimas de observación de la RCM serán aquellas en las que se consiga un compromiso entre que la intensidad de la RCM sea lo mayor posible, la emisión de los contaminantes lo menor posible y, si el experimento se realiza desde tierra, habrá que exigir que la emisión de la atmósfera sea lo más pequeña posible.

El estudio de los fondos de emisión galácticos y extra-galácticos a las frecuencias de observación de las anisotropías en la RCM tiene una doble motivación: por una parte tiene interés en si mismo, como una forma de analizar los procesos físicos que generan estas emisiones, y por otro lado es de interés para aquellos que trabajan en el campo de la RCM, para cuantificar en qué medida las observaciones de la RCM están contaminadas por los distintos tipos de fondos.

1.3.1. Emisión Galáctica

A las frecuencias típicas de observación de la RCM, nuestra galaxia produce tres tipos de emisiones difusas: sincrotrón, libre-libre y polvo. A alta latitud galáctica se ha encontrado que estas emisiones tienen su mínimo entre 50 y 90 GHz. A bajas latitudes galácticas las emisiones libre-libre y sincrotrón se identifican con fuentes de radio puntuales asociadas a eventos de formación estelar reciente: regiones HII y remanentes de supernova.

A continuación se describen los procesos de emisión y el estado observacional actual de cada una de estas componentes. Para más detalles y referencias véase Smoot (1999).

Emisión sincrotrón

La radiación sincrotrón es emitida por electrones de alta energía sometidos a un campo magnético. La intensidad del campo magnético galáctico es tan débil que en general sólo los

Tabla 1.1: Mapas de amplia cobertura de cielo de 38 a 2720 MHz. Fuentes: Lawson et al. (1987) y Jonas, Baart, & Nicolson (1998).

Frecuencia	Resolución	Cobertura	Referencia
38 MHz	7.5°	$-25^\circ < \delta < +90^\circ$	Milogradov-Turin (1984)
178 MHz	0.22° x 5°	$-5^\circ < \delta < +90^\circ$	Turtle & Baldwin (1962)
404 MHz	8.5° x 6.5°	$-20^\circ < \delta < +90^\circ$	Pauliny-Toth & Shakeshaft (1962)
408 MHz	0.85°	$-90^\circ < \delta < +90^\circ$	Haslam et al. (1982)
820 MHz	1.2°	$-7^\circ < \delta < +85^\circ$	Berkhuijsen (1972)
1420 MHz	0.6°	$-19^\circ < \delta < +90^\circ$	Reich & Reich (1986)
2326 MHz	0.33°	$-83^\circ < \delta < +13^\circ (+32^\circ)$	Jonas, Baart, & Nicolson (1998)
2720 MHz	0.32°	$-28^\circ < \delta < +90^\circ$	Reif (1985) (incompleto)

electrones altamente relativistas pueden producir esta radiación a frecuencias de microondas o de radio. Los electrones de los rayos cósmicos cumplen esta condición.

La emisión sincrotrón depende tanto del espectro de energías de los electrones acelerados como de la intensidad del campo magnético en el que se mueven. Si la dirección de movimiento de los electrones es aleatoria con respecto a la dirección del campo magnético y el espectro de energías de los electrones puede aproximarse por la ley de potencias: $\frac{dN}{dE} = N_0 E^{-p}$, entonces la luminosidad está dada por

$$I(\nu) = \frac{\sqrt{3} e^3}{8\pi m c^2} \left(\frac{3e}{4\pi m^3 c^5} \right)^{(p-1)/2} L N_0 B_{ef}^{(p+1)/2} \nu^{-(p-1)/2} a(p), \quad (1.22)$$

donde $a(p)$ depende débilmente del espectro de energías de los electrones, L es la longitud de la línea de visión a través del volumen de emisión, B_{ef} es la intensidad del campo magnético, y ν la frecuencia (Longair 1994).

Para energías del orden de los GeV, se ha medido que el espectro de energías de los electrones sigue con buena aproximación una ley de potencias, para intervalos de energías próximos al máximo de emisión sincrotrón. El índice de la ley de potencias parece aumentar de 2.7 a 3.3 en este rango de energías. Este aumento del índice espectral es esperable, ya que las pérdidas de energía de los electrones aumentan rápidamente con el cuadrado de la energía. La emisión sincrotrón a una frecuencia determinada, ν , está dominada por los electrones de rayos cósmicos de energía $E \equiv 3(\nu/\text{GHz})^{1/2}$ GeV.

Los mapas del cielo a menos de 2 GHz están dominados por radiación sincrotrón. El mapa de Haslam et al. (1982) a 408 MHz es el único mapa que cubre todo el cielo en este rango de frecuencias (véase la figura 5.1). En la tabla 1.1 se listan otros mapas de amplia cobertura de cielo realizados a frecuencias de radio y microondas. En estos mapas se observan grandes estructuras con espectro de radiación sincrotrón que se extienden lejos del plano galáctico.

El índice espectral de la radiación sincrotrón galáctica puede determinarse a partir de los mapas disponibles por debajo de 1 GHz, en los que las incertidumbres en los niveles de base de los mapas son mucho más pequeñas que la intensidad de la radiación. Lawson et al. (1987) utilizaron los mapas disponibles cubriendo el rango de 38 a 1420 MHz para

determinar la variación del índice espectral de la radiación sincrotrón en el hemisferio norte galáctico, encontrándose claras variaciones, de al menos 0.3, en el índice. Davies, Watson, & Gutiérrez (1996), tras eliminar las estrías presentes en los mapas a 408 MHz y 1420 MHz, obtuvieron índices espectrales variando desde 2.8 a 3.2 en regiones próximas al polo norte galáctico.

A más alta frecuencia los datos observacionales de los que se dispone provienen de observaciones interferométricas a 5 GHz (Melhuish et al. 1997) y del experimento de Tenerife (Hancock et al. 1997). Encontrándose un índice espectral ~ 3 , tanto a 5 GHz como a 10 GHz, y se ha demostrado que a alta latitud galáctica la radiación sincrotrón domina a estas frecuencias.

Emisión libre - libre

La emisión libre libre es la radiación de frenado (*bremssstrahlung*) que se produce cuando partículas cargadas de elevada energía (en el caso de la astrofísica la generan electrones térmicos calientes) son acelerados al encontrarse con un átomo, molécula o ion. La emisión libre-libre se denomina así, ya que el electrón inicialmente está en un estado no ligado (libre), es acelerado por el átomo y finalmente sigue estando libre.

El proceso de la emisión libre-libre se encuentra bien descrito teóricamente y se tiene que el índice espectral (ν^β) de esta emisión es $\beta \approx -2.1$. Este índice depende muy débilmente de la temperatura, la densidad del plasma interestelar y la frecuencia de observación.

La emisión libre-libre es la emisión galáctica menos conocida. No es fácilmente identificable a las frecuencias de radio, salvo en las proximidades del plano galáctico. A más alta latitud galáctica, la emisión libre-libre puede ser separada de la emisión sincrotrón en virtud de sus diferentes índices espectrales. A frecuencias por debajo de 10 GHz la emisión sincrotrón domina a latitudes galácticas intermedias y elevadas. A más alta frecuencia se espera que la emisión libre-libre sea superior a la emisión sincrotrón, pero como su intensidad es baja, la detección es difícil.

Se cree que la emisión H_α (primera línea de emisión de la serie de Balmer del átomo de hidrógeno, $\lambda = 656.3$ nm), es un buen trazador de la emisión difusa libre-libre, ya que ambos tipos de radiaciones son producidas por el mismo medio ionizado y son proporcionales a la integral a lo largo de la línea de visión de la densidad de electrones libres al cuadrado ($EM \equiv \int N_e^2 dl$).

Actualmente se dispone de mapas de emisión en H_α de amplia cobertura del cielo. En la tabla 1.2 se listan dichos mapas junto con sus características y en la figura 5.4 se muestra el mapa de H_α de Finkbeiner (2003).

Emisión térmica del polvo

Existen tres mecanismos por los que el polvo interestelar puede emitir a frecuencias de microondas:

1. Emisión vibracional dipolar eléctrica, debida a fluctuaciones térmicas en la distribución de carga de los granos de polvo.
2. Emisión vibracional dipolar magnética, producida por fluctuaciones térmicas en la magnetización del material de los granos de polvo.

Tabla 1.2: Mapas de emisión H_α

Mapa	Resolución	Cobertura	Referencia
VTSS	1.6'	Plano galáctico	Dennison, Simonetti, & Topasna (1998)
SHASSA	0.8'	$\delta < 15^\circ$	Gaustad et al. (2001)
WHAM	1°	Hemisferio Norte	Haffner, Reynolds, & Tufte (1999)
VTSS + SHASSA + WHAM	6'	Hemisferio Norte y Sur (100 %)	Finkbeiner (2003)

3. Emisión rotacional dipolar eléctrica, debida a la rotación del momento dipolar eléctrico en los granos que giren sobre sí mismos.

La mayor parte de la potencia radiada por el polvo interestelar es debida a la emisión vibracional dipolar eléctrica, que es máxima a $100 \mu\text{m}$. En la figura 1.3 se muestra el espectro observado de la emisión difusa del polvo interestelar.

La emisión del polvo interestelar entre 1 mm (300 GHz) y $100 \mu\text{m}$ (3000 GHz) es debida principalmente a la emisión térmica de las partículas de polvo calentadas por el campo de radiación interestelar a temperaturas del orden de 20 K.

En la figura 1.3 es llamativa la fuerte emisión para $\lambda < 50 \mu\text{m}$ observada por IRAS, COBE-DIRBE e IRTS. Esta emisión representa el $\sim 35\%$ de la potencia total radiada por el polvo, y excede con creces la potencia esperada para granos de polvo a $T \approx 20 \text{ K}$. La única explicación que se ha encontrado a estas observaciones es que dicha emisión esté producida por granos de polvo suficientemente pequeños como para que la absorción de un solo fotón los eleve a temperaturas suficientemente altas como para producir la intensidad de radiación observada. Se requieren temperaturas del orden de 200 K para dar cuenta de la fuerte emisión observada a $12 \mu\text{m}$. Para justificar las fuertes emisiones observadas a longitudes de onda más cortas se necesitan granos de polvo aún más pequeños. La población de partículas pequeñas debe ser muy grande, ya que debe ser la causante de la absorción del $\sim 35\%$ de la radiación interestelar (Draine & Lazarian 1999).

Emisión anómala: ¿emisión libre-libre? ¿emisión del polvo rotante?

Recientemente se han detectado pequeñas correlaciones, entre mapas realizados desde 10 GHz a 90 GHz para observar anisotropías en la radiación de fondo, con los mapas de emisión térmica del polvo galáctico. El origen de estas correlaciones no está claro (de ahí que se la denomine emisión anómala), aunque existen dos propuestas: emisión libre-libre y emisión del polvo rotante.

Las correlaciones cruzadas de los mapas realizados por el instrumento DMR con los mapas de DIRBE en el infrarrojo lejano (ambos instrumentos iban a bordo del satélite COBE), dieron como resultado, correlaciones positivas en todos los mapas de DMR (Kogut et al. 1996a; Kogut et al. 1996b). La dependencia de la correlación con la frecuencia, así como la intensidad de la señal correlada eran inconsistentes con una emisión producida por emisión vibracional del polvo únicamente. El índice espectral de la señal adicional correlada con

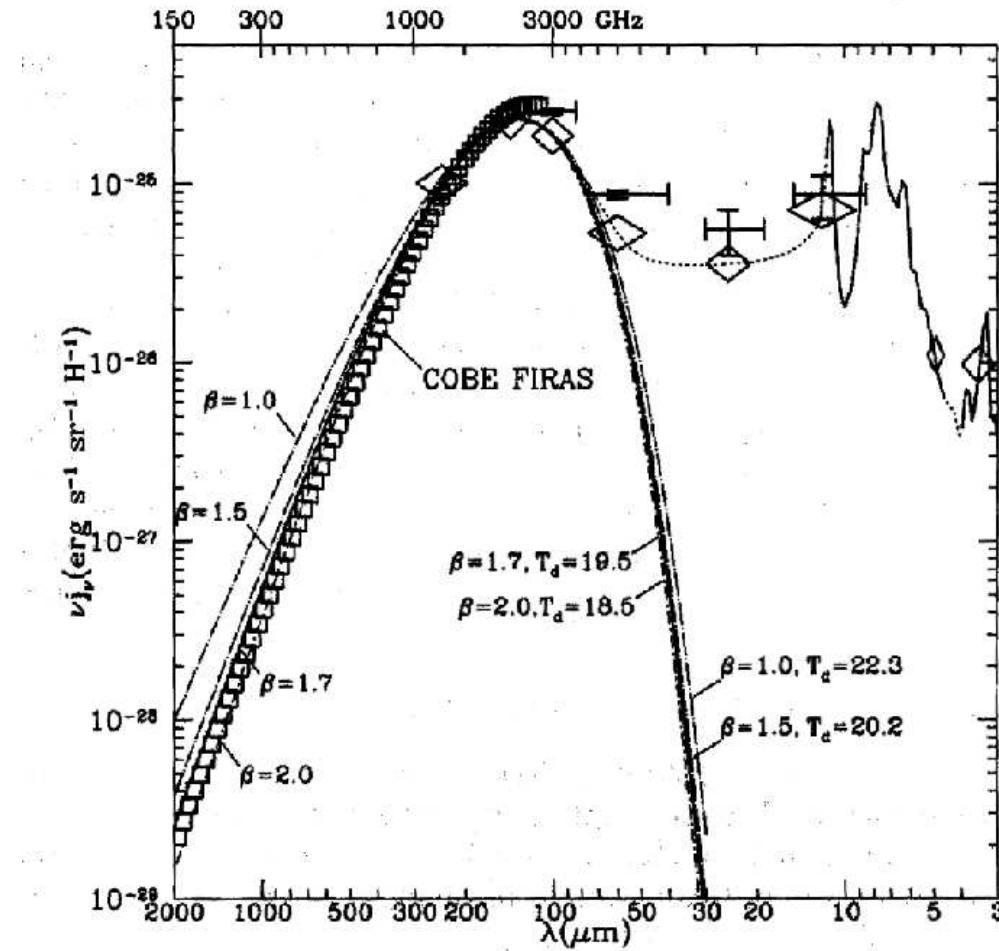


Figura 1.3: Observaciones de la emisividad por átomo de H en el infrarrojo realizadas por: IRAS (Boulanger & Péault 1988), COBE-FIRAS (Wright et al. 1991), COBE-DIRBE (Arendt et al. 1998) e IRTS (Onaka et al. 1996; Tanaka et al. 1996). Representadas por cruces, cuadrados, rombos y una línea continua, respectivamente. La línea punteada es para guiar la vista. Se muestran también las predicciones teóricas de la emisividad del polvo en el rango 1 mm-100 μm para diferentes valores de los parámetros de los que dependen los modelos de emisión del polvo. Figura original tomada de Draine & Lazarian (1999).

los mapas de polvo resultaba ser $\beta_{eff} = -2.15$, índice esperado para la emisión libre libre, identificándose entonces dicha emisión como libre-libre.

Posteriormente se anunciaron correlaciones positivas de mapas realizados por otros experimentos de medida de anisotropías en la RCM con los mapas de la emisión térmica del polvo: MAX5 (Lim et al. 1996), Saskatoon (de Oliveira-Costa et al. 1997), OVRO (Leitch et al. 1997) y 19 GHz (de Oliveira-Costa et al. 1998). Tomando los resultados de todos estos experimentos en conjunto y ajustando un índice espectral promedio de la emisión anómala, se obtiene, con un nivel de confianza del 95 %, $-3.6 < \beta < -1.3$, resultado consistente con emisión libre-libre en el rango de frecuencias de 15 a 50 GHz (Mukherjee et al. 2001).

Si el origen de la correlación observada con los mapas de polvo fuera emisión libre-libre, es esperable encontrar un grado de correlación similar entre los mapas de H_α y de polvo. Varios autores han encontrado sólo una correlación marginal entre ambos tipos de datos (McCullough 1997; Kogut 1997). Por lo tanto, parece que la emisión correlada procede de otra fuente.

Draine & Lazarian (1998) han propuesto que la fuente de la emisión correlada con los mapas de polvo proceda de la emisión rotacional dipolar eléctrica producida por granos de polvo que giren sobre si mismos (*spinning dust*). Este modelo predice que el espectro de la emisión del polvo rotante tendría un máximo a baja frecuencia. La localización exacta del pico depende del tamaño y distribución de los granos de polvo. El índice espectral del polvo rotante variaría entre -3.3 y -4 a frecuencias por encima del máximo de emisión. Así que el índice espectral que se deriva de las observaciones parece no estar de acuerdo con el índice previsto por este modelo.

de Oliveira-Costa et al. (1999) afirman haber encontrado evidencias de la emisión del polvo rotante tras correlar los datos de DIRBE con los mapas del experimento de Tenerife a 10 y 15 GHz, y obtener un índice espectral positivo de la señal correlada con polvo entre 10 y 15 GHz, que sería indicativo de la presencia del máximo de emisión predicho por la teoría del polvo rotante e incompatible con una emisión tipo libre-libre.

Mukherjee et al. (2001) correlaron los datos más recientes del experimento de Tenerife con mapas de DIRBE, y mostraron que la correlación observada por de Oliveira-Costa et al. (1999) disminuye rápidamente con la latitud galáctica, sólo se encuentra cuando se incluyen puntos a baja latitud galáctica, y parece provenir de una región muy localizada próxima al centro galáctico.

Desde las primeras detecciones de esta emisión anómala se han echado en falta mapas de emisión H_α que cubrieran grandes regiones del cielo, ya que como se ha dicho repetidas veces, dicha emisión se considera trazadora de la emisión libre-libre. La situación ha mejorado en estos últimos años pues ya existen mapas completos del cielo de emisión H_α (véase la tabla 1.2).

Banday et al. (2003) han vuelto a correlar los datos de COBE con los mapas de DIRBE, una vez que a los primeros se les substrajo una estimación de la emisión libre-libre realizada a partir del mapa de emisión H_α de WHAM corregido de la absorción del polvo. En estas condiciones siguen encontrando correlación entre ambos conjuntos de datos. Por tanto, esto parece indicar que la emisión libre-libre, no puede ser la causante de la correlación observada con los mapas de polvo y apoya la teoría del polvo rotante.

La cuestión del origen de la correlación observada entre mapas a bajas frecuencias y los mapas de polvo está abierta. Una detección fiable del cambio de pendiente en el espectro

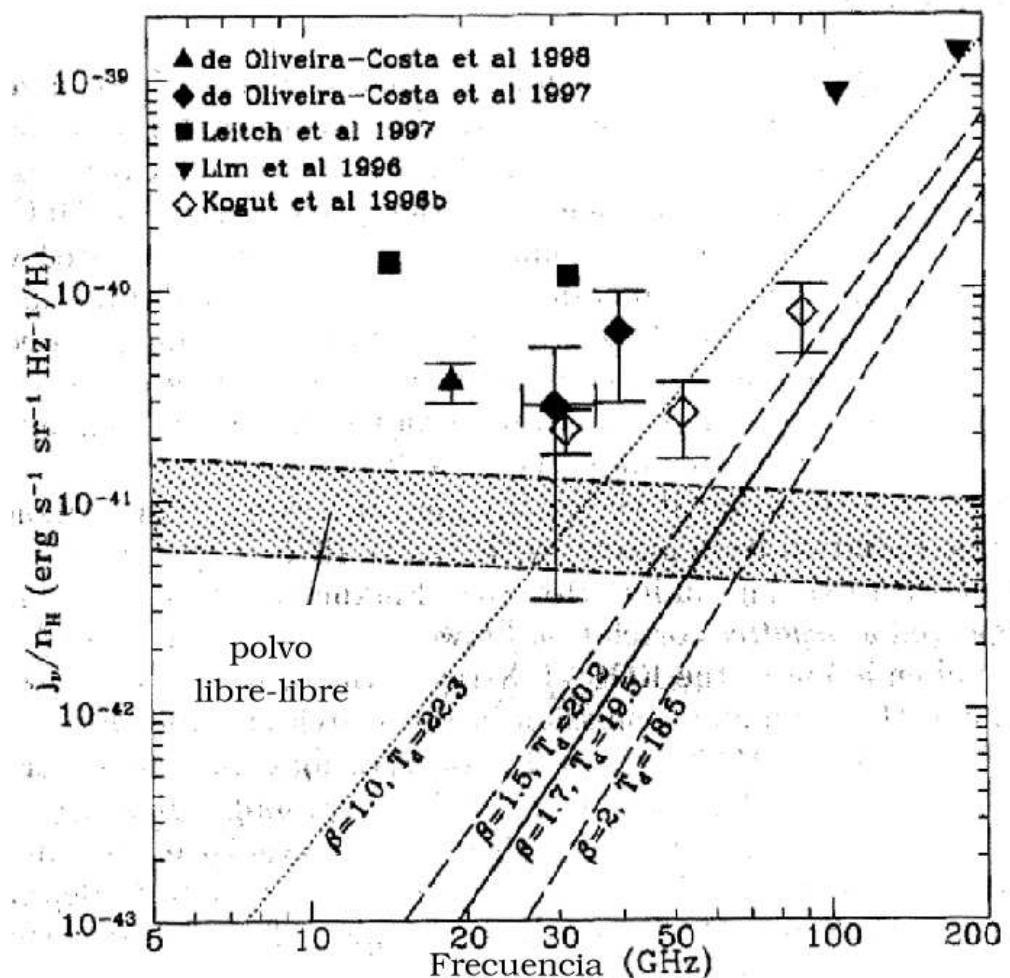


Figura 1.4: Emisividad por átomo de H a $\nu < 200$ GHz: observada por la correlación de diferentes observaciones a baja frecuencia con los mapas de DIRBE de 100 y 140 μ m (puntos), predicha para varios modelos de emisión vibracional eléctrica dipolar del polvo (líneas), observada para la emisión libre-libre por la correlación de observaciones de H_{α} con mapas de polvo (zona sombreada). La emisión observada a $\nu < 60$ GHz excede notablemente cualquier predicción de emisión procedente de polvo y la emisión estimada de libre-libre. Figura original tomada de Draine & Lazarian (1999).

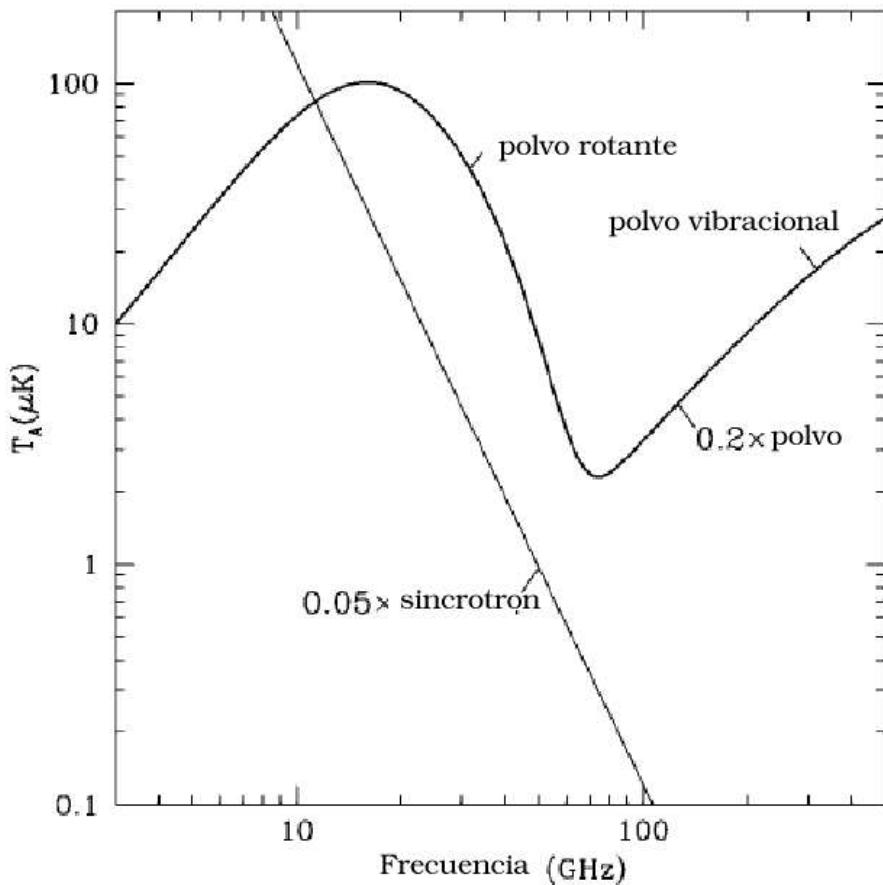


Figura 1.5: Estimación de las fluctuaciones de señal en escalas de unos pocos grados introducidas por las diferentes emisiones galácticas (sincrotrón, polvo vibracional y rotante), cerca del polo norte galáctico: se supone que la densidad de polvo varía un 20 % y la emisión sincrotrón un 5 % (Draine & Lazarian 1998).

de emisión de la correlación anómala sería una prueba importante en favor de los modelos de polvo rotante.

1.3.2. Emisión Extra-Galáctica

Cuando se realizan observaciones en frecuencias de microondas, junto con la señal procedente de las diferentes emisiones generadas en nuestra galaxia y de la RCM, recibimos la señal generada por fuentes extra-galácticas.

En el estudio de la contaminación de la señal de las anisotropías de la RCM producida por la emisión extra-galáctica se distinguen dos casos: las fuentes resueltas y las fuentes no resueltas, ya que la forma de tratar cada una de estas contribuciones es muy diferente.

Fuentes resueltas

Las fuentes resueltas se suelen sustraer directamente de los mapas si se conoce el flujo de dichas fuentes durante el período en el que se han realizado las observaciones, o simplemente los píxeles afectados por dichas fuentes no se incluyen en el análisis de los datos.

Fuentes no resueltas

La evaluación de la señal producida por las fuentes no resueltas en unas observaciones, es directa si se conoce el número de fuentes por unidad de flujo, $n(S)$, a la frecuencia en la que se estén realizando dichas observaciones. Según Scheuer (1957) la varianza en el flujo observado introducida por las fuentes por debajo de un flujo límite, S_{lim} , por encima del cual todas las fuentes han sido sustraídas de las observaciones es

$$\sigma^2 = \Omega \int_0^{S_{lim}} n(S) S^2 dS, \quad (1.23)$$

donde Ω es el ángulo sólido subtendido por el haz del instrumento.

Observaciones profundas del VLA han permitido extender las cuentas de fuentes hasta un flujo límite de $\sim 10 \mu\text{Jy}$ a 1.41, 4.86 y 8.44 GHz. También se dispone de cuentas a 10 GHz (Aizu et al. 1987) y 15 GHz (Taylor et al. 2001).

Los experimentos de medida de anisotropías en la RCM se suelen llevar a cabo a frecuencias más altas, en las que no se dispone de cuentas directas de fuentes de radio, y por tanto hay que recurrir a realizar extrapolaciones de las cuentas observadas a frecuencias bajas a las frecuencias de observación para cuantificar el efecto de las mismas en las observaciones.

Franceschini et al. (1989) han estimado teóricamente las fluctuaciones introducidas por las fuentes no resueltas distribuidas Poissonianamente para un amplio intervalo de escalas angulares (desde unos pocos segundos de arco a varias decenas de grados) y en longitudes de onda comprendidas entre 6 cm y 1 mm.

Según los datos actuales las fluctuaciones introducidas por el agrupamiento de las fuentes (*clustering*) son en general menores que las introducidas por una distribución Poissoniana de fuentes. Ahora bien, como las primeras están dominadas por fuentes débiles y las segundas por las brillantes, cuando en un experimento se identifiquen y eliminen las fuentes brillantes hasta flujos bajos, el efecto del *clustering* podría ser significativo (Toffolatti et al. 1999).

Una distribución Poissoniana de fuentes extra-galácticas puntuales tiene un espectro de potencias como el asociado a un ruido blanco, es decir, la misma potencia en todas las escalas angulares, luego $\ell(\ell + 1)C_\ell \propto \ell^2$ y por tanto, se espera que la señal producida por el fondo de fuentes domine en escalas angulares pequeñas.

A frecuencias $\leq 200 - 300$ GHz, las fuentes de emisión extra-galáctica más importantes son los núcleos activos de radio galaxias (AGN). Por encima de estas frecuencias domina la emisión de las galaxias ricas en polvo. El rango de frecuencias donde la contaminación de las fuentes no resueltas es mínimo se encuentra entre ~ 20 y 200 GHz.

A modo de resumen de lo expuesto en esta sección, se presenta la figura 1.6 donde se muestra la dependencia en frecuencia y en escala angular de las componentes de emisión galáctica y extra-galáctica, junto con la cobertura en frecuencia y escala angular de algunos experimentos de medida de anisotropías en la RCM, entre los que se encuentra COSMOSOMAS, el experimento con el que se ha realizado esta tesis.

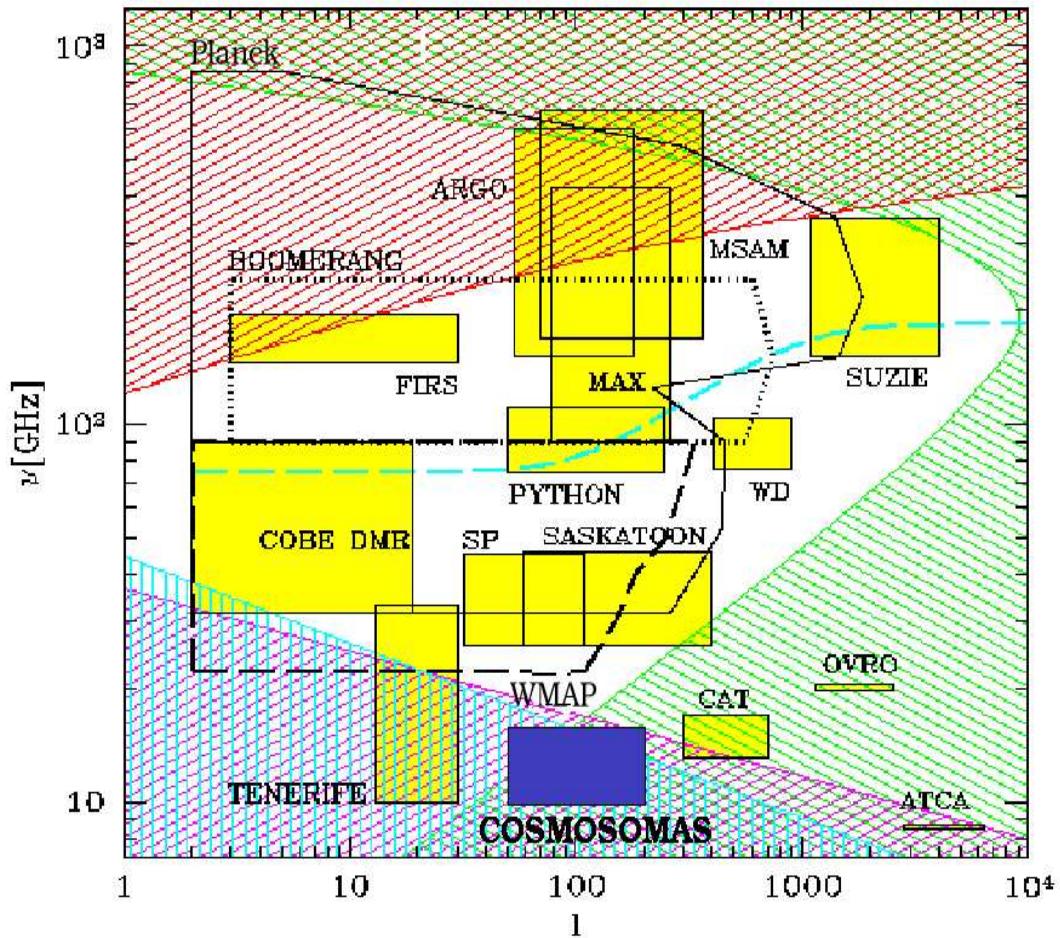


Figura 1.6: Dependencia angular y con la frecuencia de la emisión galáctica y extra-galáctica en microondas: sincrotrón (azul), libre-libre (violeta), polvo (rojo) y fondo de fuentes no resueltas (verde). En la región que aparece en blanco se estima que la señal de las anisotropías de la RCM es al menos un 20 % más intensa que la señal de las otras emisiones. Se superpone la cobertura en escala angular y frecuencia de diferentes experimentos de medida de anisotropías en la RCM, en particular, el espacio indicado en azul corresponde al experimento con el que se ha desarrollado esta tesis. Figura adaptada de la existente en la página WEB de Max Tegmark <http://www.hep.upenn.edu/~max/>.

2

Observación de las Anisotropías en la RCM

Las observaciones de la RCM pueden proporcionar muchas restricciones a los modelos cosmológicos, lo que justifica la ingente cantidad de experimentos que se han puesto en marcha y que se tienen planeados para su observación.

En este capítulo revisaremos la situación observational en el campo de la medida de las anisotropías en la RCM, y se comentarán las principales fuentes de error en las medidas de cualquier experimento que trate de medir las anisotropías en la RCM. Describiremos los experimentos puestos en marcha en el Observatorio del Teide (Tenerife), entre los que se encuentra el experimento al que se dedican los siguientes capítulos. Finalmente se presentan los objetivos de esta tesis doctoral.

2.1. Fuentes de error en la medida de las anisotropías en la RCM

Las mayores fuentes de error para los experimentos realizados desde la superficie terrestre son el ruido del detector y las fluctuaciones en la emisión de la atmósfera, además de otros factores que se comentarán a continuación. Estos factores afectan a la calidad de las medidas y condicionan el diseño de cualquier instrumento que trate de medir anisotropías en la RCM.

2.1.1. La atmósfera y las observaciones en radioastronomía

La atmósfera terrestre es altamente transparente a las frecuencias de radio. Esta ventana se extiende aproximadamente entre el límite a baja frecuencia ~ 15 MHz ($\lambda \cong 20$ m) y el límite a alta frecuencia ~ 300 GHz ($\lambda \cong 1$ mm); pero estos límites no están bien definidos, y pueden variar con la localización geográfica y el tiempo (véase Rohlfs 1986).

El límite a baja frecuencia está dado por la frecuencia de plasma, por debajo de la cual los electrones de la ionosfera absorben la radiación electromagnética de forma masiva. Dicha frecuencia depende de la densidad de electrones en la ionosfera, que a su vez depende de la actividad solar; de ahí que el límite de la ventana a bajas frecuencias sea variable.

El corte a alta frecuencia ocurre porque la absorción resonante de los niveles rotacionales de las moléculas de la troposfera tiene lugar en este rango de frecuencias.

El que exista una ventana para la radiación entre las frecuencias indicadas no significa que esta ventana sea totalmente continua y transparente, ya que las moléculas responsables del corte a alta frecuencia poseen líneas de absorción en el interior de la ventana, y también absorben de forma continua cierto porcentaje de la radiación incidente.

Según el modelo atmosférico que se presenta en el apéndice A, la absorción de las moléculas que forman la atmósfera lleva asociado un proceso de emisión. Las moléculas responsables de la falta de continuidad de la ventana son H_2O y O_2 (véase la figura 2.1). En el caso de estas moléculas la absorción puede despreciarse frente a la emisión.

Vapor H_2O : sus líneas espectrales en la región de microondas están a 22, 183 y 325 GHz, que, por corresponder a una molécula polar, son transiciones dipolares eléctricas entre niveles rotacionales y el estado fundamental. Al tratarse de transiciones dipolares, dichas líneas son muy intensas, comparables a las del O_2 , aunque el vapor de H_2O sea uno de los componentes minoritarios de la atmósfera terrestre. El vapor de H_2O también absorbe en el continuo.

Debido a la variabilidad de la cantidad del vapor H_2O contenido en la atmósfera, se tiene que ésta, además de presentar emisión de línea y de continuo en la región de microondas, es una fuente adicional de ruido para un sistema que realice medidas a dichas frecuencias, ya que si varía la proporción de vapor H_2O en la atmósfera, de la misma forma lo hará la emisión atmosférica procedente de dichas moléculas.

Oxígeno Molecular: debido a la simetría de estas moléculas no tienen momento dipolar eléctrico. Por tanto, sus líneas espectrales resultan de transiciones magnéticas dipolares, y por tanto son intrínsecamente más débiles que aquellas procedentes de moléculas dipolares como las de H_2O . Aun así, por ser el O_2 uno de los componentes mayoritarios de la atmósfera, contribuye significativamente a la absorción en las frecuencias de radio. El O_2 posee dos líneas de emisión, una entre 50 – 60 GHz y otra muy intensa a 119 GHz (Partridge 1995). Además posee absorción en el continuo, mucho más débil, en toda la región de microondas.

La absorción de otras moléculas abundantes en la atmósfera, como el N_2 y el CO_2 ocurre a más altas frecuencias, donde la atmósfera ya no es transparente.

La atmósfera emite y es fuente de ruido a las frecuencias de interés para el estudio de la RCM; siendo un problema inevitable para todo experimento situado en tierra. Pero aunque no se pueda eliminar totalmente la contribución de la atmósfera mientras no abandonemos la superficie terrestre, sí se pueden minimizar su efectos. Para ello, se eligen lugares de observación donde la humedad absoluta sea baja, con la finalidad de disminuir el ruido adicional producido por la variabilidad del vapor H_2O y la emisión de dichas moléculas. Como el O_2 se halla distribuido de forma homogénea en la atmósfera, la única forma de disminuir su contribución es eligiendo lugares elevados de observación. Así, las condiciones ideales para observación a las frecuencias de radio desde la superficie terrestre se tendrán en lugares elevados y secos.

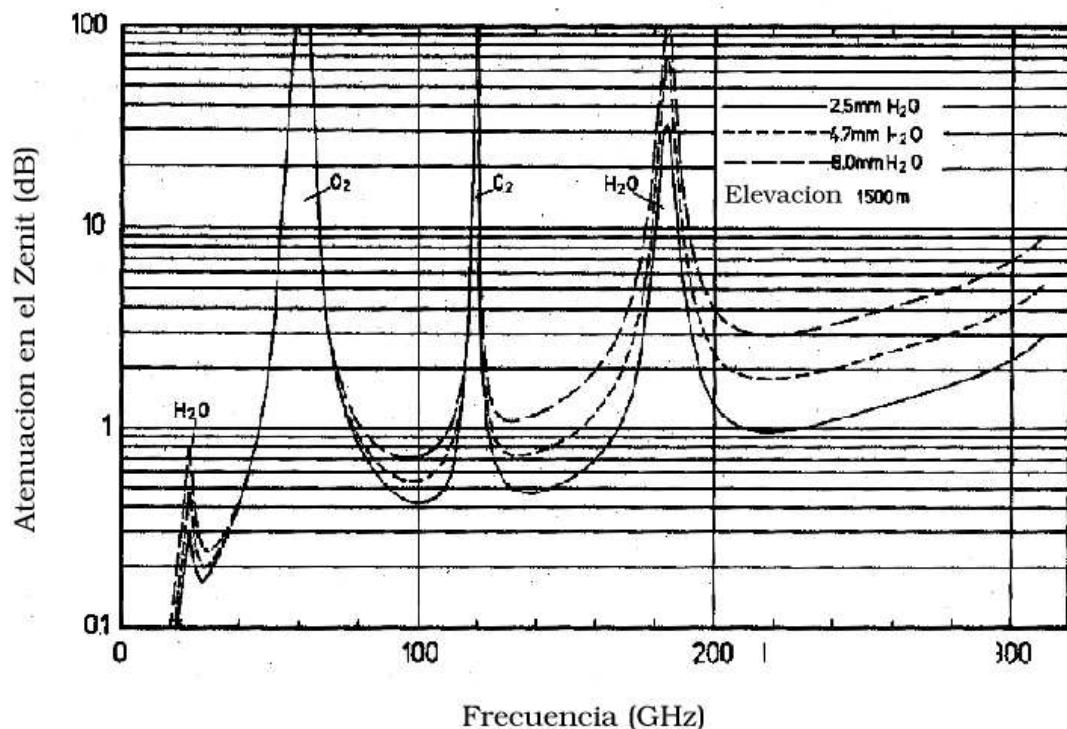


Figura 2.1: Atenuación de la radiación electromagnética en la troposfera entre 20 – 300 GHz a 1500 m sobre el nivel del mar en función del contenido en agua de la atmósfera: 2.5, 4.7 y 8.0 mm de agua. Figura original tomada de Rohlfs (1986).

2.1.2. Lóbulos secundarios. Emisión terrestre

La respuesta de una antena no está determinada sólo por el haz principal, sino que tiene lóbulos secundarios a través de los cuales se puede captar radiación terrestre o radiación astronómica procedente de lugares diferentes a los de interés, lo que constituye una fuente adicional de ruido.

Las medidas de anisotropías en la RCM son unas medidas extremadamente sensibles, en las que se quiere minimizar cualquier fuente de ruido. Por ello, para estas medidas se suelen utilizar antenas cuyo nivel de lóbulos secundarios es muy bajo, al menos tres órdenes de magnitud inferiores a la potencia del haz principal. Dichas antenas poseen una serie de surcos o de corrugaciones en su interior (de ahí que se denominen antenas corrugadas) cuya finalidad es minimizar el nivel de lóbulos secundarios, y además hacen el haz más simétrico. Como la longitud y anchura de los surcos deben escalarse para un rango limitado de longitudes de onda, dichas antenas sólo pueden utilizarse para medidas en un rango de frecuencias próximas.

2.1.3. Ruido instrumental

La señal astronómica, antes de ser registrada, atraviesa una serie de etapas de amplificación y detectores. Siempre se trata de minimizar el ruido introducido en estas etapas, aunque nunca se pueden eliminar totalmente.

Las corrientes o voltajes espurios de origen instrumental que se superponen a la señal de entrada constituyen el ruido instrumental. Existen diferentes tipos de ruido instrumental (véase, por ejemplo, Brophy 1966), que se describen a continuación.

Ruido Nyquist o térmico

Este ruido se asocia a la señal de magnitud aleatoria que aparece a la salida de una serie de etapas de amplificación, incluso en ausencia de señal a su entrada. Este efecto se debe al movimiento aleatorio de los electrones del material de la resistencia.

Como la señal producida de esta forma fluctúa aleatoriamente, si se analiza en el espacio de Fourier se observa que cubre un amplio rango de frecuencias. Los ruidos con la misma potencia en todos los modos de Fourier se denominan ruidos blancos, el ruido Nyquist es un tipo de ruido blanco.

La intensidad media de la corriente producida por las corrientes aleatorias será cero, $\langle i \rangle = 0$, pero $\langle i^2 \rangle \neq 0$; lo que representa una energía que se transforma en energía térmica. La potencia intercambiable es independiente del valor de la resistencia y viene dada por,

$$W d\nu = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu, \quad (2.1)$$

donde T es la temperatura termodinámica de la resistencia. Si se verifica la condición $\frac{h\nu}{kT} \ll 1$, la ecuación 2.1 se reduce a

$$W d\nu = k T d\nu. \quad (2.2)$$

Luego el nivel de ruido que puede suministrar una resistencia es proporcional a su temperatura termodinámica, su *temperatura de ruido*. Cuando interesa minimizar la magnitud

del ruido térmico se suele introducir la primera etapa de amplificación en un criostato que mantenga el sistema a temperaturas bajas.

Ruido $1/f$

Cuando sobre ciertas resistencias se aplica corriente continua se observan voltajes espurios en exceso a los debidos al ruido Nyquist. Aunque el origen físico de este ruido adicional no es bien conocido, muchos experimentos han mostrado que el espectro de potencias del ruido tiene mayor potencia a frecuencias bajas que a frecuencias altas y que aumenta con el cuadrado de la corriente. Una expresión experimental para este efecto es,

$$\langle \Delta v^2 \rangle = K \frac{I^2}{f^\alpha} \quad (2.3)$$

donde K es una constante empírica dependiente de la geometría del resistor, del tipo de material de la resistencia y otros factores; I es la intensidad de la corriente; f es la frecuencia temporal; y α es el índice espectral. De acuerdo con la ecuación 2.3 el voltaje cuadrático medio por unidad de banda es inversamente proporcional a la frecuencia y de ahí que a este fenómeno se le denomine *ruido $1/f$* .

La magnitud del ruido $1/f$ varía notablemente con el material del conductor y su forma. No se presenta en metales.

Ruido granular (*Shot Noise*)

Es el ruido producido por el hecho de que la unidad de carga, el electrón, sea discreta. Como cada electrón representa un elemento de corriente, en caso de corrientes débiles el nivel de intensidad de la corriente oscila ligeramente sobre el nivel medio de corriente continua. La fluctuación cuadrática media en la intensidad por unidad de banda resulta ser independiente de la frecuencia, y por tanto se trata de un *ruido blanco* como en el caso del ruido Nyquist.

Espectro de potencias y distribución estadística del ruido

Las propiedades del ruido aleatorio quedan descritas por su comportamiento espectral, quedando caracterizado por su espectro de potencias y su distribución estadística. En particular, los ruidos que se han descrito tienen el espectro de potencias

$$S(f) = \sigma^2 \left[1 + \left(\frac{f_k}{f} \right)^\alpha \right]. \quad (2.4)$$

El primer término de la ecuación anterior da cuenta de la contribución de las diferentes fuentes de ruido blanco, siendo la distribución del ruido Nyquist, Gaussiana y la del granular, Poissoniana. El segundo término corresponde a la componente de ruido $1/f$, siendo f_k la llamada frecuencia de rodilla (*knee*) que es la frecuencia temporal a la que se igualan la potencia del ruido blanco y del ruido $1/f$, dominando el ruido blanco a frecuencias superiores a f_k .

El valor de f_k va a determinar qué tipo de ruido es el dominante, como puede apreciarse en la figura 2.2, donde se han representado una simulación de ruido Nyquist y otra de ruido

$1/f$ utilizando dos f_k diferentes, teniéndose que el efecto del ruido $1/f$ es prácticamente inapreciable en el caso en el que f_k es pequeña, pero no así cuando aumentamos el valor de f_k .

El tipo de distribución que siga el ruido es importante cuando se estudian fenómenos no lineales en la instrumentación, ya que dichos efectos modifican el tipo de distribución estadística asociada al ruido.

El carácter aleatorio del ruido posibilita que, mediante la observación de una misma región del cielo repetidas veces, la señal resultante del promedio de un conjunto de observaciones tenga un nivel de ruido inferior al nivel existente en las observaciones individuales; en concreto un factor \sqrt{N} inferior, siendo N el número de observaciones promediadas. La disminución de la potencia del ruido en un factor \sqrt{N} está garantizada por el *teorema central del límite*, que no pone restricciones al tipo de distribución que tenga el ruido, tan sólo exige que las realizaciones del ruido para un mismo punto del espacio en diferentes instantes de tiempo sean independientes.

Será entonces deseable que todo instrumento de medida de anisotropías en la RCM esté dominado por ruidos aleatorios, pues la intensidad de la señal de la anisotropías es muy inferior al nivel de ruido de los detectores actuales, y por tanto hay que proceder a la integración durante períodos largos de tiempo, para conseguir un nivel de ruido suficientemente bajo que permita su detección. Además es preferible que el tipo de ruido dominante sea blanco, ya que el ruido $1/f$ introduce correlaciones en la señal que se superponen a la correlación generada por la señal de interés, dificultando su detección.

2.1.4. Temperatura de sistema

El nivel de ruido total en la señal a la salida de un instrumento que realice observaciones desde tierra procede del ruido instrumental, del ruido introducido por la atmósfera y de los lóbulos secundarios, principalmente. Estas componentes de ruido son independientes y en consecuencia, son puramente aditivas y definen el nivel de ruido del sistema, al que le podemos asociar una temperatura, denominada *temperatura de sistema*, T_{sistema} (véase el apéndice A).

La señal mínima detectable por un receptor, T_{rms} , no sólo depende de la T_{sistema} , sino que también depende del ancho de banda del sistema, $\Delta\nu$, y del tiempo de integración, Δt .

Supongamos que todas las fuentes de ruido tienen carácter aleatorio y realizamos n medidas de la señal a la salida del sistema sin señal astronómica durante un intervalo de integración Δt . Por tanto, tendremos n medidas independientes del ruido del sistema. Si el ruido tiene carácter aleatorio, al promediar las n medidas de la señal a la salida del sistema, se tendrá una señal de $T_{\text{rms}} = T_{\text{sistema}}/\sqrt{n}$. En un sistema con un ancho de banda $\Delta\nu$, habrá $\Delta\nu$ medidas independientes de la señal por segundo, y entonces $n = \Delta\nu\Delta t$. Teniéndose finalmente (véase Rohlfs 1986),

$$T_{\text{rms}} = \frac{T_{\text{sistema}}}{\sqrt{\Delta\nu\Delta t}}. \quad (2.5)$$

La ecuación 2.5 caracteriza totalmente el nivel de ruido teórico del sistema de detección, y por tanto la sensibilidad del mismo.

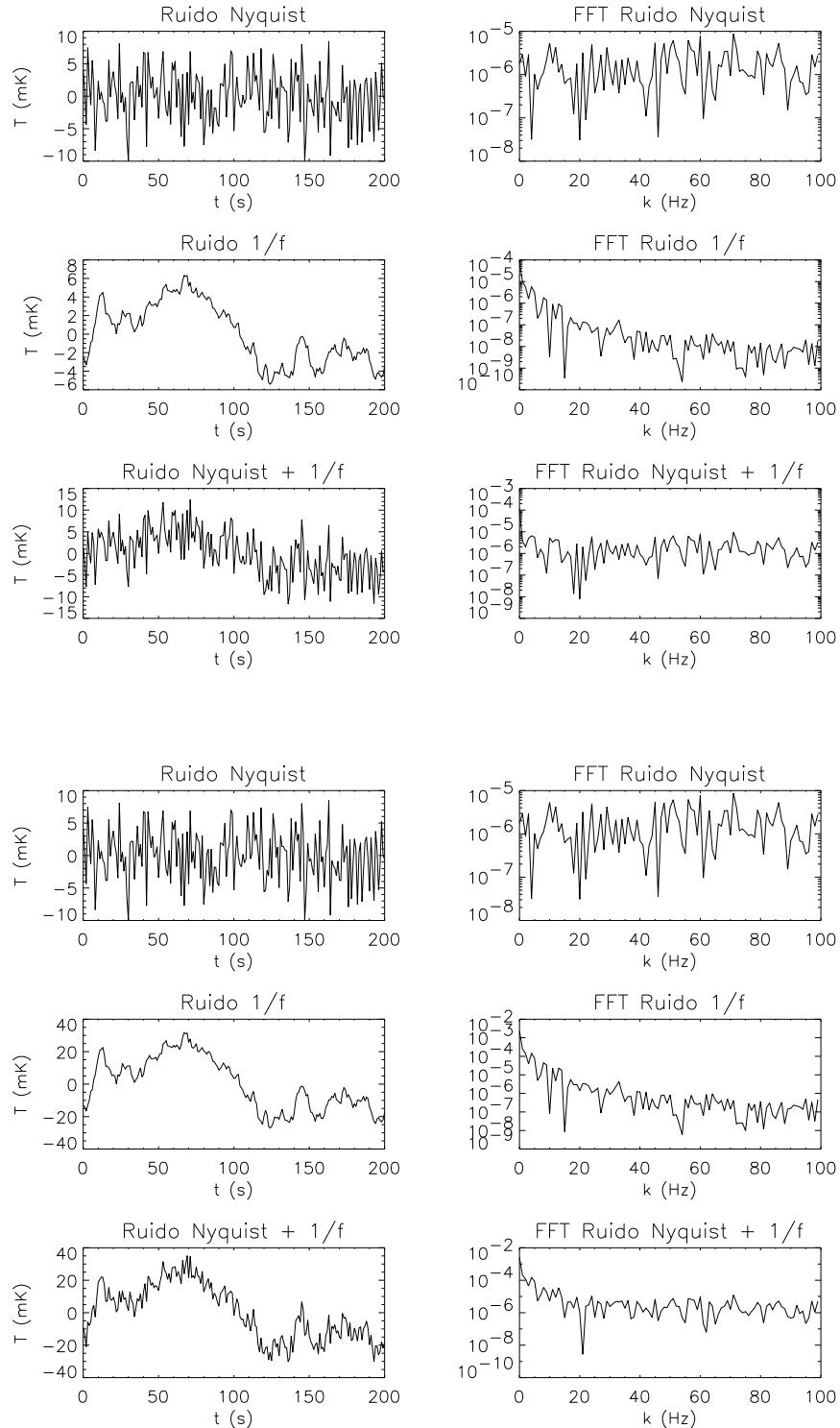


Figura 2.2: Simulación de ruido Nyquist, de ruido $1/f$ y la adición de ambos ruidos simulados en el espacio real (izquierda) y el espectro de potencias asociado (derecha). En los seis gráficos superiores $f_k = 5$ y en los seis inferiores $f_k = 25$. $\sigma = 4$ mK.

2.2. Situación experimental

Desde la primera detección de la RCM por Penzias & Wilson (1965), se han puesto en marcha muchos experimentos para intentar detectar anisotropías en la RCM, tanto desde tierra, como a bordo de globos aerostáticos e incluso desde el espacio (véanse las tablas 2.1 y 2.2). Las primeras detecciones de anisotropías se realizaron en escalas angulares grandes, a las que siguieron medidas más precisas y en escalas angulares menores (véase la figura 2.3).

A continuación se presenta una breve revisión de los experimentos realizados y planeados para la medida de las anisotropías de la RCM y su polarización; así como de los resultados observacionales más importantes que se han obtenido hasta el momento.

2.2.1. Primeros experimentos

La primera detección de anisotropías en la RCM de origen cosmológico (Smoot et al. 1992) se produjo en 1992 con el instrumento DMR (*Differential Microwave Radiometers*) a bordo del satélite COBE. Estas medidas se han convertido en un referente por ser pioneras y por la cantidad de información que proporcionaron sobre la RCM.

Las principales aportaciones de COBE al conocimiento de la RCM fueron la medida precisa de su espectro (véase la figura 1.1) mediante el instrumento FIRAS (Mather 1994; Fixsen et al. 1996) y un cartografiado de la RCM en todo el cielo con una resolución de 7° con el instrumento DMR a 31.5, 53 y 90 GHz, proporcionando la normalización del espectro de potencias con valores en torno a $Q_{rms-PS} \sim 18 \mu\text{K}$ y un índice espectral compatible con un espectro primordial de Harrison-Zel'dovich (Bennett et al. 1996).

Los resultados de COBE fueron confirmados con la correlación cruzada positiva de dichos datos con las medidas de experimentos a bordo de globos aerostáticos a longitudes de onda más cortas (Ganga et al. 1993) y con el experimento Tenerife a longitudes de onda más largas (Hancock et al. 1994; Lineweaver et al. 1995).

2.2.2. Resultados recientes

Ya a principios de 2000, las medidas realizadas del espectro de potencias de la radiación de fondo en conjunto indicaban la existencia de un primer pico en el espectro de potencias a $\ell \sim 200$. La confirmación definitiva llegó con la presentación de los resultados de BOOMERanG (de Bernardis et al. 2000), y de los experimentos que le siguieron, MAXIMA (Hanany et al. 2000), CBI (Padin et al. 2001), DASI (Halverson et al. 2002), VSA (Scott et al. 2003), ARCHEOPS (Benoit et al. 2003) y WMAP (Hinshaw et al. 2003).

La posición del primer pico acústico en el espectro de potencias ha quedado bien caracterizada ($\ell \sim 224$), y se comienzan a definir un segundo ($\ell \sim 509$) y un tercer pico ($\ell \sim 771$) con amplitudes de ~ 72 , ~ 46 y $\sim 47 \mu\text{K}$ respectivamente.

Ajustando los parámetros cosmológicos a las medidas del espectro de potencias dadas por VSA y COBE y utilizando las hipótesis a priori $40 < H_0 < 90 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ y $0 < \tau < 0.5$, se obtiene con el 68 % de nivel de confianza (Rubiño-Martín et al. 2003):

$$\Omega_b h^2 = 0.029^{+0.009}_{-0.009} \quad \Omega_{\Lambda CDM} = 0.13^{+0.05}_{-0.08} \quad n_s = 1.04^{+0.08}_{-0.11}, \quad (2.6)$$

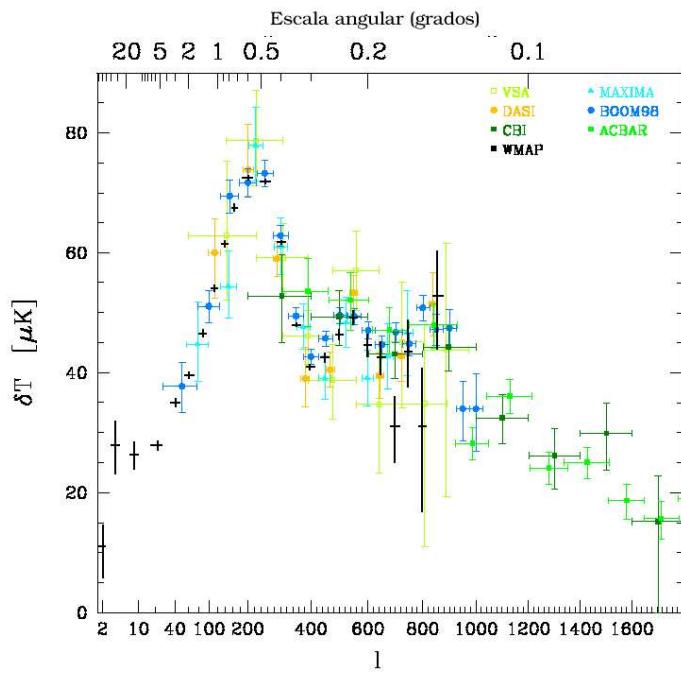
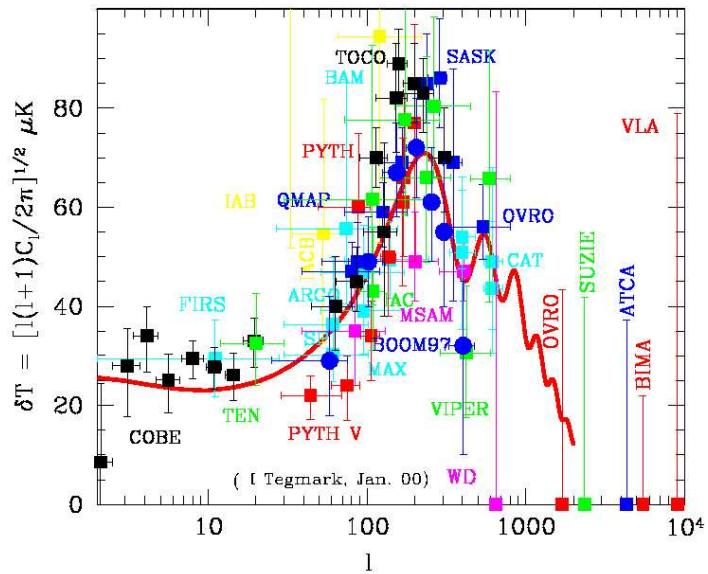


Figura 2.3: Arriba: Medidas del espectro de potencias de la RCM hasta enero de 2000. Abajo: Algunas de las medidas más recientes. Figuras originales tomadas de la página WEB de Max Tegmark, <http://www.hep.upenn.edu/~max/>.

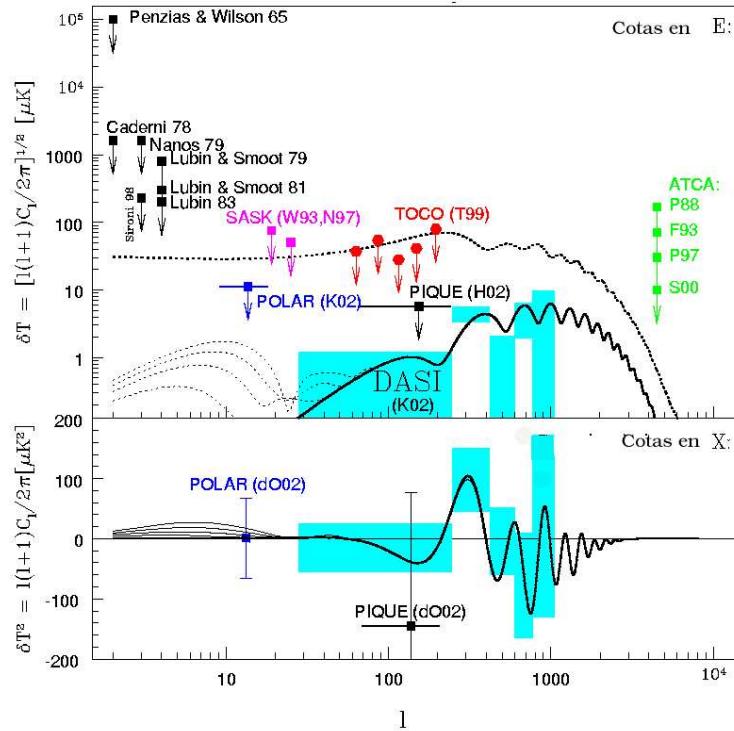


Figura 2.4: Medidas y límites superiores del espectro de potencias de la polarización de la RCM, no se incluyen las medidas de WMAP. Figura original tomada de la página WEB de Max Tegmark, <http://www.hep.upenn.edu/~max/>.

añadiendo las restricciones impuestas por supernovas tipo Ia se encuentra:

$$\Omega_\Lambda = 0.71_{-0.07}^{+0.07} \quad \Omega_{total} = 1.03_{-0.12}^{+0.12}, \quad (2.7)$$

valores que están de acuerdo con los estimados por DASI, MAXIMA y BOOMERanG. Hasta el momento hemos hablado de medidas del espectro de potencias de la RCM, pero para caracterizarla totalmente, se requieren medidas de su polarización.

En cuanto a la polarización de la RCM, recientemente se han producido las primeras detecciones con el interferómetro DASI (Kovac et al. 2002). Antes de la presentación de estos resultados sólo se habían logrado dar cotas superiores (véase la figura 2.4). El satélite WMAP en el análisis de su primer año de datos también ha detectado polarización en la RCM por medio de la correlación cruzada de los mapas de temperatura y de polarización Q de la RCM (Kogut et al. 2003).

2.2.3. OT - IAC y la medida de anisotropías en la RCM

En el Observatorio del Teide (OT) y en el Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC) existe una línea de investigación dedicada al estudio observational de la RCM desde 1984 (<http://www.iac.es/project/cmb/>).

Tabla 2.1: Algunos de los experimentos de medida de anisotropías en la RCM finalizados, en curso y previstos. En las páginas WEB http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/suborbit/su_experiments.cfm y http://astro.estec.esa.nl/SA-general/Projects/Planck/cmbexp/cmbexp_top.html se pueden encontrar enlaces a las páginas WEB de estos experimentos.

Experimento	Periodos de observación*	ℓ	ν (GHz)	Detectores y Tipo**	Polari-zación
ACBAR	2001 – ...	60 – 2700	150, 219, 274	B/T	No
ACME/HACME	1988 – 1996	10 – 180	26-35 y 38-45	H/T	No
AMiBA	–	700 – 2000	90	?/T	Sí
APACHE	1995 – 1996	720	100,150,250	B/T	No
Archeops	1999 – ...	15 – 350	143,217,353,545	B/G	Sí
ARGO	1988, 1990, 1993	53 – 180	150-600	B/G	No
ATCA	1991 – 1997	3350 – 6050	8.7	H/T	No
BAM	1995, 1998	30 – 100	110-250	B/G	No
Bartol-IAC	1994 – 1996	39 – 134	91,142,230,272	B/T	No
Beast/ACE	1988 – 1994	30 – 106	25-90	H/G	No
BOOMERanG	1997 – ...	25 – 1025	90-420	B/G	Sí
CAT	1994 – 1997	339 – 722	13-17	H/T/I	No
CBI	2002 – ...	300 – 3000	26-36	H/T/I	No
COSMOSOMAS	1999 – ...	40 – 200	11,12,7,14.7,16.3	H/T	No
CG	1999 – ...	100 – 10000	0.6 -32	H/T	No
DASI	1999 – ...	100 – 900	26-36	H/T	Sí
FIRS	1989	3 – 29	170-680	B/G	No
IAB	1991 – 1992	200	150	B/T	No
JBO-IAC	1995 – 203	100, 200	33	H/T/I	No
MAT	1997 – 1998	30 – 1100	30-140	H/SIS/T	No
MAXIMA	1995, 1998, 1999, ...	50 – 700	150-420	B/G	No
MBI-B	–	400 – ...	90	B/T	Sí
MINT	–	1000 – 3000	150	SIS/T	No
MSAM	1992 – 1997	69 – 362	150-650	B/T	No
OVRO	1993 –	500 – 2000	14.5 y 32	H/T	No
PIQUE	2002, ...	69 – 362	90	B/T	Sí
POLAR	2000, ...	2 – 30	26-46	H/T	Sí
Polatron	–	200 – 2000	100	B/T	Sí
Python	1992 – 1997	55 – 240	30-90	B/H/T	No
QMAP	1996	30 – 850	30-140	H/SIS/G	No
Saskatoon	1993 – 1995	52 – 401	26-46	H/T	Sí
SuZIE	1996 – ...	1000 – 3700	150,220,350	B/T	No
Tenerife	1984 – 2002	13 – 30	10,15,33	H/T	No
TopHat	2002 – ...	10 – 700	150-720	B/G	No
VSA	2002 – ...	130 – 1800	26-36	H/T/I	No
White Dish	1991 – 1993	250 – 800	75-105	B/T	No

* En la columna 'Periodos de observación': (...) indica que el experimento aún está activo y (–) que aún no está operativo.

** En la columna 'Detectores y Tipo': (B) indica que los detectores son bolómetros, (H) detectores tipo HEMT, (T) que el instrumento está sobre la superficie terrestre, (G) que es un globo aerostático e (I) identifica a los interferómetros.

Tabla 2.2: Misiones espaciales para el estudio de la RCM. En la WEB <http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/space> se pueden encontrar enlaces las páginas WEB de cada uno de estos satélites.

Experimento	Descripción	Periodo de operación
Relikt	Relikt-1 realizó un mapa del cielo a 37 GHz con resolución angular de 5.5° y con una sensibilidad de 0.2 mK.	1983-1984
COBE	Misión de la NASA que proporcionó la primera detección de las anisotropías de origen cosmológico, la medida precisa de su espectro mediante el instrumento FIRAS y un cartografiado de la RCM en todo el cielo con una resolución de 7° con el instrumento DMR a 31.5, 53 y 90 GHz.	1989-1993
WMAP	La finalidad de WMAP es medir la temperatura relativa de la RCM, sobre todo el cielo con una resolución angular máxima de $18'$, una sensibilidad de $20 \mu\text{K}$ por 0.3° de píxel cuadrado y efectos sistemáticos limitados a $5 \mu\text{K}$ por píxel a 23, 33, 41, 61 y 94 GHz. WMAP fue lanzado el 30 de Junio de 2001, y en Enero de 2003 se publicaron sus primeros resultados.	2001-...
PLANCK	Misión de la ESA diseñada para el cartografiado de las anisotropías de la RCM en todo el cielo, con una resolución angular desde $5'$ a varios grados y con una sensibilidad $\sim 10^{-6} \text{ K}$. Planck sondeará todo el cielo a las frecuencias de 30, 44, 70, 100, 143, 217, 353, 545 y 857 GHz.	2007
SPOrt	SPOrt (Sky Polarization Observatory) está diseñado para medir las polarización de la emisión galáctica difusa y de la RCM con una resolución de 7° en el rango de frecuencias 22 – 100 GHz desde la estación espacial internacional.	Planeado

Desde entonces se han puesto en marcha varios experimentos de medida de anisotropías en la RCM, en colaboración con diversas instituciones y de manera independiente, que han dado lugar a resultados importantes en el campo.

A continuación se da cuenta de los instrumentos que se han instalado en el OT, resumiendo sus características más sobresalientes y los principales resultados que se han alcanzado con cada uno de ellos.

Experimento Tenerife: Radiómetros a 10, 15 y 33 GHz

El denominado experimento de Tenerife consistió en tres radiómetros de alta sensibilidad a 10, 15 y 33 GHz, construidos para detectar fluctuaciones en la RCM en escalas de $5^\circ - 15^\circ$.

Fue diseñado, construido y operado por el *National Radio Astronomy Laboratories* (NRAL) Jodrell Bank de la Universidad de Manchester, en colaboración con el IAC y la Universidad de Cambridge. Los tres instrumentos eran radiómetros de dos canales operando bajo la técnica de dobles diferencias.

El experimento se inició en 1984 con la construcción del radiómetro a 10 GHz (Davies et al. 1987), posteriormente se fueron instalando los otros dos radiómetros a 15 y 33 GHz (Watson et al. 1992; Gutiérrez de la Cruz et al. 1995; Davies et al. 1996; Hancock et al. 1997). Este experimento finalizó su operación a principios de 2001, habiendo alcanzado una sensibilidad de 28, 14 y 21 μK por haz de 5° a 10, 15 y 33 GHz, respectivamente, con una cobertura de ~ 6000 grados cuadrados centrada en declinación $\sim 35^\circ$ (Macías-Pérez 2001). El análisis de los datos a 10 y 15 GHz ha proporcionado una medida del espectro de potencias en el rango $10 \lesssim \ell \lesssim 30$ obteniéndose una normalización de dicho espectro, consistente con la proporcionada por COBE (Gutiérrez et al. 2000).

Observaciones milimétricas. Bolómetros Bartol-IAC

Este experimento fue fruto de la colaboración entre el *Bartol Research Institute* de la Universidad de Delaware, el IAC y NRAL. Inició las observaciones en 1994.

El instrumento consistía en un sistema óptico formado por un espejo parabólico primario y un espejo secundario hiperbólico. El detector era un fotómetro de cuatro canales equipado con bolómetros trabajando a 0.33 K. Las bandas estaban centradas a 3.3, 2.1, 1.3 y 1.1 mm (Piccirillo et al. 1997; Femenía-Castellá 1998).

Los resultados definitivos de este experimento (Romeo et al. 2001) proporcionan seis medidas en el espectro de potencias en el intervalo $\ell \sim (39, 134)$ de los que se desprende un aumento de la potencia de las anisotropías de la RCM hacia los ℓ altos.

Interferómetro JBO-IAC

En el año 1995 se instaló un interferómetro a 33 GHz (Melhuish et al. 1997; Dicker 1998) fruto de una nueva colaboración entre NRAL y el IAC.

A partir de los datos obtenidos con este instrumento se comprobó que las observaciones interferométricas desde tierra prácticamente no se ven afectadas por las fluctuaciones atmosféricas.

Este interferómetro contaba con dos antenas con la línea de base orientada de forma permanente en la dirección este-oeste. De esta manera, siempre observaba la misma com-

ponente de Fourier del cielo. El sistema permitía dos configuraciones. En función de la separación de las antenas, era sensible a escalas angulares de $\sim 2^\circ$ (desplazamiento corto) o $\sim 1^\circ$ (desplazamiento largo).

Los resultados que se han obtenido hasta la fecha con este instrumento proporcionan una medida del espectro de potencias a $\ell \sim 100$ y otra a $\ell \sim 200$ con una potencia de $43^{+13}_{-12} \mu\text{K}$ (Dicker et al. 1999) y $63^{+7}_{-6} \mu\text{K}$ (Harrison et al. 2000), respectivamente. Todos estos resultados se han obtenido a partir de observaciones a declinación 41° .

Este instrumento finalizó su operación a principios de 2003. Los últimos resultados obtenidos con el mismo fueron presentados en la tesis doctoral de Rubiño-Martín (2002), donde se incluyeron observaciones desde declinación 38° hasta 43° en el desplazamiento corto.

Very Small Array (VSA)

El interferómetro VSA, instalado en el Observatorio del Teide en Octubre de 1999, es resultado de la colaboración del *Cavendish Astrophysics Group* (CAG) de la Universidad de Cambridge, NRAL y el IAC.

Está compuesto por 14 antenas y está diseñado para observar escalas angulares entre 2.5° y $12'$, dependiendo de la configuración que se elija para las antenas, realizando un seguimiento de campos de 4.5° . El sistema puede operar en un rango de frecuencias $26 - 36$ GHz, con un ancho de banda de 1.5 GHz. Además, el experimento incorpora otras dos antenas de mayor tamaño que trabajan a modo de interferómetro para medir el flujo de las fuentes que hay en los campos de observación (Watson et al. 2003).

Los primeros resultados de este experimento en la configuración compacta proporcionaron medidas del espectro de potencias de la RCM en el rango $200 \lesssim \ell \lesssim 800$ (Scott et al. 2003) y la determinación de los parámetros cosmológicos que mejor ajustan dichas medidas (Rubiño-Martín et al. 2003). Posteriormente, se han presentado las medidas del espectro de potencias que proporciona VSA en la configuración extendida que, junto con las medidas realizadas en la configuración compacta, muestrean el espectro de potencias de la RCM en escalas comprendidas en el intervalo $200 \lesssim \ell \lesssim 1400$ (Grainge et al. 2003; Slosar et al. 2003; Rebolo et al. 2004).

Actualmente se continúan las observaciones en la configuración extendida para intentar proporcionar medidas más precisas del segundo y tercer pico del espectro de potencias, y determinar la posible existencia de un cuarto pico Doppler.

COSMOSOMAS

Es un instrumento totalmente diseñado y construido en el IAC que inició su operación en Septiembre de 1999.

En el momento en el que se inicia el diseño del experimento COSMOSOMAS, sólo existían observaciones de las anisotropías de la RCM a baja resolución angular $\sim 5^\circ$. Para probar los modelos cosmológicos se requería mejorar la resolución angular de las observaciones. Como ya hemos indicado, una zona del espectro de potencias de especial interés era, y sigue siendo, $\ell \sim 200$, es decir, escalas $\sim 1^\circ$. En estas escalas los modelos estándares predicen la existencia de un pico en el espectro de potencias que restringe algunos de los principales parámetros cosmológicos.

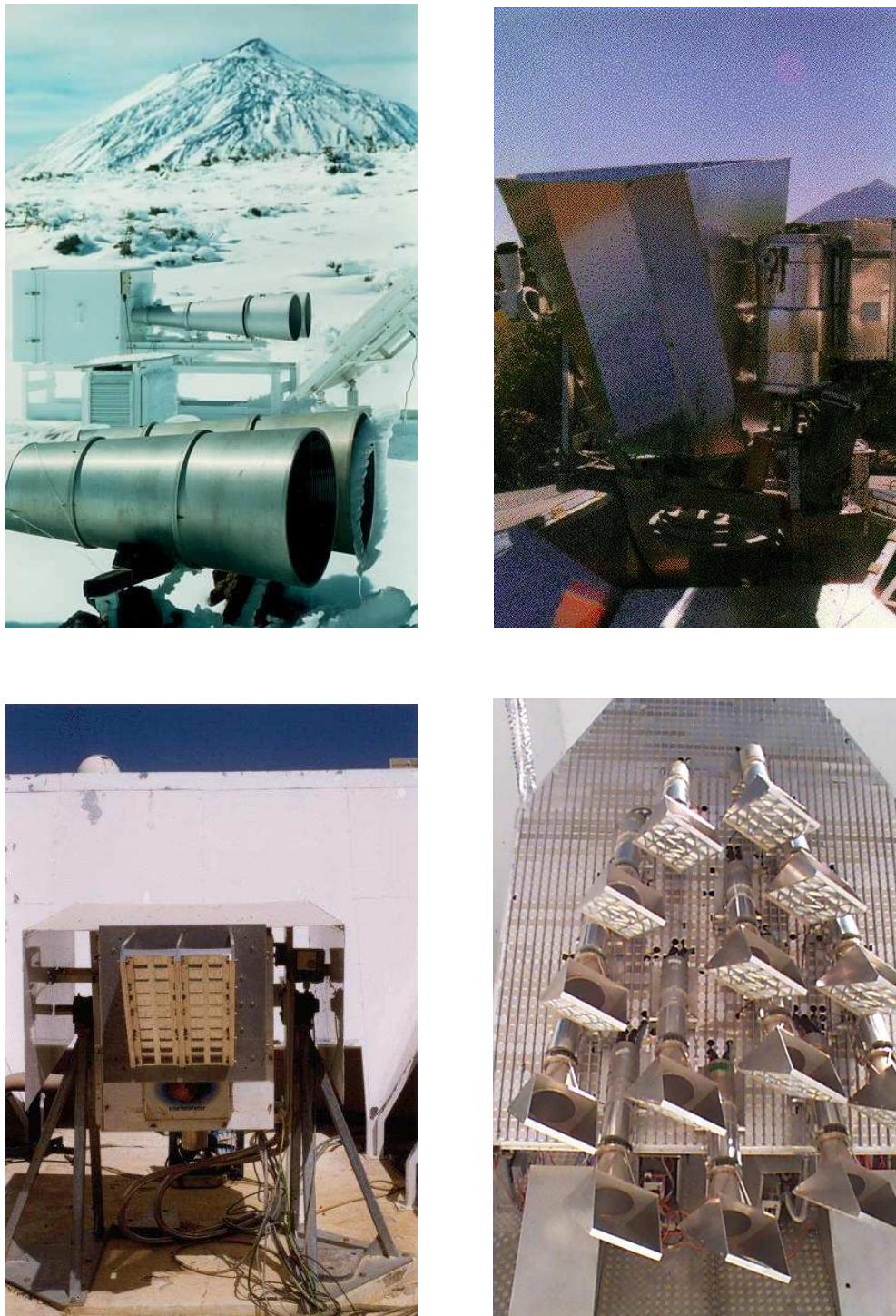


Figura 2.5: Experimentos de medida de anisotropías en la RCM en el OT. De izquierda a derecha y de arriba abajo: Experimento de Tenerife (Radiómetros a 10 y 15 GHz), Bolómetros Bartol - IAC, Interferómetro JBO-IAC y VSA. COSMOSOMAS se presenta en la figura 3.1. Fotos tomadas de la página WEB <http://www.iac.es/project/cmb/>.

Este experimento pretendía también estudiar la emisión difusa galáctica. En la sección 1.3, donde se discutió el conocimiento que tenemos actualmente sobre la emisión galáctica, se mostró que el rango de frecuencias explorado por el experimento COSMOSOMAS (10, 12.7, 14.7 y 16.3 GHz) es de especial interés para el estudio de la emisión anómala.

El proyecto de COSMOSOMAS surge de los prometedores resultados obtenidos con un prototipo del experimento cuya construcción se inició en 1996. Se decidió diseñar un prototipo del experimento, denominado COSMO11 (observaba a 11 GHz), para probar la técnica observacional y la viabilidad de un futuro experimento. En el verano de 1997 se realizaron observaciones con dicho prototipo y se comprobó la validez de la estrategia observacional (Gallegos 1998), dentro de las limitaciones del mismo, ya que COSMO11 tenía una resolución de 2° y no utilizaba criogenia en el receptor.

Tras las pruebas de viabilidad con COSMO11, se decidió la construcción de dos instrumentos casi gemelos, denominados COSMO15 (observa a 12.7, 14.7 y 16.3 GHz) y COSMO10 (observa a 10 GHz en dos polarizaciones ortogonales), ambos con receptores de bajo ruido, trabajando a temperatura criogénica, y con una resolución de 1° . Estos dos instrumentos configuran el experimento denominado COSMOSOMAS.

COSMO15 inicia la toma de datos a finales de Septiembre de 1999, continuada de forma ininterrumpida hasta el momento actual, exceptuando paradas debidas a periodos de mal tiempo o a problemas técnicos.

La construcción de COSMO10 finaliza en el 2000, pero por diversos problemas técnicos no se ha podido tener operativo de una manera óptima y rutinaria durante el periodo de realización de esta tesis doctoral.

A principios de 2001 se presentó el primer artículo del experimento (Gallegos et al. 2001), que contiene una descripción de la instrumentación y los tres primeros mapas de COSMO15, uno por canal, que resultaron del agrupado de los datos recogidos desde Septiembre de 1999 a Junio de 2000 (Macías-Pérez 2001).

En esta tesis se presentan los mapas más recientes obtenidos con COSMO15 y el análisis de la señal contenida en los mismos.

2.3. Objetivos de la tesis

En Octubre de 1999 inicié esta tesis doctoral en el seno del proyecto COSMOSOMAS, momento en el que COSMO15 iniciaba su toma de datos.

Los objetivos principales con los que se planeó esta tesis doctoral fueron: la medida de las anisotropías de la RCM y el análisis de la emisión galáctica en escalas desde $\sim 1^\circ$ a $\sim 5^\circ$, con las observaciones de los tres canales de COSMO15.

En Enero de 2003 la colaboración del satélite WMAP hizo públicos los mapas obtenidos tras el primer año de operación del satélite. Se decidió entonces, incluir como un objetivo adicional de la tesis doctoral, la comparación de los mapas de COSMO15 con los de WMAP.

Como los experimentos COSMOSOMAS y WMAP exploran rangos de frecuencias distintos, si estudiamos el comportamiento de las diversas componentes galácticas en el intervalo de frecuencias observado por estos dos experimentos, podremos inducir el comportamiento espectral de dichas componentes. Este tipo de análisis son de interés particular para el estudio de la componente anómala, ya que los modelos de polvo rotante predicen un cambio de pendiente en su espectro en la zona de las frecuencias bajas cubiertas por

estos experimentos. Además dada la precisión alcanzada por las observaciones de WMAP, la comparación de la potencia de la señal de las anisotropías de la RCM en las observaciones de WMAP y COSMOSOMAS, nos permitirá analizar fiabilidad de nuestras observaciones.

En Noviembre de 2002 se inició una colaboración con los Dres. Jacques Delabrouille y Guillaume Patanchon del grupo de física corpuscular y de partículas del College de France (París), para realizar la separación de componentes sobre los mapas de COSMOSOMAS. Posteriormente, se decidió realizar la separación de componentes sobre los datos de COSMOSOMAS y WMAP de forma conjunta.

Como las observaciones de las anisotropías y la polarización de la RCM están contaminadas por otros tipos de emisiones, las técnicas de separación de componentes se usan con frecuencia y se encuentran en continuo desarrollo. La técnica empleada en esta tesis, es una técnica novedosa que se había probado sobre simulaciones y observaciones de otro experimento.

3

COSMOSOMAS

El experimento COSMOSOMAS está constituido por dos instrumentos casi gemelos, denominados COSMO10 y COSMO15, situados en el Observatorio del Teide (Tenerife) a 2400 m de altitud. COSMO15 opera a frecuencias próximas a 13, 15 y 17 GHz, midiendo una única polarización. COSMO10 observa a 10 GHz en dos polarizaciones ortogonales. Ambos instrumentos generan diariamente un mapa del cielo completo en ascensión recta y de 20° de cobertura en declinación con una resolución (FWHM) de $\sim 1^\circ$.

Este capítulo tiene por objeto presentar las principales características de estos instrumentos y las técnicas desarrolladas para la construcción de los mapas a partir de los datos tomados directamente por éstos. Como el diseño de ambos instrumentos y las técnicas de tratamiento de los datos son similares, de aquí en adelante se sobreentenderá, que allí donde no se haga referencia explícita a cada uno de los instrumentos, se estará hablando de características comunes a ambos.

3.1. Descripción instrumental

A continuación se describe el diseño básico de COSMO10 y COSMO15. Para más detalles véanse Gallegos et al. (2001) y Macías-Pérez (2001).

3.1.1. Sistema óptico

El sistema óptico está formado por un espejo circular de aluminio y un parabólico fuera de eje. Las características de la óptica de cada instrumento se dan en la tabla 3.1.

Tabla 3.1: Especificaciones de la óptica de COSMO10 y COSMO15

Característica	COSMO10	COSMO15
Apertura del parabólico (m)	1.8	2.4
Distancia focal del parabólico (cm)	139	112
Inclinación eje del parabólico (grados)	66.5	67.9
Diámetro del espejo de Al (m)	2.5	3.0

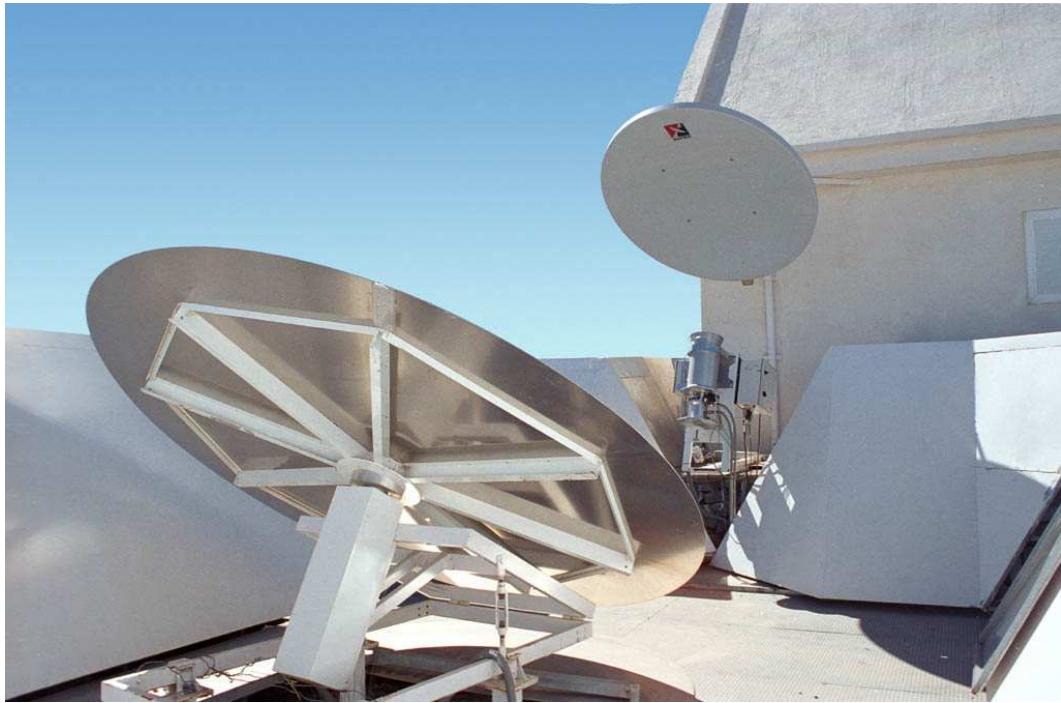


Figura 3.1: Fotografía de COSMO15 en la que se muestra el sistema óptico al completo (espejo de aluminio y parabólico) y el criostato que contiene a la antena y a la primera etapa de amplificación.

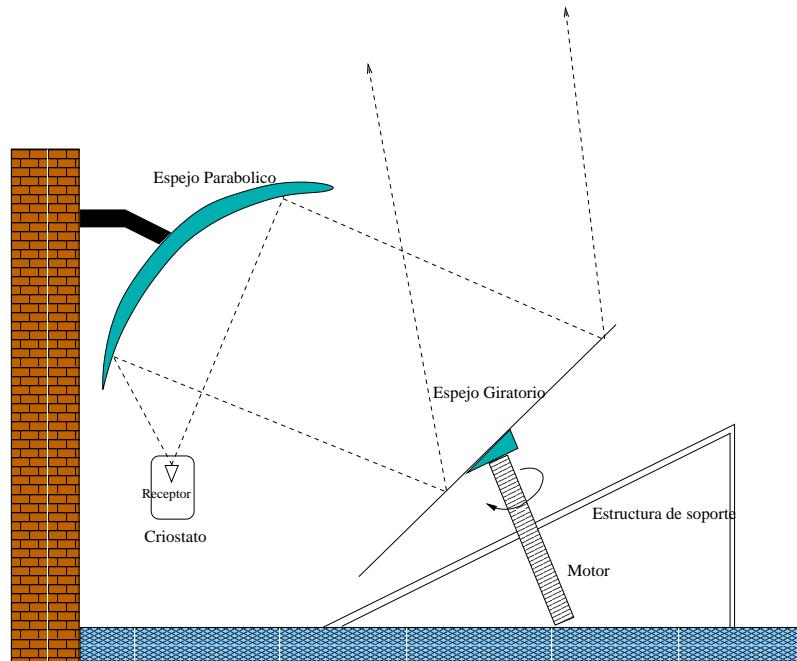


Figura 3.2: Esquema del sistema óptico de COSMOSOMAS. Figura original tomada de Macías-Pérez (2001).

El espejo plano descansa sobre un pieza de sección transversal triangular cuya base se apoya sobre el eje de rotación del motor del sistema (véase las figuras 3.1 y 3.2). Esta configuración permite que por cada ciclo del motor (~ 1 r.p.s) se realice un barrido aproximadamente circular en el cielo.

El espejo, al ser metálico, posee una alta reflectividad ($\sim 99\%$). Los espejos utilizados en este instrumento son de aluminio, lo que les dota además de relativa ligereza.

Los requerimientos de rugosidad de la superficie del espejo y del parabólico son mucho menos restrictivos que para observaciones a menor longitud de onda. Para tener una eficiencia del 95% a 17 GHz, el límite de rugosidad del espejo admisible es de 0.3 mm, si se considera que las desviaciones de la superficie plana ideal se distribuyen gaussianamente.

La radiación, una vez reflejada por el espejo plano, incide en el parabólico fuera de eje, que la envía a su foco, donde se encuentra situada la antena receptora. Los parabólicos son comerciales, de uso habitual para telecomunicaciones vía satélite. Están constituidos por una red metálica, que asegura una alta reflectividad, cubierta por un material protector de alta transmisión.

El sistema óptico está alineado de forma que la línea meridiana del lugar sea paralela al eje del parabólico y al eje de giro del motor. La orientación del sistema es N-S, de forma que el parabólico se sitúa al sur del espejo (véase la figura 3.3).

Ambos instrumentos se encuentran en un recinto vallado, en el que tanto el suelo como las paredes son de aluminio. Todo ello con la finalidad de apantallar la emisión terrestre al máximo y proteger el experimento del viento.

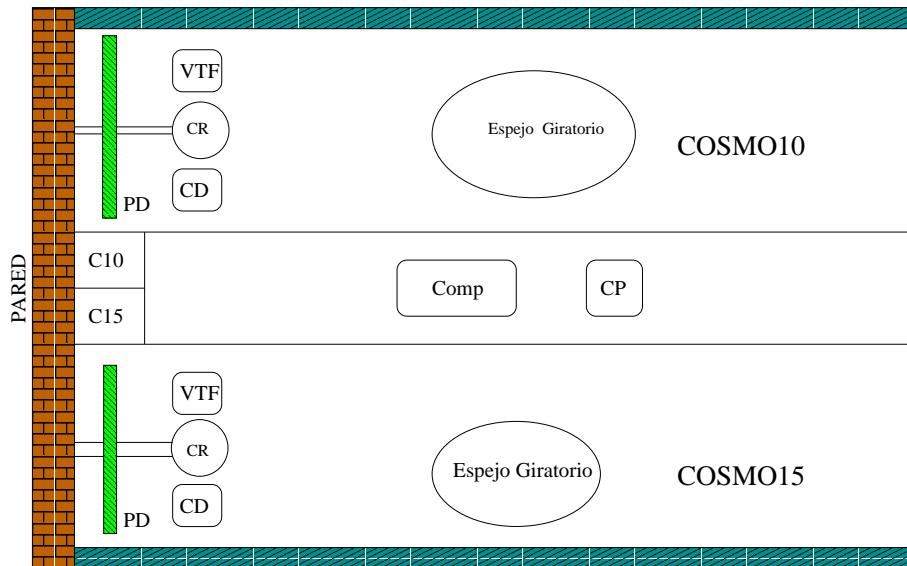


Figura 3.3: Esquema de la configuración de COSMO10 y COSMO15 en planta. PD: Antena parabólica, VTF: Conversor tensión - frecuencia, Comp: Compresor, CD: Caja del diodo de calibración, CR: Criostatos, C10 y C15: compartimentos de la alimentación del sistema. Figura original tomada de Macías-Pérez (2001).

3.1.2. Apuntado

El apuntado del instrumento está determinado por: el momento de observación, la latitud del lugar ($\phi = 28,28^\circ$), la inclinación del espejo (α), el ángulo del eje del paraboloide con la normal de lugar (β), la inclinación de la pieza situada bajo el espejo (θ_t) y el punto del ciclo en el que se realiza la medida (ψ) (véase la figura 3.4).

A partir de consideraciones geométricas sencillas, de la figura 3.4 se obtiene la declinación del centro del barrido, δ_C ,

$$\delta_C = \phi + \beta - 2\alpha, \quad (3.1)$$

así como las declinaciones máximas, δ_{max} , y mínimas, δ_{min} , que se podrán alcanzar en cada barrido,

$$\delta_{max} = \phi + \beta - 2(\alpha - \theta_t), \quad (3.2)$$

$$\delta_{min} = \phi + \beta - 2(\alpha + \theta_t). \quad (3.3)$$

La ascensión recta asociada al centro del barrido, α_C , queda fijada por el instante de tiempo en el que se realiza la observación, ya que dicho centro se encuentra sobre la línea meridiana, y por tanto existe una relación biunívoca entre el instante de observación y la ascensión recta de los puntos del cielo situados sobre la línea meridiana.

Utilizando trigonometría esférica podemos determinar la ascensión recta, α_ψ , y la declinación, δ_ψ , de cada punto del barrido, según las siguientes ecuaciones,

$$\delta_\psi = \arcsin [\cos \chi \cos 2\theta + \sin \chi \sin 2\beta \cos \xi], \quad (3.4)$$

$$\alpha_\psi = \alpha_C + \arcsin [2 \sin \psi \sin \theta_t \cos \theta / \cos \delta_\psi], \quad (3.5)$$

donde se ha tomado,

$$\gamma = \beta - \alpha, \quad (3.6)$$

$$\chi = \alpha - \phi + \frac{\pi}{2}, \quad (3.7)$$

$$\theta = \arccos [\cos \theta_t \cos \gamma + \sin \theta_t \sin \gamma \cos \psi], \quad (3.8)$$

$$\xi = \arccos \left[\frac{\cos \theta_t - \cos \gamma \cos \theta}{\sin \gamma \sin \theta} \right], \quad (3.9)$$

Con estas ecuaciones, la posición $\psi = 0$ en el círculo corresponde a un punto de coordenadas $\alpha_0 = \alpha_C$ y $\delta_0 = \delta_C - 2\theta_t$. En la práctica, $\psi = 0$ corresponde al punto en el que se inicie la toma de datos en cada ciclo, que si no coincide con el punto de coordenadas $\alpha_0 = \alpha_C$ y $\delta_0 = \delta_C - 2\theta_t$, será necesario determinar un parámetro de apuntado adicional, el parámetro de fase, ψ_0 (véase la sección 3.5.4).

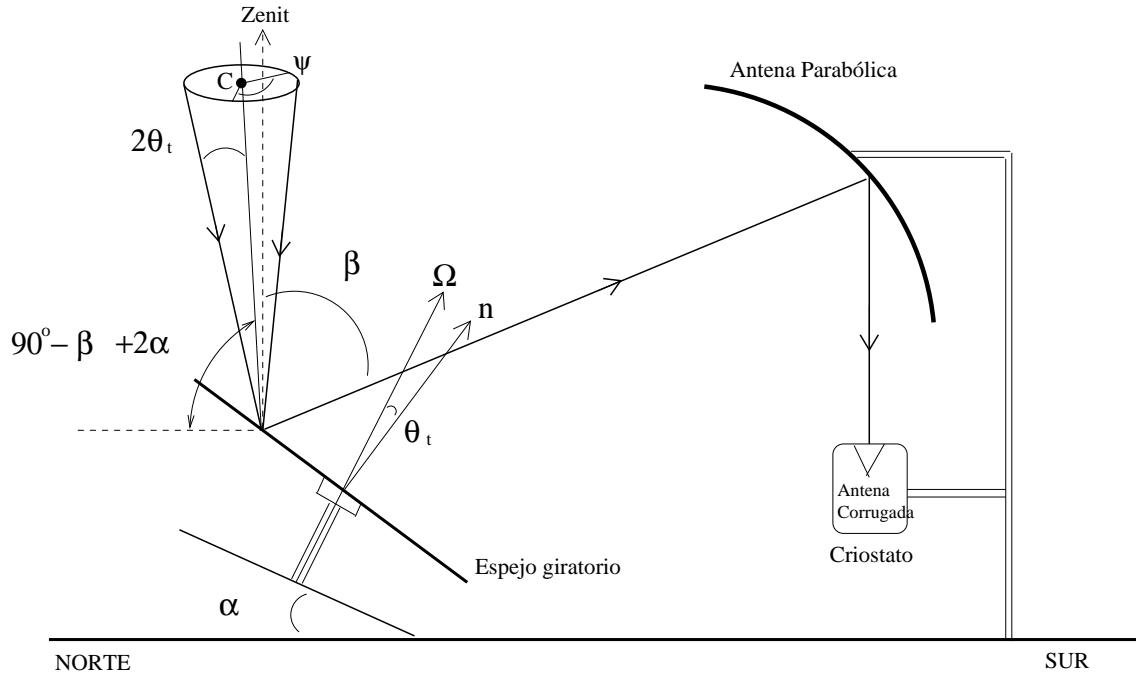


Figura 3.4: Esquema del apuntado de COSMOSOMAS. Figura original tomada de Macías-Pérez (2001)

La estrategia de observación consiste en realizar barridos circulares con centro fijo sobre la línea meridiana. Gracias a la rotación terrestre, en 24 horas de observación se obtendrá un mapa del cielo completo en ascensión recta y comprendido entre las declinaciones mínimas y máximas dadas por las ecuaciones 3.2 y 3.3, respectivamente.

La extensión del mapa del cielo en declinación, $\Delta\delta$, está determinada por la inclinación de la pieza situada bajo el espejo, θ_t . En concreto, $\Delta\delta = \delta_{max} - \delta_{min} = 4\theta_t$, siendo para los datos que aquí se presentan $\theta_t = 5^\circ$ y, por tanto, $\Delta\delta = 20^\circ$.

3.1.3. Receptores

Una vez que la óptica del sistema ha recogido la señal procedente de un punto del cielo, ésta es dirigida a un sistema receptor, que tiene la función de actuar sobre la señal de entrada de modo que pueda ser registrada para su posterior análisis. Para ello, la señal sufrirá diversas amplificaciones y conversiones a tensión y pulsos.

Los receptores de COSMO10 y COSMO15 son muy parecidos, así que los describiremos de forma conjunta, haciendo referencia a las diferencias entre ambos sistemas cuando sea pertinente. En la figura 3.5 se presentan los esquemas de los receptores de COSMO10 y COSMO15, que comentaremos a continuación.

La señal, una vez que ha sido colectada por la antena parabólica, se dirige hacia su foco donde se encuentra situada una antena corrugada, que como todas las antenas de esta clase se caracteriza por su bajo nivel de lóbulos secundarios. En COSMO15 la antena dirige la señal hacia un amplificador tipo HEMT (*High Electron Mobility Transistor*). En COSMO10 tras la antena existe un dispositivo que divide la señal en dos señales de polarizaciones ortogonales que serán amplificadas por dos amplificadores tipo HEMT independientes. Antes

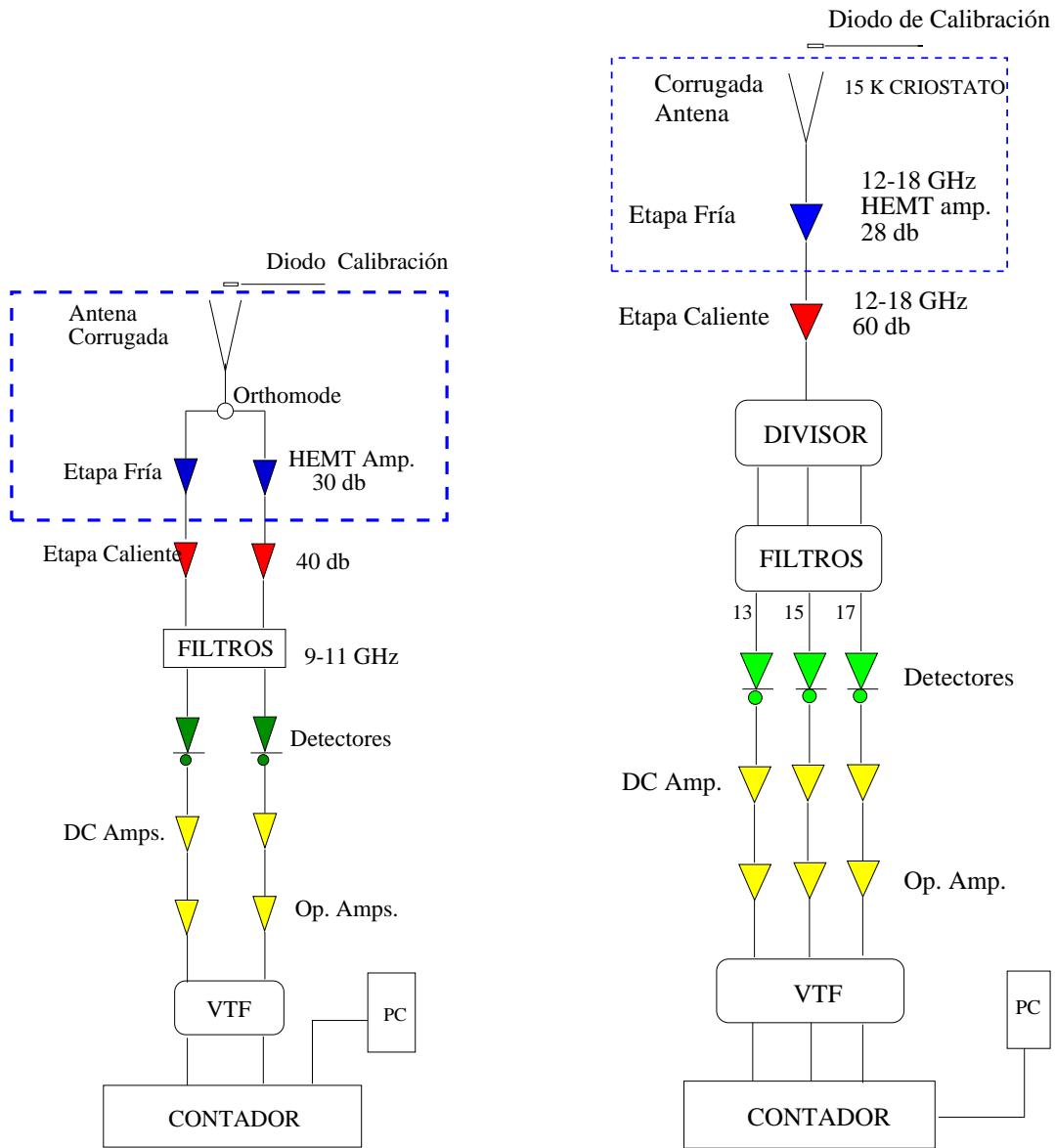


Figura 3.5: Esquemas de los receptores de COSMO10 y COSMO15. Figuras originales tomadas de Macías-Pérez (2001).

y después de los amplificadores HEMT se colocan aislantes para evitar posibles reflexiones de la señal. Las antenas, amplificadores y los aislantes se encuentran ~ 18 K en el interior de un criostato que trabaja con Helio gaseoso.

Cada una de las señales, tras atravesar la primera etapa de amplificación en intensidad, es dirigida mediante una guía de ondas a la segunda etapa de amplificación, situada a temperatura ambiente en una caja adyacente al criostato.

A continuación la potencia total en COSMO15 se reparte entre tres canales, para después filtrar cada uno de ellos a un cierto ancho de banda (~ 1 GHz) con centro en la frecuencia correspondiente a cada canal. Las frecuencias efectivas de cada uno de los canales de COSMO15 son 12.7, 14.7 y 16.3 GHz (a los que nos referiremos como canales 13, 15 y 17, o como COSMO13, COSMO15 y COSMO17 respectivamente). Dichas frecuencias se han evaluado mediante

$$\nu_{ef} = \int \nu \rho(\nu) d\nu, \quad (3.10)$$

siendo

$$\rho(\nu) = \frac{P(\nu)}{\int P(\nu) d\nu}, \quad (3.11)$$

donde $P(\nu)$ es la respuesta lineal de los filtros a las distintas frecuencias, que se presenta en escala de decibelios en la figura 3.6. Las señales de los dos canales de COSMO10 pasan un filtro pasa-banda entre 9 y 11 GHz.

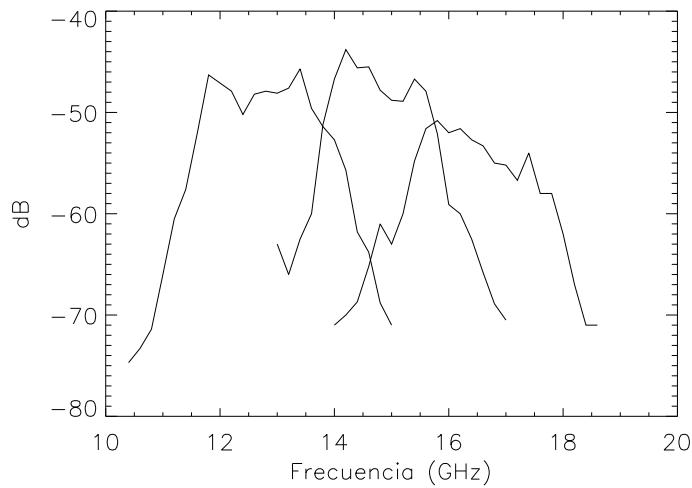


Figura 3.6: Respuesta de los filtros de COSMO15 medida con un analizador de espectros.

La señal de cada uno de los canales pasa por un detector, que la transforma de señal en intensidad a tensión, que será posteriormente amplificada, primero por amplificadores DC, alcanzándose una señal de 300 mV, y después por amplificadores operacionales, teniéndose una señal a la salida en torno a 2.7 V.

Para poder registrar la señal de cada canal, es necesario convertir la señal en tensión a pulsos. Para ello se utiliza un convertidor tensión - frecuencia (VTF, *Voltage To Frequency*). Una vez transformada la señal a pulsos, ésta es dirigida a un ordenador, situado en un laboratorio adyacente, donde se adquieren y almacenan los datos.

Para controlar los cambios de ganancia que puedan sufrir las diferentes etapas de amplificación, se dispone de una señal de calibración. Esta señal es producida por un diodo que emite una señal muy estable.

La señal de calibración se superpone en ciertos momentos a la señal celeste en la entrada del criostato, atravesando todas las etapas de amplificación, lo que permite, determinar las variaciones de ganancia de los amplificadores para cada uno de los canales (como veremos en la sección 3.2).

3.2. Sistema de adquisición de datos

El programa de adquisición de datos está escrito en C y ha sido diseñado e implementado fundamentalmente por el Dr. Robert A. Watson.

El espejo realiza aproximadamente una rotación por segundo, siendo el tiempo de integración para cada medida de $\sim 4000 \mu\text{s}$, con un tiempo de blanqueo entre cada medida de $\sim 400 \mu\text{s}$. Esto equivale a realizar alrededor de 220 medidas cada ciclo. Este ritmo de muestreo es adecuado para la resolución de 1° del experimento, ya que permite tener al menos tres medidas por cada elemento de resolución.

El programa de adquisición de datos es capaz de reconocer que el espejo ha efectuado un ciclo gracias a la señal producida por un sistema que emite un pulso cada vez que el espejo pasa por una posición determinada. Dicho sistema está formado por un pequeño espejo situado en el eje de giro del disco, que por tanto rota solidariamente con el eje, y un sensor con posición fija en el espacio. Cuando el espejo pasa sobre el sensor, éste emite un pulso que pasa directamente al VTF para ser registrado. Así, todos los datos recogidos entre dos pulsos consecutivos pertenecerán a un mismo ciclo del espejo.

Los datos que se almacenan no son los que resultan de las medidas en cada rotación del sistema, sino un promedio de los datos obtenidos durante 30 ciclos consecutivos, es decir, cada 30 s aproximadamente. En este periodo de tiempo, el desplazamiento del cielo es de 0.12° , despreciable para nuestra resolución. Por tanto, se puede considerar que todos los ciclos se han realizado manteniendo el centro de cada ciclo a la misma ascensión recta.

La señal de calibración se conecta durante 1 s de forma intermitente en periodos de 4 ms antes y después de cada conjunto de 30 ciclos consecutivos. El valor promedio de las diferencias entre la señal cuando está conectada la calibración y cuando no lo está, constituye la señal de calibración asignada al bloque de 30 ciclos que se almacena, junto con la dispersión de estos valores.

La señal de calibración sirve para corregir la señal de las posibles variaciones de ganancia de los amplificadores. Dado que la señal de calibración es una señal producida por una fuente muy estable, cualquier cambio de valor en su magnitud será directamente achacable a un cambio de ganancia. Así, dividiendo la señal astronómica por el registro de la señal de

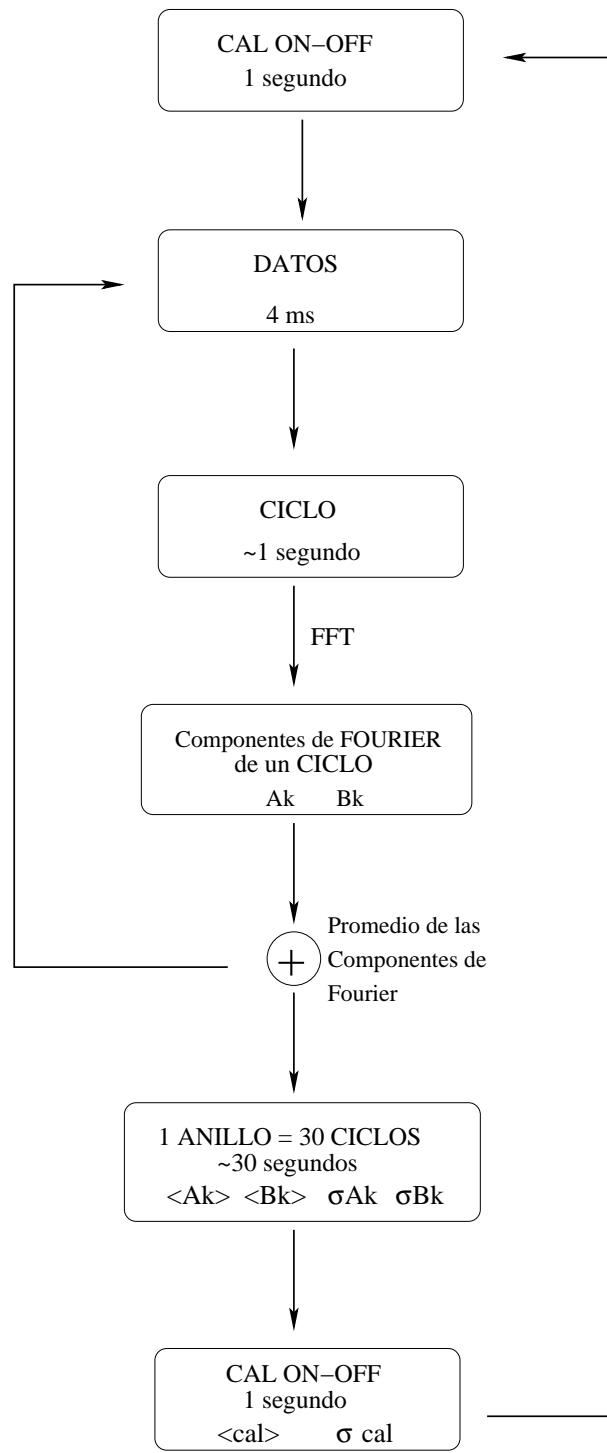


Figura 3.7: Esquema del sistema de adquisición de datos.

calibración nos aseguraremos de que toda la señal ha sufrido la misma amplificación.

Los datos colectados durante un ciclo son transformados al espacio de Fourier, y cada periodo de 30 ciclos consecutivos se caracteriza por los valores medios de las componentes de Fourier de la señal registrada para cada ciclo.

Como en cada ciclo se toman alrededor de 220 puntos, la transformada de Fourier discreta de la señal tendrá del orden de 220 coeficientes de Fourier complejos. La transformada de Fourier discreta de una señal real $X[n]$, con N puntos, $n = 0, 1, \dots, N-1$, queda caracterizada por $N/2$ coeficientes de Fourier complejos a_k independientes (si N es par), siendo $\text{Re}(a_k) = \text{Re}(a_{N-k})$ e $\text{Im}(a_k) = -\text{Im}(a_{N-k})$ (véase Lynn & Fuerst 1989). Así, en nuestro caso, la señal en cada ciclo queda totalmente caracterizada por unos 110 coeficientes de Fourier complejos.

Tras cada periodo de 30 ciclos del espejo se determinan:

$\langle A_k \rangle, \langle B_k \rangle$ Los promedios de las partes real e imaginaria de cada coeficiente de Fourier de la señal durante 30 ciclos.

$\sigma A_k, \sigma B_k$ Las dispersiones de las partes reales e imaginarias de cada coeficiente de Fourier de la señal durante 30 ciclos.

jd El día juliano, que nos dará la ascensión recta del centro del barrido a partir de la cual se puede definir la posición en el cielo de cada punto de observación (véase la sección 3.1.2).

$\langle cal \rangle$ El valor promedio de las diferencias entre la señal detectada cuando se inyecta la señal del diodo de calibración y cuando ésta no está conectada. Estas diferencias se evalúan durante períodos de 1 s al principio y al final de cada periodo de 30 ciclos.

σ_{cal} La dispersión de los valores con los que se ha evaluado $\langle cal \rangle$.

Los datos se almacenan en ordenadores independientes para COSMO10 y COSMO15. Diariamente se genera un fichero para cada canal, tres para COSMO15 y dos para COSMO10. Cada uno de estos ficheros contiene el conjunto de cantidades $\{\langle A_k \rangle, \langle B_k \rangle, \sigma A_k, \sigma B_k, jd, \langle cal \rangle, \sigma_{cal}\}$ registradas durante la duración de la toma de datos, en general un día.

3.3. Sensibilidad teórica

En la sección 2.1.4 se mostró que el nivel de ruido teórico de un receptor estaba caracterizado por su temperatura de sistema, ancho de banda y tiempo de integración mediante la ecuación 2.5. Por tanto, para fijar el nivel de ruido teórico de COSMO10 y COSMO15 es preciso determinar dichas cantidades.

El ancho de banda de cada canal viene determinado por el ancho de banda de los filtros ($\Delta\nu$) que existen en cada uno de ellos. Dichas características son proporcionadas por el fabricante, aunque se pueden medir directamente con un analizador de espectros (véanse la tabla 3.2 y la figura 3.6).

Tabla 3.2: Nivel de ruido teórico de COSMO10 y COSMO15

Experimento	$T_{sistema}$ (K)	$\Delta\nu$ (GHz)	σ_{pto}	σ_{pixel}	σ_{haz}
COSMO10					
canal 1	25.8	0.76	2.69 mK/pto	866 μ K/pix	250 μ K/haz
canal 2	24.3	0.77	2.65 mK/pto	855 μ K/pix	247 μ K/haz
COSMO15					
canal 13	38.5	1.17	3.26 mK/pto	1050 μ K/pix	303 μ K/haz
canal 15	33.5	0.94	3.61 mK/pto	1163 μ K/pix	336 μ K/haz
canal 17	37.9	1.18	3.54 mK/pto	1143 μ K/pix	330 μ K/haz

Teniendo en cuenta que en cada ciclo del espejo se toma un dato con un tiempo de integración de 4000 μ s y que las medidas se promedian cada 30 s aproximadamente, se tiene un tiempo de integración (Δt) por punto del orden de 120 ms.

Se puede hacer una estimación de la temperatura de sistema, $T_{sistema}$, a partir de la temperatura de los diferentes componentes del receptor, pero si se desea conocer $T_{sistema}$ de manera más precisa hay que realizar una determinación más directa.

El procedimiento habitual para determinar la $T_{sistema}$ de un radiómetro consiste en medir la tensión a la salida del sistema receptor cuando se coloca un absorbente en la ventana del criostato, V_{abs} , y cuando se retira el absorbente, V_{nabs} . Entonces, se tiene que la temperatura del sistema está determinada por

$$T_{sistema} = \frac{T_{ambiente} - T_{cielo}}{Y - 1} Y, \quad (3.12)$$

donde $Y = (V_{abs} - V_{nabs})/V_{nabs}$, siendo $T_{ambiente} \gg T_{cielo}$.

La determinación de la temperatura del sistema, tanto en COSMO15 como en COSMO10, fue realizada por Macías-Pérez (2001); obteniéndose los valores que se presentan en la tabla 3.2.

Conocida la $T_{sistema}$, $\Delta\nu$ y Δt , podemos evaluar el nivel de ruido esperado en cada punto de un ciclo, $\sigma_{pto} = T_{sistema}/\sqrt{(\Delta\nu \Delta t)}$, obteniéndose los valores que se dan en la tabla 3.2.

Se puede dar una estimación del ruido promedio esperado por píxel y por haz, suponiendo un recubrimiento homogéneo en toda la banda observada por COSMOSOMAS y ruido blanco. Bajo esta suposición, se obtiene que, en una banda de COSMOSOMAS de 360° x 20° proyectada en píxeles de 1/3 de grado, hay alrededor de 145 puntos/haz y 12 píxeles/haz. Conocidos estos factores, basta con dividir el ruido teórico por punto de un ciclo por la raíz cuadrada del número de puntos por haz para obtener el nivel promedio de ruido teórico esperado por haz, σ_{haz} , y éste último multiplicado por la raíz cuadrada del número de píxeles por haz, da el ruido promedio esperado por píxel, σ_{pixel} . Así es como se han estimado los valores dados en la tabla 3.2.

3.4. Modulación atmosférica

Una consecuencia directa de la estrategia de observación elegida para COSMOSOMAS es que no todos los puntos de un mismo ciclo van a observarse a través de un mismo espesor atmosférico o masa de aire.

La atmósfera emite a las frecuencias de radio, y dicha emisión depende de la opacidad de las moléculas responsables de dicha emisión, que a su vez es función del espesor atravesado de atmósfera (véase el apéndice A). Por tanto, se espera una modulación de la señal en cada ciclo debida a la diferente emisión de la atmósfera en cada punto.

A continuación se presenta un modelo básico de la modulación esperada en cada ciclo.

En el apéndice A se muestra que la emisión de la atmósfera, para opacidades pequeñas y bajo la aproximación de Rayleigh - Jeans, se puede estimar mediante la ecuación A.7 mientras el medio sea ópticamente delgado, donde la opacidad está dada por la ecuación A.2. En los cálculos siguientes se utiliza el término de emisión de la ecuación A.5.

Como primera aproximación puede considerarse que el coeficiente de absorción del H₂O y del O₂ son constantes en la atmósfera. Esta es una buena aproximación para el O₂, que se halla bien mezclado en ella, pero no así para el H₂O. Bajo este supuesto, la definición de opacidad dada por la ecuación A.2 se reduce a $\tau_{\nu} = \langle K_{\nu} \rangle \Delta x$ para una masa de aire de Δx .

La masa de aire desde un punto de observación sobre la superficie terrestre depende de la distancia cenital. Para distancias cenitales pequeñas la aproximación de una atmósfera plano-paralela es válida, y entonces la masa de aire atravesada es inversamente proporcional a la secante del ángulo que forma la normal del lugar con la dirección de observación, el ángulo cenital. Si se quiere tener en cuenta la curvatura de la Tierra es necesario introducir correcciones a esta aproximación. Se tiene que la masa de aire relativa, $X(z)$, se puede aproximar con elevado grado de precisión por,

$$X(z) = -0.0045 + 1.00672 \sec z - 0.002234 \sec^2 z - 0.0006247 \sec^3 z, \quad (3.13)$$

si tomamos masa de aire unidad en el cenit (véase Rohlfs 1986).

Para la geometría concreta de un ciclo del espejo de COSMOSOMAS, la distancia angular cenital, z , para un punto de un barrido de coordenadas (α, δ) , desde un lugar de observación a latitud ϕ , está dada por,

$$\cos z = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos \alpha, \quad (3.14)$$

Así, una estimación de la modulación que deberemos observar en cada punto de un ciclo debido a la emisión atmosférica estará dada por la expresión,

$$T(z) = T_0 [1 - e^{-(K_{O_2}^{\nu} + K_{H_2O}^{\nu}) X(z)}], \quad (3.15)$$

donde T_0 es la temperatura de brillo de la atmósfera, que para estas frecuencias coincide con su temperatura física, $T_0 \sim 251$ K (Danese & Partridge 1989).

Uniendo las ecuaciones 3.13, 3.14 y 3.15 y haciendo uso de los coeficientes de absorción dados en la tabla A.1, se puede calcular la emisión atmosférica en los diferentes puntos observados.

En la figura 3.8 se representan las cantidades que se necesitan evaluar para dar una estimación de la emisión atmosférica en cada punto de un ciclo según el modelo propuesto, así como las estimaciones obtenidas para la modulación en una configuración concreta para cada una de las frecuencias de observación de COSMOSOMAS.

La ecuación 3.15 nos indica que la forma de la modulación atmosférica es independiente de la frecuencia de observación, tan sólo depende de la región de observación. Como la opacidad es función de la frecuencia, para una configuración dada del experimento, la amplitud de la modulación dependerá de la frecuencia. Según la tabla A.1, las opacidades del O₂ y H₂O a estas frecuencias son proporcionales a la frecuencia, por lo que la modulación atmosférica tendrá una mayor amplitud a mayor frecuencia. Todos estos rasgos quedan patentes en la figura 3.9.

La amplitud de la modulación para esta configuración es del orden de las centenas de mK, dos órdenes de magnitud superior al nivel de ruido estimado para el sistema (véase la sección 3.3); luego la modulación producida por la atmósfera será observable en cada ciclo y es una fuente de error sistemático. Además, existe un ruido adicional que introduce la variabilidad del H₂O contenido en ella.

La forma de la modulación, así como la amplitud de la misma, depende de la elección de la zona de observación. El caso presentado en las figuras 3.8 y 3.9 corresponde a una zona real de observación en la que existe una gran diferencia entre las distancias cenitales de los diferentes puntos de observación, lo que implica una modulación considerable.

Existen configuraciones en las que las distancias cenitales de los diferentes puntos que configuran un círculo son más parecidas, por lo que se tendrá una modulación de la señal de amplitud menor.

En la gráfica (III) de la figura 3.10 se presentan las modulaciones estimadas en dos configuraciones distintas para el canal de 13 GHz, siendo notablemente diferentes tanto la forma como la amplitud de la modulación en uno y otro caso.

Según este modelo sencillo se espera que cada uno de los ciclos esté afectado por una modulación producida por la emisión atmosférica, con una amplitud dependiente de la frecuencia y de la configuración del sistema. La forma de la misma estará determinada por el apuntado.

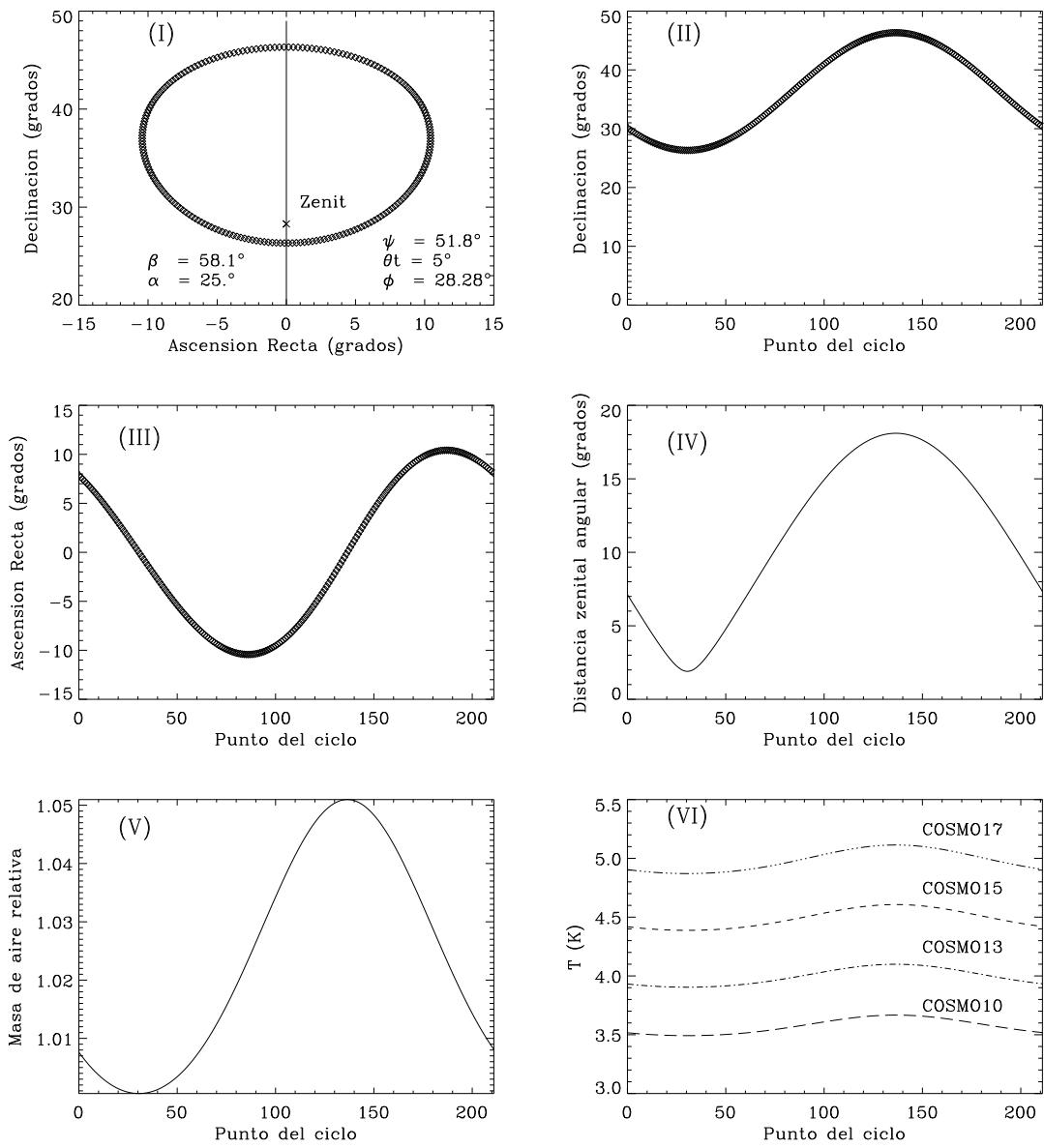


Figura 3.8: Estimaciones de la emisión atmosférica para un ciclo de COSMOSOMAS según la frecuencia observada en una banda de observación comprendida en el intervalo de declinaciones ($26.38^\circ, 46.38^\circ$).
(I) Puntos observados en un ciclo para la configuración del experimento determinada por los parámetros ($\alpha, \beta, \psi, \theta_t$) indicados en la figura. La línea meridiana se representa a ascensión recta relativa cero. (II) Declinación observada en función del punto del ciclo. (III) Ascensión recta relativa a la línea meridiana del lugar en función del punto del ciclo. (IV) Distancia angular del punto observado al cenit. (V) Masa de aire correspondiente a cada punto de observación de un ciclo respecto a la masa de aire del cenit. (VI) Estimaciones de la emisión atmosférica absoluta para cada uno de los canales del experimento en cada punto del ciclo.

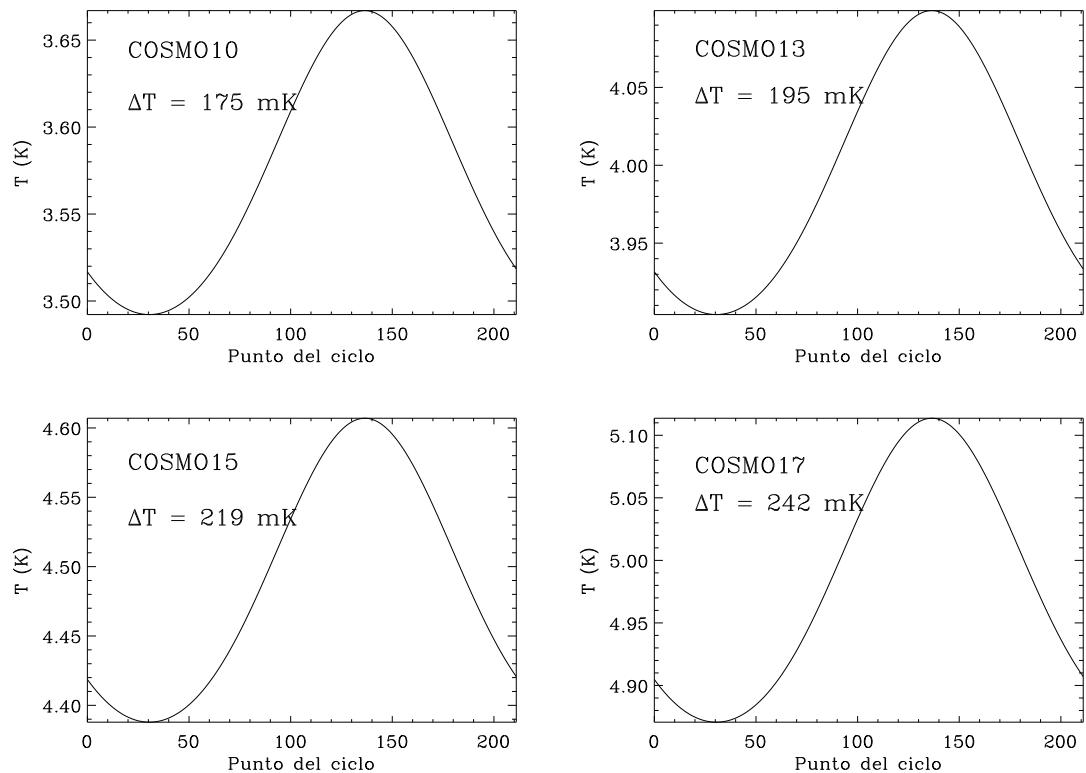


Figura 3.9: Detalle de la estimación de la emisión atmosférica para cada uno de los canales presentada en la gráfica (VI) de la figura 3.8. Se indican las amplitudes de la modulación estimada, ΔT .

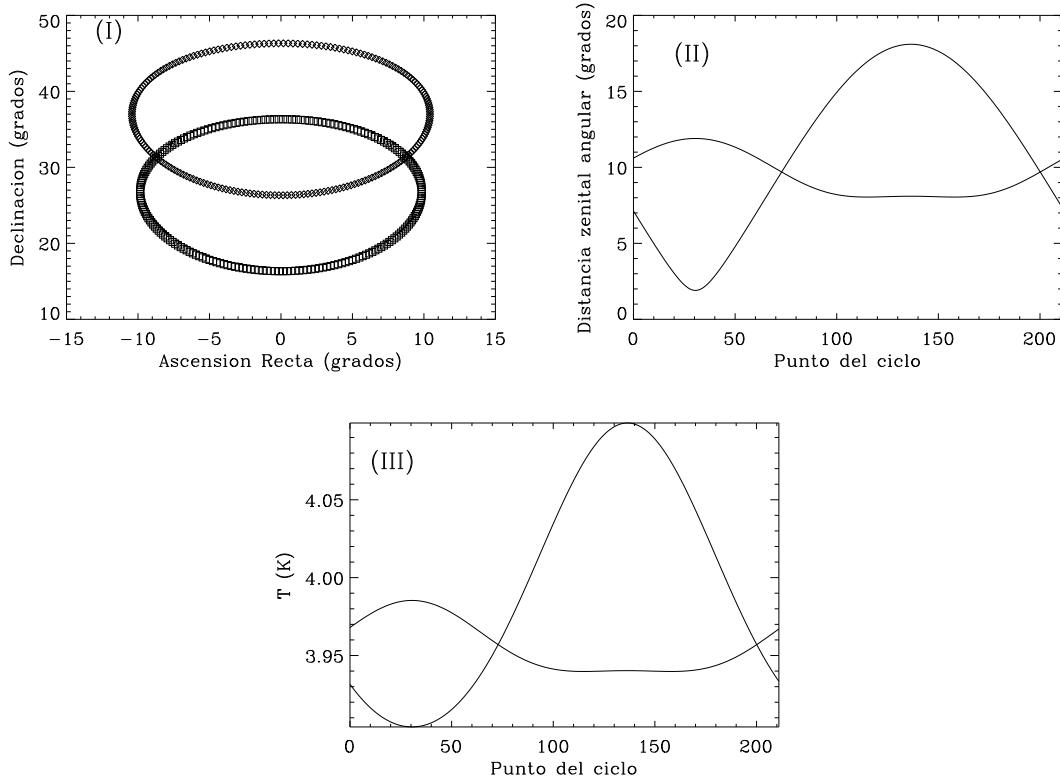


Figura 3.10: Comparación de la modulación atmosférica estimada en dos configuraciones a 13 GHz. (I) Apuntados del instrumento: el ciclo superior corresponde a la configuración de la figura 3.8 y el inferior a una configuración de parámetros iguales a los anteriores, salvo $\alpha = 30^\circ$. (II) Distancias cenitales para cada una de las configuraciones. (III) Modulación absoluta estimada para cada uno de los apuntados.

3.5. Primeras etapas del procesado de los datos

A continuación se describen los procesos que hemos diseñado para generar un mapa de la región del cielo observada para un día de datos, o uno que agrupe un conjunto de observaciones.

3.5.1. Reconstrucción de los ciclos

Como se explicó en la sección 3.2, la señal detectada en cada ciclo es transformada al espacio de Fourier, almacenándose las componentes de Fourier promedio de 30 ciclos consecutivos para generar diariamente un fichero de datos por canal de instrumento. Dichos datos son transferidos vía *ftp* (*File Transfer Protocol*) a un ordenador situado en el IAC donde son analizados.

En primer lugar se procede a convertir cada uno de los ciclos al espacio real, aplicando la transformada de Fourier inversa a los datos. Mediante la inspección de los valores de los armónicos de orden cero se pueden detectar ciclos conteniendo datos de mala calidad, siendo excluidos dichos ciclos de los análisis siguientes.

Todos los datos se dividen por la señal del diodo de calibración ($<cal>$) para corregirlos de las posibles variaciones de ganancia de los amplificadores a lo largo del día (véase la sección 3.2). Además, la señal de calibración es válida para eliminar de forma automática momentos de observación con ruido elevado o afectados por problemas técnicos.

3.5.2. Eliminación de efectos sistemáticos

Los datos de COSMOSOMAS están afectados por efectos sistemáticos, debidos sobre todo a que el experimento realiza las observaciones desde tierra a través de la atmósfera. Como dichos efectos sistemáticos dominan la señal y no se pueden modelizar, se intenta eliminarlos, o al menos, aminorar su efecto mediante una serie de procedimientos que describiremos a continuación.

Modulación en cada ciclo

El aspecto típico que presenta cada uno de los ciclos de un fichero de datos es el que se muestra en la figura 3.11, donde se ve que la señal dominante es una modulación, tal y como esperábamos a partir del sencillo modelo atmosférico presentado en la sección 3.4.

Se elimina dicha modulación por medio de un ajuste de Fourier de séptimo orden para cada uno de los ciclos. Para evitar que este ajuste disminuya la potencia de las fuentes puntuales y del plano galáctico, se sitúa una máscara sobre dichas fuentes, procediéndose al ajuste, tal y como se muestra en la figura 3.11.

Para identificar los puntos de cada ciclo afectados por un cruce con una fuente resuelta o con el plano galáctico, se realiza un primer ajuste sin utilizar ningún tipo de máscara. Tras sustraer el ajuste, se evalúa el promedio de los puntos y la desviación estándar de los mismos. Se incluyen en la máscara los puntos que están a más de tres desviaciones estándares de la media y se vuelve a realizar un ajuste de la modulación del ciclo, esta vez utilizando la máscara obtenida. Este proceso se realiza para cada ciclo y de forma iterativa para una mejor sustracción de las fuentes y del plano galáctico.

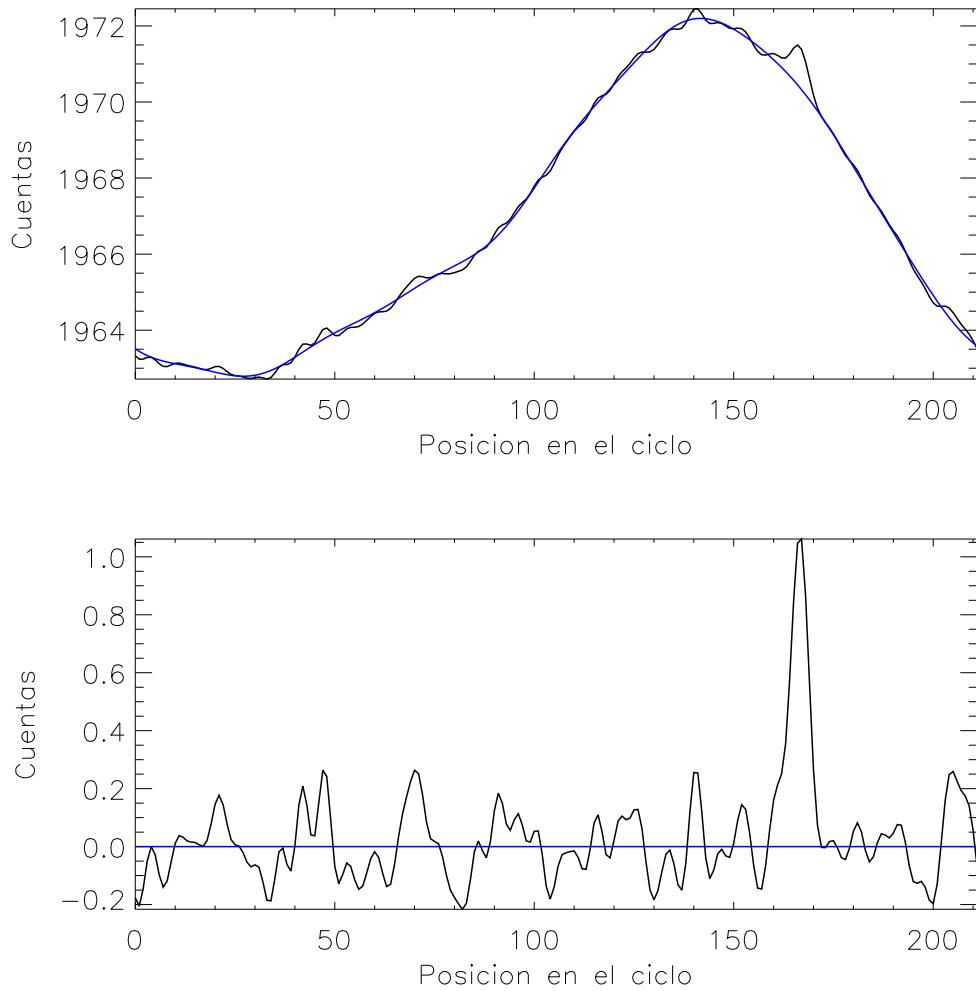


Figura 3.11: En el gráfico superior se muestra la forma típica de la señal en un ciclo individual, en el que además se tiene un cruce con la fuente puntual Cygnus A. Superpuesto a la señal se presenta en azul el ajuste de Fourier efectuado sobre el ciclo, habiéndose colocado una máscara sobre la fuente. En el gráfico inferior se muestra la señal resultante una vez que se ha sustraído el ajuste a la señal original y se superpone en azul una línea que señala el nivel cero de cuentas. La fuente puntual se mantiene en la señal tras la sustracción de la modulación.

Este procedimiento da buenos resultados, en general, para las fuentes puntuales, no así sobre el plano galáctico donde sistemáticamente produce zonas hundidas en los bordes del mismo.

En la figura 3.12 se compara la modulación promedio observada en un día de datos para cada una de las frecuencias de observación de COSMOSOMAS, con la modulación atmosférica prevista según el modelo presentado en 3.4. Se tiene que la forma de la modulación observada y la predicha por el modelo atmosférico son similares, el máximo y el mínimo de emisión se localizan aproximadamente sobre el mismo punto del barrido.

El ajuste es peor cuando se comparan las amplitudes observadas y predichas por el modelo, pero hay que tener en cuenta que la amplitud de la modulación teórica depende del coeficiente de absorción del H₂O y O₂ contenidos en la atmósfera, siendo la primera de estas cantidades muy variable. Zammit & Ade (1981) realizaron medidas de la cantidad de agua contenida en la atmósfera del observatorio de Izaña en el verano de 1980 y durante esas fechas dicha cantidad osciló entre 4.3 mm y 14 mm. La amplitud de la modulación depende linealmente de la cantidad de agua contenida en la atmósfera, luego si consideramos representativas de la atmósfera de Izaña las medidas realizadas por Zammit & Ade (1981), se espera una variación máxima durante el verano de un factor del orden de 3 en la amplitud de la modulación atmosférica entre unos momentos de observación y otros, en función del contenido de agua de la atmósfera. Si suponemos que la diferente amplitud de la modulación prevista y observada es debida a que el contenido de agua en el momento de las observaciones era diferente del utilizado en el modelo, se tiene que la amplitud de ambas modulaciones se iguala si para el cálculo de la modulación atmosférica utilizamos como coeficiente de absorción el correspondiente a ~ 6 mm de agua, en lugar del de 1 cm que habíamos utilizado hasta el momento.

A partir de estas observaciones no se puede asegurar que la amplitud de la modulación aumente con la frecuencia, tal y como se espera a partir del modelo teórico propuesto.

Modulación diaria

Se realiza un ajuste de Fourier de cuarto orden a los puntos de los diferentes ciclos que han sido observados bajo la misma orientación del espejo, para eliminar la deriva que presentan los datos a lo largo del día. Una fuente posible de dicho comportamiento es la variación de la emisión atmosférica a lo largo del día (véase la figura 3.13). Al igual que en el caso del ajuste de la modulación diaria se aplica una máscara para eliminar del ajuste los puntos afectados por fuentes puntuales o el plano galáctico. La forma en la que se construye dicha máscara es similar a la que describimos en la sección anterior.

Tanto la eliminación de los primeros armónicos de la señal contenida en cada ciclo como de la modulación diaria, suponen una pérdida de potencia de la señal en escalas angulares grandes. En la sección 4.4 veremos que la sustracción de la modulación en cada ciclo también afecta a la señal contenida en escalas angulares pequeñas.

Se han ensayado otras técnicas de filtrado de la modulación presente en cada ciclo, para intentar recuperar la señal cosmológica presente en dichas escalas, pero hasta el momento no se han conseguido resultados satisfactorios. Aunque a primera vista la forma de la modulación es constante a lo largo de un día de datos, su amplitud y forma varían ligeramente

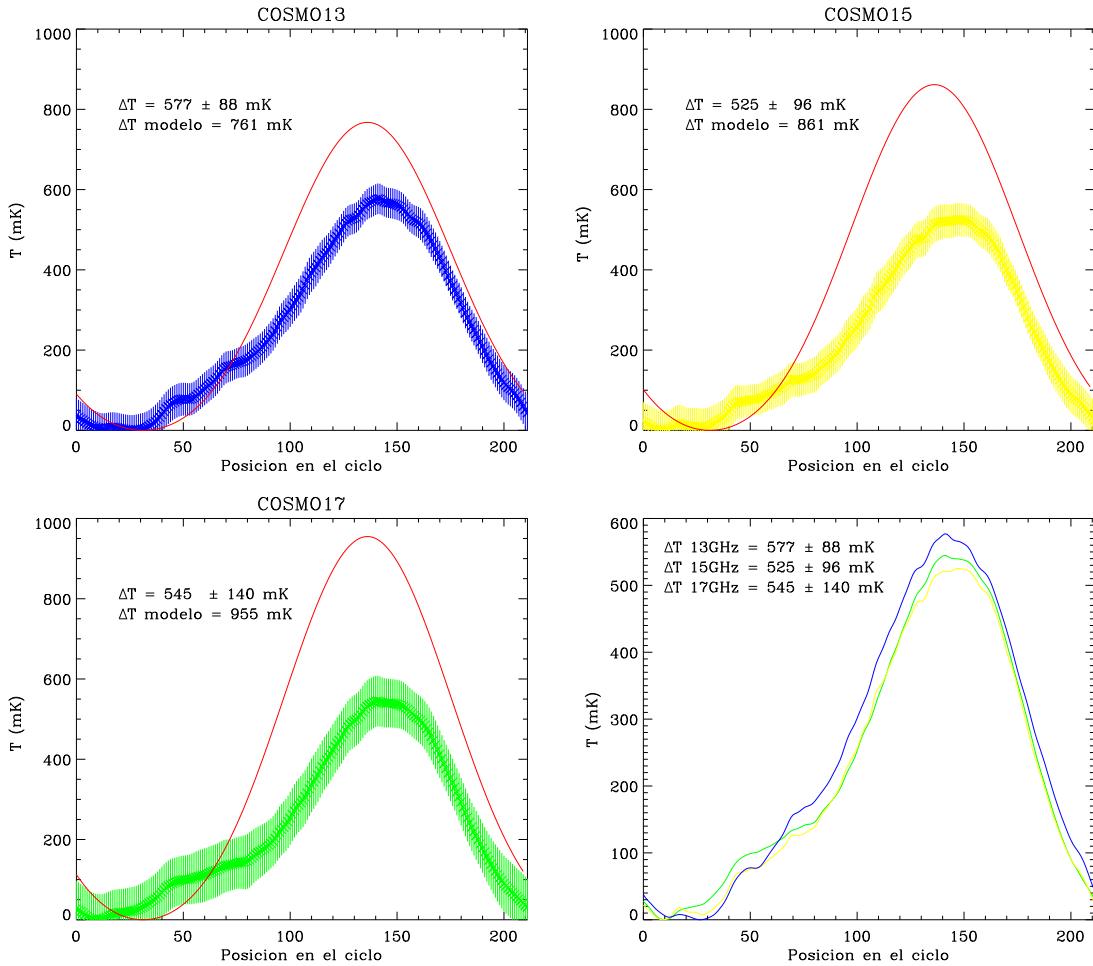


Figura 3.12: En las tres primeras gráficas se dibuja en rojo la predicción de la modulación atmosférica para cada uno de los canales y se indica la amplitud de la misma, ' ΔT modelo', para una atmósfera con 1 cm de agua precipitable, según el modelo presentado en la sección 3.4. En cada una de estas gráficas se presenta la modulación promedio observada para el día de datos correspondiente al mapa de la figura 3.18, así como las dispersiones asociadas a dicho promedio. También se indica la amplitud de la modulación promedio observada, ' ΔT '. En la última gráfica se muestran las modulaciones promedias observadas para cada uno de los canales: 13 en azul, 15 en amarillo y 17 en verde.

de un momento a otro, impidiendo una modelización sencilla.

3.5.3. Inspección de los datos

Finalmente, se realiza una inspección visual de los datos, por si hubiera periodos de mala calidad que hubieran pasado los filtros anteriores, para proceder a su eliminación del fichero de datos.

Cuando se llega a un conjunto de datos óptimos, se guardan para construir un mapa de un día de observación, o ser agrupados junto con una serie de días de datos analizados de forma similar, para obtener un mapa acumulado.

3.5.4. Determinación de los parámetros de apuntado

Para poder construir un mapa diario o un mapa acumulado es necesario conocer los parámetros de apuntado del instrumento. Los parámetros que determinan el apuntado son α , β , ψ_0 , ϕ y θ_t , como vimos en la sección 3.1.2. La latitud del lugar de observación es $\phi = 28.28^\circ$. La inclinación del espejo, α , y la de la pieza bajo éste, θ_t , se miden mecánicamente. El ángulo que forma el eje del parabólico con la normal del lugar, β , se conoce de forma aproximada, pero es necesario ajustarlo a partir de la observación de una fuente puntual en un día de datos. El parámetro ψ_0 determina en qué punto del ciclo se toma el primer dato correspondiente al ciclo, siendo constante mientras no se cambie el punto de inicio de cada ciclo.

En las bandas usuales de observación del instrumento hay una fuente intensa, Crab SNR o Cygnus A, dependiendo de la zona de observación. Estas fuentes se usan como calibradores (véase la sección 3.7), y además los cruces con dichas fuentes permiten fijar los parámetros indeterminados del apuntado, β y ψ_0 .

Como consecuencia de nuestra estrategia observacional, cualquier punto del cielo intersecta dos ciclos del experimento, antes y después de cruzar el meridiano del lugar. Ambos cruces son simétricos respecto a la línea meridiana. En la práctica, debido al tamaño del haz, una fuente cruza varios anillos, pero siempre es posible determinar dos cruces donde la fuente se ve con mayor intensidad.

Teniendo en cuenta que ambos cruces se habrán realizado a la misma declinación, ya tenemos la condición para determinar el parámetro de fase, ψ_0 : será aquel que haga que los dos puntos donde cruza la fuente tengan la misma declinación. Este problema tiene dos soluciones, siendo sólo una de ellas consistente con el apuntado. El proceso queda ilustrado más claramente en la figura 3.15.

Una vez fijado el parámetro de fase, el parámetro β se determina bajo la condición de que la fuente tiene declinación conocida; de manera que se ajusta β de forma que la fuente se sitúe a la declinación que le corresponda.

No es necesario determinar para cada día de datos estos parámetros, salvo que se varíe la inclinación del parabólico o se cambie el punto de inicio de toma de datos en cada ciclo, estos parámetros permanecen constantes.

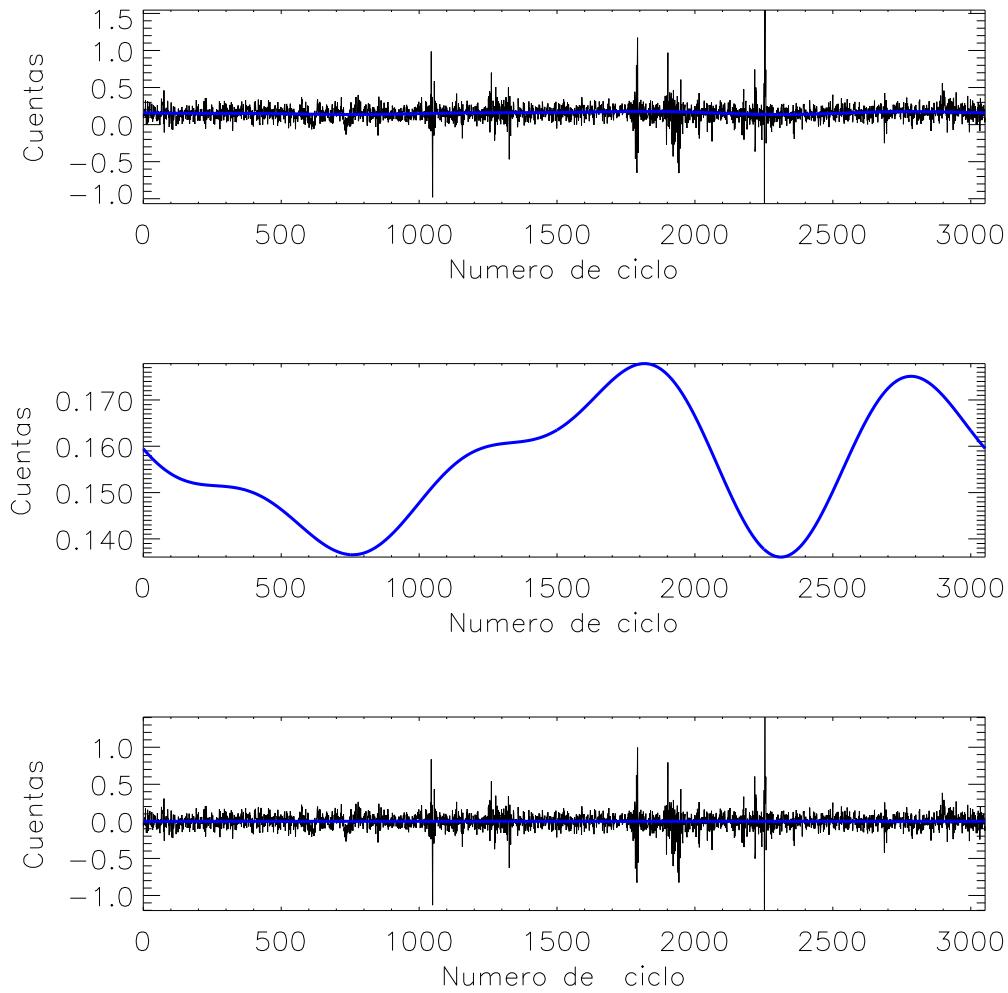


Figura 3.13: En el gráfico superior se muestra la forma de la señal para un punto fijo del ciclo a lo largo del día junto con el ajuste a cuarto orden de Fourier de la modulación. En la gráfica central se tiene en detalle el ajuste efectuado. En el inferior se presenta la señal resultante tras sustraer de la señal original el ajuste. Los picos de mayor amplitud tanto positivos como negativos se corresponden a momentos malos de observación y son eliminados posteriormente.

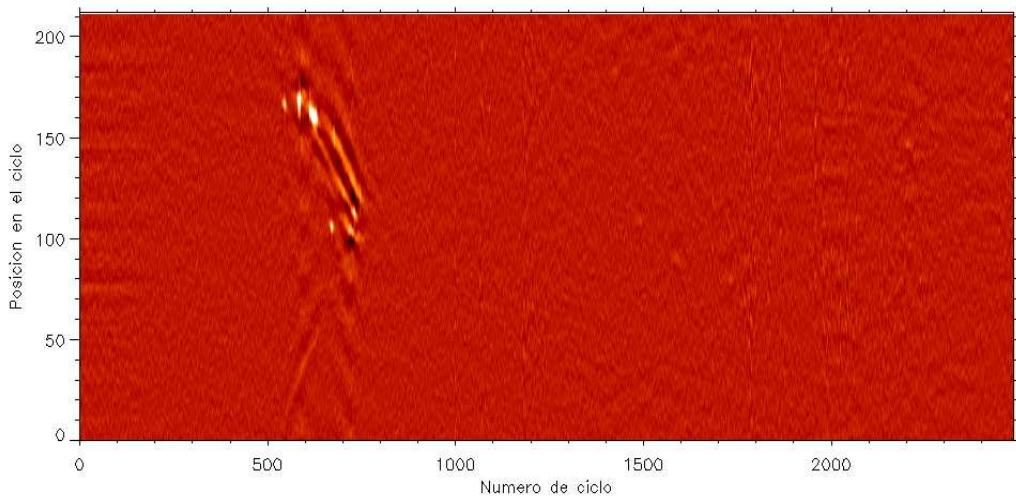


Figura 3.14: Mapa de los ciclos tras el filtrado de la modulación diaria y la modulación atmosférica presente en cada ciclo. Se ven claramente los dos cruces de la fuente puntual Cygnus A, así como los dos cruces con el plano galáctico entre los ciclos 500 y 800. El resto de los ciclos están dominados por ruido, salvo algunos que contienen cruces con fuentes puntuales. Proyectando estos ciclos en el cielo se obtiene el mapa presentado en la figura 3.18.

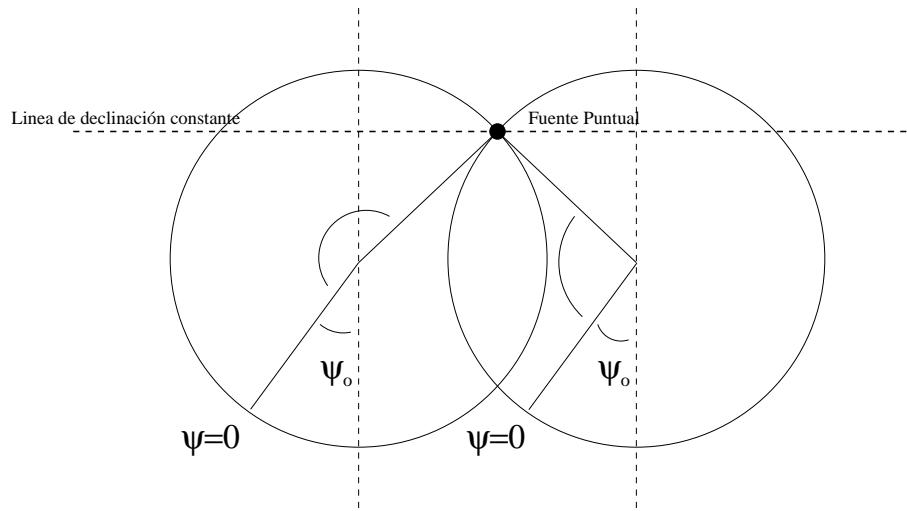


Figura 3.15: Determinación del parámetro de apuntado ψ_0 . Figura original tomada de Macías-Pérez (2001).

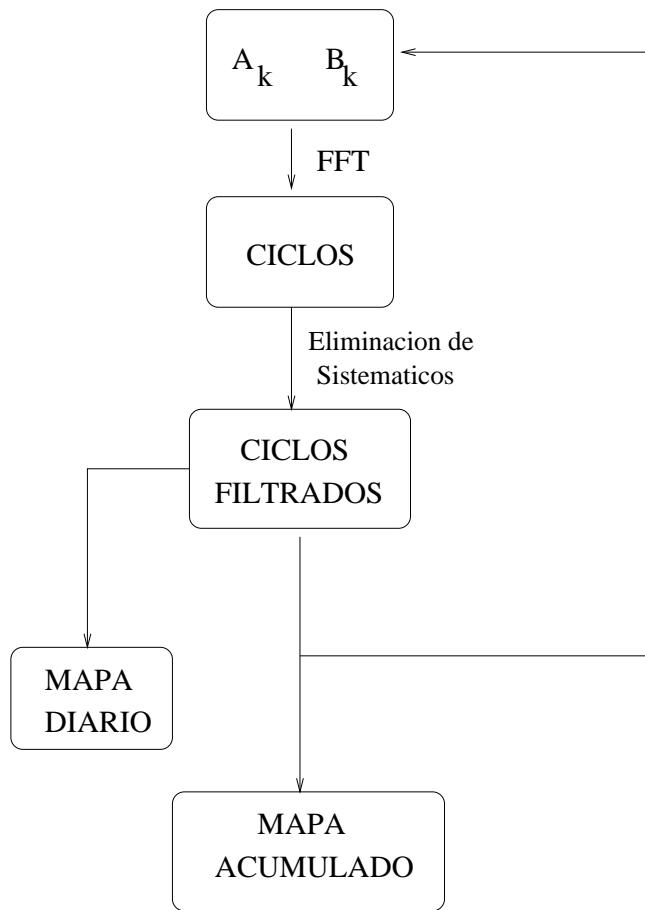


Figura 3.16: Esquema de las etapas que se siguen en la generación de un mapa diario o acumulado a partir de los datos obtenidos en el observatorio.

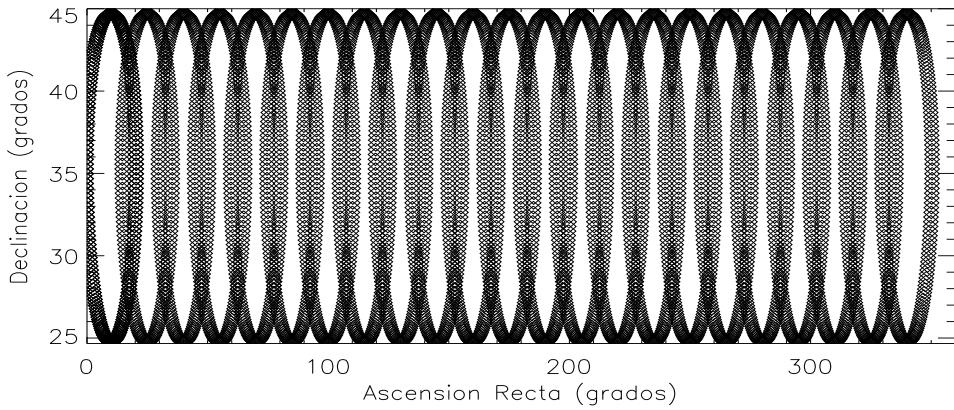


Figura 3.17: Proyección de algunos ciclos en el cielo para observaciones con los mismos parámetros de apuntado que los del mapa presentado en la figura 3.18.

3.6. Construcción de mapas

3.6.1. Generación de mapas diarios

Un mapa diario sirve para evaluar la calidad de los datos y para obtener el factor de calibración de los mismos. Aunque a priori no es necesario construir un mapa diario para generar el mapa final acumulado de un conjunto de observaciones, sí se hace imprescindible dentro de este esquema de análisis.

Conocidos los parámetros de apuntado, se procede a la construcción del mapa diario, proyectando cada uno de los ciclos en el cielo. Para ello hay que asociar a cada punto de ciclo la ascensión recta y la declinación adecuada (véanse las ecuaciones 3.4 y 3.5 y la figura 3.17).

Los datos se proyectan en coordenadas ecuatoriales en un mapa de píxeles cuadrados de $1/3$ de grado de lado. A un píxel le corresponden varias observaciones procedentes de diferentes ciclos. Si para el píxel i hay N observaciones, $\Delta t_{ij} / j = \{1, \dots, N\}$, a dicho píxel se le asocia el valor medio de dichas observaciones, dado por

$$\Delta T_i = \sum_{j=1}^N \frac{\Delta t_{ij}}{N}. \quad (3.16)$$

ΔT_i tiene asociada una desviación estándar, σ_i , que está dada por la desviación estándar de las observaciones con las que se ha evaluado ΔT_i , dividida por la raíz cuadrada del número de observaciones,

$$\sigma_i = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^N (\Delta t_{ij} - \Delta T_i)^2}{N}}. \quad (3.17)$$

Esta forma de evaluar la desviación estándar asociada a la media de las observaciones que se localizan sobre un mismo píxel supone la independencia de las mismas. En la sección

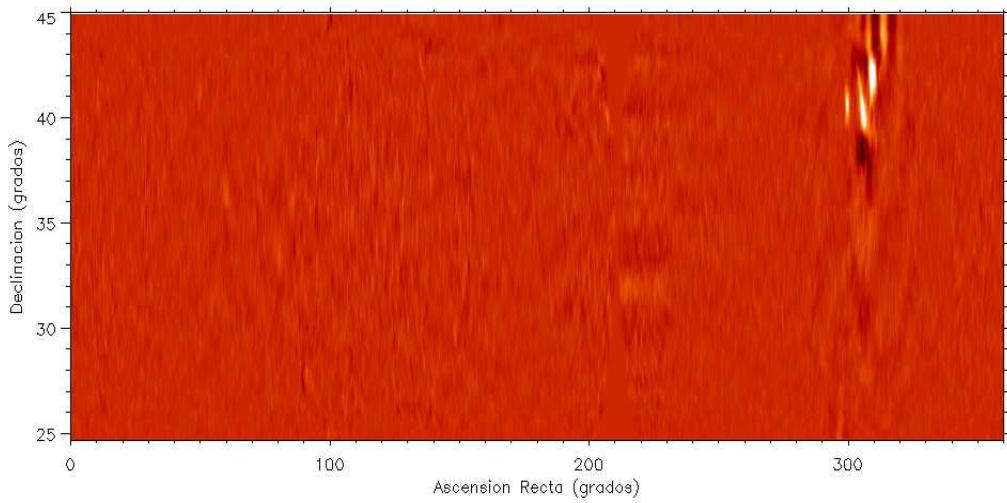


Figura 3.18: Mapa del canal 13 del día 19 de Septiembre de 2000. Alrededor de ascensión recta 300° se localizan la fuente Cygnus A y el plano galáctico. Son visibles también algunas fuentes en el anticentro en torno a 80° de ascensión recta, el resto del mapa está prácticamente dominado por ruido.

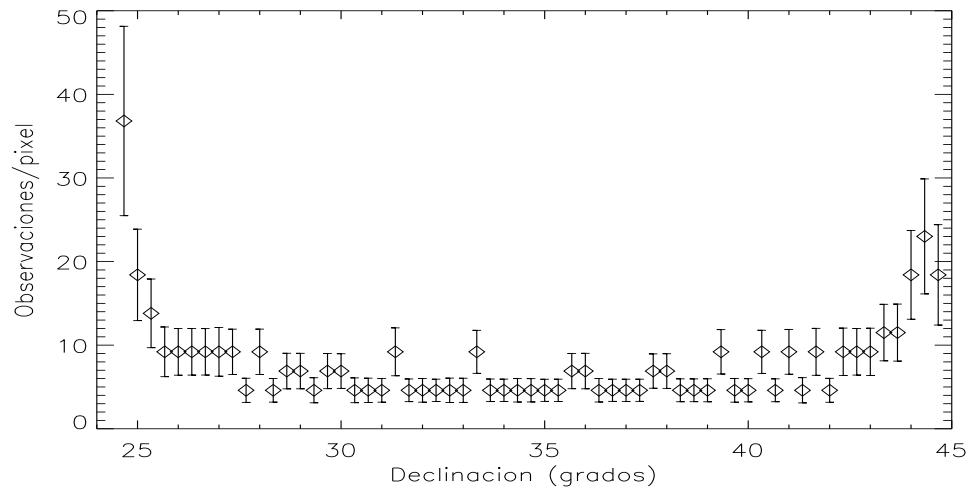


Figura 3.19: Número promedio de observaciones por píxel correspondientes al mapa de la figura 3.18 en función de la declinación y dispersiones asociadas a cada promedio.

4.5 se mostrará que esta hipótesis no se verifica en nuestros datos, y al calcular la dispersión asociada a la media de esta manera estamos subestimando esta cantidad.

Debido a nuestra estrategia observacional, el número de medidas por píxel varía de una zona a otra del mapa. El mayor número de ellas se concentra en los bordes del mapa (~ 30 medidas/píxel, en un mapa de un día de datos) y en la parte central el número de cruces es mínimo (~ 7 medidas/píxel, en un mapa de un día de datos). Las zonas de mayor número de datos por píxel se limitan al borde superior e inferior del mapa, con una extensión del orden de 1° en declinación cada una de ellas. Entre ambos límites el recubrimiento de COSMOSOMAS puede considerarse aproximadamente uniforme (véase la figura 3.19).

Una vez construido el mapa correspondiente a un día de datos, se calibra (véase la sección 3.7) y se estima su nivel de ruido, evaluando la desviación estándar de los píxeles del mapa contenidos en una región fuera del plano galáctico. Si el nivel de ruido es normal, los datos ya procesados serán almacenados y posteriormente agrupados junto con otros días de datos procesados de forma similar.

3.6.2. Construcción de mapas acumulados

Para construir un mapa que contenga un conjunto de días de observación, se toman los ficheros que se han generado tras el primer procesado de los datos, junto con los factores de calibración y los parámetros de apuntado correspondientes. Se proyecta cada uno de los datos de estos ficheros en el cielo, para después proceder de forma análoga a como se hizo para construir un mapa diario (véase la sección 3.6.1), con la única peculiaridad de que ahora el número de medidas por píxel será proporcional al número de ficheros que estemos agrupando (véase la figura 4.3).

3.7. Calibración

La señal a la salida del receptor se registra en cuentas. Para poder interpretar los datos es necesario realizar la conversión de cuentas a unidades físicas, en este caso a unidades de flujo. Este proceso se denomina calibración.

Modelo de calibración

Si conocemos el flujo de una fuente resuelta en nuestras observaciones, suponiendo la relación entre el flujo y el número de cuentas lineal, y el factor de calibración constante para todo un fichero de datos, podemos calibrar cada día de observación mediante la constante de proporcionalidad que relaciona el flujo de la fuente y el número de cuentas con el que se detecta.

En los campos de observación de COSMOSOMAS, comprendidos entre aproximadamente 20° y 45° en declinación, existen dos fuentes de gran intensidad respecto al nivel de ruido diario del instrumento: Cygnus A y Crab SNR. Ambas son altamente estables en el tiempo y su flujo a las frecuencias de nuestro experimento está modelado por Baars et al. (1977). Estas fuentes tienen las propiedades deseables para un calibrador astronómico.

Baars et al. realizan un ajuste a una ley del tipo $\log S = a + b \log \nu$ entre los flujos medidos, S , y las frecuencias de observación, ν , para Cygnus A y Crab SNR (véanse la

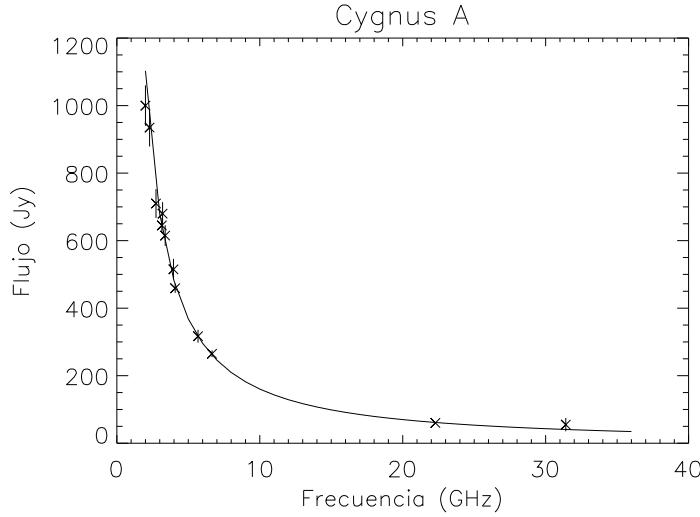


Figura 3.20: Medidas del flujo de Cygnus A utilizadas en el modelo de Baars et al. 1977. Se superpone el modelo de flujo para Cygnus A de la tabla 3.3.

figura 3.20 y la tabla 3.3).

En la medida de anisotropías en la RCM se suele dar el flujo en unidades de temperatura, haciendo uso de la definición de temperatura de brillo, T_B , que establece una relación biunívoca entre el flujo y la temperatura (véase el apéndice A).

Teniendo en cuenta la ecuación A.4 y la relación entre el brillo de intensidad específico, B_ν , con el flujo total, S_ν , dada por

$$S_\nu = \int_{\Omega_s} B_\nu(\theta, \phi) \cos \theta d\Omega, \quad (3.18)$$

y tomando la distribución de brillo de la fuente uniforme; se tiene que la temperatura de brillo de una fuente depende de su flujo total, frecuencia de observación y del ángulo sólido bajo el que se observa, de la siguiente manera,

$$T_B = \frac{S_\nu}{2 k \Omega_A \nu^2}. \quad (3.19)$$

Esta relación es válida para el caso límite de un instrumento con filtros que sean sensibles a una única frecuencia. En el caso de COSMOSOMAS, los filtros tienen una anchura ~ 1 GHz (véase la tabla 3.2) y una forma (véase la figura 3.6) que hacen necesario utilizar una expresión más general para evaluar la temperatura de brillo que incluya la forma de los filtros y la dependencia del flujo de la fuente de la frecuencia de observación,

$$T_B = \frac{1}{2 k \Omega_A} \int \frac{S(\nu) \rho(\nu)}{\nu^2} d\nu, \quad (3.20)$$

donde $\rho(\nu)$ introduce la dependencia de T_B de la forma de los filtros, y está dada por la ecuación 3.11.

Tabla 3.3: Modelo de flujo de Baars et al. para las fuentes de calibración de COSMOSOMAS

Fuente	(α, δ)	$\Delta\nu$	Parámetros espectrales $\log S[\text{Jy}] = a + b \log \nu[\text{MHz}]$	
			a	b
Cygnus A	$(299.87^\circ, 40.73^\circ)$	2 - 31 GHz	7.161 ± 0.053	-1.244 ± 0.014
Crab SNR	$(83.64^\circ, 22.01^\circ)$	300 MHz - 31 GHz	5.745 ± 0.025	-0.770 ± 0.007

El haz de COSMOSOMAS puede aproximarse por una Gaussiana bidimensional. Por tanto, el ángulo sólido con el que se observa una fuente puntual resulta,

$$\Omega_A = 2 \pi \sigma_x \sigma_y = \frac{\pi}{4 \ln 2} \text{FWHM}_x \text{FWHM}_y \quad (3.21)$$

siendo FWHM_x y FWHM_y las anchuras a media altura del haz en dos direcciones ortogonales a lo largo de su eje menor y mayor, y $\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma \simeq 2.35 \sigma$.

Una vez determinada la T_B de la fuente de calibración, se puede establecer el factor de calibración diario, cal , como el cociente entre T_B y el número de cuentas en el máximo de dicha fuente, N ,

$$cal = \frac{T_B}{N}. \quad (3.22)$$

Incertidumbre en la calibración

La incertidumbre asociada a la calibración de los datos está determinada principalmente por las incertidumbres en la estimación del flujo del calibrador con el modelo utilizado, y en el ajuste de las dimensiones del haz. La incertidumbre asociada a la calibración se calcula como:

$$\frac{\delta cal}{cal} = \sqrt{\left(\frac{\delta S_\nu}{S_\nu}\right)^2 + \left(\frac{\delta \Omega_A}{\Omega_A}\right)^2 + \left(\frac{\delta N}{N}\right)^2} \quad (3.23)$$

donde $\delta \Omega_A / \Omega_A$ es la incertidumbre relativa asociada a el ángulo sólido subtendido por el haz, $\delta N / N$ es la incertidumbre relativa en el número de cuentas con el que se detecta la fuente, $\delta S_\nu / S_\nu$ es la incertidumbre relativa en la estimación del flujo efectivo de la fuente, que se ha evaluado como

$$S_\nu = \int S(\nu) \rho(\nu) d\nu. \quad (3.24)$$

En la tabla 3.4 se dan los valores de las incertidumbres dominantes en el cálculo de la incertidumbre asociada a la calibración y su magnitud para las calibraciones realizadas utilizando Cygnus A (la mayoría de los mapas, con los que se ha realizado esta tesis, fueron calibrados con esta fuente, véase la sección 4.1). Los valores de las dimensiones del haz se midieron sobre los mapas finales de COSMOSOMAS que se presentan en el

Tabla 3.4: Fuentes principales de la incertidumbre asociada a la calibración, utilizando como calibrador Cygnus A.

	FWHM_x	FWHM_y	$\frac{\delta\Omega_A}{\Omega_A}$	ν	S_ν	$\frac{\delta S}{S}$	$\frac{\delta \text{cal}}{\text{cal}}$
COSMO13	$0.92^\circ \pm 0.01^\circ$	$1.11^\circ \pm 0.01^\circ$	2%	12.7 GHz	$114 \pm 20 \text{ Jy}$	18%	18%
COSMO15	$0.81^\circ \pm 0.01^\circ$	$1.00^\circ \pm 0.01^\circ$	2%	14.7 GHz	$95 \pm 17 \text{ Jy}$	18%	18%
COSMO17	$0.79^\circ \pm 0.03^\circ$	$0.85^\circ \pm 0.02^\circ$	6%	16.3 GHz	$84 \pm 16 \text{ Jy}$	18%	19%

Tabla 3.5: Flujo de Cygnus A medido en los mapas de WMAP frente a las previsiones del modelo del calibrador de Baars et al..

Canal	ν (GHz)	S_ν		
		Medido	Previsto	Error relativo
WMAP_K	23	58 Jy	57.4 Jy	1%
WMAP_Ka	33	34.8 Jy	36 Jy	3%
WMAP_Q	41	29 Jy	27 Jy	7%
WMAP_V	61	14 Jy	16 Jy	12%

siguiente capítulo. Las incertidumbres asociadas al modelo de flujo se evaluaron utilizando la expresión de la propagación de incertidumbres del modelo utilizado,

$$\frac{\delta S}{S} = \frac{1}{\log e} \sqrt{(\delta a)^2 + (\delta b \log \nu)^2}. \quad (3.25)$$

El modelo de Baars et al. tiene dos principales inconvenientes para la calibración de los datos de COSMOSOMAS: las elevadas incertidumbres que conlleva la calibración con este modelo, y que el ajuste del modelo se lleva a cabo con medidas del flujo de Cygnus A en un amplio rango de frecuencias, pero no utiliza ninguna medida en las proximidades de nuestras frecuencias de observación (véase la figura 3.20).

Para intentar realizar otra estimación de la incertidumbre asociada a la calibración, se midió el flujo de Cygnus A en los mapas de WMAP publicados tras el primer año de toma de datos del satélite (Bennett et al. 2003a). Estos mapas han sido calibrados utilizando el dipolo de la RCM, luego poseen una calibración independiente a la de nuestro experimento. Comparando los valores del flujo de CygnusA medido directamente en los mapas de WMAP y los valores previstos por el modelo de Baars et al. podemos estimar la incertidumbre que tendremos en nuestras observaciones debidas al modelo de flujo utilizado.

Como puede verse en la tabla 3.5 la diferencia entre el flujo medido en los mapas de WMAP y el previsto por el modelo, aumenta con la frecuencia. Esto puede ser debido a que el flujo de Cygnus A disminuye con la frecuencia y por tanto conforme ésta aumenta el ajuste de la fuente va siendo cada vez más difícil y en consecuencia más impreciso. En

ninguna de las frecuencias de observación de WMAP se obtienen errores $\sim 18\%$, tal y como se esperaría a partir del cálculo de la propagación de incertidumbres del modelo de Baars et al. El buen acuerdo entre las previsiones del modelo que estamos utilizando y los flujos medidos en los mapas de WMAP, se debe seguramente a que el modelo de Baars et al. dispone de una medida del flujo de Cygnus A a 22285 MHz (60.2 Jy) entre las medidas que utiliza para estimar los parámetros de la ley de emisión de esta fuente, que coincide prácticamente con una de las frecuencias de observación de WMAP.

Baker, Green, & Landecker (1975) proporcionan una medida a 15 GHz del flujo de Cygnus A no incluida en las medidas utilizadas en los ajustes de los parámetros del modelo de Baars et al. Dicho flujo resulta ser de 98.1 ± 0.5 Jy frente a los 92 Jy previstos por el modelo. El error relativo entre el valor observado a 15 GHz y el esperado según el modelo es del 6 %.

Así que, aunque a partir de la propagación de incertidumbres del modelo de Baars et al., la incertidumbre asociada a la calibración debida al modelo de flujo utilizado se estima que sea de un $\sim 18\%$ a las frecuencias de observación de COSMOSMAS; tenemos evidencias para suponer que será menor, no excediendo el 10 %. Las incertidumbres dadas en la tabla 3.4 son pues demasiado pesimistas.

4

Observaciones y Mapas

En este capítulo se presentan las observaciones con las que se han realizado esta tesis, así como los mapas obtenidos con las mismas. Se inicia el análisis de los datos mediante el estudio de las propiedades del ruido de los mapas, la presentación de la función ventana del experimento y la identificación de las fuentes puntuales más intensas en las regiones de observación.

4.1. Observaciones

Las observaciones analizadas en esta tesis incluyen los datos tomados por los tres canales de COSMO15 desde finales de Septiembre de 1999, cuando se inicia la operación del instrumento, hasta mediados de Enero de 2001. Durante este periodo se producía, en general, un fichero de datos diario para cada una de las frecuencias de observación. De todos estos días de datos, muchos no son útiles por problemas técnicos en el experimento, y otros, aunque aparentemente eran días buenos de datos, tras ser procesados obtuvimos mapas excesivamente ruidosos, por lo que se optó por no incluirlos en el conjunto de ficheros seleccionados para generar los mapas finales.

Los datos útiles para cada uno de los canales analizados, junto con la cobertura en declinación de la región observada, se presentan en la tabla 4.1.

4.2. Mapas

En la figura 4.1 se presentan los mapas finales obtenidos para cada uno de los canales de COSMO15 con las observaciones de la tabla 4.1. Los ficheros de datos utilizados para generar estos mapas fueron procesados siguiendo los pasos indicados en la sección 3.5. Dichos mapas tienen una cobertura completa en ascensión recta y desde 16.7° a 47.4° en declinación. Las estructuras más intensas que se observan en estos mapas son, el cruce con el plano galáctico sobre ascensión recta 300° , las fuentes puntuales Crab SNR ($\alpha = 83.64^\circ$, $\delta = 22.01^\circ$) y Cygnus A ($\alpha = 299.87^\circ$, $\delta = 40.73^\circ$), así como algunas fuentes del anticentro galáctico entre ascensión recta 50° y 100° .

La zona de los mapas de mayor sensibilidad se encuentra por encima de 25° hasta 45° en

Tabla 4.1: Observaciones utilizadas en la tesis

Periodo de observación	α	β	δ_{min}	δ_{max}	Número de días		
					13 GHz	15 GHz	17 GHz
27/09/99 - 08/11/99	30.1°	58.6°	16.7°	36.7°	3	5	5
01/02/00 - 15/02/00	26.0°	57.4°	23.7°	43.7°	13	10	7
20/02/00 - 15/03/00	24.0°	57.1°	27.4°	47.4°	10	9	7
22/03/00 - 18/09/00	25.0°	56.5°	24.8°	44.8°	56	56	45
06/11/00 - 16/01/00	25.0°	58.1°	26.4°	46.4°	36	27	20
Número total de días					118	107	84

declinación. Esta región es donde se concentran la mayor parte de las observaciones, como se desprende a partir de la tabla 4.1. En las figuras 4.2 y 4.3 se presentan la incertidumbre (estimada a partir de la ecuación 3.17) y el número de medidas promedio por píxel en función de la declinación para cada una de las frecuencias de observación en dicha zona. Esta región es sobre la que se han realizado los distintos análisis que se presentan en esta tesis.

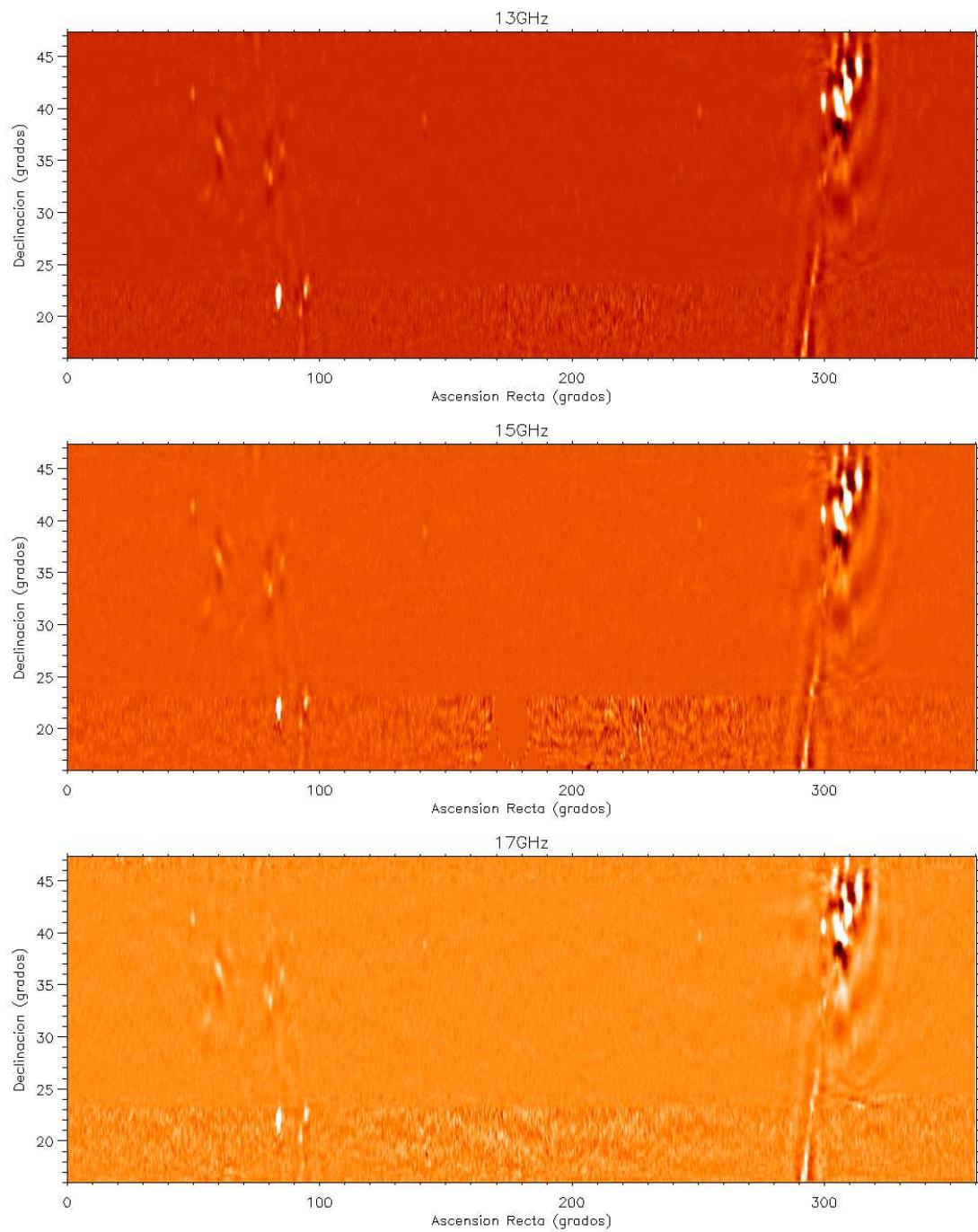


Figura 4.1: Mapas finales obtenidos con los datos útiles recogidos desde Septiembre de 1999 a Enero de 2001, en cada una de las frecuencias de observación de COSMO15.

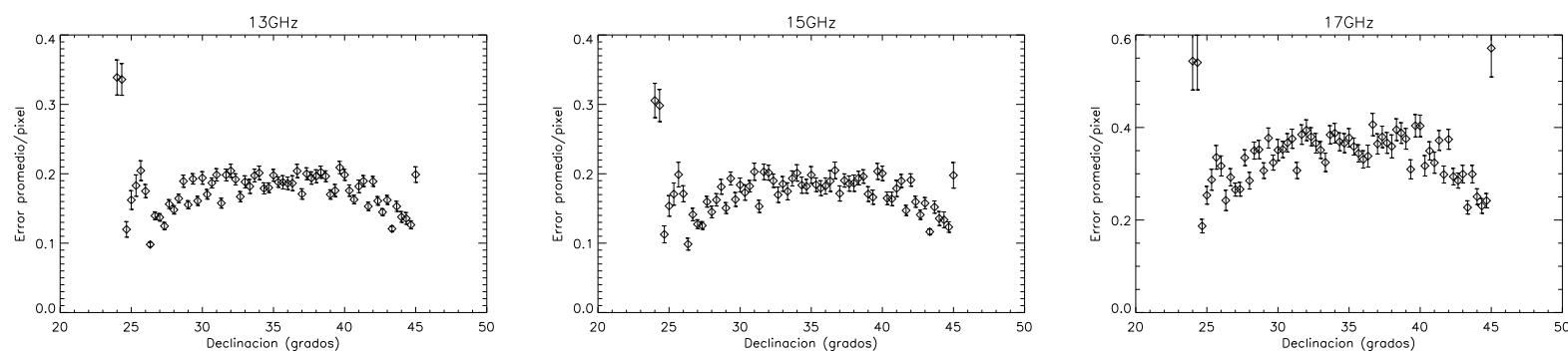


Figura 4.2: Incertidumbre promedio por píxel a declinación constante y dispersiones asociadas a dichos promedios en la zona comprendida entre declinación 25° y 45° de los mapas finales de COSMO15. Las incertidumbres están dadas en mK.

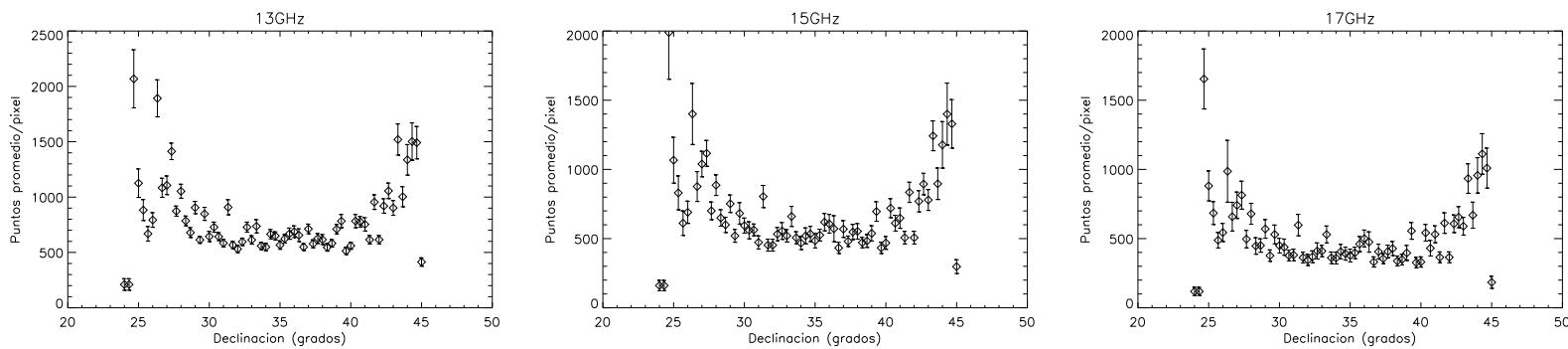


Figura 4.3: Número de medidas promedio por píxel a declinación constante y dispersiones asociadas a dichos promedios en la zona comprendida entre declinación 25° y 45° de los mapas finales de COSMO15.

4.3. Fuentes puntuales

Además del plano galáctico y las fuentes de calibración, por simple inspección de los mapas se observan algunas fuentes de radio fuera del plano galáctico. En la tabla 4.2 se listan las fuentes más intensas que han sido identificadas en los mapas finales de COSMOSOMAS junto con la temperatura de brillo y flujo con el que se detectan en cada canal de observación. A cada una de estas fuentes se les ha ajustado una Gaussiana bidimensional, asignándoles como temperatura de brillo, el valor en el máximo de la Gaussiana ajustada. En el canal de 17 GHz se han detectado todas las fuentes, sin embargo para aquellas con temperatura de brillo inferior a ~ 0.8 mK, aproximadamente 2 veces el nivel de ruido por píxel del mapa, el ajuste obtenido no es muy bueno y por tanto, se da una cota superior a la temperatura de brillo y flujo de estas fuentes.

Los flujos medidos por Kühr et al. (1981) y los proporcionados por la colaboración del satélite WMAP (Bennett et al. 2003b) para estas fuentes se presentan en la tabla 4.3.

Antes de comparar los flujos de las fuentes medidos por distintos experimentos es necesario tener en cuenta la variabilidad de la emisión de las fuentes. En la figura 4.5 se presentan los flujos medidos por la Universidad de Michigan desde 1980 hasta 1999 promediados cada 365 días. Esta Universidad lleva midiendo desde 1965 el flujo de numerosas fuentes a 4.8, 8.0 y 14.5 GHz de forma periódica. Los datos son públicos y se puede acceder a ellos a través de la página WEB <http://www.astro.lsa.umich.edu/obs/radiotels/umrao.html>.

La fuente 0316+41 ha ido disminuyendo su emisión de forma sistemática durante los últimos 16 años, siendo un $\sim 75\%$ menos intensa en la actualidad. Esto explica la gran discrepancia que existe entre las medidas de Kühr et al. y las de COSMOSOMAS y WMAP para el flujo de esta fuente. La fuente 0923+39 presenta una variabilidad en su emisión que parece ajustarse a una función seno del tiempo. Las fuentes 0234+28, 0923+39 y 1641+39 han presentado desde 1995 hasta 1999 variaciones máximas de su emisión del $\sim 20\%$. La fuente 1328+30 es la más estable con variaciones máximas del 3 %. De las fuentes 0433+29 y 0738+31 no existen medidas en la base de datos de la Universidad de Michigan.

En la figura 4.4 se representa el flujo de estas fuentes medido en los mapas de COSMOSOMAS, el dado por WMAP y Kühr et al., junto con la medida más actual (~ 1999) proporcionada por la Universidad de Michigan.

En general se tiene un buen acuerdo entre las medidas del flujo de estas fuentes en los mapas de COSMOSOMAS y el resto de medidas presentadas. Hay que tener en cuenta que COSMOSOMAS no es un experimento diseñado para la medida del flujo de fuentes, y que los datos de COSMOSOMAS están sometidos a un filtrado, que aunque trata de preservar el flujo de las fuentes más intensas, si la intensidad de las mismas es inferior a la del nivel de ruido diario no serán incluidas en la máscara del filtrado, y por tanto se verán afectadas por el mismo, con la consiguiente pérdida de potencia (véase la sección 3.5.2). De todas las fuentes presentadas en la tabla 4.2 tan sólo la fuente 0316+41 se detecta en los mapas diarios de COSMOSOMAS.

En la región de observación de COSMOSOMAS, además de las fuentes presentadas en las tablas anteriores existen muchas otras fuentes puntuales más débiles que podrían ser detectadas utilizando algoritmos de identificación de fuentes puntuales (véase, por ejemplo Herranz et al. 2002a, 2002b).

Salvo que nuestro interés sea el estudio de las fuentes puntuales presentes en los mapas,

Tabla 4.2: Flujos de las fuentes intensas identificadas en los mapas finales de COSMOSOMAS. La incertidumbre asociada a cada medida de la temperatura de brillo se estima que sea de 0.1 mK.

Fuente	Coordenadas Ecuatoriales J2000	13 GHz		15 GHz		17 GHz	
		T_B	Flujo	T_B	Flujo	T_B	Flujo
		(mK)	(Jy)	(mK)	(Jy)	(mK)	(Jy)
0234+28	(39.5°, 28.8°)	1.0	1.7	1.1	2.0	≤ 0.8	≤ 1.5
0316+41 3C84.0	(50.0°, 41.5°)	7.7	13.4	6.5	12.0	7.4	13.9
0433+29 3C123	(69.3°, 29.7°)	2.4	4.2	1.7	3.1	2.5	4.7
0738+31	(115.3°, 31.2°)	1.3	2.3	0.6	1.1	0.8	1.5
0923+39 4C39.25	(141.8°, 39.0°)	3.4	6.0	3.2	5.9	3.5	6.6
1328+30 3C286	(202.8°, 30.5°)	1.2	2.2	1.0	1.9	≤ 0.8	≤ 1.5
1641+39 3C345.0	(250.7°, 39.8°)	3.6	6.3	3.8	7.0	4.3	8.2

Tabla 4.3: Flujos de las fuentes identificadas en los mapas de COSMOSOMAS medidas por WMAP (Bennett et al. 2003b) y Kühr et al.

Fuente	Flujo (Jy)								
	Kühr			WMAP					
	10.6 GHz	15 GHz	31.4 GHz	23 GHz	33 GHz	41 GHz	61 GHz	94 GHz	
0234+28	1.74	3.33	3.17	3.90	4.00	3.90	1.80	—	
0316+41	51.10	49.3	38.00	11.10	8.70	6.90	4.70	—	
0433+29	8.18	5.3	—	—	—	—	—	—	
0738+31	2.00	1.00	0.65	1.60	0.80	—	2.30	2.20	
0923+39	7.17	7.65	5.14	6.80	5.80	5.50	5.10	3.10	
1328+30	4.64	3.4	—	2.10	2.10	1.30	—	—	
1641+39	7.89	8.54	7.24	8.00	7.40	6.80	5.80	5.70	

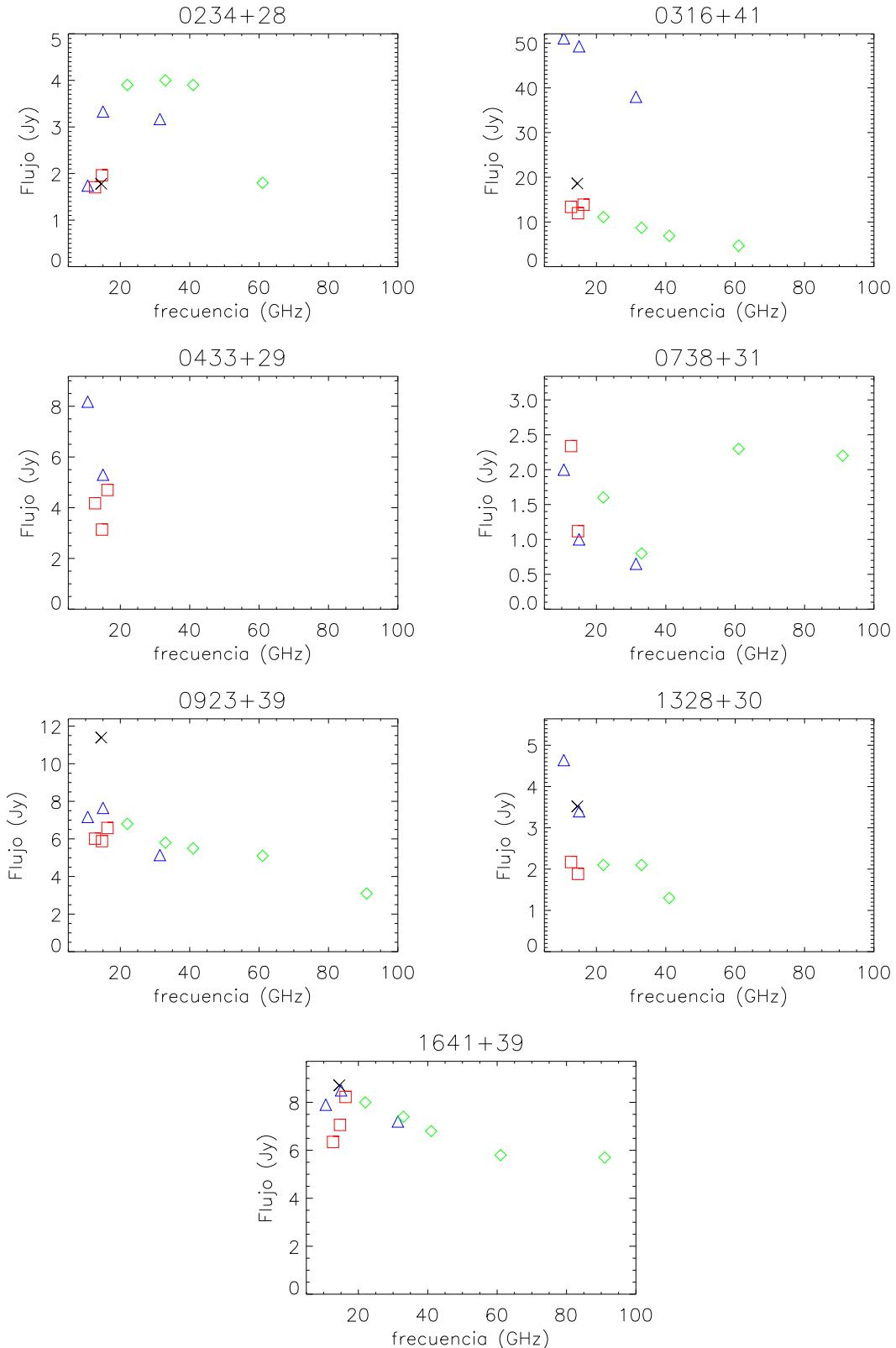


Figura 4.4: Flujo de las fuentes intensas identificadas en los mapas de COSMOSOMAS: Medidas sobre los mapas de COSMOSOMAS (cuadrados rojos), dadas por Kühr et al. (triángulos azules), por WMAP (rombos verdes) y por la Universidad de Michigan en el año ~ 1999 (cruz negra).

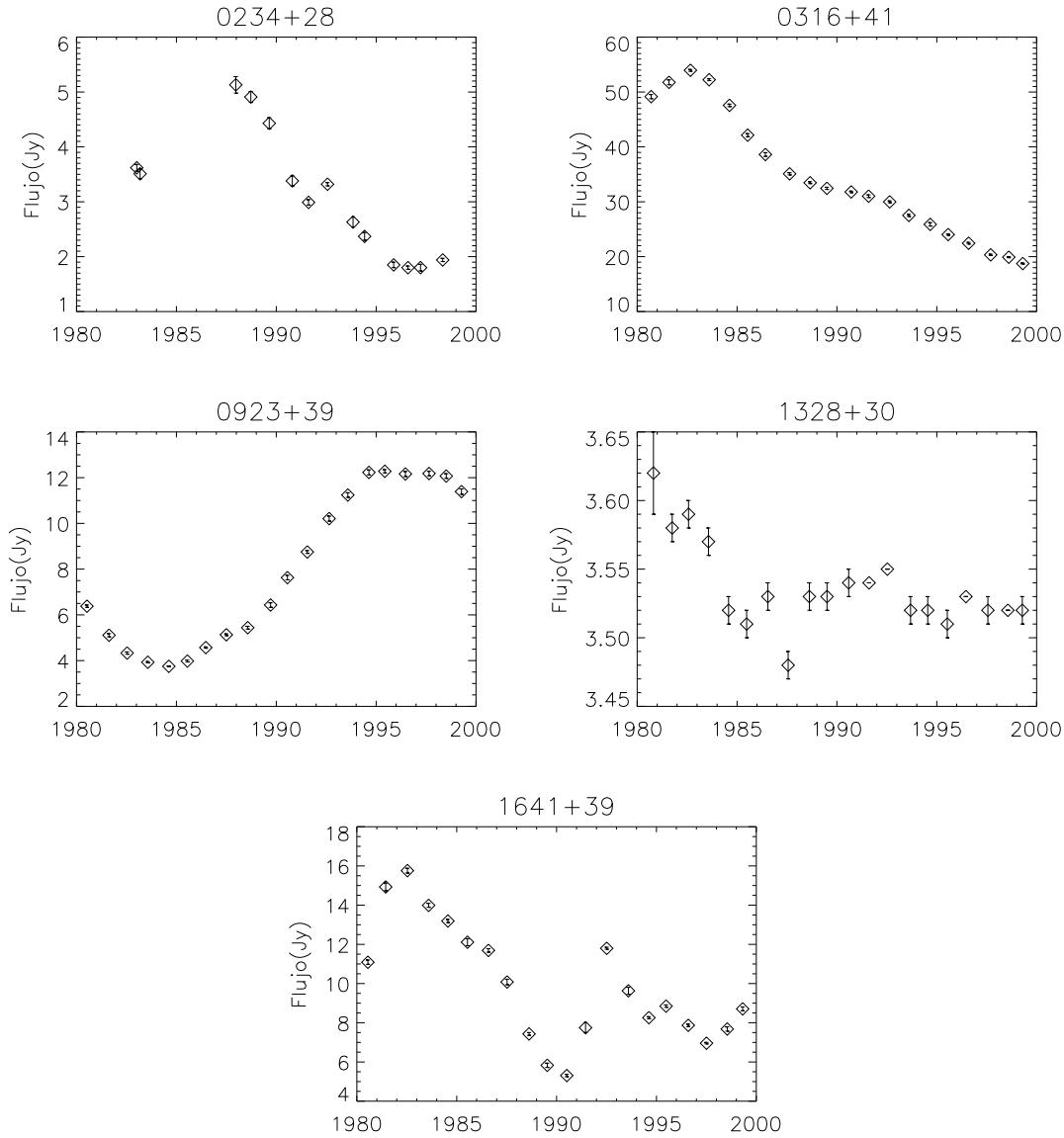


Figura 4.5: Medidas del flujo de las fuentes identificadas en los mapas de COSMOSOMAS a 14.5 GHz en distintas épocas. Se han promediado las medidas disponibles desde 1980 cada 365 días. Datos tomados de la base de datos de la Universidad de Michigan, disponibles en la página WEB <http://www.astro.lsa.umich.edu/obs/radiotels/umrao.html>. Las observaciones fueron realizadas con el telescopio de 26 m de la Universidad de Michigan.

la presencia de éstas tiene un efecto negativo en cualquier análisis que pretendamos hacer de la señal cosmológica o galáctica contenida en los mapas. Para minimizar su efecto se suelen utilizar dos técnicas, bien se sustraen del mapa si se dispone de medidas fiables de su flujo, o bien se eliminan del análisis los píxeles afectados por fuentes. Esta última técnica no es adecuada para experimentos cuya cobertura del cielo sea pequeña, ya que el área útil tras la eliminación de los píxeles afectados por fuentes sería aún más pequeña. Pero en el caso de COSMOSOMAS, como el experimento cubre una gran porción del cielo, la eliminación de dichos píxeles no influye significativamente en el área final de los mapas.

Para la obtención de los resultados presentados en esta tesis, se utilizó la máscara de fuentes puntuales proporcionada por la colaboración de WMAP (Bennett et al. 2003b). El equipo de WMAP facilita junto con la máscara de fuentes puntuales, diferentes máscaras para eliminar del análisis los píxeles en los que la señal esté dominada por los contaminantes, como son los correspondientes al plano galáctico. En la sección 5.3.2 se presentan los mapas obtenidos tras el primer año de operación del satélite WMAP y las diferentes máscaras de la emisión galáctica proporcionadas por esta colaboración.

Utilizando máscaras para las fuentes puntuales o sustrayéndolas de los mapas, estamos eliminando la contribución de las fuentes puntuales resueltas, pero aún queda la contribución de las fuentes no resueltas. La cuantificación de la contribución de las fuentes no resueltas a la señal contenida en mapas de radiación de fondo es un tema de gran interés. En la sección 5.5 se darán cotas a la contribución de las fuentes puntuales no resueltas, a la señal contenida en nuestros mapas.

4.4. Función ventana

Para realizar el análisis de los datos de un instrumento y la interpretación correcta de los resultados que se obtengan, es necesario determinar las escalas angulares a las que es sensible. La función que caracteriza la respuesta del instrumento en función de la escala angular se denomina *función ventana*.

En general, la función ventana de un experimento está determinada por la forma y el tamaño del haz de observación, la estrategia observacional y las técnicas de análisis de los datos. En los apéndices B y C se analizan en detalle cada uno de estos efectos (Fernández-Cerezo 2001). Como resumen de los cálculos presentados en dichos apéndices se tiene que:

- La estrategia observacional no introduce ninguna pérdida de potencia.
- La eliminación de la modulación de cada ciclo y la modulación diaria, mediante ajustes de Fourier a cierto orden (véase la sección 3.5) supone una pérdida de sensibilidad del instrumento, adicional a la debida al haz de observación. Como consecuencia de la aplicación de estos filtrados se pierde toda la señal contenida en escalas angulares mayores que $\ell \sim 40$ ($\theta \gtrsim 5^\circ$), mientras que en escalas angulares menores se produce una pérdida adicional de potencia a la debida al efecto del haz, siendo este efecto menos importante a medida que decrece la escala angular (véase la figura 4.6).

La expresión analítica de la función ventana de COSMOSOMAS se da en la ecuación C.10.

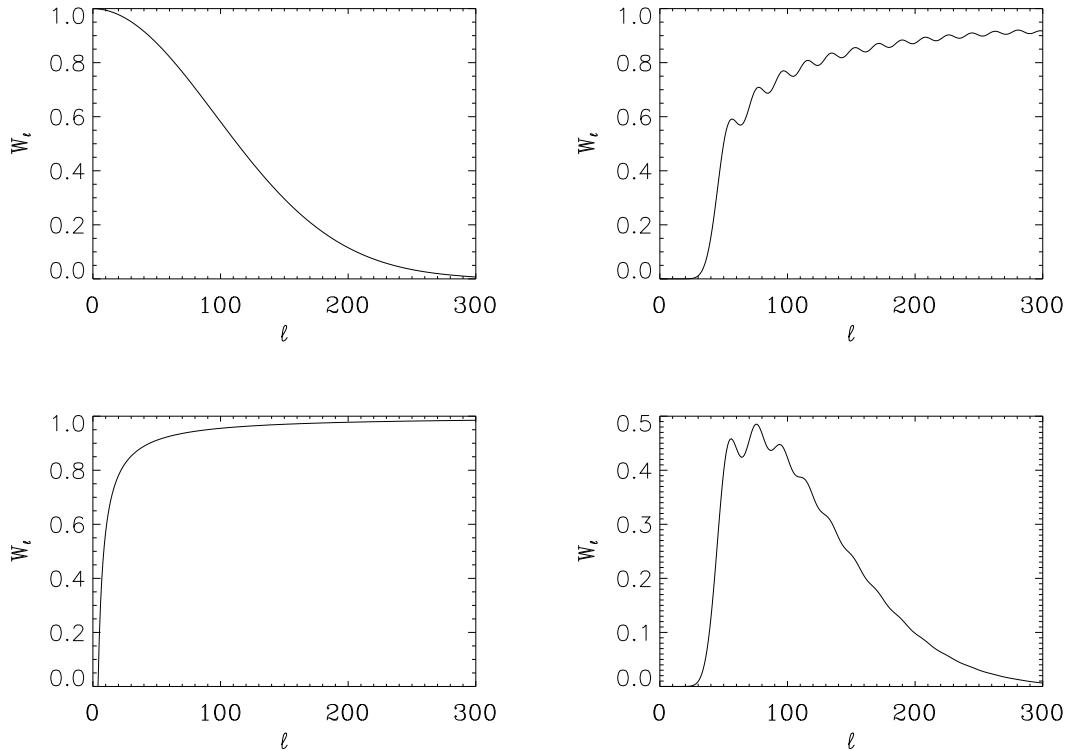


Figura 4.6: De izquierda a derecha y de arriba a abajo: Función ventana asociada a un haz de 1° , a la sustracción de la modulación en cada ciclo, al ajuste de la modulación a lo largo de un día de datos y la función ventana resultante al combinar los tres efectos anteriores. Esta última es la función ventana efectiva de los datos analizados en esta tesis.

4.5. Análisis del ruido

Antes de iniciar cualquier tipo de estudio sobre la señal contenida en los mapas presentados en la sección 4.2, es necesario caracterizar el ruido presente en los mismos, pues las técnicas que deben utilizarse para el análisis de los mapas y la interpretación de los resultados que se obtengan, dependerán de las propiedades del ruido.

El ruido blanco es el tipo de ruido ideal en cualquier experimento, dada la sencillez que presenta su tratamiento (véase la sección 2.1.3). En la práctica, existen diversas causas por las que el ruido presente en unas observaciones puede alejarse del ruido blanco.

4.5.1. Incertidumbre por pixel vs RMS

Comencemos el estudio de las propiedades del ruido de COSMOSOMAS comparando la desviación estándar de los puntos de los mapas en una región que debiera estar dominada por ruido, σ_{rms} , y la incertidumbre promedio asignada a los píxeles de dicha región, $\langle \sigma_{pix} \rangle$ (véase la ecuación 3.17). Si la hipótesis formulada es cierta, es decir, que en dicha región no hay señal alguna comparable al nivel de ruido de los mapas, ambas cantidades deberían coincidir. σ_{rms} mediría diferentes realizaciones del ruido en diferentes puntos del espacio y en distintos instantes de tiempo. σ_{pix} sería el resultado de diferentes realizaciones del ruido en el mismo lugar del espacio. Si el ruido es blanco, no hay por qué esperar que éste tenga propiedades diferentes en una y otra situación. Ambas cantidades serían dos estimadores no sesgados del nivel de ruido del mapa.

Cuando se realiza este cálculo sobre los mapas de COSMOSOMAS nos encontramos con que sistemáticamente $\langle \sigma_{pix} \rangle$ es menor que σ_{rms} , tal y como se muestra en la tabla 4.4. Los resultados de esta tabla se han obtenido evaluando σ_{rms} en un mapa diario de COSMOSOMAS y en los mapas finales a cada frecuencia, así como el $\langle \sigma_{pix} \rangle$ asociado a la zona de ascensión recta comprendida entre 133° y 200° , y declinación entre 26.7° y 40° . En dicha región no se espera ninguna señal de origen astronómico, ya sea originada por emisión galáctica o las anisotropías en la radiación de fondo, comparable al nivel de ruido presente en estos mapas.

Estos resultados pueden tener dos explicaciones posibles: a) existe una señal en nuestros mapas por encima del nivel de ruido que es la causante del exceso de desviación estándar observada en los mapas, o b) el ruido presente en los mapas no es blanco. Si el exceso de señal tuviera origen en alguna fuente estable, σ_{rms} no disminuiría conforme agrupáramos más días de datos, permanecería constante. Pero éste no es nuestro caso, pues en la tabla 4.4 se ve que, aunque en el mapa final se sigue observando el exceso de señal, tanto σ_{rms} como σ_{pix} han disminuido aproximadamente un factor raíz cuadrada del número de ficheros agrupados, respecto a los valores que se obtienen para un día de observación. Por lo tanto, la señal adicional presente en nuestros mapas está causada por una fuente de ruido no blanco.

4.5.2. Nivel de ruido teórico vs observado

Si comparamos los valores de la incertidumbre media por píxel en un día de datos, o la desviación estándar de una región de los mapas libre de cualquier emisión intensa, dados en la tabla 4.4, con los niveles de ruido teóricos presentados en la tabla 3.2, vemos como el nivel de ruido teórico resulta unas tres veces inferior al observado.

Tabla 4.4: σ_{rms} vs σ_{pix} en mapas diarios y finales.

Canal	Mapas Diarios			número de días	Mapas Finales		
	σ_{rms}	σ_{pix}	$\sigma_{rms}/\sigma_{pix}$		σ_{rms}	σ_{pix}	$\sigma_{rms}/\sigma_{pix}$
13	2.6 mK	2.1 mK	1.2	118	277 μ K	191 μ K	1.4
15	2.9 mK	1.9 mK	1.5	107	260 μ K	189 μ K	1.4
17	3.8 mK	3.0 mK	1.3	84	422 μ K	359 μ K	1.1

Este exceso de ruido se detectó cuando comenzó la operación del instrumento, iniciándose entonces una serie de pruebas con el objeto de disminuir el mismo. El conjunto de pruebas realizadas condujo a la adquisición de unos filtros más anchos, para así mejorar la sensibilidad del instrumento. Estos filtros fueron instalados en Enero del 2001. Los datos tomados tras la colocación de los filtros mejoraron ligeramente el nivel de señal a ruido. Estos datos no han sido analizados en esta tesis.

4.5.3. Funciones de correlación de los mapas

La desviación estándar, σ_{rms} , evaluada en una región de un mapa donde no se espera ninguna emisión de origen astronómico, es un estimador de la función de correlación del ruido a desplazamiento cero. Para caracterizar totalmente el ruido presente en un mapa es necesario calcular la matriz de correlación del ruido para cada pareja de píxeles del mapa. Una primera aproximación a dicha matriz se consigue suponiendo que el ruido es independiente de la dirección del espacio, entonces la matriz de correlación del ruido queda caracterizada por la función de correlación del mapa que depende únicamente de la distancia angular,

$$C(\theta) = \sum_{ij} \frac{x_i x_j}{N} \quad \theta = \theta_{ij} \quad (4.1)$$

donde N es el número de parejas de píxeles cuya distancia angular es θ .

Funciones de correlación de un día de datos

Si nuestros mapas estuvieran dominados por ruido blanco, se tendría que la función de correlación resultaría ser nula para toda distancia angular distinta de cero, y por tanto la matriz de correlación sería diagonal.

En la figura 4.7 se presentan las funciones de correlación evaluadas en un mapa de un día de datos a cada una de las frecuencias de observación de COSMOSOMAS sobre la región comprendida entre ascensión recta de 115° y 267° , y declinación de 25° y 45° . En esta región no se espera ninguna señal astronómica por encima del nivel de ruido diario. Para el cálculo de las funciones de correlación se han apantallado los píxeles afectados por fuentes puntuales con la máscara de fuentes puntuales descrita en la sección 4.3.

A partir de dicha figura se tiene de nuevo que, o bien el ruido presente en nuestros mapas no es blanco, o bien existe una señal que no habíamos tenido en cuenta hasta el momento, por encima de nuestro nivel de ruido.

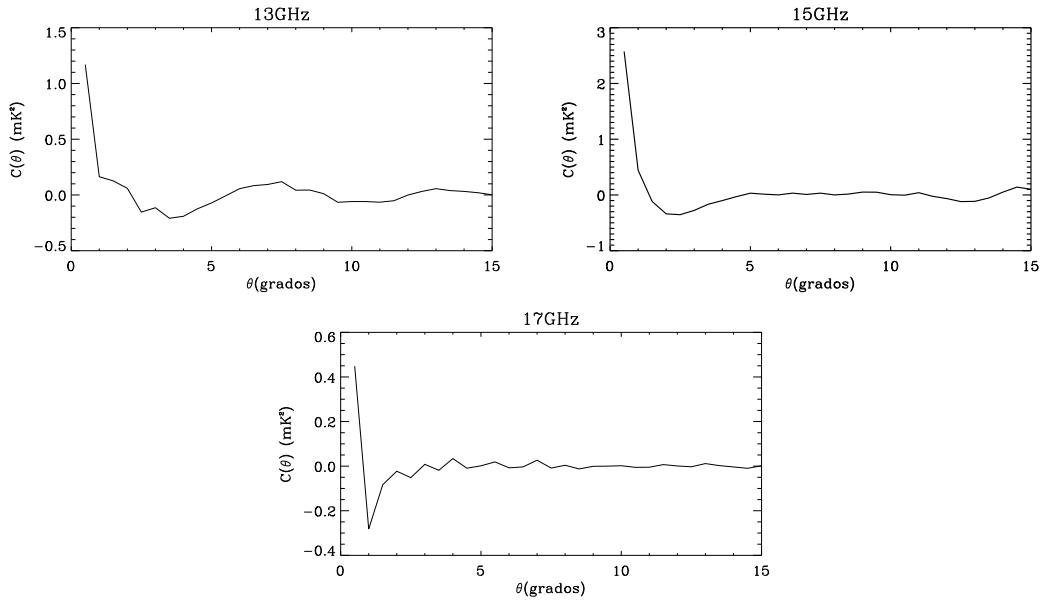


Figura 4.7: Funciones de correlación a desplazamiento distinto de cero de un día de datos a cada una de las frecuencias de observación, evaluadas cada 0.5° .

Correlación entre diferentes días de datos

Veamos ahora si la señal correlada observada en cada día de datos, está presente cuando correlamos datos de diferentes días de observación. En la tabla 4.5 se muestran los valores del coeficiente de correlación entre el mapa correspondiente a un día de datos y algunos otros días de datos a la misma frecuencia, teniéndose que dicha correlación es inferior al 1% en todos los casos. El nivel de correlación que se tiene entre píxeles a distancias angulares distintas de cero es aún inferior.

Estos resultados nos aseguran la independencia entre los diferentes días de observación. Además nos indican que la señal correlada presente en los mapas diarios no puede estar producida por una fuente estable.

Correlación entre las diferentes frecuencias de observación

Como las observaciones realizadas a cada frecuencia de observación en un instante de tiempo dado se obtienen a través del mismo sistema receptor que recibe la señal a través del mismo espesor atmosférico, es de esperar que el ruido presente en observaciones simultáneas a las diferentes frecuencias esté correlado.

En la tabla 4.6 se presentan los valores de los coeficientes de correlación obtenidos entre mapas a 13 y 15 GHz para un mismo día de datos, que resultan ser del orden del 12%.

Tabla 4.5: Correlación entre días de datos. Todos los ficheros de datos correlados se adquirieron durante febrero de 2000. x e y indican el día del mes en que se obtuvieron.

Datos Correlados		$\sqrt{ \sigma_{xy} }$	σ_x	σ_y	$\sigma_{xy}/\sigma_x\sigma_y$
x	y	(mK)	(mK)	(mK)	
01	—	01	3.1	3.1	1
01	—	02	0.3	3.1	3.0
01	—	10	0.2	3.1	2.8
01	—	11	0.2	3.1	3.5
01	—	12	0.2	3.1	3.3
01	—	13	0.3	3.1	4

Tabla 4.6: Correlación entre mapas a diferentes frecuencias.

Día de datos	$\sqrt{ \sigma_{13_15} }$	σ_{13}	σ_{15}	$\sigma_{13_15}/\sigma_{13}\sigma_{15}$
	(mK)	(mK)	(mK)	
01/02/00	0.74	3.0	1.9	0.10
02/02/00	0.67	3.0	2.0	0.11
10/02/00	0.91	2.8	2.4	0.12
11/02/00	1.2	3.5	2.7	0.15
12/02/00	1.0	3.3	2.6	0.12
13/02/00	1.0	4.0	2.6	0.10

Funciones de correlación en función del número de días de datos agrupados

En la figura 4.8 se presentan las funciones de correlación obtenidas sobre mapas del canal 15, que contienen cantidades incrementales de días de datos. Se observa que dichas funciones distan de las esperadas para un mapa dominado por ruido blanco, existe correlación entre píxeles situados a distancia angular diferente de cero. Con los mapas a 13 y 17 GHz se obtienen resultados similares.

En la figura 4.9 se muestra como varían los valores de las funciones de correlación asociadas a los mapas del canal 15, para una distancia angular dada, en función del número de días agrupados. Se han ajustado dichos valores a una ley de potencias del número de datos agrupados ($C(\theta) = n^\alpha$). En dicha figura se ve que en la mayoría de los casos el valor de la función de correlación a una distancia angular dada, disminuye conforme aumenta el número de días agrupados con un índice ~ -1 . Este comportamiento es típico de una señal correlada espacialmente caracterizada por cierta función de correlación cuya realización es diferente para cada día de datos. El hecho de que la potencia de la señal correlada disminuya en función del número de días agrupados va a permitir que conforme vayamos agrupando más días de datos, mejore la relación señal a ruido. Para los canales de 13 y 17 GHz se obtienen resultados análogos.

4.5.4. Propiedades del ruido

A partir de los resultados presentados en esta sección se puede concluir:

- El ruido presente en los mapas de COSMOSOMAS no es blanco, está correlado espacialmente.
- Las observaciones de días diferentes son independientes.
- El ruido en los mapas de un día de datos está correlado entre las diferentes frecuencias en un 12 %.
- La potencia de la señal correlada introducida por el ruido disminuye en un factor aproximadamente proporcional a la inversa de la raíz cuadrada del número de días agrupados.

Una fuente de ruido que se ajusta a estas características es el ruido producido por la emisión atmosférica, ya que

- Introduce correlaciones. Las heterogeneidades en la distribución del agua en la atmósfera producen zonas de mayor emisión que otras.
- Cambia de día a día, lo que explicaría la independencia de las observaciones de un día a otro y la disminución de la potencia de la señal correlada conforme se agrupan más días de datos.
- Los tres canales de COSMO15 observan a través del mismo espesor atmosférico de forma simultánea, por tanto habrá cierta correlación entre ellos.

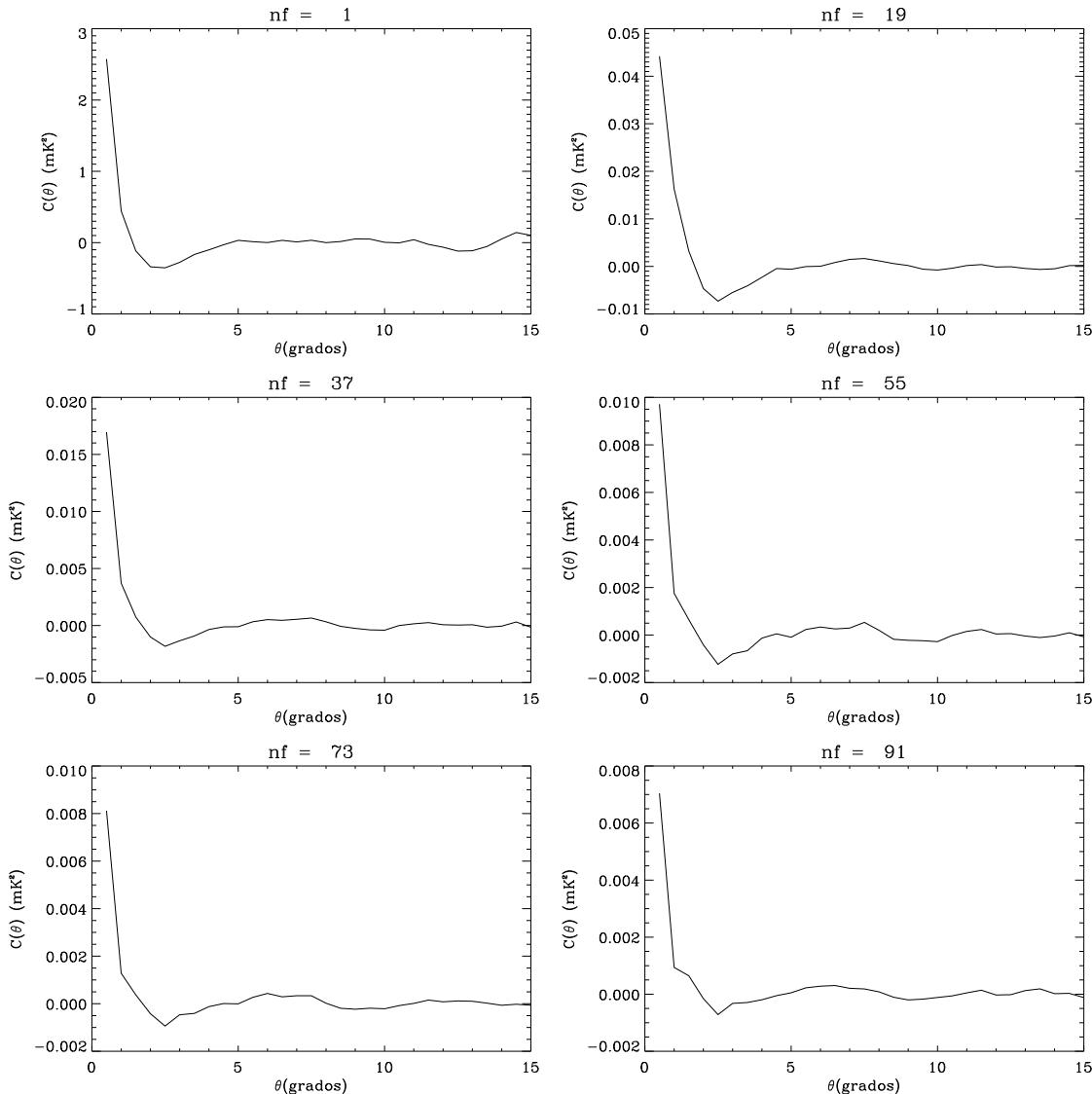


Figura 4.8: Función de correlación evaluada para distancias angulares distintas de cero cada 0.5° , sobre mapas del canal 15 con diferentes números de días de datos agrupados. El número de ficheros contenidos en cada mapa se indica con 'nf'.

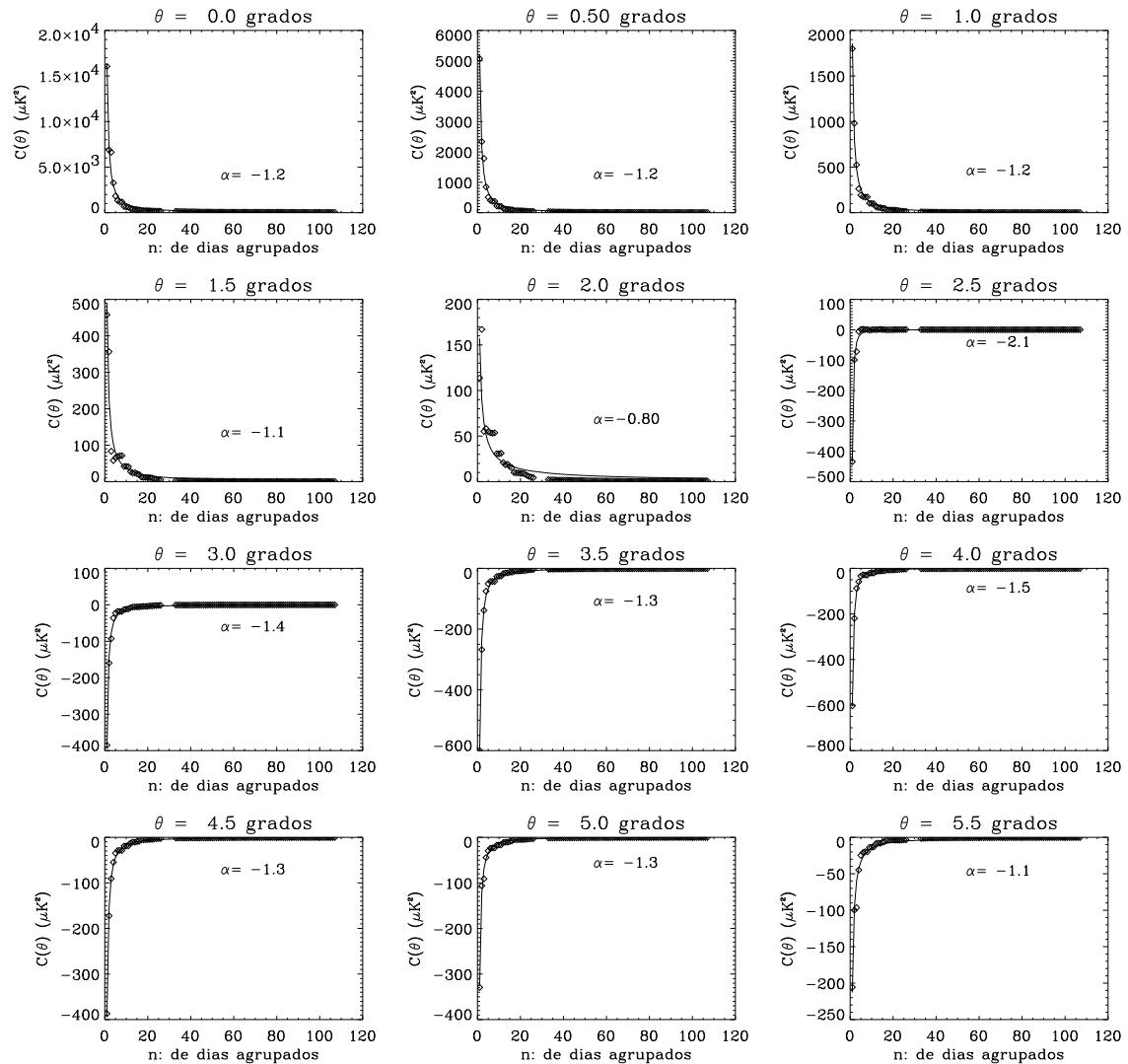


Figura 4.9: Función de correlación a distancia angular fija en función del número de días agrupados en el canal 15. Se indica el índice que mejor ajusta una ley de potencias del número de días agrupados.

5

Emisión difusa y RCM en COSMOSOMAS

En este capítulo se presentarán las estimaciones de la señal contenida en los mapas de COSMOSOMAS debida a los diferentes procesos de emisión galáctica y a la radiación de fondo, mediante la aplicación de técnicas de correlación entre los mapas de COSMOSOMAS y los mapas disponibles que trazan las diferentes componentes galácticas y los mapas de WMAP, hechos públicos tras el primer año de toma de datos del satélite. Se darán estimaciones teóricas de la contribución de las fuentes extra-galácticas.

5.1. Técnica de correlación

A continuación se describen las técnicas de correlación utilizadas para a) determinar la señal galáctica presente en las observaciones de COSMOSOMAS y WMAP y b) la señal común entre ambos experimentos, y entre los diferentes canales de WMAP. El primer cálculo se realiza con una técnica de correlación que ha sido utilizada en otras muchas ocasiones para hacer estimaciones de la señal galáctica presente en unas observaciones (de Oliveira-Costa et al. 1997, 1998, 1999, 2002, 2003; Mukherjee et al. 2001). Para realizar el segundo cálculo se ha adaptado la técnica de correlación anterior.

5.1.1. Aplicación I: Determinación de la señal galáctica presente en COSMOSOMAS y WMAP

Supongamos que cada uno de los mapas de COSMOSOMAS y WMAP es una superposición de las fluctuaciones introducidas por la RCM y las diversas componentes galácticas cuya distribución angular está trazada en parte por otros mapas de referencia de cada una de estas componentes. A todas estas contribuciones hay que añadir una componente de ruido.

Representando estas contribuciones por vectores de dimensión N , siendo N el número de píxeles de los mapas que se utilizan en el cálculo de la señal correlada entre un mapa de COSMOSOMAS o WMAP, \vec{y} , y uno de referencia, \vec{x}_{gal} , se tiene que la señal contenida en estos mapas se puede expresar como

$$\vec{y} = \vec{n} + \vec{x}_{cmb} + \alpha \vec{x}_{gal} + \vec{y}_{gal}, \quad (5.1)$$

donde para el píxel i , n^i es la componente de ruido, x_{cmb}^i es la contribución de las anisotropías de la RCM, x_{gal}^i es la fluctuación de brillo introducida por la componente galáctica de la que sea trazador el mapa que estamos utilizando de referencia (que no tiene por qué estar necesariamente en unidades de temperatura), α es el coeficiente que convierte las unidades del mapa de referencia a temperatura de antena, e y_{gal}^i representa cualquier residuo de emisión galáctica que no está correlado con x_{gal}^i .

Tanto \vec{n} como \vec{x}_{cmb} son variables aleatorias con media cero y \vec{x}_{gal} e \vec{y}_{gal} son vectores constantes. Luego la varianza de las observaciones está dada por,

$$C \equiv <\vec{y} \vec{y}^T> - <\vec{y}><\vec{y}^T> = <\vec{x}_{cmb} \vec{x}_{cmb}^T> + <\vec{n} \vec{n}^T> \quad (5.2)$$

donde $<\vec{x}_{cmb} \vec{x}_{cmb}^T>$ es la matriz de covarianza de las fluctuaciones de la radiación de fondo y $<\vec{n} \vec{n}^T>$ es la correspondiente al ruido. Si el ruido presente en nuestras observaciones es blanco y la señal de la radiación de fondo despreciable frente al nivel de ruido de los mapas, tenemos que:

$$C_{ij} \approx < n_i n_j > \approx \sigma_i^2 \delta_{ij}. \quad (5.3)$$

Minimizando $\chi^2 = (\vec{y} - \alpha \vec{x}_{gal})^T C^{-1} (\vec{y} - \alpha \vec{x}_{gal})$ se obtiene el estimador de varianza mínima de α ,

$$\alpha = \frac{\vec{x}_{gal}^T C^{-1} \vec{y}}{\vec{x}_{gal}^T C^{-1} \vec{x}_{gal}} \quad (5.4)$$

con varianza,

$$\delta\alpha^2 = \frac{1}{\vec{x}_{gal}^T C^{-1} \vec{x}_{gal}} \quad (5.5)$$

Si el ruido presente en los mapas es correlado o la señal introducida por las anisotropías de la radiación de fondo es significativa, entonces el valor de la matriz de covarianza verdadero, C' , diferirá del que hemos utilizado hasta el momento, C . En este caso, la ecuación 5.4 sigue dando valores razonables y no sesgados de α , pero no así el estimador de la varianza asociado a dicho valor que será mayor de lo dado por la ecuación 5.5,

$$\delta\alpha^2 = \frac{\vec{x}_{gal}^T C^{-1} C' C^{-1} \vec{x}_{gal}}{(\vec{x}_{gal}^T C^{-1} \vec{x}_{gal})^2} \quad (5.6)$$

La señal contenida en las observaciones \vec{y} , debida a la emisión presente en \vec{x}_{gal} , resulta ser el producto de la desviación estándar de \vec{x}_{gal} , σ_{gal} , por el coeficiente α , es decir

$$\Delta T \pm \delta\Delta T = \alpha \sigma_{gal} \pm \delta\alpha \sigma_{gal}. \quad (5.7)$$

$\Delta T \pm \delta\Delta T$ resultará en las unidades de las observaciones \vec{y} .

5.1.2. Aplicación II: Determinación de la señal común entre COSMOSOMAS-WMAP

La técnica descrita en la sección anterior determina la potencia en las observaciones de la señal trazada por el mapa de referencia. Al tomar un mapa como referencia de una componente de emisión se supone que dicho mapa está dominado por la señal, que dicha emisión presenta la misma estructura a la frecuencia de nuestras observaciones, y que la única diferencia posible entre la emisión de la componente a la frecuencia del mapa de referencia y a la frecuencia de las observaciones con las que se esté comparando, es la intensidad de la misma.

Como los mapas de WMAP tienen un nivel bajo de ruido y están dominados por señal, podremos utilizar dichos mapas a modo de mapa de referencia para evaluar la señal común entre COSMOSOMAS y WMAP.

La señal contenida en los mapas de COSMOSOMAS, \vec{y}_{cosmo} , puede descomponerse como aquella en común con el mapa de WMAP con el que se esté comparando, $\alpha \vec{y}_{wmap}$, la señal no presente en el mapa de WMAP de referencia, \vec{x} , y el ruido, \vec{n} ,

$$\vec{y}_{cosmo} = \vec{n} + \alpha \vec{y}_{wmap} + \vec{x} \quad (5.8)$$

Si los mapas de COSMOSOMAS y WMAP están en las mismas unidades, el coeficiente α indica la potencia relativa de la señal común en COSMOSOMAS y WMAP. Así por ejemplo, si $\alpha = 1$ entonces la señal común tiene la misma potencia en ambos experimentos, si $\alpha < 1$ la potencia de dicha señal es menor en COSMOSOMAS que en WMAP y si $\alpha > 1$ la potencia es mayor en COSMOSOMAS.

En este caso la matriz de covarianza de las observaciones es,

$$C \equiv \langle \vec{y} \vec{y}^T \rangle - \langle \vec{y} \rangle \langle \vec{y}^T \rangle = \langle \vec{n} \vec{n}^T \rangle, \quad (5.9)$$

Realizando un desarrollo análogo al de la sección 5.1.1 se obtienen las ecuaciones 5.4, 5.5 y 5.6, sustituyendo en ellas \vec{x}_{gal} por \vec{y}_{wmap} e \vec{y} por \vec{y}_{cosmo} .

De forma análoga se puede evaluar la señal en común entre los diferentes canales de WMAP, sustituyendo y_{cosmo} , por un mapa de WMAP.

5.1.3. Estimación de las incertidumbres

Hemos visto que las incertidumbres asociadas a la estimación de la señal en común entre unas observaciones y un mapa que tomemos de referencia están dadas por las ecuaciones 5.5 y 5.6. Por tanto, se podría tomar como criterio para considerar significativa una correlación, que el nivel de la señal correlada fuera al menos dos veces el error asociado a la misma.

Los resultados que se presentan en este capítulo se han obtenido suponiendo que el ruido presente en los mapas de COSMOSOMAS es blanco, es decir, que la matriz de correlación del ruido es diagonal. Como vimos en la sección 4.5 el ruido de COSMOSOMAS no es blanco, y al evaluar las correlaciones bajo la aproximación de que es blanco vamos a subestimar las barras de error asociadas a las señales correladas que encontraremos. Para obtener una estimación más fiable de la incertidumbre asociada a dichas correlaciones, se han ensayado otras dos maneras alternativas de estimar la significación de los resultados:

Ordenaciones aleatorias Se evalúa la señal correlada entre las observaciones y un conjunto de ordenaciones aleatorias de los píxeles de los mapas de referencia. El valor medio de la señal encontrada para las diferentes ordenaciones debería ser igual al nivel medio del mapa de referencia, y la dispersión de estas correlaciones nos indicaría qué nivel de señal correlada podríamos encontrar por azar. En nuestro caso el nivel medio de todos los mapas es cero, ya que tras el filtrado al que son sometidos para poder correlarlos con las observaciones de COSMOSOMAS, el nivel medio que pudieran tener inicialmente es eliminado (véase la sección 5.2). Por tanto, otro criterio que podríamos utilizar para considerar una correlación significativa o no, sería tomar como significativas aquellas cuyo valor sea dos veces superior a la dispersión de las correlaciones encontradas sobre las ordenaciones aleatorias de los mapas de referencia. En los resultados que aquí se presentan se han evaluado dichas correlaciones sobre 100 ordenaciones aleatorias de los mapas de referencia.

Rotaciones a latitud galáctica constante Como cualquier emisión de tipo galáctico disminuye en intensidad conforme nos alejamos del plano galáctico, se puede dar el caso de encontrar correlaciones entre emisiones de orígenes totalmente diferentes tan sólo debidas a este efecto. Para cuantificar la magnitud de este efecto, se evaluó la señal correlada resultante tras promediar las correlaciones encontradas al rotar los mapas de referencia varios ángulos en longitud galáctica (45° , 90° , 135° , 180° , 225° , 270° y 315°) manteniendo la latitud galáctica de cada punto constante, así como la desviación estándar asociada a cada promedio. Si tomamos como significativas aquellos niveles de correlación que superen al menos en un factor dos a las dispersiones de las correlaciones encontradas sobre los mapas rotados en longitud galáctica, las restricciones impuestas por este criterio son más fuertes que las resultantes del método y de las ordenaciones aleatorias de los mapas. Al ser éste el criterio más restrictivo, será el que utilicemos para considerar un nivel de correlación significativo o no. En la tabla 5.1 se presentan las desviaciones estándares promedio de las correlaciones entre los mapas de referencia rotados varios ángulos a latitud galáctica constante y las observaciones.

En las siguientes secciones cuando nos refiramos a una de estas formas de estimar la significación de los resultados, las denominaremos ordenaciones aleatorias y rotaciones a latitud galáctica constante, respectivamente.

5.2. Filtrado de los mapas

Las técnicas de correlación descritas en la sección anterior requieren que el mapa con el que vayamos a correlar nuestros datos, tenga la misma resolución angular y sea sensible a las mismas escalas angulares que nuestras observaciones. A este mapa, le denominaremos mapa de referencia, para distinguirlo de las observaciones con las que vayamos a correlarlo.

En general, bien la resolución de nuestros datos, o bien el filtrado al que hayan sido sometidos, no coincidirá con el de los mapas de referencia. Por lo tanto, el primer paso será llevar todos los mapas a una misma resolución y filtrar en todos ellos las mismas escalas angulares. Las resoluciones originales de los mapas con los que se han correlado los datos de COSMOSOMAS están dadas en las tablas 5.2 y 5.3. Todos ellos tienen mejor

Tabla 5.1: Desviación estándar promedio de las correlaciones encontradas entre los mapas de referencia rotados varios ángulos a latitud galáctica constante y las observaciones (μK).

Canal	Corte en latitud galáctica			
	$b > 20^\circ$	$b > 30^\circ$	$b > 40^\circ$	$b > 50^\circ$
13 GHz	1.9	2.1	2.8	2.4
15 GHz	2.4	1.7	3.1	2.6
17 GHz	2.7	2.2	3.6	4.6
WMAP_K	0.8	1.0	1.0	1.1
WMAP_Ka	0.7	1.0	0.9	1.0
WMAP_Q	0.7	0.7	0.9	1.0
WMAP_V	0.7	0.8	0.9	1.0
WMAP_W	0.8	0.7	0.9	1.0

resolución que nuestras observaciones, y el único filtrado que han sufrido es el del efecto del haz de observación, que en primera aproximación se puede considerar Gaussiano y simétrico. Por tanto serán estos mapas los que habrá que degradar a la resolución de COSMOSOMAS y filtrarlos de igual manera que nuestros datos.

El procedimiento que hemos seguido para filtrar los mapas de referencia ha sido:

- Si el mapa no está en coordenadas ecuatoriales se proyecta dicho mapa en estas coordenadas, utilizando un tamaño de píxel menor que el de los mapas originales para evitar un filtrado adicional.
- Se reobserva el mapa de referencia con la estrategia observacional de COSMOSOMAS. Para cada uno de los parámetros de apuntado indicados en la tabla 4.1 se determinan los puntos del cielo sobre los que se habría situado el haz de COSMOSOMAS. En cada uno de estos puntos se sitúa un haz Gaussiano de anchura, $\text{FWHM}_{\text{covol}}$, la correspondiente para que el mapa de referencia, con resolución original $\text{FWHM}_{\text{mapa}}$, quede degradado a la resolución deseada ($\text{FWHM} = 1^\circ$),

$$\text{FWHM}_{\text{covol}}^2 = \text{FWHM}^2 - \text{FWHM}_{\text{mapa}}^2. \quad (5.10)$$

Dicho haz es convolucionado con todos los puntos del mapa de referencia contenidos en un cuadrado de lado seis veces σ_{covol} ($\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma$) con centro en el haz, de forma que la temperatura asociada al píxel de coordenadas (α_i, δ_j) se evalúa como

$$T(\alpha_i, \delta_j) = \frac{1}{2\pi\sigma_{\text{covol}}^2} \sum_{i'j'} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma_{\text{covol}}^2}\right) T(\alpha_{i'}, \delta_{j'}) \Delta\alpha \Delta\delta \cos \delta_j \quad (5.11)$$

donde $\cos \theta = \cos(\alpha_{i'} - \alpha_i) \cos \delta_{j'} \cos \delta_j + \sin \delta_i \sin \delta_{j'} \cos \delta_j$, y $\Delta\alpha$ y $\Delta\delta$, son el tamaño del píxel en ascensión recta y declinación, en nuestro caso un tercio de grado. Como resultado se tiene para cada conjunto de parámetros de apuntado, una serie de 2880 ciclos (un ciclo cada 30 s) con 212 puntos cada uno de ellos.

3. Se filtra cada uno de los ciclos obtenidos, eliminando los siete primeros modos de Fourier de cada uno de ellos. Con este proceso se consiguen eliminar las escalas de los mapas de referencia que en los mapas de COSMOSOMAS destruimos al realizar un ajuste de Fourier de orden siete a cada ciclo observado. El filtrado realizado a los puntos afectados por fuentes puntuales o por el plano galáctico no se corresponde exactamente con el efectuado sobre las observaciones de COSMOSOMAS, ya que al eliminar directamente los siete primeros modos de Fourier de cada ciclo no se han apantallado las fuentes, tal y como hacíamos al procesar los datos de COSMOSOMAS. El diferente tratamiento dado al filtrado de las fuentes y del plano galáctico, no afectará a la calidad de los resultados que obtengamos al aplicar esta técnica, ya que los puntos afectados por estas estructuras son eliminados del análisis. No se realiza el filtrado de la modulación a lo largo del día, por ser un efecto de segundo orden frente al filtrado efectuado en cada ciclo (véase la sección 4.4).
4. Se proyectan los ciclos una vez filtrados para cada una de las regiones de observación, sobre un mapa con la pixelización de los mapas finales de COSMOSOMAS, píxeles cuadrados de un tercio de grado de lado en declinación y ascensión recta. Las diferentes bandas de observación se pesan en función del número de días de datos disponibles para cada una de ellas (véase la tabla 4.1).

Los primeros cálculos de las correlaciones se realizaron con los mapas de referencia convolucionados a 1° y con los mapas originales de COSMOSOMAS. Posteriormente se consideró que sería más conveniente degradar todos los mapas de COSMOSOMAS a una misma resolución ($\text{FWHM} = 1.12^\circ$), ya que los haces de COSMOSOMAS presentan una pequeña asimetría entre la anchura del haz en ascensión recta y declinación, y su tamaño disminuye conforme aumenta la frecuencia de observación (véase la tabla 3.4). En consecuencia, hubo que volver a convolucionar los mapas de referencia para degradarlos a 1.12° . Este proceso se realizó sobre los mapas obtenidos en el paso 4.

Sobre cada píxel de los mapas se situó una Gaussiana elíptica de anchura adecuada para degradar los mapas a 1.12° y se realizó la convolución de dicha Gaussiana con los píxeles del entorno, de forma que la temperatura resultante en cada píxel se evaluó como

$$T(\alpha_i, \delta_j) = \frac{1}{2\pi\sigma_\alpha\sigma_\delta} \sum_{i'j'} \exp \left(-\frac{(\delta_j - \delta'_j)^2}{2\sigma_\delta^2} - \frac{(\alpha_i - \alpha'_i)^2 \cos \delta_j \cos \delta'_j}{2\sigma_\alpha^2} \right) T(\alpha_{i'}, \delta_{j'}) \Delta\alpha \Delta\delta \cos \delta_j, \quad (5.12)$$

siendo σ_δ y σ_α el tamaño de la Gaussiana elíptica en declinación y ascensión recta, respectivamente, con la que se está convolucionando el mapa, y $\Delta\alpha$ y $\Delta\delta$, son el tamaño del píxel en ascensión recta y declinación, un tercio de grado.

5.3. Mapas de referencia

A continuación se describen las principales propiedades de los mapas que se han utilizado como trazadores de las diversas componentes galácticas y los mapas obtenidos por WMAP tras su primer año de operación.

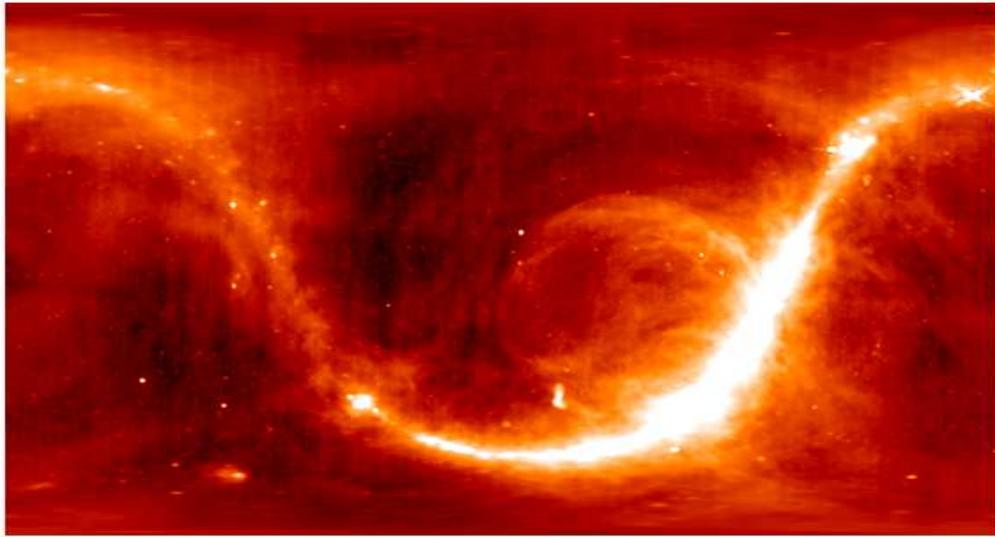


Figura 5.1: Mapa completo del cielo a 408 MHz en coordenadas ecuatoriales (Haslam et al. 1982). La ascensión recta crece de izquierda a derecha.

5.3.1. Mapas de las componentes galácticas

Actualmente se dispone de mapas representativos de las emisiones galácticas tipo sincrotrón y de la emisión térmica del polvo. En cuanto a la emisión libre-libre, se dispone de mapas de H_{α} que trazan esta emisión de forma indirecta.

408 MHz

Haslam et al. (1982) realizaron un mapa completo del cielo en radio continuo a 408 MHz con una resolución de 0.85° . Dicho mapa fue construido a partir de las observaciones de cuatro radiotelescopios: Jodrell Bank MkI, Bonn 100m, Parkes 64m y Jodrell Bank MkIA. Este atlas del cielo a 408 MHz es un buen trazador de la emisión sincrotrón y por tanto se utilizará como mapa de referencia de dicha emisión. El mapa se muestra en la figura 5.1.

1420 MHz

Se dispone del mapa de Reich & Reich (1986), completo en ascensión recta y con cobertura en declinación desde -19° a $+90^{\circ}$ con una resolución de 0.58° . Fue realizado con el telescopio de 25 m Stockert. Tanto la emisión sincrotrón como la libre-libre de nuestra galaxia están presentes a esta frecuencia de observación, luego este mapa es una superposición de ambas contribuciones. El mapa se presenta en la figura 5.2.

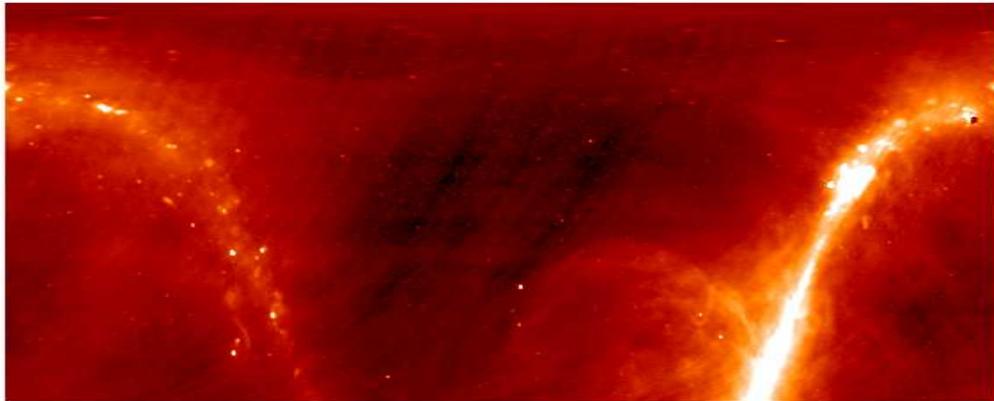


Figura 5.2: Mapa a 1420MHz en coordenadas ecuatoriales (Reich & Reich 1986). Este mapa es completo en ascension recta (creciente de izquierda a derecha) y con cobertura en declinación desde -19° a $+90^{\circ}$.

DIRBE: 100, 140 y 240 μm

El experimento DIRBE (*Diffuse Infrared Background Experiment*) a bordo del satélite COBE realizó observaciones completas del cielo en 10 bandas desde 1 a 240 μm (1.25, 2.2, 3.5, 4.9, 12, 25, 60, 100, 140 y 240 μm) con una resolución de 0.7° . Los mapas obtenidos por DIRBE a 100, 140 y 240 μm se consideran buenos trazadores de la emisión térmica del polvo galáctico. En la estimación de la contribución del polvo a la señal contenida en los mapas de COSMOSOMAS se utilizaron los mapas proporcionados por la colaboración de DIRBE corregidos de luz zodiacal. Estos mapas son la mejor estimación de la emisión galáctica y extra-galáctica en el infrarrojo en escalas angulares en torno a 1° .

Los mapas de DIRBE utilizados, así como otros muchos resultados de esta misión están disponibles en la WEB: [#DIRBE](http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/c_products_table.cfm).

H_{α}

Finkbeiner (2003) ha presentado un mapa completo del cielo de emisión H_{α} con una resolución de 0.1° . Este mapa es el fruto de la composición de las observaciones de VTSS (*Virginia Tech Spectral line Survey*) en el hemisferio Norte y de SHASSA (*Southern H-Alpha Sky Survey Atlas*) en el Sur. WHAM (*Wisconsin H-Alpha Mapper*) proporciona un nivel cero de referencia estable sobre 3/4 del cielo en escalas angulares de 1° .

En <http://www.astro.princeton.edu/~fink/halpha/data/> se puede encontrar este mapa, así como información detallada sobre el mismo.

5.3.2. Mapas de WMAP

El satélite WMAP tras su primer año de toma de datos ha proporcionado mapas del cielo completo de elevada señal a ruido en cinco bandas de frecuencia. Dichos mapas se encuentran disponibles en http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/IMaps_band_comb.cfm.

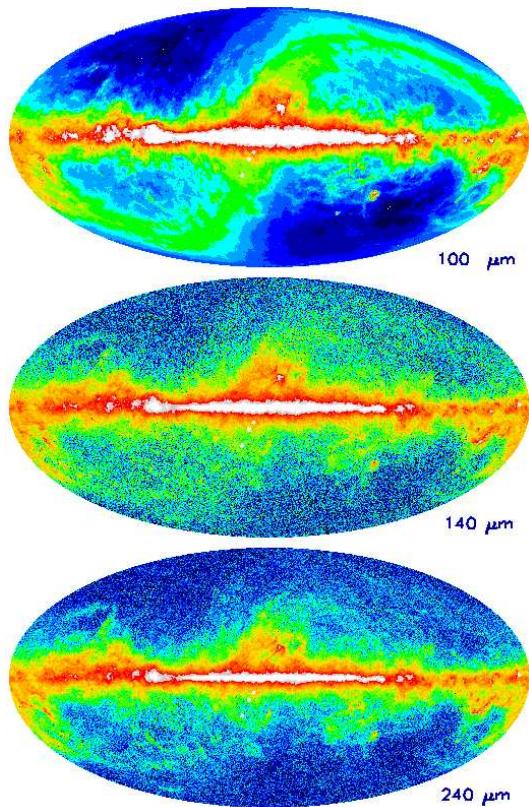


Figura 5.3: Mapas de DIRBE a 100, 140 y 240 μm proyectados en coordenadas galácticas. Figura tomada de http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/dirbe_image.cfm.

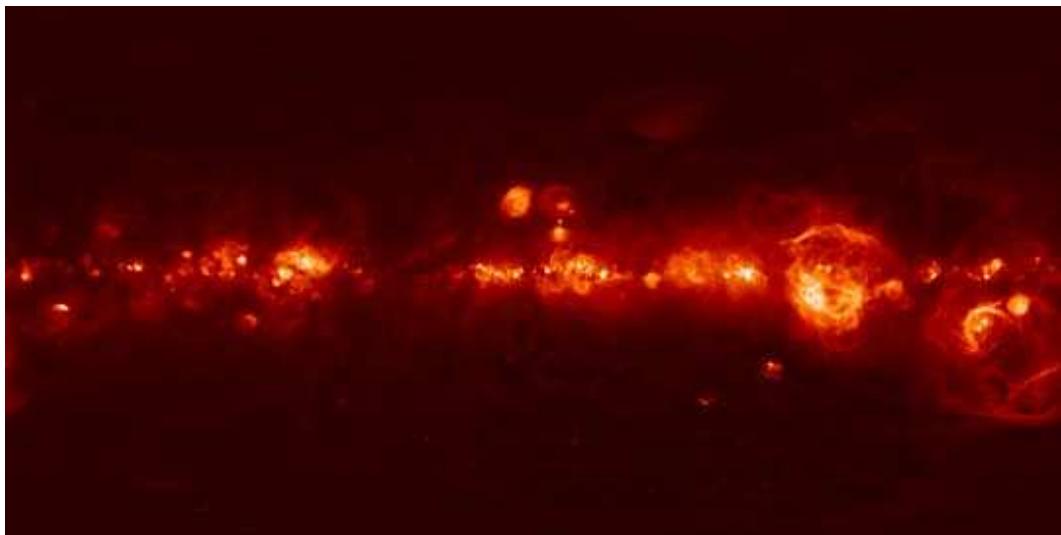


Figura 5.4: Mapa completo del cielo de la emisión H α en coordenadas galácticas (Finkbeiner 2003). Longitud galáctica desde -180° a $+180^\circ$ de izquierda a derecha.

Tabla 5.2: Mapas de referencia de la emisión galáctica difusa

Mapa	Componente	FWHM	Cobertura
408 MHz	sincrotrón	0.85°	100 %
1420 MHz	sincrotrón + libre-libre	0.58°	$-19^\circ \leq \delta \leq +90^\circ$
DIRBE	polvo	0.70°	100 %
H _α	libre-libre	0.10°	100 %

Tabla 5.3: Características de los mapas de WMAP

Mapa	ν (GHz)	λ (mm)	$\Delta\nu$ (GHz)	FWHM
WMAP_K	23	13	5.5	0.88°
WMAP_Ka	33	9.1	7.0	0.66°
WMAP_Q	41	7.3	8.3	0.51°
WMAP_V	61	4.9	14.0	0.31°
WMAP_W	94	3.2	20.5	0.22°

En las figuras 5.5 y 5.6 se muestra una región del plano galáctico y otra del anticentro observadas por los tres canales de COSMOSOMAS y por el canal de 23 GHz de WMAP. En dichas figuras se aprecia que existe una gran similitud entre las estructuras que se observan en COSMOSOMAS y en el canal de WMAP una vez filtrado. Comparando la imagen del centro galáctico del canal de 23 GHz de WMAP antes y después de filtrar los siete primeros armónicos de cada ciclo, se pone claramente de manifiesto la pérdida de señal a gran escala que conlleva este filtrado.

La colaboración de WMAP proporciona diversas máscaras para el análisis de sus mapas. Estas máscaras han sido construidas a partir del mapa a 23 GHz que es el que presenta mayor cantidad de contaminación galáctica. Para excluir de los cálculos los puntos afectados por emisión galáctica intensa se ha elegido la máscara de WMAP denominada Kp0 (Bennett et al. 2003b) que elimina del análisis el 21 % del cielo, encontrándose la mayoría de estos puntos sobre el plano galáctico o en las proximidades del mismo.

El equipo de WMAP también proporciona una máscara para fuentes puntuales que contiene 700 fuentes en todo el cielo. Esta máscara excluye todas las regiones del cielo situadas en un círculo de radio 0.6° en torno a toda fuente contenida en el catálogo de Stickle, Meisenheimer, & Kühr (1994) (que es una actualización del catálogo a 5 GHz de Kühr et al. (1981) completo hasta 1 Jy), así como en catálogos de AGNs y rayos X (Bennett et al. 2003b). Utilizando esta máscara nos aseguramos de que no intervengan en los cálculos de las correlaciones los píxeles afectados por las fuentes resueltas en los mapas de COSMOSOMAS y WMAP. En caso de que las fuentes no fueran enmascaradas o sustraídas de los mapas, introducirían correlaciones adicionales, distorsionando los valores de las correlaciones debidas a la emisión galáctica y de las anisotropías de la RCM en las que estamos interesados.

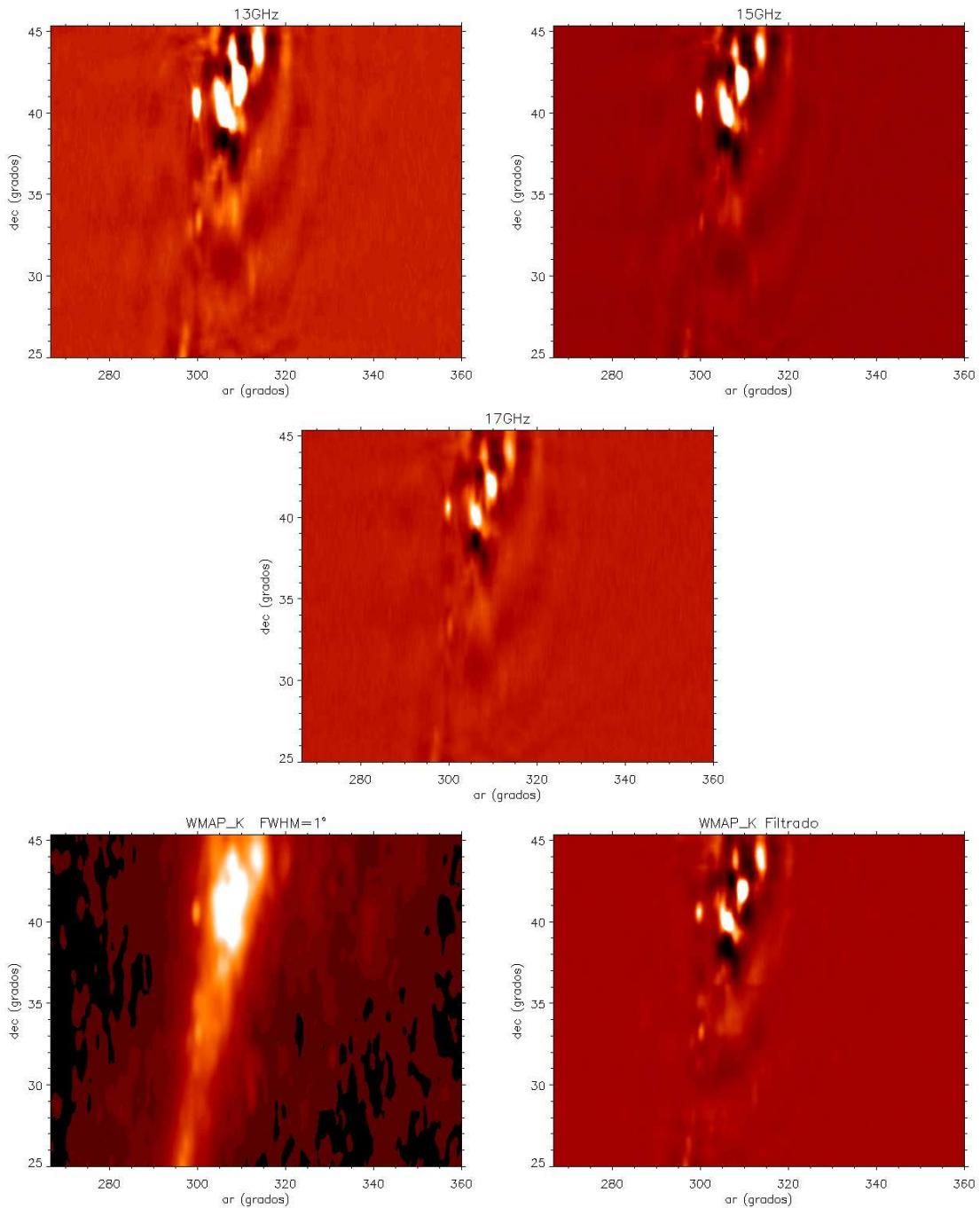


Figura 5.5: Región del plano galáctico observada por COSMOSOMAS (canal 13, 15 y 17) y el canal de 23 GHz de WMAP degradado a 1° y filtrado.

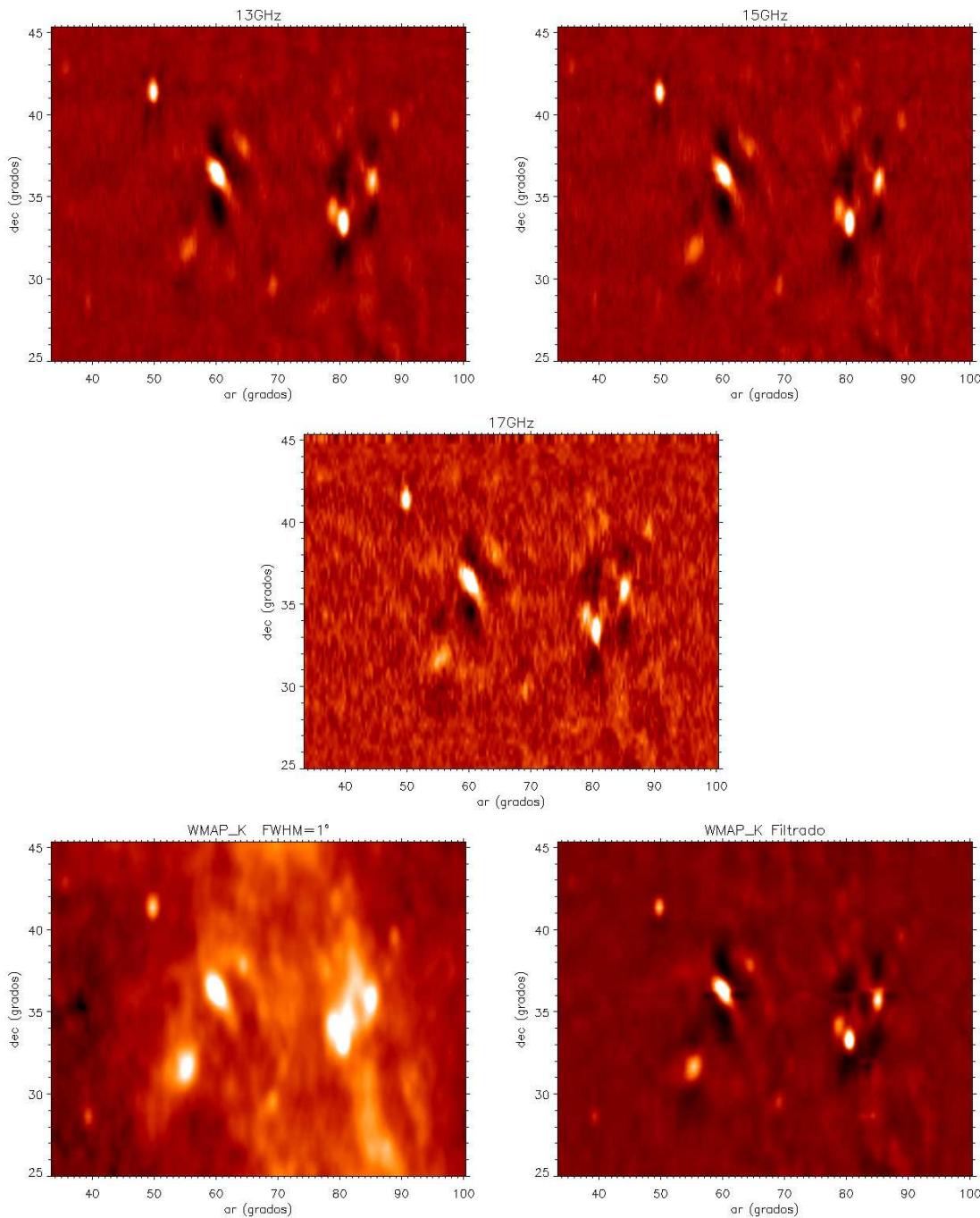


Figura 5.6: Idem en la región del anticentro galáctico.

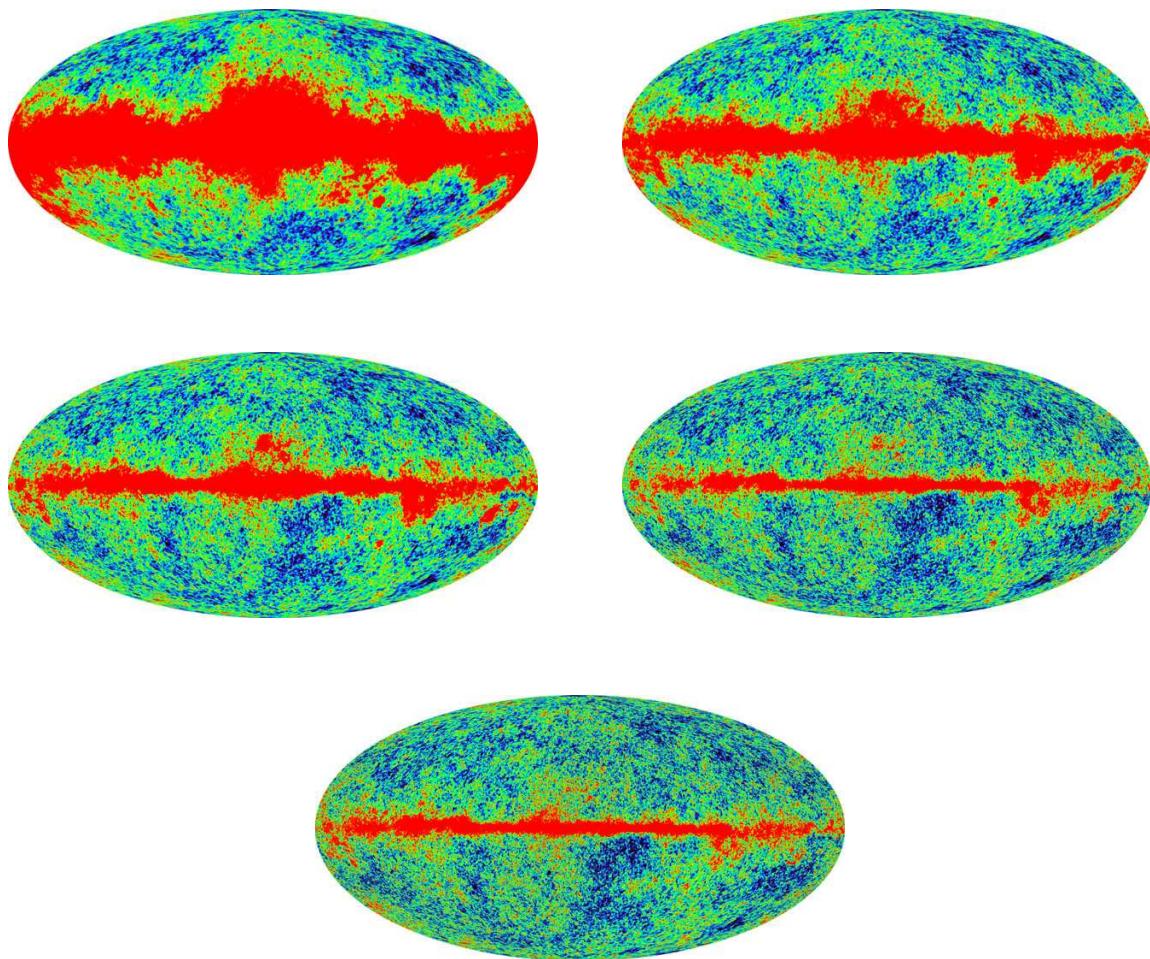


Figura 5.7: Mapas de WMAP. De izquierda a derecha: WMAP_K, WMAP_Ka, WMAP_Q, WMAP_V y WMAP_W. Imágenes tomadas de http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/m_images.cfm.

Tabla 5.4: Máscaras de WMAP

Máscara WMAP	% píxeles eliminados	% píxeles eliminados incluyendo la máscara de fuentes puntuales
Kp0	21.4	23.2
Kp2	13.1	15.2
Kp4	9.3	11.2
Kp12	3.8	5.8

En la figura 5.8 se presentan las máscaras utilizadas para la evaluación de las correlaciones de los datos de COSMOSOMAS con los diferentes mapas de la emisión galáctica y de WMAP. Cada una de ellas resulta de la superposición de la máscara de fuentes puntuales de WMAP, la máscara de emisión galáctica Kp0 y la máscara resultante del corte en latitud galáctica que hayamos efectuado.

5.4. Emisión galáctica en COSMOSOMAS y WMAP

A continuación se presentan las estimaciones de la señal galáctica presente en los mapas de COSMOSOMAS y WMAP. En todos los casos estudiados, se evaluó la correlación de los mapas de WMAP y COSMOSOMAS con los mapas de la emisión galáctica para diferentes cortes en latitud galáctica. Los resultados se presentan en las tablas 5.5 y 5.6.

5.4.1. Señal correlada con 408 MHz

Se ha detectado correlación significativa de los mapas de COSMOSOMAS y WMAP a 23, 33 y 41 GHz, con el mapa de 408 MHz (Haslam et al. 1982) en todos los cortes de latitud galáctica efectuados. Este mapa de referencia se considera un buen trazador de la emisión sincrotrón. El nivel de esta señal correlada en los datos de COSMOSOMAS es del orden $14 \mu\text{K}$ y en los datos de WMAP la correlación más intensa se encuentra en el canal de más baja frecuencia, el de 23 GHz, donde resulta ser $\sim 6 \mu\text{K}$. Las correlaciones encontradas entre los canales de 61 y 94 GHz de WMAP con este mapa son muy débiles, y la mayoría no son significativas cuando se tienen en cuenta los límites impuestos en la significación de los resultados por el criterio de las rotaciones a latitud galáctica constante del mapa de referencia (véase la sección 5.1.3).

En la figura 5.9 se representa la señal correlada de los canales de COSMOSOMAS y los de más baja frecuencia de WMAP con el mapa de 408 MHz para diferentes cortes en latitud galáctica, b . Para $b > 20^\circ$ y $b > 30^\circ$ se ha ajustado una ley de emisión inversamente proporcional a cierta potencia, k , de la frecuencia (ν^{-k}). Los índices obtenidos son inferiores a los esperados para una señal correlada debida puramente a emisión sincrotrón, para la que se debería obtener índices entre 2.7 y 3.3. El bajo valor del índice espectral obtenido podría deberse a la existencia de una emisión adicional además de la emisión sincrotrón común al mapa de 408 MHz y a las observaciones de COSMOSOMAS. Dicha emisión debería tener un índice espectral inferior al de la emisión sincrotrón.

5.4.2. Señal correlada con 1420 MHz

El mapa a 1420 MHz (Reich & Reich 1986) no se considera un buen trazador de la emisión sincrotrón ya que a esta frecuencia de observación la contribución de la emisión libre-libre se espera que ya comience a ser significativa.

En la figura 5.10 se muestra la señal correlada que se ha encontrado entre los mapas de COSMOSOMAS y WMAP con el mapa a 1420 MHz, para diferentes cortes en latitud galáctica, junto con el coeficiente k que mejor ajusta a los resultados obtenidos a una ley de potencias de la frecuencia, ν^{-k} . Los índices espetrales resultantes son inferiores a los que se esperan para la emisión sincrotrón.

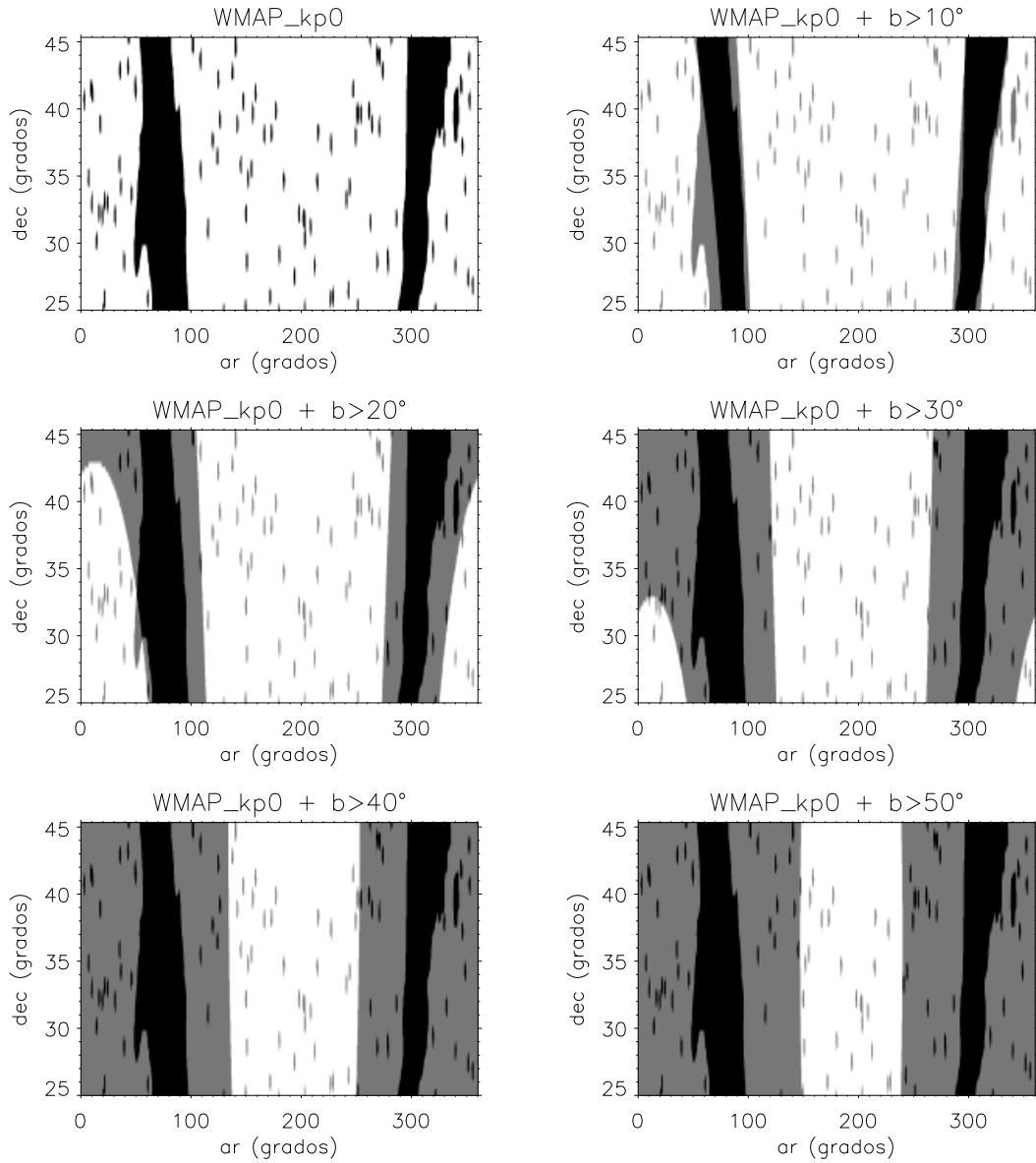


Figura 5.8: Máscara de fuentes y de la emisión galáctica de WMAP (Kp0) y máscaras en función del corte en latitud galáctica, representadas sobre la región del cielo cubierta por COSMOSOMAS. Las zonas en blanco son las utilizadas en la correlación, en gris se representan aquellas regiones que sólo son cubiertas por una de las máscaras (ya sea la de WMAP o la impuesta por el corte galáctico efectuado) y en negro aquellas zonas que son excluidas por ambas máscaras.

Las máscaras de las fuentes presentan un aspecto alargado en declinación debido a la escala con la que se han realizado las figuras, si hubiéramos tomado la misma escala en ascensión recta que en declinación, tendrían una forma circular.

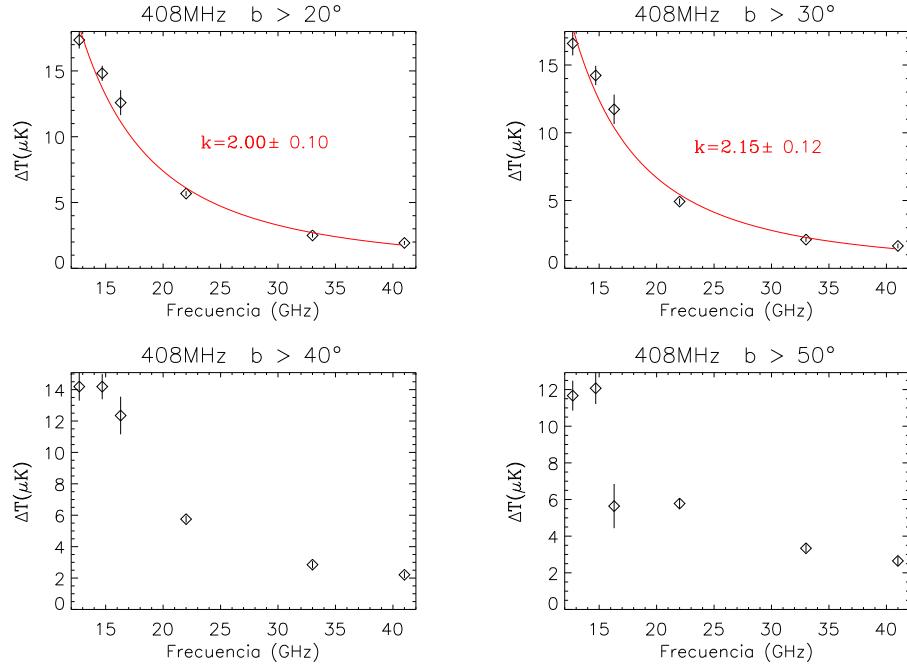


Figura 5.9: Señal de COSMOSOMAS y WMAP a 23, 33 y 41 GHz correlada con el mapa a 408 MHz (Haslam et al. 1982), para distintos cortes de latitud galáctica.

5.4.3. Señal correlada con H_α

Se ha encontrado que existe cierta señal en común entre los datos de COSMOSOMAS y el mapa de H_α . Dicha señal es débil y cuando se tienen en cuenta los límites impuestos en la significación de los resultados por las rotaciones a latitud galáctica constante, tan sólo permanecen como correlaciones significativas las que se tienen a $b > 20^\circ$ a 13 GHz, a $b > 40^\circ$ a 17 GHz y a $b > 50^\circ$ a 15 GHz, con una intensidad en torno a $6 \mu\text{K}$. Los mapas de WMAP presentan correlaciones muy débiles con el mapa de H_α , inferiores a $1 \mu\text{K}$, salvo el canal de menor frecuencia donde la señal correlada alcanza $3.2 \mu\text{K}$ en el corte de latitud galáctica $b > 20^\circ$. Los resultados de las correlaciones para diferentes cortes de latitud galáctica se muestran en la figura 5.11.

La emisión H_α se considera altamente correlada con la emisión libre-libre. Así que a partir de estos resultados parece que dicha componente está presente de forma muy débil en nuestros datos y las observaciones de WMAP están prácticamente libres de la misma.

5.4.4. Señal correlada con DIRBE: 100, 140 y 240 μm

Para determinar la posible existencia de una señal correlada con la emisión del polvo en las observaciones de COSMOSOMAS y/o WMAP, se correlaron estos mapas con los de DIRBE a más baja frecuencia (100, 140 y 240 μm).

Se han encontrado correlaciones significativas entre los tres canales de COSMOSOMAS y los tres mapas de DIRBE. La potencia de la señal disminuye conforme nos alejamos del

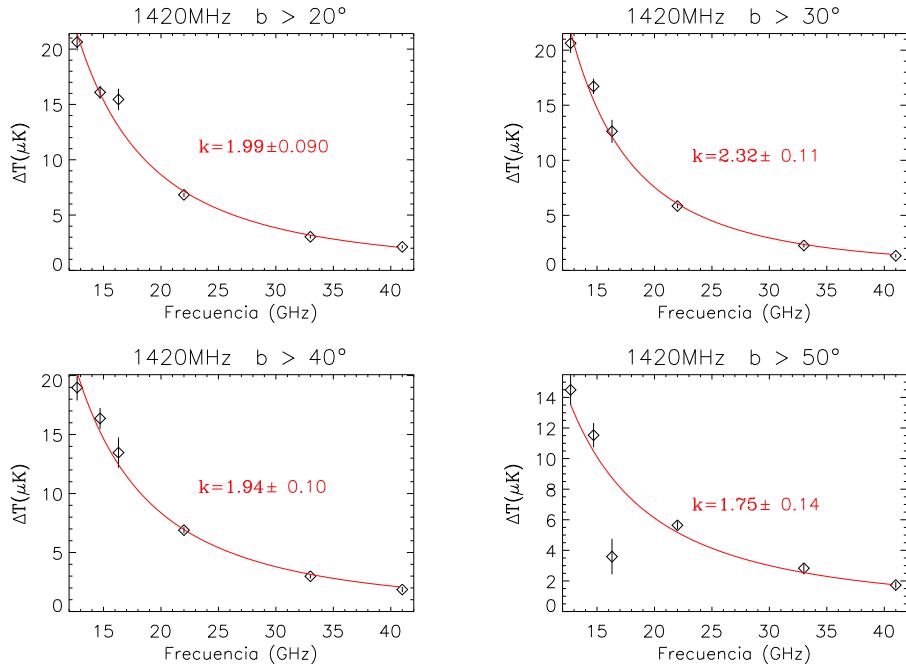


Figura 5.10: Señal de COSMOSOMAS y WMAP a 23, 33 y 41 GHz correlada con el mapa a 1420 MHz (Reich & Reich 1986), para distintos cortes de latitud galáctica.

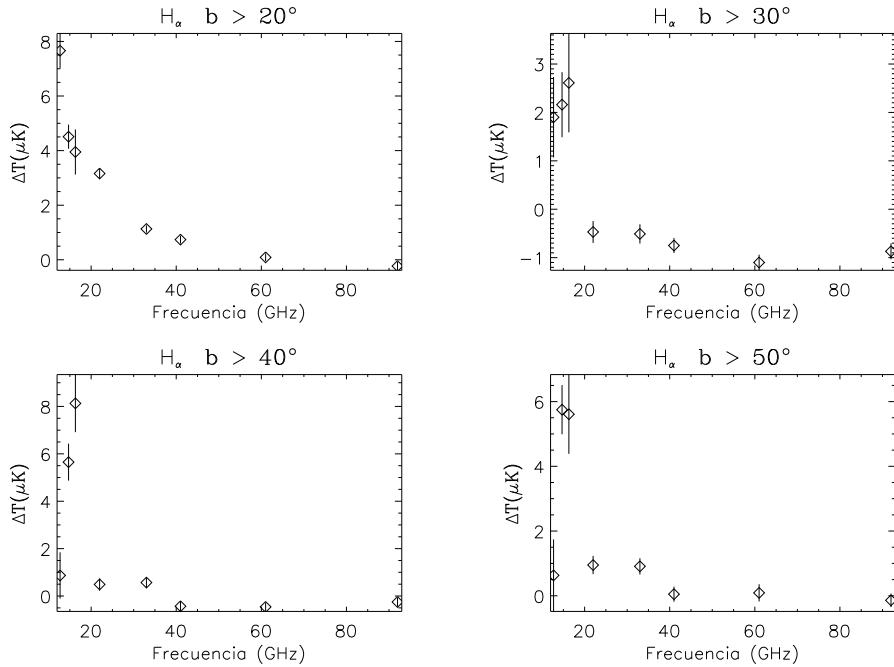


Figura 5.11: Señal de COSMOSOMAS y WMAP correlada con el mapa de H_α (Finkbeiner 2003), para distintos cortes de latitud galáctica.

Mapas	$\Delta T \pm \delta \Delta T (\mu\text{K})$							
	COSMOSOMAS		WMAP					
	13 GHz	15 GHz	17 GHz	WMAP_K	WMAP_Ka	WMAP_Q	WMAP_V	WMAP_W
$b > 20^\circ$ ($n_{ptos} = 39489$)								
408 MHz	17.4 ± 0.6 0.2 ± 0.8	14.8 ± 0.6 0.0 ± 0.7	12.6 ± 0.9 -0.3 ± 1.2	5.7 ± 0.2 0.1 ± 0.2	2.5 ± 0.2 0.1 ± 0.2	1.9 ± 0.1 0.0 ± 0.2	1.3 ± 0.1 0.0 ± 0.2	0.8 ± 0.1 0.0 ± 0.2
1420 MHz	20.6 ± 0.8 0.2 ± 1.0	16.1 ± 0.6 0.2 ± 0.7	15.4 ± 1.0 -0.4 ± 1.2	6.8 ± 0.2 0.1 ± 0.2	3.0 ± 0.2 0.0 ± 0.2	2.1 ± 0.2 0.0 ± 0.2	1.2 ± 0.2 0.0 ± 0.2	0.7 ± 0.2 0.0 ± 0.2
H_α	7.7 ± 0.6 -0.2 ± 0.9	4.5 ± 0.4 0.1 ± 0.6	4.0 ± 0.8 -0.1 ± 1.1	3.2 ± 0.2 0.0 ± 0.2	1.1 ± 0.1 0.0 ± 0.2	0.7 ± 0.1 0.0 ± 0.2	0.1 ± 0.1 0.0 ± 0.2	-0.2 ± 0.2 0.0 ± 0.2
$b > 30^\circ$ ($n_{ptos} = 27603$)								
408 MHz	16.6 ± 0.9 -0.1 ± 1.4	14.2 ± 0.7 0.1 ± 1.1	11.7 ± 1.1 -0.2 ± 1.7	4.9 ± 0.2 0.1 ± 0.4	2.1 ± 0.2 0.0 ± 0.3	1.6 ± 0.2 0.0 ± 0.3	1.2 ± 0.2 0.0 ± 0.3	0.6 ± 0.2 0.0 ± 0.3
1420 MHz	20.6 ± 0.9 0.4 ± 1.3	16.7 ± 0.7 0.0 ± 1.0	12.6 ± 1.0 -0.4 ± 1.6	5.8 ± 0.2 0.1 ± 0.3	2.3 ± 0.2 0.0 ± 0.3	1.3 ± 0.2 0.1 ± 0.3	0.6 ± 0.2 0.0 ± 0.3	-0.1 ± 0.2 0.0 ± 0.3
H_α	1.9 ± 0.8 0.0 ± 0.1	2.2 ± 0.7 0.0 ± 0.1	2.6 ± 1.0 0.0 ± 0.1	-0.5 ± 0.2 $\leq 0.0 \pm 0.1$	-0.5 ± 0.2 $\leq 0.0 \pm 0.1$	-0.8 ± 0.2 $\leq 0.0 \pm 0.1$	-1.1 ± 0.2 $\leq 0.0 \pm 0.1$	-0.9 ± 0.2 $\leq 0.0 \pm 0.1$
$b > 40^\circ$ ($n_{ptos} = 20284$)								
408 MHz	14.2 ± 0.9 0.0 ± 1.6	14.2 ± 0.8 -0.1 ± 1.5	12.4 ± 1.2 -0.7 ± 2.2	5.8 ± 0.2 0.1 ± 0.4	2.8 ± 0.2 0.1 ± 0.4	2.2 ± 0.2 0.0 ± 0.4	1.8 ± 0.2 0.0 ± 0.4	1.3 ± 0.2 0.0 ± 0.3
1420 MHz	19.0 ± 1.1 0.2 ± 1.9	16.4 ± 0.9 0.5 ± 1.6	13.5 ± 1.3 -0.3 ± 2.3	6.9 ± 0.3 0.1 ± 0.5	3.0 ± 0.2 0.1 ± 0.4	1.9 ± 0.2 0.0 ± 0.4	1.4 ± 0.2 0.0 ± 0.4	0.6 ± 0.2 -0.1 ± 0.4
H_α	0.9 ± 1.0 0.0 ± 0.1	5.7 ± 0.8 0.0 ± 0.1	8.1 ± 1.2 0.0 ± 0.1	0.5 ± 0.3 $\leq 0.0 \pm 0.1$	0.6 ± 0.2 $\leq 0.0 \pm 0.1$	-0.4 ± 0.2 $\leq 0.0 \pm 0.1$	-0.5 ± 0.2 $\leq 0.0 \pm 0.1$	-0.2 ± 0.2 $\leq 0.0 \pm 0.1$
$b > 50^\circ$ ($n_{ptos} = 16017$)								
408 MHz	11.7 ± 0.8 -0.1 ± 1.7	12.1 ± 0.9 -0.4 ± 1.8	5.6 ± 1.2 -0.6 ± 2.5	5.8 ± 0.2 0.0 ± 0.5	3.3 ± 0.2 0.0 ± 0.4	2.7 ± 0.2 0.1 ± 0.5	1.9 ± 0.3 0.0 ± 0.5	1.6 ± 0.2 -0.1 ± 0.5
1420 MHz	14.5 ± 1.0 0.2 ± 2.0	11.5 ± 0.8 -0.1 ± 1.6	3.6 ± 1.2 -0.4 ± 2.3	5.6 ± 0.3 0.1 ± 0.5	2.8 ± 0.3 0.0 ± 0.5	1.7 ± 0.2 0.0 ± 0.4	0.9 ± 0.2 0.0 ± 0.5	0.7 ± 0.2 0.0 ± 0.5
H_α	0.6 ± 1.1 0.0 ± 0.1	5.8 ± 0.8 $\leq 0.0 \pm 0.1$	5.6 ± 1.2 0.0 ± 0.1	0.9 ± 0.3 $\leq 0.0 \pm 0.1$	0.9 ± 0.3 $\leq 0.0 \pm 0.1$	0.1 ± 0.2 $\leq 0.0 \pm 0.1$	0.1 ± 0.3 $\leq 0.0 \pm 0.1$	-0.1 ± 0.2 $\leq 0.0 \pm 0.1$

Tabla 5.5: Señal correlada entre los mapas de COSMOSOMAS y WMAP con los mapas a 408 MHz, 1420 MHz y de emisión H_α . Para cada pareja de mapas correlados se dan dos valores, la señal correlada entre ambos, y el valor medio y la dispersión de la señal correlada evaluada sobre 100 ordenaciones aleatorias de los píxeles de los mapas de referencia. Las correlaciones que son significativas ($> 2\sigma$) según los límites impuestos por los niveles de correlación encontrados tras rotar los mapas manteniendo la latitud galáctica constante, se indican en color rojo.

plano galáctico. También se ha encontrado que esta señal correlada con el polvo está presente en los canales de más baja frecuencia de WMAP, donde su intensidad es pequeña, pero significativa (véase la figura 5.12 y la tabla 5.6). La intensidad de la señal correlada aumenta desde las frecuencias observadas por WMAP a las de COSMOSOMAS. En el corte de latitud galáctica que incluye las regiones de los mapas con $b > 20^\circ$ parece detectarse un cambio de pendiente en el espectro de la señal correlada, pero no podemos considerarlo muy significativo dada la proximidad de nuestras frecuencias de observación y los errores asociados a dichas correlaciones.

Para confirmar la existencia o no de este máximo sería de gran importancia disponer de observaciones a más baja frecuencia. El experimento COSMO10, que observa a ~ 11 GHz, está tomando datos actualmente y cuando se hayan recogido suficientes, se evaluará la señal correlada de estas observaciones con los mapas de DIRBE.

La existencia de señal correlada entre observaciones realizadas en la banda 13 - 40 GHz y los mapas de emisión del polvo, suponen una nueva detección de la denominada emisión anómala. La señal correlada que detectamos tiene un claro origen galáctico ya que conforme disminuye la latitud galáctica disminuye su intensidad. Esta señal puede tener su origen en múltiples regiones de tamaño bien definido en nuestra Galaxia o ser de carácter deslocalizado y difuso.

Una posible fuente de la emisión anómala es la emisión rotacional del polvo. Un predicción clave de los modelos de emisión del polvo rotante es la existencia de un máximo en su emisión, que con los resultados obtenidos no podemos asegurar su existencia.

Debido a la dependencia espectral que presenta la señal anómala en ocasiones se la ha identificado con emisión libre-libre. Mediante correlaciones de nuestros datos con los mapas de H_α se ha detectado la presencia de emisión libre-libre en nuestras observaciones, por lo que este tipo de emisión podría ser la generadora de parte de la señal anómala que observamos.

Análisis recientes de los mapas presentados en esta tesis han mostrado que el complejo molecular de Perseo, región de unos 2.3° centrada a 55.7° de ascensión recta y 32.2° de declinación, presenta en los mapas de COSMOSOMAS y también en los mapas de baja frecuencia de WMAP evidencia de emisión anómala de microondas que no puede explicarse en base a la emisión vibracional del polvo o emisión sincrotrón y libre-libre (Watson et al. 2005, en preparación). La emisión anómala de regiones como ésta contribuyen a la señal correlada detectada con DIRBE. Es preciso llevar a cabo un estudio exhaustivo de las características de dicha emisión en esta y otras regiones similares en las bandas de latitud galáctica estudiadas para poder establecer si la emisión correlada detectada por COSMOSOMAS está originada en estas regiones o es de origen difuso.

5.4.5. Correlaciones entre los mapas de referencia

Para cuantificar qué parte de la señal correlada entre nuestras observaciones y los mapas de referencia de los distintos tipos de emisiones galácticas se debe a emisiones independientes o a señales en común entre los diferentes mapas de referencia, se evaluó la correlación entre ellos.

En la tabla 5.7 se muestran los coeficientes de correlación promedios entre los diferentes mapas de referencia, que se han obtenido promediando los valores de la correlación obtenidos

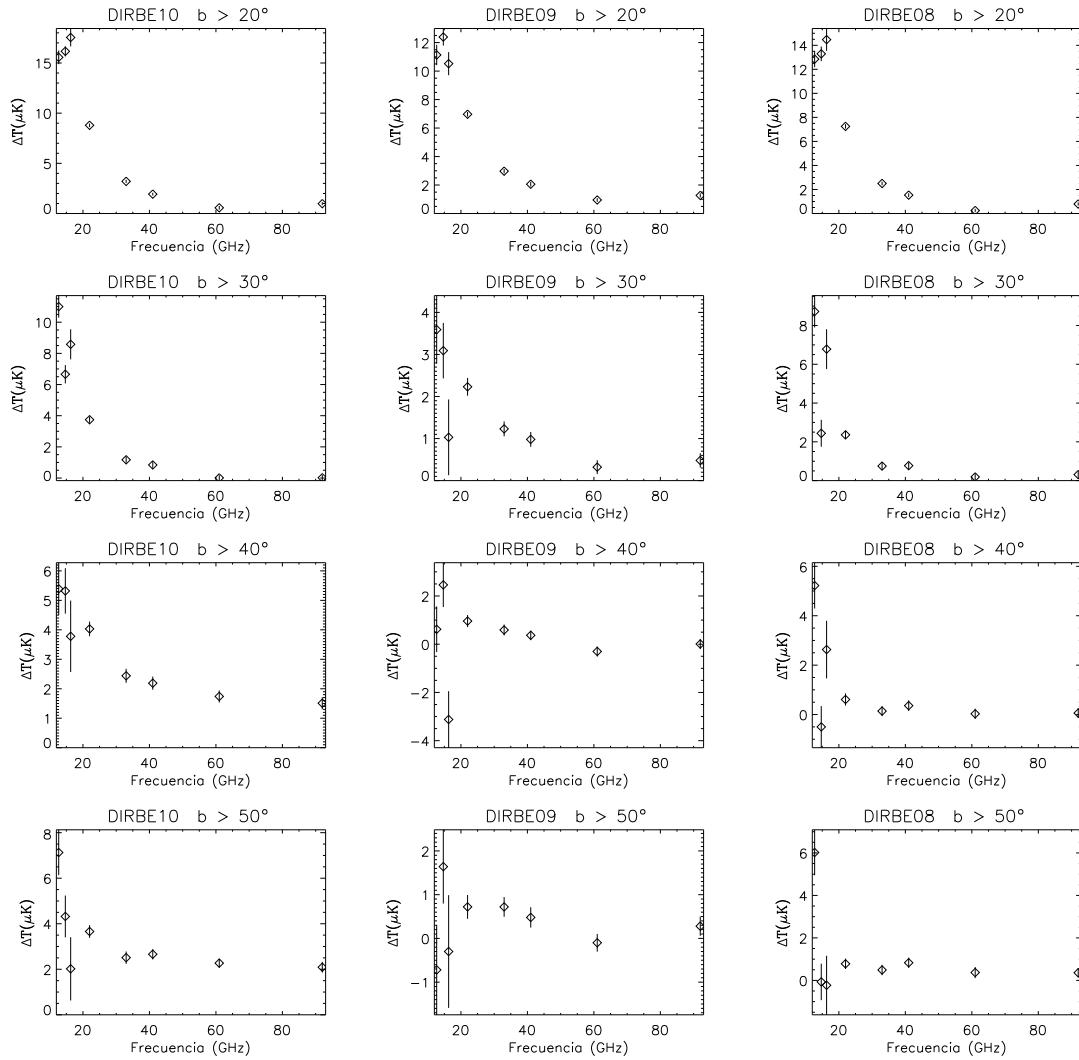


Figura 5.12: Señal de COSMOSOMAS y WMAP correlada con los mapas de DIRBE a 240 μm (DIRBE10), 140 μm (DIRBE09) y 100 μm (DIRBE08), para distintos cortes de latitud galáctica.

DIRBE	$\Delta T \pm \delta \Delta T$ (μK)							
	13 GHz	COSMOSOMAS 15 GHz	17GHz	WMAP_K	WMAP_Ka	WMAP_W WMAP_Q	WMAP_V	WMAP_W
$b > 20^\circ$ ($n_{ptos} = 39489$)								
240 μm	15.6 \pm 0.7	16.2 \pm 0.5	17.5 \pm 0.9	8.8 \pm 0.2	3.2 \pm 0.2	1.9 \pm 0.1	0.6 \pm 0.2	1.0 \pm 0.2
	-0.1 \pm 0.9	0.1 \pm 0.7	-0.2 \pm 1.1	0.0 \pm 0.2	0.1 \pm 0.2	0.0 \pm 0.2	0.0 \pm 0.2	0.0 \pm 0.2
	0.9 \pm 1.7	0.6 \pm 2.7	-1.0 \pm 2.6	0.1 \pm 0.9	-0.1 \pm 0.8	0.1 \pm 0.8	0.1 \pm 0.8	0.1 \pm 0.9
140 μm	11.1 \pm 0.7	12.4 \pm 0.6	10.5 \pm 0.8	7.0 \pm 0.2	3.0 \pm 0.2	2.1 \pm 0.2	0.9 \pm 0.1	1.3 \pm 0.1
	0.1 \pm 0.9	0.0 \pm 0.8	-0.1 \pm 1.0	0.0 \pm 0.2				
	1.3 \pm 1.8	1.1 \pm 2.3	-0.5 \pm 2.6	0.2 \pm 0.8	-0.1 \pm 0.6	0.0 \pm 0.7	0.0 \pm 0.7	0.0 \pm 0.8
100 μm	12.9 \pm 0.7	13.3 \pm 0.6	14.5 \pm 0.9	7.2 \pm 0.2	2.5 \pm 0.1	1.5 \pm 0.2	0.2 \pm 0.1	0.8 \pm 0.1
	0.0 \pm 0.9	0.0 \pm 0.8	-0.1 \pm 1.2	0.0 \pm 0.2				
	1.4 \pm 1.8	1.1 \pm 2.7	0.0 \pm 3.4	0.1 \pm 0.6	-0.1 \pm 0.6	0.0 \pm 0.6	0.0 \pm 0.6	0.0 \pm 0.7
$b > 30^\circ$ ($n_{ptos} = 27603$)								
240 μm	11.0 \pm 0.7	6.7 \pm 0.6	8.6 \pm 1.0	3.7 \pm 0.2	1.2 \pm 0.2	0.8 \pm 0.2	0.0 \pm 0.2	0.0 \pm 0.2
	0.0 \pm 0.2	0.0 \pm 0.2	-0.1 \pm 0.3	0.0 \pm 0.1				
	0.9 \pm 1.8	0.1 \pm 1.7	-0.1 \pm 1.9	0.4 \pm 0.8	0.2 \pm 0.6	0.3 \pm 0.7	0.4 \pm 0.6	0.4 \pm 0.7
140 μm	3.6 \pm 0.8	3.1 \pm 0.7	1.0 \pm 0.9	2.2 \pm 0.2	1.2 \pm 0.2	1.0 \pm 0.2	0.3 \pm 0.2	0.5 \pm 0.2
	0.0 \pm 0.9	0.0 \pm 0.7	-0.1 \pm 0.9	0.0 \pm 0.2				
	1.2 \pm 2.1	0.8 \pm 1.4	-0.1 \pm 2.2	0.4 \pm 1.2	0.2 \pm 0.7	0.2 \pm 0.9	0.4 \pm 0.8	0.4 \pm 0.7
100 μm	8.7 \pm 0.8	2.4 \pm 0.7	6.8 \pm 1.0	2.4 \pm 0.2	0.8 \pm 0.2	0.8 \pm 0.2	0.2 \pm 0.2	0.3 \pm 0.2
	0.2 \pm 0.7	0.0 \pm 0.5	-0.1 \pm 0.8	0.0 \pm 0.2	0.0 \pm 0.1	0.0 \pm 0.1	0.0 \pm 0.1	0.0 \pm 0.1
	1.6 \pm 1.8	0.3 \pm 1.6	-0.3 \pm 3.1	0.4 \pm 1.2	0.4 \pm 0.8	0.3 \pm 0.8	0.4 \pm 0.7	0.4 \pm 0.7
$b > 40^\circ$ ($n_{ptos} = 20284$)								
240 μm	5.4 \pm 0.9	5.3 \pm 0.8	3.8 \pm 1.2	4.0 \pm 0.2	2.4 \pm 0.2	2.2 \pm 0.2	1.7 \pm 0.2	1.5 \pm 0.2
	0.0 \pm 0.1	0.0 \pm 0.1	0.0 \pm 0.2	$\leq 0.0 \pm 0.1$				
	1.5 \pm 1.4	1.4 \pm 3.2	0.9 \pm 4.8	0.7 \pm 0.8	0.6 \pm 0.7	0.5 \pm 0.6	0.8 \pm 0.7	0.6 \pm 0.5
140 μm	0.6 \pm 0.9	2.5 \pm 0.9	-3.1 \pm 1.2	1.0 \pm 0.2	0.6 \pm 0.2	0.4 \pm 0.2	-0.3 \pm 0.2	0.0 \pm 0.2
	0.1 \pm 0.9	0.0 \pm 0.8	0.0 \pm 1.0	0.0 \pm 0.2				
	2.4 \pm 3.1	2.6 \pm 2.5	0.7 \pm 2.8	0.5 \pm 0.9	0.2 \pm 0.9	0.2 \pm 1.2	0.3 \pm 1.2	0.2 \pm 1.3
100 μm	5.2 \pm 0.9	-0.5 \pm 0.8	2.6 \pm 1.2	0.6 \pm 0.2	0.1 \pm 0.2	0.4 \pm 0.2	0.0 \pm 0.2	0.1 \pm 0.2
	0.0 \pm 0.5	0.0 \pm 0.5	-0.2 \pm 0.6	0.0 \pm 0.1				
	4.5 \pm 3.6	3.5 \pm 4.1	1.5 \pm 3.8	1.2 \pm 1.0	1.0 \pm 0.9	0.9 \pm 0.7	1.0 \pm 0.9	0.8 \pm 0.8
$b > 50^\circ$ ($n_{ptos} = 16017$)								
240 μm	7.1 \pm 1.0	4.3 \pm 0.9	2.0 \pm 1.4	3.7 \pm 0.3	2.5 \pm 0.3	2.7 \pm 0.2	2.3 \pm 0.2	2.1 \pm 0.2
	0.0 \pm 0.1	0.0 \pm 0.1	0.0 \pm 0.2	$\leq 0.0 \pm 0.1$				
	-0.3 \pm 1.1	0.0 \pm 3.4	-0.8 \pm 6.0	0.1 \pm 1.0	0.0 \pm 0.8	0.0 \pm 0.6	0.3 \pm 0.8	0.2 \pm 0.5
140 μm	-0.7 \pm 1.0	1.6 \pm 0.8	-0.3 \pm 1.3	0.7 \pm 0.3	0.7 \pm 0.2	0.5 \pm 0.2	-0.1 \pm 0.2	0.3 \pm 0.2
	0.0 \pm 0.8	0.2 \pm 0.7	-0.5 \pm 1.0	0.1 \pm 0.2	0.0 \pm 0.2	0.0 \pm 0.2	0.0 \pm 0.2	0.0 \pm 0.2
	1.9 \pm 3.6	1.9 \pm 1.9	-0.6 \pm 4.0	0.3 \pm 1.3	0.0 \pm 1.3	0.0 \pm 1.5	0.1 \pm 1.4	0.2 \pm 1.6
100 μm	6.0 \pm 1.1	-0.1 \pm 0.9	-0.2 \pm 1.4	0.8 \pm 0.2	0.5 \pm 0.2	0.8 \pm 0.2	0.4 \pm 0.3	0.4 \pm 0.2
	-0.1 \pm 0.5	0.0 \pm 0.4	-0.1 \pm 0.7	0.0 \pm 0.1				
	3.0 \pm 2.3	2.4 \pm 2.8	1.5 \pm 4.7	0.7 \pm 1.0	0.6 \pm 1.0	0.3 \pm 1.0	0.6 \pm 1.1	0.5 \pm 1.1

Tabla 5.6: Señal correlada entre los mapas de DIRBE a 100, 140 y 240 μm y las observaciones COSMOSOMAS y WMAP: Para cada pareja de mapas correlados se dan tres valores de correlación, la señal correlada entre ambos, el valor medio y la dispersión de la señal correlada evaluada sobre 100 ordenaciones aleatorias de los píxeles de los mapas de DIRBE y por último el valor medio de la señal correlada calculada con los mapas de DIRBE rotados varios ángulos manteniendo la latitud galáctica constante de cada píxel. Las correlaciones encontradas con los mapas de DIRBE que son significativas ($> 2\sigma$) según los límites impuestos por los niveles de correlación encontrados tras rotar los mapas, se indican en rojo.

Tabla 5.7: Coeficientes de correlación entre los diferentes mapas de referencia de la emisión galáctica.

	408 MHz	1420 MHz	DIRBE10	DIRBE09	DIRBE08	H_α
408 MHz	1					
1420 MHz	0.64 ± 0.02	1				
DIRBE10	0.03 ± 0.04	0.04 ± 0.01	1			
DIRBE09	0.04 ± 0.04	0.04 ± 0.01	0.29 ± 0.24	1		
DIRBE08	0.08 ± 0.05	0.05 ± 0.01	0.41 ± 0.26	0.37 ± 0.23	1	
H_α	0.03 ± 0.03	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.02	0.01 ± 0.02	0.15 ± 0.04	1

para las distintas regiones en las que hemos evaluado las correlaciones de COSMOSOMAS y WMAP con los mapas de referencia. Se presentan los resultados promediados y no para cada uno de los cortes en latitud galáctica efectuados, ya que no se observó dependencia significativa de la correlación del corte en latitud galáctica efectuado.

Se tiene que los mapas a 408 MHz y 1420 MHz están altamente correlados, así como los mapas de DIRBE a las diferentes frecuencias, tal y como cabía esperar, ya que los primeros contienen emisión sincrotrón en común y los segundos la emisión del polvo vibracional. Los coeficientes de correlación de los mapas de DIRBE con el de 408 MHz y el de emisión H_α son cercanos a cero, lo que nos indica que dichos mapas son independientes, y por tanto las correlaciones que encontramos entre un conjunto de observaciones y dichos mapas tendrán orígenes diferentes. Estos resultados nos permiten concluir que la señal anómala, la señal correlada entre los mapas de COSMOSOMAS y WMAP con los mapas de DIRBE, tiene un origen diferente al de la señal correlada entre los mapas de COSMOSOMAS y WMAP y el mapa de 408 MHz y de emisión H_α . Se excluye por tanto la posibilidad de que la señal anómala esté generada por emisión sincrotrón o libre-libre.

5.5. Emisión extra-galáctica en COSMOSOMAS

En los mapas de COSMOSOMAS y WMAP además de la señal producida por las distintas emisiones de origen galáctico, se espera cierta señal producida por las fuentes extra-galácticas no resueltas. Como hemos utilizado una máscara para apantallar las fuentes puntuales, la señal producida por las fuentes extra-galácticas procederá de todas aquellas que no estén incluidas en la máscara.

A continuación veremos cuáles son las previsiones de los modelos teóricos de Franceschini et al. (1989) y Toffolatti et al. (1998).

5.5.1. Estimación a partir de modelos teóricos

Franceschini et al. (1989) dieron estimaciones de la señal producida por las fuentes extra-galácticas a las frecuencias típicas de observación de la RCM, a partir de modelos teóricos. Esta cantidad es la fundamental para estimar la contaminación introducida por las fuentes extra-galácticas no resueltas.

El Dr. Luigi Toffolatti nos ha proporcionado la estimación de la señal que se espera

en común entre COSMOSOMAS y el canal de más baja frecuencia de WMAP según estos modelos (comunicación privada). Al utilizar la máscara de fuentes puntuales proporcionada por WMAP, se están eliminando todas las fuentes de flujo superior a 0.8 Jy a 23 GHz. En estas condiciones, la señal prevista producida por el fondo de fuentes de radio de flujo inferior a 0.8 Jy en un experimento de resolución de 1° es $\sim 70 - 75$ mJy a 23 GHz. De las observaciones de WMAP parece deducirse que las estimaciones de estos modelos están sobreestimadas en un 10% – 20% (Bennett et al. 2003b). Por lo tanto si corregimos las estimaciones proporcionadas por el Dr. Luigi Toffolatti por un factor de 0.75, se tiene una señal de $\sim 52 - 56$ mJy a 23 GHz, que convertida a temperatura de antena representa unos $25 - 27 \mu\text{K}$ a 15 GHz. La estimación realizada a 23 GHz no diferirá mucho de las previsiones que se hagan a las frecuencias de observación de COSMOSOMAS, dada la proximidad de las frecuencias. En el resto de canales de WMAP la contaminación producida por las fuentes no resueltas es menor que en el canal de 23 GHz.

Esta estimación está realizada para un experimento cuya función ventana sea la asociada a un haz Gaussiano de 1° ; para tener la estimación correcta hay que corregir dicho valor por el efecto del filtrado de los primeros modos de Fourier de cada ciclo. Como el espectro de potencias asociado a una distribución Poissoniana de fuentes es proporcional a ℓ^2 (véase la sección 1.3.2), el efecto de la función ventana asociada al filtrado efectuado a los datos de COSMOSOMAS (véase la sección 4.4) es reducir en un $\sim 10\%$ la señal introducida por las fuentes puntuales. Corrigiendo del efecto del filtrado las estimaciones teóricas de la señal en el canal de 23 GHz de WMAP debida a fuentes no resueltas, se tiene finalmente que al correlar los mapas de COSMOSOMAS con el de 23 GHz de WMAP habrá una señal de $\sim 22 - 25 \mu\text{K}$ en común debida a la señal de las fuentes extra-galácticas no resueltas. Esta contribución es la más intensa de todos los contaminantes.

5.6. Señal común entre COSMOSOMAS y WMAP

Siguiendo el procedimiento descrito en la sección 5.1.2 se estimó la señal en común entre las observaciones de COSMOSOMAS y las de WMAP.

En la figura 5.13 se muestra claramente que existe una fuerte señal correlada entre los datos de COSMOSOMAS y todas las frecuencias de WMAP, disminuyendo la potencia de dicha señal conforme aumenta la frecuencia del canal de WMAP con el que se comparan los datos de COSMOSOMAS. Los detectores de más baja frecuencia de WMAP están contaminados por emisiones de origen galáctico y extra-galáctico que también están presentes en los datos de COSMOSOMAS, como hemos mostrado en la sección anterior, y por tanto se espera que exista una correlación más fuerte con estos canales. Por el contrario, los canales de más alta frecuencia de WMAP parecen estar libres de cualquier tipo de contaminante, y la correlación que esperamos encontrar entre dichos canales y los datos de COSMOSOMAS debe ser producida sólo por la señal de las anisotropías de la RCM.

Si se evalúa el nivel al que se encuentra la señal producida por las anisotropías de la RCM en los mapas de COSMOSOMAS utilizando el espectro de potencias medido por WMAP, se obtiene una señal del orden de $30 \mu\text{K}$ (frente a los $\sim 64 \mu\text{K}$ a los que se encontraría si la función ventana de COSMOSOMAS correspondiera con la de un haz Gaussiano). La señal en común promediada, para los distintos cortes en latitud galáctica aplicados entre COSMOSOMAS y el canal de más alta frecuencia de WMAP es de $31.4 \pm 4.5 \mu\text{K}$ a 13

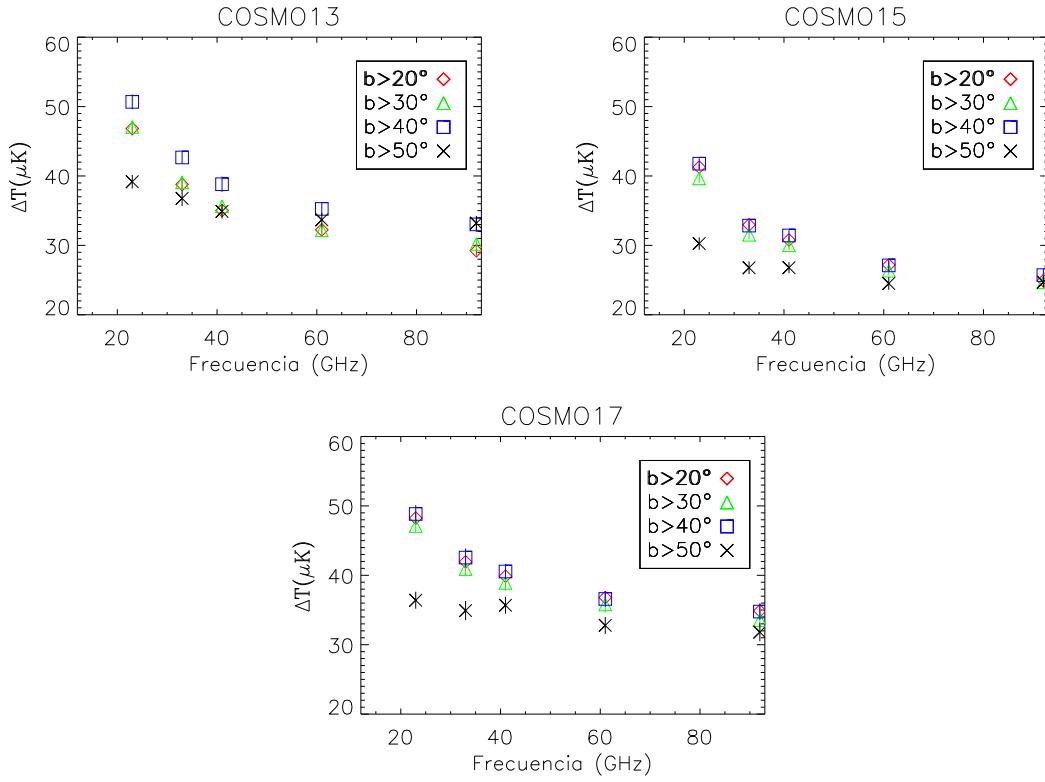


Figura 5.13: Señal en común entre cada uno de los canales de COSMOSOMAS y WMAP, para distintos cortes de latitud galáctica. Los datos representados en esta figura se presentan en la tabla 5.8.

GHz, $25.0 \pm 0.5 \mu\text{K}$ a 15 GHz y de $33.7 \pm 1.4 \mu\text{K}$ a 17 GHz.

Los niveles de señal correlada entre cada uno de los canales de COSMOSOMAS y los canales de WMAP para cada uno de los cortes en latitud galáctica que se han efectuado se muestran en la tabla 5.8.

También se ha evaluado la señal correlada entre los diferentes mapas de WMAP filtrados por la ventana de COSMOSOMAS. Los resultados obtenidos se presentan en la tabla 5.9 y en la figura 5.14.

La señal correlada con el canal de 94 GHz de WMAP es prácticamente independiente de la frecuencia del canal de WMAP con el que se correle. Esta señal tiene una potencia promedio para todos los cortes en latitud galáctica efectuados de $28.5 \pm 0.4 \mu\text{K}$ en WMAP_K, $27.3 \pm 0.4 \mu\text{K}$ en WMAP_Ka, $27.8 \pm 0.5 \mu\text{K}$ en WMAP_Q, $26.7 \pm 0.6 \mu\text{K}$ en WMAP_V y $28.7 \pm 0.2 \mu\text{K}$ en WMAP_W. Hecho que vuelve a poner de manifiesto que dicho canal parece libre de cualquier tipo de emisión de tipo galáctico que conllevaría la existencia de una dependencia de la señal correlada con la frecuencia, como ocurre cuando se evalúan las correlaciones con el canal de 23 GHz y 33 GHz de WMAP.

Nótese que la potencia de la señal correlada entre una pareja de mapas de WMAP no tiene el mismo valor cuando se evalúa tomando uno de ellos de mapa de referencia y el otro como conjunto de observaciones, y cuando se invierte la situación entre los mapas.

Tabla 5.8: Señal común COSMOSOMAS-WMAP: Se muestran la desviación estándar de los mapas de WMAP en cada uno de los cortes en latitud galáctica, σ_{wmap} , los coeficientes de correlación (adimensionales), $\alpha \pm \Delta\alpha$, y la señal común entre cada par de mapas correlados, $\Delta T \pm \delta\Delta T$. Debajo de la señal correlada, se da la señal correlada promedio que se obtiene sobre 100 ordenaciones aleatorias de los píxeles de uno de los mapas correlados. Los datos presentados en esta tabla se representan en la figura 5.13.

Canal	WMAP		COSMOSOMAS				
	σ_{wmap} (μK)	$\alpha \pm \Delta\alpha$	13GHz $\Delta T \pm \delta\Delta T$ (μK)	15GHz $\alpha \pm \Delta\alpha$	15GHz $\Delta T \pm \delta\Delta T$ (μK)	17GHz $\alpha \pm \Delta\alpha$	17GHz $\Delta T \pm \delta\Delta T$ (μK)
$b > 20^\circ$ ($n_{ptos} = 39489$)							
WMAP_K	36.0	1.30 ± 0.02	46.8 ± 0.7 0.3 ± 1.0	1.15 ± 0.01	41.3 ± 0.5 0.2 ± 1.1	1.34 ± 0.03	48.3 ± 1.0 -0.5 ± 2.4
WMAP_Ka	30.3	1.28 ± 0.02	38.8 ± 0.8 0.2 ± 1.0	1.09 ± 0.02	33.0 ± 0.5 0.0 ± 1.1	1.39 ± 0.03	42.0 ± 0.8 -0.4 ± 2.4
WMAP_Q	30.0	1.17 ± 0.03	35.0 ± 0.8 0.0 ± 1.0	1.03 ± 0.02	30.8 ± 0.6 0.1 ± 1.1	1.33 ± 0.03	39.9 ± 1.0 -0.3 ± 2.4
WMAP_V	28.5	1.13 ± 0.02	32.2 ± 0.6 0.1 ± 1.0	0.95 ± 0.02	27.2 ± 0.6 0.1 ± 1.1	1.29 ± 0.03	36.8 ± 0.9 -0.1 ± 2.4
WMAP_W	28.5	1.03 ± 0.02	29.2 ± 0.7 -0.2 ± 1.0	0.88 ± 0.02	24.9 ± 0.6 -0.1 ± 1.1	1.23 ± 0.03	34.9 ± 0.9 -0.2 ± 2.4
$b > 30^\circ$ ($n_{ptos} = 27603$)							
WMAP_K	35.3	1.33 ± 0.02	47.1 ± 0.8 0.0 ± 0.1	1.12 ± 0.02	39.7 ± 0.7 0.0 ± 0.1	1.33 ± 0.03	47.1 ± 0.9 0.0 ± 0.2
WMAP_Ka	30.3	1.29 ± 0.03	39.1 ± 0.9 0.0 ± 0.1	1.04 ± 0.02	31.5 ± 0.7 0.0 ± 0.1	1.35 ± 0.03	40.9 ± 1.0 0.0 ± 0.2
WMAP_Q	30.1	1.18 ± 0.03	35.6 ± 0.8 0.0 ± 0.1	1.00 ± 0.02	30.0 ± 0.7 0.0 ± 0.1	1.29 ± 0.04	38.9 ± 1.1 0.0 ± 0.2
WMAP_V	28.9	1.11 ± 0.03	32.2 ± 0.8 0.0 ± 0.1	0.91 ± 0.02	26.4 ± 0.6 0.0 ± 0.1	1.24 ± 0.04	35.8 ± 1.1 0.0 ± 0.2
WMAP_W	28.6	1.06 ± 0.03	30.2 ± 0.8 0.0 ± 0.1	0.86 ± 0.02	24.7 ± 0.7 0.0 ± 0.1	1.17 ± 0.04	33.5 ± 1.1 0.0 ± 0.2
$b > 40^\circ$ ($n_{ptos} = 20284$)							
WMAP_K	35.8	1.42 ± 0.03	50.7 ± 1.1 0.0 ± 0.1	1.17 ± 0.02	41.8 ± 0.8 0.0 ± 0.1	1.37 ± 0.04	48.8 ± 1.3 0.0 ± 0.2
WMAP_Ka	30.5	1.40 ± 0.03	42.7 ± 0.9 0.0 ± 0.1	1.08 ± 0.03	32.8 ± 0.8 0.0 ± 0.1	1.40 ± 0.04	42.5 ± 1.3 0.0 ± 0.1
WMAP_Q	30.2	1.28 ± 0.04	38.8 ± 1.1 0.0 ± 0.1	1.04 ± 0.03	31.4 ± 0.8 0.0 ± 0.1	1.34 ± 0.04	40.5 ± 1.1 0.0 ± 0.1
WMAP_V	29.0	1.21 ± 0.03	35.2 ± 1.0 0.0 ± 0.1	0.93 ± 0.03	27.1 ± 0.8 0.0 ± 0.1	1.26 ± 0.04	36.6 ± 1.1 0.0 ± 0.1
WMAP_W	28.7	1.15 ± 0.04	33.0 ± 1.1 0.0 ± 0.1	0.90 ± 0.03	25.7 ± 0.9 0.0 ± 0.1	1.21 ± 0.04	34.8 ± 1.2 0.0 ± 0.1
$b > 50^\circ$ ($n_{ptos} = 16017$)							
WMAP_K	33.7	1.16 ± 0.03	39.2 ± 1.0 0.0 ± 0.1	0.90 ± 0.03	30.3 ± 0.9 0.0 ± 0.1	1.08 ± 0.04	36.4 ± 1.2 0.0 ± 0.2
WMAP_Ka	30.3	1.21 ± 0.04	36.8 ± 1.1 0.0 ± 0.1	0.88 ± 0.03	26.8 ± 0.9 0.0 ± 0.1	1.15 ± 0.05	34.9 ± 1.4 0.0 ± 0.1
WMAP_Q	30.5	1.14 ± 0.03	34.9 ± 1.0 0.0 ± 0.1	0.88 ± 0.03	26.8 ± 0.8 0.0 ± 0.1	1.17 ± 0.04	35.7 ± 1.2 0.0 ± 0.1
WMAP_V	29.4	1.14 ± 0.03	33.7 ± 1.0 0.0 ± 0.1	0.83 ± 0.03	24.5 ± 0.9 0.0 ± 0.1	1.11 ± 0.04	32.8 ± 1.2 0.0 ± 0.1
WMAP_W	29.0	1.14 ± 0.04	33.2 ± 1.1 0.0 ± 0.1	0.85 ± 0.03	24.7 ± 0.8 0.0 ± 0.1	1.10 ± 0.05	31.8 ± 1.3 0.0 ± 0.1

Este efecto es debido a que el mapa de referencia se supone perfecto, sin ruido. Los mapas de WMAP de más alta frecuencia son los que más se aproximan a esta situación ideal, y entre estos canales los niveles de correlación encontrados para cada pareja de mapas sí son independientes del sentido en el que se realice la correlación.

El nivel de la señal correlada entre el canal de 15 GHz de COSMOSOMAS y el canal de más alta frecuencia de WMAP resulta ser un 17% inferior la potencia de la señal presente en dicho canal de WMAP. En el caso del canal de 17 GHz la discrepancia es de un 12%, pero en esta ocasión, en exceso. El nivel de la señal en el canal de 13 GHz es un 4.5% superior a en 94 GHz.

La única fuente de señal correlada que esperamos encontrar entre nuestras observaciones y el canal de más alta frecuencia de WMAP, es la de las anisotropías de la RCM, cuya intensidad es independiente de la frecuencia. Así que a partir de las amplitudes de la señal correlada que hemos detectado con el canal de WMAP-W podemos concluir que tanto el canal de 13 GHz como el de 17 GHz verifican que la calibración de dichos canales es esencialmente correcta dentro del 10% de incertidumbre que habíamos asociado a nuestra calibración (véase la sección 3.7). En el canal de 15 GHz, bien la incertidumbre en la calibración es superior al 10% sugerido, siendo próxima a la que se infería a partir de la propagación de incertidumbres del modelo de calibración utilizado ($\sim 18\%$, véase la sección 3.7); o bien hemos cometido algún error sistemático en la calibración de dicho canal, que en el periodo de realización de esta tesis no hemos identificado.

Estas señales son compatibles con el nivel de correlación que se espera encontrar debido a una señal de intensidad independiente de la frecuencia, la señal de las anisotropías de la radiación de fondo, a 1σ si tomamos como σ la incertidumbre de nuestra calibración obtenida a partir de la propagación de errores del modelo de la fuente de calibración ($\sim 18\%$, véase la sección 3.7). Cuando se discutió la calibración de COSMOSOMAS se consideró esta estimación de la incertidumbre era demasiado pesimista, estableciéndose que el error de calibración no era superior al 10%. En este caso, los niveles de la señal correlada de los diferentes canales de COSMOSOMAS con el canal de más alta frecuencia de WMAP son compatibles con el nivel esperado para las anisotropías de la RCM a 2σ .

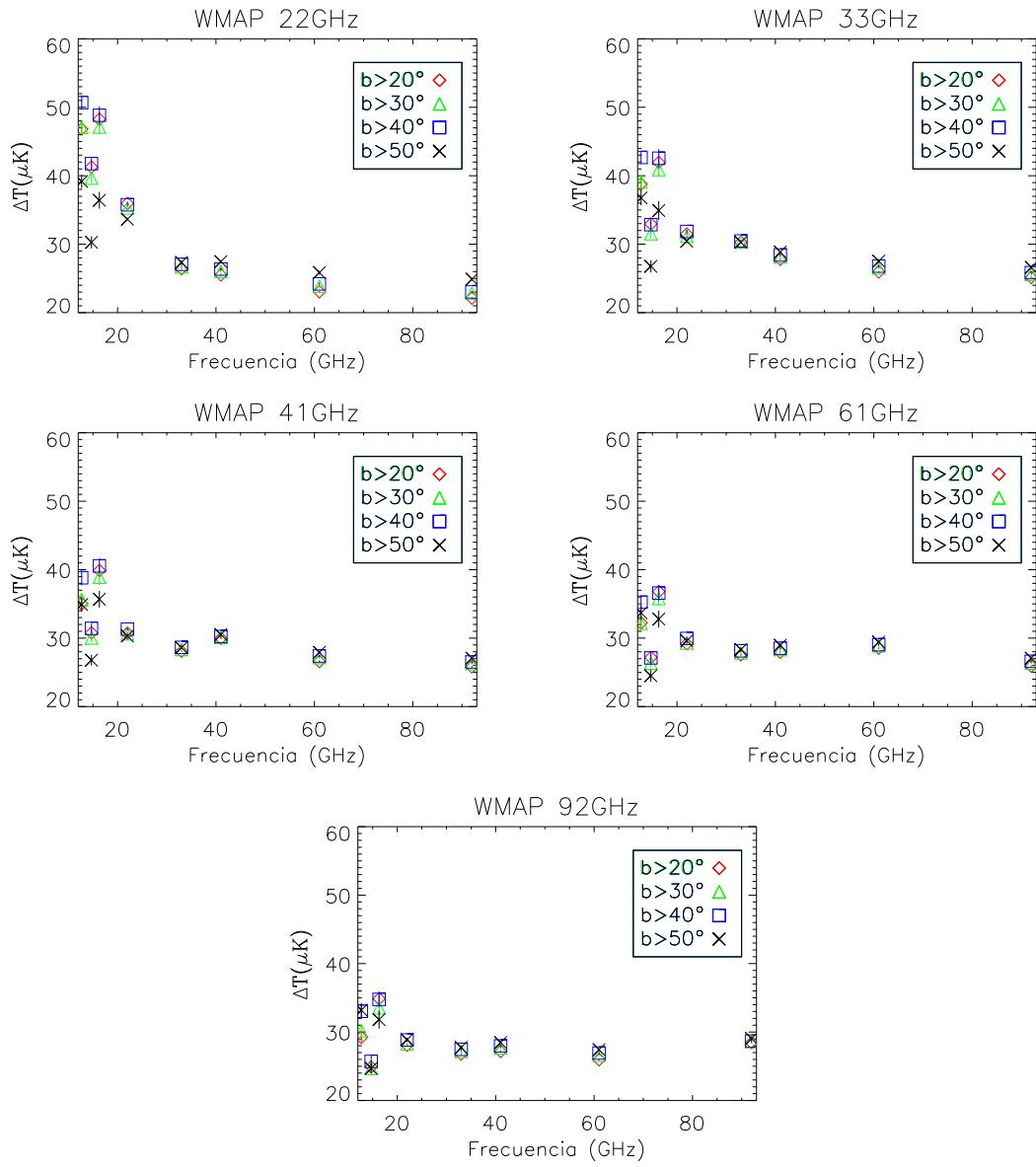


Figura 5.14: Señal correlada de cada canal de WMAP con todos los canales de WMAP y COSMOSOMAS, para distintos cortes de latitud galáctica. Los datos representados en esta figura se presentan en la tabla 5.9.

Tabla 5.9: Señal correlada entre los mapas de WMAP: Se muestran los coeficientes de correlación (adimensionales) y la señal común entre cada pareja de mapas de WMAP filtrados por la ventana de COSMOSMAS para diferentes cortes en latitud galáctica. Debajo de la señal correlada, se da la señal correlada promedio que se obtiene cuando se ordenan los píxeles de uno de los mapas correlados de forma aleatoria. Los datos presentados en esta tabla se representan en la figura 5.14. Los mapas situados en la columna vertical, son los que han sido usados como mapas de referencia en los cálculos de cada correlación.

Canal	WMAP_K		WMAP_Ka		WMAP_Q		WMAP_V		WMAP_W	
	$\alpha \pm \Delta\alpha$	$\Delta T \pm \delta\Delta T$ (μK)	$\alpha \pm \Delta\alpha$	$\Delta T \pm \delta\Delta T$ (μK)	$\alpha \pm \Delta\alpha$	$\Delta T \pm \delta\Delta T$ (μK)	$\alpha \pm \Delta\alpha$	$\Delta T \pm \delta\Delta T$ (μK)	$\alpha \pm \Delta\alpha$	$\Delta T \pm \delta\Delta T$ (μK)
$b > 20^\circ$ ($n_{ptos} = 39489$)										
WMAP_K	1.00 \pm 0.01	36.0 \pm 0.2 0.11 \pm 0.06	0.73 \pm 0.00	26.4 \pm 0.1 0.06 \pm 0.06	0.71 \pm 0.00	25.5 \pm 0.1 0.01 \pm 0.06	0.64 \pm 0.00	23.0 \pm 0.1 0.04 \pm 0.06	0.62 \pm 0.00	22.1 \pm 0.1 -0.01 \pm 0.06
WMAP_Ka	1.04 \pm 0.01	31.5 \pm 0.2 0.04 \pm 0.06	1.00 \pm 0.01	30.3 \pm 0.2 0.01 \pm 0.06	0.92 \pm 0.01	27.8 \pm 0.2 0.01 \pm 0.06	0.86 \pm 0.00	26.0 \pm 0.1 0.00 \pm 0.06	0.83 \pm 0.00	25.1 \pm 0.1 0.02 \pm 0.06
WMAP_Q	1.03 \pm 0.01	30.7 \pm 0.2 0.03 \pm 0.06	0.94 \pm 0.00	28.1 \pm 0.1 0.00 \pm 0.06	1.00 \pm 0.00	30.0 \pm 0.1 0.01 \pm 0.06	0.89 \pm 0.01	26.6 \pm 0.2 0.01 \pm 0.06	0.86 \pm 0.00	25.8 \pm 0.1 0.00 \pm 0.06
WMAP_V	1.02 \pm 0.01	29.2 \pm 0.2 0.03 \pm 0.06	0.97 \pm 0.01	27.6 \pm 0.2 0.00 \pm 0.06	0.98 \pm 0.01	27.9 \pm 0.1 0.04 \pm 0.06	1.00 \pm 0.00	28.5 \pm 0.1 0.01 \pm 0.06	0.91 \pm 0.00	25.9 \pm 0.1 -0.02 \pm 0.06
WMAP_W	0.99 \pm 0.01	28.1 \pm 0.2 0.02 \pm 0.06	0.94 \pm 0.01	26.8 \pm 0.1 0.01 \pm 0.06	0.96 \pm 0.01	27.2 \pm 0.2 0.03 \pm 0.06	0.91 \pm 0.00	26.0 \pm 0.1 -0.02 \pm 0.06	1.00 \pm 0.00	28.5 \pm 0.1 0.03 \pm 0.06
$b > 30^\circ$ ($n_{ptos} = 27603$)										
WMAP_K	1.00 \pm 0.01	35.3 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.76 \pm 0.01	26.7 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.74 \pm 0.01	26.0 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.68 \pm 0.01	23.9 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.65 \pm 0.00	22.8 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01
WMAP_Ka	1.03 \pm 0.01	31.2 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	1.00 \pm 0.01	30.3 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.93 \pm 0.01	28.1 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.87 \pm 0.01	26.5 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.84 \pm 0.00	25.6 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01
WMAP_Q	1.02 \pm 0.01	30.6 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.94 \pm 0.01	28.4 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	1.00 \pm 0.01	30.1 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.90 \pm 0.01	27.2 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.87 \pm 0.01	26.3 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01
WMAP_V	1.01 \pm 0.01	29.3 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.96 \pm 0.01	27.8 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.98 \pm 0.01	28.3 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	1.00 \pm 0.01	28.9 \pm 0.1 0.00 \pm 0.01	0.91 \pm 0.01	26.4 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01
WMAP_W	0.99 \pm 0.01	28.3 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.95 \pm 0.01	27.2 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.97 \pm 0.01	27.7 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.93 \pm 0.01	26.6 \pm 0.1 0.00 \pm 0.01	1.00 \pm 0.01	28.6 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01

(continúa en la página siguiente)

(continuación de la página anterior)

Tabla 5.9b

Canal	WMAP_K		WMAP_Ka		WMAP		WMAP_V		WMAP_W	
	$\alpha \pm \Delta\alpha$	$\Delta T \pm \delta\Delta T$ (μK)	$\alpha \pm \Delta\alpha$	$\Delta T \pm \delta\Delta T$ (μK)	$\alpha \pm \Delta\alpha$	$\Delta T \pm \delta\Delta T$ (μK)	$\alpha \pm \Delta\alpha$	$\Delta T \pm \delta\Delta T$ (μK)	$\alpha \pm \Delta\alpha$	$\Delta T \pm \delta\Delta T$ (μK)
$b > 40^\circ$ ($n_{ptos} = 20284$)										
WMAP_K	1.00 \pm 0.01	35.8 \pm 0.3 0.00 \pm 0.01	0.76 \pm 0.01	27.0 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.74 \pm 0.01	26.4 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.68 \pm 0.01	24.2 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.64 \pm 0.00	23.0 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01
WMAP_Ka	1.05 \pm 0.01	31.9 \pm 0.3 0.00 \pm 0.01	1.00 \pm 0.01	30.5 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.93 \pm 0.01	28.4 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.88 \pm 0.01	26.8 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.85 \pm 0.01	25.8 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01
WMAP_Q	1.04 \pm 0.01	31.3 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.95 \pm 0.01	28.6 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	1.00 \pm 0.01	30.2 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.91 \pm 0.01	27.4 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.88 \pm 0.01	26.5 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01
WMAP_V	1.03 \pm 0.01	29.9 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.97 \pm 0.01	28.1 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.98 \pm 0.01	28.5 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	1.00 \pm 0.01	29.0 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.92 \pm 0.01	26.6 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01
WMAP_W	1.01 \pm 0.01	28.8 \pm 0.3 0.00 \pm 0.01	0.96 \pm 0.01	27.5 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.98 \pm 0.01	28.0 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.94 \pm 0.01	26.9 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	1.00 \pm 0.01	28.7 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01
$b > 50^\circ$ ($n_{ptos} = 16017$)										
WMAP_K	1.00 \pm 0.01	33.7 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.81 \pm 0.01	27.3 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.82 \pm 0.01	27.5 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.77 \pm 0.01	25.9 \pm 0.3 0.00 \pm 0.01	0.74 \pm 0.01	24.9 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01
WMAP_Ka	1.00 \pm 0.01	30.4 \pm 0.3 0.00 \pm 0.01	1.00 \pm 0.01	30.3 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.95 \pm 0.01	28.9 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.91 \pm 0.01	27.5 \pm 0.3 0.00 \pm 0.01	0.88 \pm 0.01	26.6 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01
WMAP_Q	0.99 \pm 0.01	30.3 \pm 0.3 0.00 \pm 0.01	0.94 \pm 0.01	28.6 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	1.00 \pm 0.01	30.5 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.91 \pm 0.01	27.9 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.89 \pm 0.01	27.1 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01
WMAP_V	1.01 \pm 0.01	29.6 \pm 0.3 0.00 \pm 0.01	0.96 \pm 0.01	28.3 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.98 \pm 0.01	29.0 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	1.00 \pm 0.01	29.4 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.92 \pm 0.01	27.1 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01
WMAP_W	0.99 \pm 0.01	28.9 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.96 \pm 0.01	27.8 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.98 \pm 0.01	28.5 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	0.94 \pm 0.01	27.4 \pm 0.2 0.00 \pm 0.01	1.00 \pm 0.01	29.0 \pm 0.3 0.00 \pm 0.01

5.7. Resumen de los resultados

Los principales resultados que se han presentado en este capítulo han sido:

- Se han detectado correlaciones significativas de las observaciones de COSMOSOMAS y los canales de 23, 33 y 41 GHz de WMAP con el mapa a 408 MHz (Haslam et al. 1982). La intensidad de la señal correlada es prácticamente independiente del corte en latitud galáctica efectuado y su índice espectral es inferior al esperado para una emisión puramente de tipo sincrotrón [Sección 5.4.1].
- Se han encontrado correlaciones significativas con los mapas de DIRBE a 100, 140 y 240 μm en todos los canales de COSMOSOMAS y en los canales de 23 y 33 GHz de WMAP. Esta señal disminuye conforme aumenta la latitud galáctica. Su intensidad aumenta desde las frecuencias de WMAP a las de COSMOSOMAS. La detección de una señal en común con los mapas de DIRBE supone una nueva detección de la señal anómala [Sección 5.4.4].
- Se ha encontrado señal correlada entre el mapa de emisión H_α (Finkbeiner 2003) con los mapas de COSMOSOMAS para todas las frecuencias en cortes en latitud galáctica aislados. Cuando se encontró señal correlada esta resultó ser del orden de 6 μK . Por lo que los mapas de COSMOSOMAS parecen presentar emisión libre-libre con muy poca intensidad. Los mapas de WMAP presentan correlaciones inferiores a 1 μK , que no podemos considerar muy significativas, salvo para el canal de más baja frecuencia y a baja latitud galáctica donde se ha encontrado señal correlada de 3 μK . [Sección 5.4.3].
- Se han evaluado las correlaciones entre los diferentes mapas que se han utilizado para trazar cada una de las componentes galácticas investigadas. Las correlaciones encontradas entre los mapas de DIRBE y el de 408 MHz y el de emisión H_α son pequeñas y no pueden justificar las correlaciones que se han encontrado entre los datos de COSMOSOMAS y los canales de baja frecuencia de WMAP con los canales de DIRBE, el mapa a 408 MHz y el de emisión H_α . Por tanto, se puede concluir que la señal correlada encontrada con los mapas de DIRBE a 100, 140 y 240 μm tiene un origen diferente a la señal que correla con los mapas a 408 MHz y de H_α [Sección 5.4.5].
- Al correlar los mapas de COSMOSOMAS con los de WMAP, se ha detectado una intensa señal en común entre los datos de ambos experimentos. La señal correlada entre COSMOSOMAS y WMAP disminuye en intensidad conforme aumenta la frecuencia del canal de WMAP. Este comportamiento es debido al hecho de que la contaminación galáctica y extra-galáctica disminuyen en el mismo sentido [Sección 5.6].
- Se ha encontrado una señal correlada entre el canal WMAP_W y los de COSMOSOMAS de $31.1 \pm 4.5 \mu\text{K}$ a 13 GHz, de $25.0 \pm 0.5 \mu\text{K}$ a 15 GHz y de $33.7 \pm 1.4 \mu\text{K}$ a 17 GHz. Valores que son compatibles con el nivel que se espera para la señal introducida por las anisotropías de la RCM ($\sim 30 \mu\text{K}$) cuando se tiene en cuenta la incertidumbre asociada a nuestros datos debidos a la calibración.

6

Separación de Componentes

Los métodos que tienen por objeto estimar los mapas asociados a cada una de las emisiones presentes en un conjunto de observaciones, se denominan técnicas de separación de componentes.

Para abordar la separación de componentes en los mapas de COSMOSOMAS se inició una colaboración con los Dres. Jacques Delabrouille y Guillaume Patanchon del grupo de Física Corpuscular y de Partículas del College de France (París), quienes han desarrollado una técnica para el análisis de observaciones realizadas a varias frecuencias que contengan contribuciones de varias componentes. El método, que se basa en ajustar los datos a un modelo en el dominio de Fourier, permite estimar simultáneamente el espectro de potencias espacial y el electromagnético de cada una de las componentes, así como el espectro espacial del ruido. Una vez evaluadas dichas cantidades, se pueden tomar como entradas de la técnica de separación de componentes denominada filtro Wiener. Esto permite generar los mapas asociados a cada una de las emisiones identificadas en el conjunto de observaciones analizadas.

6.1. La técnica: *Multi-Detector Multi-Component spectral matching*

A continuación se describe el método desarrollado por Delabrouille, Cardoso, & Patanchon (2003) para el análisis de las diferentes componentes presentes en datos multi-frecuencia, denominado *Multi-Detector Multi-Component spectral matching* (abreviadamente MDMC).

6.1.1. Fundamentos

Las observaciones realizadas con un detector, d , son una superposición lineal de varias componentes, más el ruido del detector

$$y_d(\theta, \phi) = \sum_{j=1}^{N_c} A_{dj} s_j(\theta, \phi) + n_d(\theta, \phi), \quad (6.1)$$

donde s_j es la emisión de la componente j -ésima. Los elementos de A_{dj} dan cuenta de la ley de emisión de cada fuente y de las propiedades del detector, mientras que n_d representa

el ruido.

Como la técnica trata de analizar conjuntamente los datos tomados por diferentes detectores, es más conveniente utilizar la notación matricial,

$$Y(\theta, \phi) = A S(\theta, \phi) + N(\theta, \phi) \quad (6.2)$$

donde Y es un vector, con N_d elementos, tantos como número de observaciones de las que dispongamos con diferentes detectores. A es la denominada matriz de mezcla de tamaño $N_d \times N_c$. En el espacio de Fourier esta ecuación se transforma en

$$Y(\vec{\ell}) = A S(\vec{\ell}) + N(\vec{\ell}). \quad (6.3)$$

El espectro de potencias de Y es la matriz de densidad espectral $\langle Y(\vec{\ell}) Y(\vec{\ell})^\dagger \rangle$ donde \dagger denota transpuesta-conjugada. Promediando sobre los intervalos en los que se hayan agrupado los modos de Fourier (*bins*) tenemos que

$$R_Y(q) = \frac{1}{n_q} \sum_{\vec{\ell} \in D_q} \langle Y(\vec{\ell}) Y(\vec{\ell})^\dagger \rangle, \quad (6.4)$$

donde $q = 1, \dots, Q$; D_q es el conjunto de modos que forman el intervalo (*bin*) q y n_q es el número de tales modos. A $R_Y(q)$ también se la denomina matriz de densidad espectral.

De acuerdo con el modelo lineal presentado en la ecuación 6.1, se tiene

$$R_Y(q) = A R_S(q) A^\dagger + R_N(q) \quad (6.5)$$

con $R_S(q)$ y $R_N(q)$ definidas de forma similar a $R_Y(q)$. Suponiendo la independencia estadística de las componentes

$$R_S(q) = \text{diag}(C_1(q), \dots, C_{N_c}(q)), \quad (6.6)$$

y un ruido blanco no correlado entre los diferentes detectores

$$R_N(q) = \text{diag}(\sigma_1^2, \dots, \sigma_{N_d}^2). \quad (6.7)$$

El modelo MDMC, definido por las ecuaciones 6.5, 6.6 y 6.7, depende de un conjunto de Q matrices de densidad espectral, $\{R_Y(q)\}$, que son función de $N_d \times N_c + Q \times N_c + N_d$ parámetros escalares, $\{A, C_j(q), \sigma_d^2\}$. Como $\{R_Y(q)\}$ es una matriz simétrica, tiene $Q \times N_d(N_d + 1)/2$ elementos independientes, siendo, en general, este número mayor que el número de parámetros de los que depende el modelo.

La técnica propuesta por Delabrouille, Cardoso, & Patanchon (2003) consiste en ajustar todos (o parte) de los parámetros $\{A, C_j(q), \sigma_d^2\}$ encontrando el mejor ajuste entre $\{R_Y(q)\}$, según las ecuaciones 6.5, 6.6 y 6.7 y un conjunto de Q matrices de densidad empíricas $\{\hat{R}_Y(q)\}$:

$$\hat{R}_Y(q) = \frac{1}{n_q} \sum_{\vec{\ell} \in D_q} Y(\vec{\ell}) Y(\vec{\ell})^\dagger. \quad (6.8)$$

Se pueden elegir diferentes parámetros para estimar con la técnica MDMC. Así por ejemplo, si se conoce A y $R_N(q)$, y se procede a estimar $C_i(q)$ con esta técnica, el método se muestra como técnica de estimación del espectro de potencias de las componentes presentes en los mapas sin necesidad de construir los mapas de cada una de las componentes. Si se incluye la matriz A entre los parámetros a estimar, el método permite estimar el espectro electromagnético de las componentes o realizar la calibración relativa de los detectores.

Limitaciones de la técnica

Las componentes pueden ser identificadas si se verifican las siguientes condiciones:

- El ruido de las observaciones de los diferentes detectores no está correlado. Esta es una hipótesis fundamental, en caso de no verificarse, los parámetros obtenidos mediante esta técnica no serán fiables.
- Las diferentes componentes son independientes.
- Las leyes de emisión de las componentes no son proporcionales. Si dos componentes tienen un espectro de emisión electromagnético idéntico, no podrán ser separadas, pero esta limitación no afecta a la identificabilidad del resto de componentes presentes en las observaciones.
- Las componentes tienen espectros de potencias no proporcionales. Esta propiedad, denominada diversidad espectral, es la base del éxito de este método. Si dos componentes tienen espectros espaciales proporcionales, no podrán ser separadas, aunque el resto de componentes si podrán ser identificadas.

Degeneraciones

La técnica tiene dos degeneraciones inevitables:

- El orden de las componentes. Es imposible estimar la matriz de mezcla sin que exista una degeneración en el orden de las columnas y por tanto de cada componente.
- Se pueden multiplicar los elementos de una columna de la matriz de mezcla, que se corresponderán a una componente, sin alterar las observaciones. Se toma por convenio que la suma de los cuadrados de los elementos de cada columna de la matriz de mezcla sumen uno.

6.1.2. MDMC en la práctica

Ahora se describe cómo se realiza la estimación de los parámetros del modelo descrito en la sección 6.1.1.

Máxima verosimilitud

Cualquier medida razonable de la semejanza entre las matrices de densidad espectral empíricas $\hat{R}_Y(q)$ y las dadas por el modelo $R_Y(q; \theta)$ puede utilizarse para hacer estimaciones de los parámetros θ de los que depende el modelo. Para obtener estimadores con buenas propiedades, se debe utilizar un criterio basado en principios estadísticos. Los coeficientes de Fourier de un proceso estacionario se distribuyen normalmente, son independientes y su varianza es proporcional al espectro de potencias (aproximación de Whittle). Entonces la verosimilitud del modelo (véase el apéndice D) puede expresarse en términos de las matrices

de densidad espectral. Se puede demostrar que el logaritmo negativo de la verosimilitud de los datos es (salvo constantes irrelevantes)

$$\mathcal{L} = \sum_{q=1}^Q n_q D(\hat{R}_Y(q), R_Y(q; \theta)), \quad (6.9)$$

donde $D(\cdot, \cdot)$ es una medida de la diferencia entre dos matrices $n \times n$ definida por

$$D(R_1, R_2) = \text{tr}(R_1, R_2^{-1}) - \log \det(R_1 R_2^{-1}) - n. \quad (6.10)$$

$D(R_1, R_2) \geq 0$, dándose sólo la igualdad si $R_1 = R_2$. Por tanto, la técnica MDMC es equivalente a realizar la máxima verosimilitud de un modelo estacionario. Los parámetros que minimizan \mathcal{L} , son los que maximizan la verosimilitud de modelo.

El criterio 6.10 puede sustituirse por una aproximación cuadrática cuando $\hat{R}_Y(q)$ esté suficientemente próxima a $R_Y(q; \theta)$, la expansión hasta segundo orden resulta

$$D_2(\hat{R}_Y, R_Y) = \text{tr}(\hat{R}_Y^{-1}(\hat{R}_Y - R_Y)\hat{R}_Y^{-1}(\hat{R}_Y - R_Y)). \quad (6.11)$$

Algoritmo EM

La técnica MDMC utiliza el algoritmo EM, para minimizar la expresión 6.9.

El algoritmo EM (*expectation-maximization*) es una técnica bien conocida para maximizar la verosimilitud de los modelos estadísticos que incluyan variables 'latentes' o 'inobservadas' (Dempster, Laird, & Rubin 1977). En el caso de la técnica que estamos describiendo las variables latentes son las diversas componentes.

El algoritmo EM es iterativo: se inicia con unos valores iniciales de los parámetros que se han de estimar, y realiza una serie de actualizaciones de los mismos, aumentándose la verosimilitud de los parámetros en cada una de ellas.

Optimización no lineal

El algoritmo EM muestra una convergencia rápida en las primeras iteraciones, pero después conforme se acerca a la solución entra en una segunda fase de convergencia más lenta. Esto es debido a que algunos de los parámetros que se han de estimar tienen poco efecto sobre el criterio de convergencia.

La estrategia que se sigue es usar el algoritmo EM para aproximarse al mínimo de \mathcal{L} y después se complementa la minimización con otro algoritmo de convergencia más rápida: el algoritmo BFGS (Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shapiro, Luenberger 1973).

6.1.3. Cálculo de los errores

La varianza asociada a cada uno de los parámetros estimados, se estima utilizando el teorema de Fisher

$$E\{(\hat{\theta} - \theta_0)(\hat{\theta} - \theta_0)^t\} = 2I(\theta_0)^{-1}, \quad (6.12)$$

donde θ es el valor verdadero de los parámetros e $I(\theta)$ es la matriz de información de Fisher. El factor 2 proviene del hecho de que el número de puntos independientes para el cálculo de

las matrices de covarianza espectral es el número total de coeficientes de Fourier dividido por 2, ya que al ser los datos números reales, se tiene que los modos de Fourier cumplen la siguiente condición $x(-\vec{k}) = x(\vec{k})^\dagger$.

La matriz de información de Fisher está dada por

$$I(\theta_0) = E \left\{ \frac{\partial^2 \mathcal{L}}{\partial \theta^2} \Big|_{\theta_0} \right\}. \quad (6.13)$$

En la implementación de la técnica MDMC se evalúan los errores con la siguiente expresión

$$\hat{E} = 2 \operatorname{diag} \left[\frac{\partial^2 \mathcal{L}}{\partial \theta^2} \right]_{|\hat{\theta}}^{-1}. \quad (6.14)$$

y se utiliza una aproximación de la derivada segunda de la verosimilitud (se supone que $R_Y(\theta_0) \approx \hat{R}_Y$)

$$\left[\frac{\partial^2 \mathcal{L}}{\partial \theta^2} \right]_{ij} \simeq \sum_q n_q \operatorname{tr} \left\{ R_Y^{-1} \frac{\partial R_Y}{\partial \theta_i} R_Y^{-1} \frac{\partial R_Y}{\partial \theta_j} \right\} \quad (6.15)$$

Una de las dificultades que presenta esta forma de estimar los errores asociados a los parámetros, es que la matriz dada por la ecuación 6.15 no es invertible. Esto es debido a la degeneración existente en la norma de cada columna de la matriz de mezcla y en la amplitud de los espectros de potencias de las componentes. Como ya se ha comentado, se toma el convenio de fijar la norma de cada columna de la matriz de mezcla a la unidad. Se eligen como parámetros de referencia aquellos asociados al detector que tenga mejor señal a ruido para cada componente. En la práctica la matriz 6.15 se calcula para un número más restringido de parámetros antes de ser invertida (se suprime las filas y las columnas que correspondan a los parámetros que se han tomado de referencia). Los errores calculados de esta forma son errores relativos.

Para más detalles véase Delabrouille, Cardoso, & Patanchon (2003), y Patanchon (2003).

6.1.4. Mejoras de la técnica

La descripción que se ha realizado de la técnica MDMC en las secciones 6.1.1 y 6.1.2 es la que se presentó en Delabrouille, Cardoso, & Patanchon (2003). Desde entonces, este grupo ha continuado su desarrollo.

La primera mejora que se produjo fue incorporar la posibilidad de realizar la estimación de los errores de los parámetros sin necesidad de recurrir a simulaciones de Monte-Carlo (véase la sección 6.1.3).

La implementación más reciente, permite la estimación del espectro de potencias del ruido de cada detector, es decir, permite realizar la separación de componentes en presencia de ruido correlado en cada detector, aunque sigue necesitándose la independencia del ruido entre los detectores (Patanchon 2003). La ampliación del método para que incluya la posible existencia de ruido correlado en los detectores es directa, basta sustituir en la ecuación 6.7 σ_d^2 , que es constante para todo q , por los valores del espectro de potencias del ruido asociado

a cada detector. En este caso el número de parámetros que habría que estimar pasaría de ser $N_d \times N_c + Q \times N_c + N_d$ a $N_d \times N_c + Q \times N_c + Q \times N_d$.

Actualmente se está estudiando la posibilidad de que la técnica pueda separar componentes que presenten correlaciones espaciales, es decir, que tengan espectros de potencias similares, para posibilitar la separación de las diversas componentes galácticas, que se caracterizan por tener un espectro angular muy parecido. Con la implementación actual de la técnica resulta difícil distinguir una componente galáctica de otra sin imponer ninguna hipótesis a priori.

6.1.5. Aplicaciones de MDMC

La técnica MDMC ha sido probada hasta el momento sobre:

- Simulaciones de observaciones del satélite Planck sobre regiones de 300 x 300 píxeles ($12.5^\circ \times 12.5^\circ$), conteniendo una componente de RCM, emisión del polvo, emisión SZ térmica y ruido blanco (Delabrouille, Cardoso, & Patanchon 2003; Patanchon 2003).
- Simulaciones completas del cielo observado por Planck, conteniendo RCM, emisión térmica del polvo, emisión sincrotrón, el efecto SZ térmico y cinético, y ruido blanco (Patanchon 2003).
- Observaciones del experimento ARCHEOPS (Benoit et al. 2002, 2003a, 2003b) sobre los que se ha estimado el espectro de potencias de las anisotropías de la RCM y se han construido los mapas de las componentes identificadas: la RCM, la emisión térmica del polvo y dos componentes de ruido (Patanchon 2003).

6.2. Métodos de separación de componentes lineales

Las técnicas lineales de separación de las diversas componentes astrofísicas presentes en un conjunto de observaciones, se basan en la suposición de que la emisión total a una frecuencia dada es una superposición lineal de un número de componentes, más ruido, según la ecuación 6.1. En principio, a partir de observaciones a múltiples frecuencias se pueden obtener estimaciones $\hat{S}_j(\theta, \phi)$ de cada una de las componentes invirtiendo la ecuación 6.1. Existen varios métodos para la inversión de un sistema lineal como el mostrado en la ecuación 6.1 cuando la matriz de mezcla A es conocida.

1. Si se disponen de tantas observaciones sin ruido como componentes, por simple inversión de la matriz de mezcla A se obtienen las estimaciones de las componentes, $\hat{S} = A^{-1}Y$;
2. Si se tienen más observaciones que componentes, el sistema puede invertirse usando una pseudo-inversa $\hat{S} = [A^\dagger A]^{-1}A^\dagger Y$;
3. Para relaciones señal a ruido buenas, y para componentes Gaussianas, se puede utilizar la solución generalizada de mínimos cuadrados, $\hat{S} = [A^\dagger R_N^{-1}A]^{-1}A^\dagger R_N^{-1}Y$, donde R_N es la función de correlación del ruido.

4. $\hat{S} = [A^\dagger R_N^{-1} A + R_S^{-1}]^{-1} A^\dagger R_N^{-1} Y = WY$ es la solución de Wiener. Es la solución lineal que minimiza la varianza del error, pero requiere el conocimiento de las funciones de autocorrelación del ruido, R_N , y de las componentes, R_S . Como $[WA]_{ii} \leq 1$, esta solución modifica el espectro espacial de las componentes ya que se da diferente peso a cada una de las frecuencias espaciales que forman el mapa de una componente.
5. La solución de Wiener renormalizada, $\hat{S} = \Lambda WY$, donde $\Lambda = [\text{diag}(WA)]^{-1}$, es la solución de Wiener con la restricción de que $[WA]_{ii} = 1$. Esta solución renormaliza la solución de Wiener para cada frecuencia espacial, de modo que todas ellas tienen igual peso y por tanto, no se aplica ningún filtro a los mapas de las componentes.

En la lista anterior, la solución 1 es un caso particular del 2 cuando A es una matriz cuadrada y regular, 2 es un caso particular del 3 cuando el ruido es blanco ($R_N \propto I$), 3 es un caso particular del 4 cuando la señal es mucho más fuerte que el nivel del ruido, y 5 es un caso restringido del 4 que no modifica la importancia relativa de las diferentes frecuencias espaciales en un mapa de una componente tras la inversión. Dependiendo del método elegido, se puede requerir de A , R_S y/o R_N , que pueden considerarse parámetros del modelo.

Para un modelo Gaussiano de componentes, la inversión óptima se consigue con el filtro de Wiener. Este método requiere como entradas la matriz de mezcla de las componentes, A , su espectro espacial, R_S , así como el espectro del ruido, R_N . Así entonces, la técnica MDMC proporciona una estimación de todos los parámetros necesarios para realizar la reconstrucción de los mapas de componentes mediante el filtro Wiener.

6.3. Aplicación de la técnica MDMC a COSMOSOMAS

La técnica de estimación de la matriz de mezcla de las componentes presentes en unas observaciones, así como del espectro espacial de cada una de ellas y el asociado al ruido que hemos descrito en la sección 6.1, ha sido probada sobre simulaciones de observaciones del satélite Planck y sobre las observaciones del experimento ARCHEOPS (véase la sección 6.3).

Ahora se presentan los resultados de la primera aplicación de la técnica MDMC a los datos de COSMOSOMAS.

En el capítulo 5 se ha mostrado que en los datos de COSMOSOMAS existe una señal correlada con todos los canales de WMAP, siendo la potencia de esta señal correlada con los canales de más alta frecuencia de WMAP del nivel esperado para la señal introducida por las fluctuaciones en la RCM. También se ha detectado señal correlada con mapas de diferentes componentes galácticas. Mediante la aplicación de la técnica MDMC a los mapas finales de COSMOSOMAS en combinación con los mapas de WMAP, pretendemos estimar el espectro electromagnético de las componentes presentes en los mapas de COSMOSOMAS y WMAP, y mediante el filtro Wiener reconstruir los mapas de cada una de ellas.

6.3.1. Procedimiento

Los pasos seguidos para aplicar la técnica MDMC a las observaciones de COSMOSOMAS y WMAP fueron:

1. Se filtran cada uno de los mapas de WMAP las escalas que no estén presentes en los datos de COSMOSOMAS (véase la sección 5.2).
2. Cada uno de los mapas se divide en regiones cuadradas de $10^\circ \times 10^\circ$ (30 x 30 píxeles). Debido al filtrado de los primeros modos de Fourier de cada uno de los ciclos observados por COSMOSOMAS se pierde toda la información en escalas angulares superiores a $\sim 5^\circ$, y en consecuencia, trabajar en regiones de $10^\circ \times 10^\circ$ no supone ninguna pérdida de información.
3. Se aplica la máscara de fuentes puntuales proporcionada por WMAP a cada una de las regiones (véase la sección 5.3.2).
4. De todos los pequeños mapas cuadrados se seleccionan aquellos sobre los que se quiera realizar la separación de componentes. El criterio de selección que se ha utilizado en los resultados que aquí se presentan ha estado basado en cortes a latitud galáctica constante.
5. Se seleccionan los detectores con los que se va a efectuar la separación de componentes.
6. Para una región dada, se determina el espectro de potencias de la región observada por cada detector seleccionado y los espectros de potencias cruzados para cada par de detectores, obteniéndose la matriz de covarianza espectral para cada una de las regiones.
7. Se promedian las matrices de covarianza espectral de todas las regiones seleccionadas.
8. Se aplica la técnica MDMC. Esta técnica toma como entrada las matrices de covarianza espectral promediadas sobre el conjunto de regiones seleccionadas de cada uno de los mapas incluidos en el análisis, el número de componentes que se desea separar y se puede aplicar con o sin hipótesis a priori sobre cada una de las componentes. En los resultados que aquí se presentan, cuando se ha impuesto alguna condición a priori ha sido sobre la matriz de mezcla.
9. Se analizan los resultados obtenidos de la aplicación de MDMC: la matriz de mezcla de las componentes, su espectro de potencias y el asociado al ruido. En esta primera aplicación de la técnica de separación de componentes a los datos de COSMOSOMAS, nos centraremos en el análisis de la matriz de mezcla.

Finalmente, se puede proceder a la generación del mapa de cada una de las componentes identificadas por la técnica MDMC utilizando el filtro de Wiener, que toma como entradas los parámetros estimados mediante esta técnica.

6.3.2. MDMC sobre COSMOSOMAS y WMAP

Siguiendo el procedimiento descrito en la sección 6.3.1 se realizó la separación de componentes incluyendo los mapas de los tres canales de COSMOSOMAS y los cinco de WMAP.

En los datos de COSMOSOMAS y WMAP sabemos que existen diversas componentes: la señal común de RCM, una componente atmosférica presente sólo en los datos de COSMOSOMAS y varias emisiones galácticas y extra-galácticas.

Los tres detectores de COSMOSOMAS realizan observaciones a través del mismo espesor atmosférico, luego diariamente la atmósfera se comporta como una componente más, y aunque su emisión varíe de día a día, si agrupamos a cada una de las frecuencias ficheros de datos correspondientes al mismo día de observación, los mapas resultantes contendrán una misma componente atmosférica promedio. Los mapas de COSMOSOMAS utilizados en la separación de componentes son diferentes de los que habíamos estado utilizando hasta el momento, para cada una de las frecuencias se generan agrupando los mismos días de observación, teniéndose unos 80 días de observaciones simultáneas de los tres canales de COSMO15.

Los principales resultados obtenidos del análisis de los datos de WMAP y COSMOSOMAS en conjunto se detallan a continuación. Todos los resultados que se presentan en esta sección han sido obtenidos utilizando las regiones de los mapas situadas a latitud galáctica mayor que 30° .

Separación de tres componentes sin hipótesis a priori

La primera aplicación de la técnica MDMC sobre los datos de COSMOSOMAS y WMAP consistió en realizar una separación de tres componentes sin imponer ninguna condición a priori sobre la matriz de mezcla.

Los valores obtenidos para cada una de las columnas de la matriz de mezcla se muestran en la tabla 6.1 y la figura 6.1. Cada columna de la matriz de mezcla representa una componente, y el cociente de cada par de valores para una componente dada, representa la potencia relativa de la componente entre los detectores a los que correspondan dichos valores. Los errores indicados en la tabla 6.1 son los dados por el método, los elementos de matriz que no tienen asociado error se corresponden al detector que se ha tomado de referencia para cada componente.

Los resultados los interpretamos de la siguiente forma:

- La primera componente (primera columna de la matriz de mezcla) es una componente de intensidad aproximadamente constante en todos los canales de WMAP. En los canales de COSMOSOMAS a 13 y 15 GHz la potencia de esta componente es compatible con una emisión de la misma intensidad a estas frecuencias que a las de observación de WMAP dentro de las barras de error. La intensidad de esta componente a 17 GHz resulta ser un 40% más potente que en el resto de frecuencias. Consideramos que este exceso de señal no es debido a la componente si no que se trata de un efecto introducido por los datos de este canal o por la técnica MDMC. Se descarta que sea un problema de calibración, porque en ese caso al evaluar las correlaciones con WMAP deberíamos haber detectado una señal un 40% más potente que cuando correlamos el resto de canales de COSMOSOMAS.

Esta componente de intensidad independiente de la frecuencia la asociamos a la componente de las anisotropías de la RCM.

- la segunda componente está presente en todos los canales de COSMOSOMAS y WMAP, y se caracteriza por una intensidad que disminuye con la frecuencia de observación. Esta componente la identificamos como una mezcla de componentes galácticas y extra-galácticas.

Tabla 6.1: Matriz de mezcla de la separación de tres componentes en los mapas de COSMOSOMAS y WMAP sin hipótesis apriori.

Detectores	Componente 1	Componente 2	Componente 3
Canal 13	0.343± 0.042	0.623± 0.033	0.643± 0.067
Canal 15	0.291± 0.033	0.516	0.484± 0.053
Canal 17	0.489± 0.042	0.558± 0.027	0.590
WMAP_K	0.350± 0.007	0.165± 0.012	-0.045± 0.011
WMAP_K	0.333± 0.003	0.070± 0.008	-0.034± 0.008
WMAP_Q	0.343± 0.002	0.043± 0.007	-0.027± 0.007
WMAP_V	0.329	0.015± 0.007	-0.023± 0.006
WMAP_W	0.316± 0.001	0.002± 0.006	-0.018± 0.006

- la tercera componente sólo está presente en los mapas de COSMOSOMAS. Esta componente no puede tener origen astronómico ya que pasa de ser una señal muy potente en COSMOSOMAS a ser prácticamente despreciable en todos los canales de WMAP, y además no aparece cuando se realiza una separación de componentes utilizando mapas finales de COSMOSOMAS que hayan sido construidos con diferentes días de datos en cada canal. Esta componente está asociada a un proceso que introduce para un mismo instante de tiempo una señal correlada entre los diferentes canales de COSMOSOMAS. La emisión atmosférica que no haya sido filtrada en nuestros datos, mediante las técnicas descritas en la sección 3.5, podría ser la generadora de esta componente asociada a los datos de COSMOSOMAS. De aquí en adelante nos referiremos a esta componente como componente atmosférica.

Separación de tres componentes con hipótesis a priori

Para intentar realizar una separación de componentes más precisa, es conveniente utilizar alguna hipótesis a priori sobre alguna de las componentes.

Priors sobre la tercera componente A la vista de los resultados obtenidos sin imponer ninguna condición a priori, se realizó una separación de tres componentes con un prior débil, se impuso la existencia de una componente que sólo está presente en los canales de COSMOSOMAS.

Los resultados obtenidos para la matriz de mezcla se presentan en la tabla 6.2 y en la figura 6.2. El espectro electromagnético obtenido para cada una de las tres componentes es compatible con los que se obtuvieron en la separación de componentes sin condiciones a priori, lo que indica que las componentes detectadas son estables y da una mayor confianza en los resultados.

Priors sobre la primera componente Como hemos repetido en varias ocasiones, a las frecuencias de observación de COSMOSOMAS y WMAP se espera que haya una componente en común debida a la señal de las anisotropías de la RCM, cuya intensidad

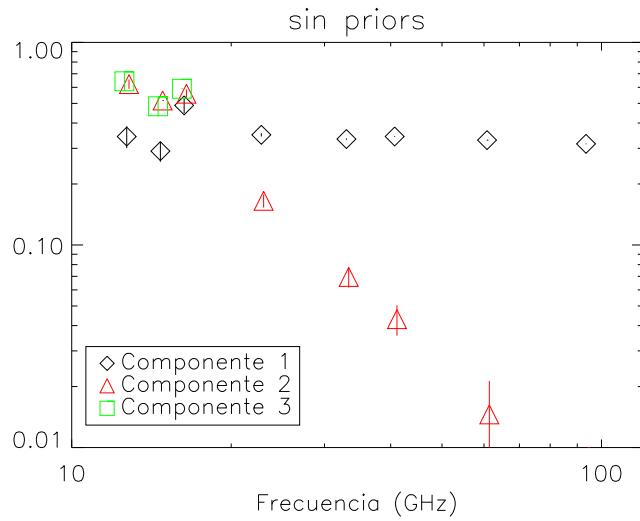


Figura 6.1: Separación de tres componentes en los mapas de COSMOSOMAS y WMAP sin priors. Se muestran los valores de la matriz de mezcla para cada una de las componentes.

Tabla 6.2: Matriz de mezcla obtenida para la separación de tres componentes en COSMOSOMAS-WMAP con priors sobre la tercera componente.

Detectores	Componente 1	Componente 2	Componente 3
Canal 13	0.287 ± 0.037	0.615 ± 0.040	0.639 ± 0.059
Canal 15	0.242 ± 0.027	0.526	0.465 ± 0.044
Canal 17	0.431 ± 0.031	0.539 ± 0.031	0.612
WMAP_K	0.387 ± 0.007	0.211 ± 0.011	0.000
WMAP_K	0.367 ± 0.003	0.086 ± 0.009	0.000
WMAP_Q	0.376 ± 0.002	0.053 ± 0.009	0.000
WMAP_V	0.360	0.017 ± 0.008	0.000
WMAP_W	0.344 ± 0.001	0.001 ± 0.008	0.000

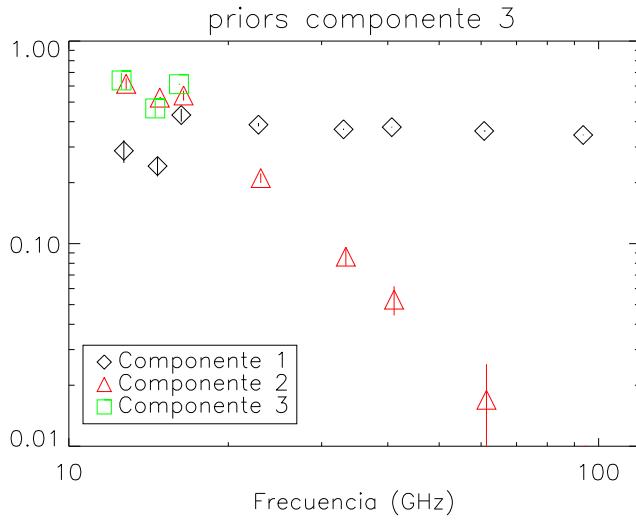


Figura 6.2: Separación de tres componentes en COSMOSOMAS-WMAP con priors sobre la tercera componente. Se muestran los valores de la matriz de mezcla para cada una de las componentes.

sea constante en todos estos canales. Así que una condición a priori que se puede introducir en la separación de componentes es la existencia de una componente de potencia constante en todas las frecuencias observadas.

Los resultados obtenidos cuando se impone esta condición sobre la primera componente (podríamos haberla aplicado a cualquiera de las otras dos componentes), se muestran en la figura 6.3 y en la tabla 6.3. De nuevo encontramos una componente de intensidad decreciente con la frecuencia de observación y otra que sólo está presente a las frecuencias de observación de COSMOSOMAS.

Tabla 6.3: Matriz de mezcla obtenida para la separación de tres componentes en COSMOSOMAS-WMAP con priors sobre la primera componente.

Detectores	Componente 1	Componente 2	Componente 3
Canal 13	0.354	0.657 ± 0.076	0.615 ± 0.033
Canal 15	0.354	0.593	0.523 ± 0.024
Canal 17	0.354	0.435 ± 0.052	0.559
WMAP_K	0.354	-0.095 ± 0.018	0.159 ± 0.011
WMAP_K	0.354	-0.080 ± 0.013	0.080 ± 0.007
WMAP_Q	0.354	-0.076 ± 0.011	0.058 ± 0.006
WMAP_V	0.354	-0.064 ± 0.009	0.033 ± 0.004
WMAP_W	0.354	-0.048 ± 0.007	0.018 ± 0.003

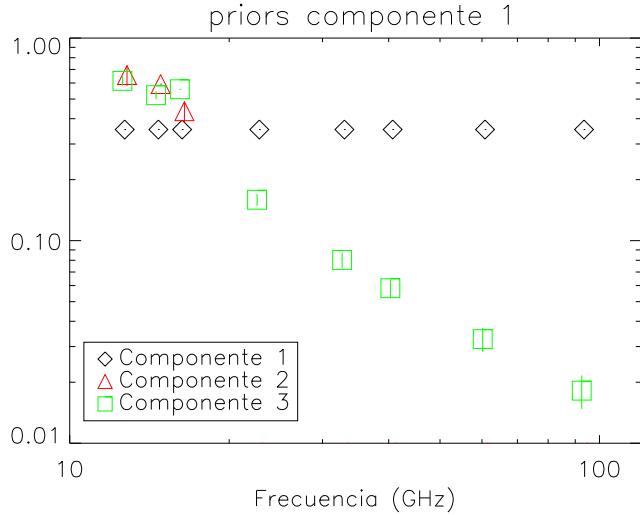


Figura 6.3: Separación de tres componentes en COSMOSOMAS-WMAP con priors sobre la primera componente. Se muestran los valores de la matriz de mezcla para cada una de las componentes.

Separación de cuatro componentes

Con los resultados mostrados hasta el momento hemos demostrado que mediante la técnica de separación de componentes utilizada, detectamos una señal en común con WMAP que dentro de las barras de error es constante con la frecuencia, y otra cuya intensidad cae con la frecuencia. La primera de estas componentes la identificamos con la señal de las anisotropías de la RCM y la segunda como una mezcla de componentes de origen galáctico.

Se hicieron varios intentos de realizar una separación de cuatro componentes, con el objeto de tratar de separar las diferentes componentes galácticas presentes en nuestros datos, pero los resultados no fueron satisfactorios: en las matrices de mezcla seguían apareciendo la componente que identificamos como RCM, la componente atmosférica de COSMOSOMAS, y una componente con índice espectral negativo, similar a la que obteníamos en las otras separaciones de componentes; pero la cuarta componente obtenida no resultaba estable en las diversas separaciones a cuatro componentes ensayadas, así que dicha componente no puede ser real y concluimos que la técnica MDMC con los datos de COSMOSOMAS y WMAP no puede encontrar más de tres componentes.

6.4. Mapas de componentes

Los parámetros estimados por la técnica MDMC pueden ser utilizados como entradas del método de separación de componentes denominado filtro Wiener (véase la sección 6.2) y así obtener los mapas asociados a cada una de las componentes identificadas.

En la figura 6.5 se muestran los mapas reconstruidos con el filtro Wiener utilizando los parámetros estimados para la separación de tres componentes sobre los datos de COSMOSOMAS y WMAP con priors sobre la tercera componente. La estimación de los

coeficientes de la matriz de mezcla se presentó en la sección 6.3.2.

El filtro Wiener toma como entradas: los mapas observados con cada detector, la matriz de mezcla, el espectro de potencias de las componentes, y el del ruido de cada detector; y devuelve una estimación del mapa de cada componente a cada frecuencia de observación. Esta técnica utiliza las observaciones del detector con mejor señal a ruido para reconstruir el mapa de cada componente y después escala la potencia de la emisión de cada componente según el coeficiente de la matriz de mezcla que le corresponda a cada detector. Los mapas obtenidos para las componentes presentes en WMAP están determinados principalmente por sus datos, no existe diferencia apreciable entre los mapas de las componentes obtenidos incluyendo en el filtro Wiener las observaciones de COSMOSOMAS o prescindiendo de ellas.

En la figura 6.4 se presentan las regiones de los mapas de COSMOSOMAS y WMAP que se utilizaron en la separación de componentes, todas ellas a latitud galáctica mayor que 30° .

Si se compara el mapa obtenido para la primera componente (véase la figura 6.5) y los mapas a más alta frecuencia de WMAP (véase la figura 6.4) se observa la gran similitud que existe entre ellos. Dichos canales de WMAP son los de mejor señal a ruido y se espera que la señal dominante sea la de las anisotropías de la RCM. En la figura 6.6 se muestra el mapa resultante tras sustraer al mapa de WMAP a 94 GHz el mapa de la primera componente estimada a dicha frecuencia. El mapa obtenido tiene una desviación estándar de $6 \mu\text{K}$. Si se evalúa la desviación estándar de los puntos del mapa estimado para la primera componente se obtienen $\sim 30 \mu\text{K}$, que es el nivel al que se espera encontrar la señal de las anisotropías de la RCM observadas a través de la ventana de COSMOSOMAS.

El gran parecido observado entre los mapas de alta frecuencia de WMAP y el mapa estimado para la primera componente apoya nuestra afirmación de que dicha componente es la de las anisotropías de la RCM. Ya habíamos identificado esta señal como la correspondiente a la RCM basándonos en el espectro electromagnético que se derivaba de la matriz de mezcla estimada.

La segunda componente la habíamos asociado a una mezcla de componentes galácticas, ya que está presente en todos los canales de COSMOSOMAS y WMAP, y tiene índice espectral negativo.

El mapa estimado para la tercera componente que habíamos identificado como una componente de ruido correlado entre los tres canales de COSMOSOMAS de posible origen atmosférico, tiene un aspecto similar a las estructuras que se observan en los mapas de COSMOSOMAS.

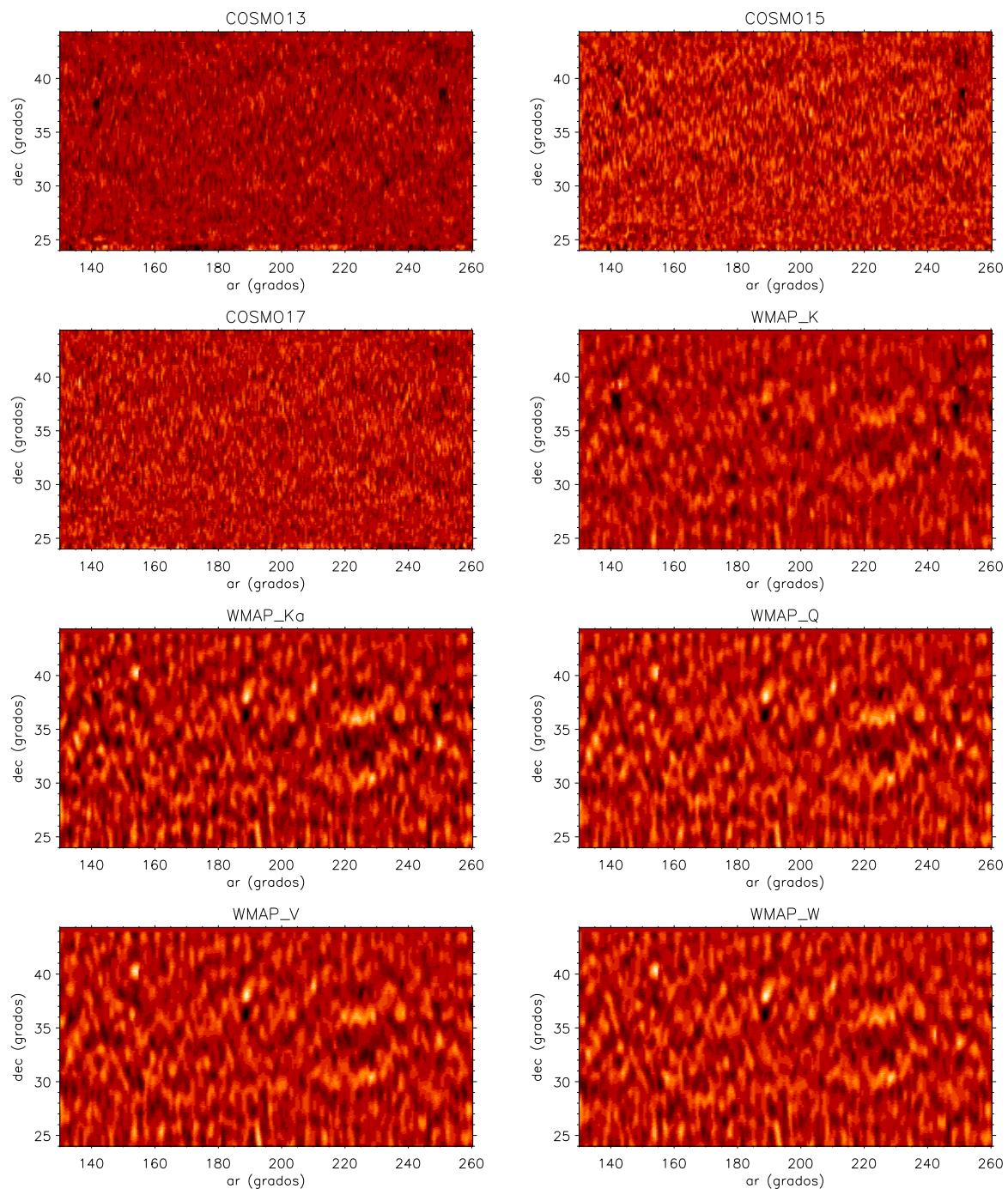


Figura 6.4: Regiones de los mapas de COSMOSOMAS y WMAP utilizadas en la separación de componentes.

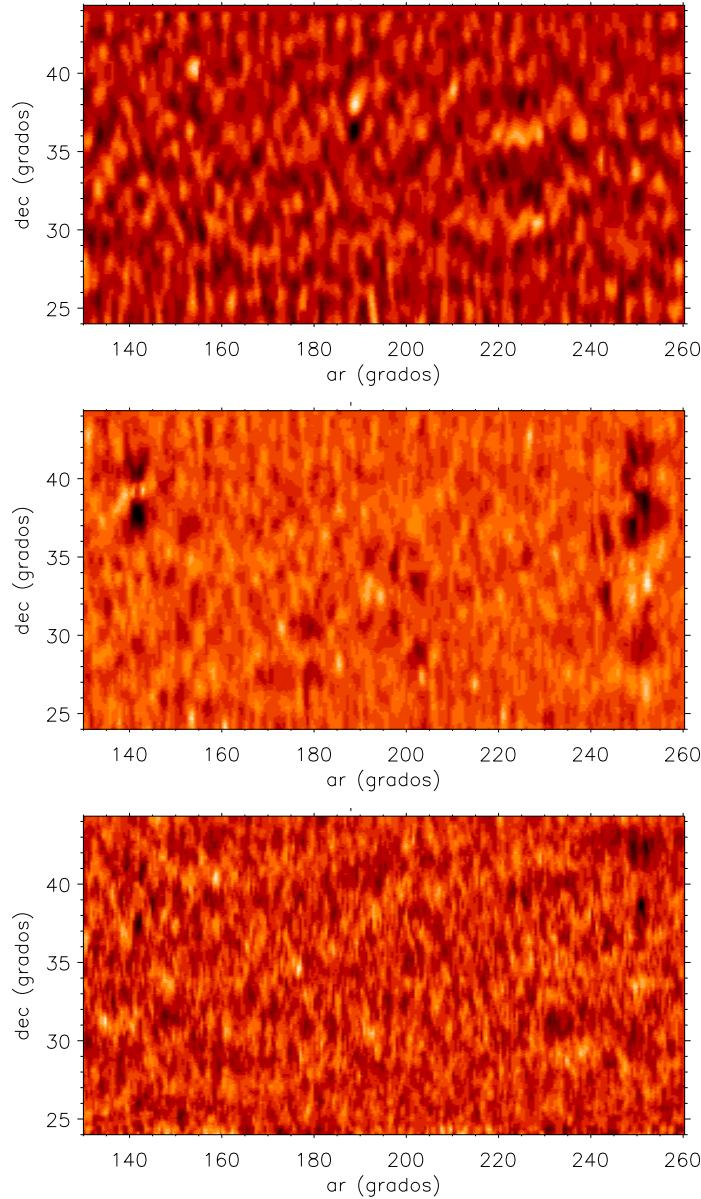


Figura 6.5: Mapas de componentes reconstruidas con el filtro Wiener, tomando como parámetros de entrada los estimados mediante la técnica MDMC en la sección 6.3.2. Se muestran de arriba a abajo el mapa de la primera componente evaluado para el detector de 94 GHz de WMAP, el de la segunda componente para el canal de 23 GHz de WMAP y el de la tercera para el canal de 13 GHz de COSMOSOMAS. Estas componentes tiene asociada la matriz de mezcla dada en la tabla 6.2.

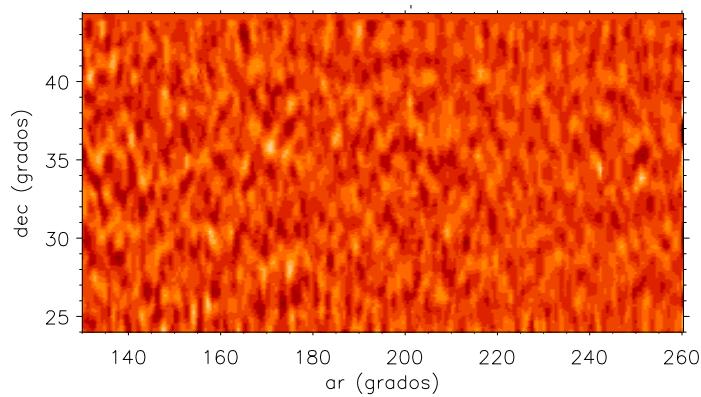


Figura 6.6: Mapa resultante de la diferencia entre el mapa de WMAP a 94 GHz y el mapa de la primera componente estimado a 94 GHz. El mapa posee una desviación estándar de $\sim 6 \mu\text{K}$.

7

Conclusiones

En este último capítulo se presenta un resumen del trabajo que he realizado en esta tesis doctoral, y de las principales conclusiones que se han podido deducir del mismo.

Toda mi tesis doctoral se ha centrado en el análisis de los datos de los tres canales del experimento COSMO15, de forma aislada y conjunta con los mapas publicados por la colaboración del satélite WMAP tras su primer año de operación, y distintos mapas que trazan la emisión de las principales componentes galácticas.

El trabajo que desarollé durante mi tesis doctoral consistió en:

- Contribuir a la mejora de los procedimientos de procesado de los datos que se presentaron en la sección 3.5.
- Colaborar de forma ocasional en labores de mantenimiento del instrumento.
- Realizar el procesado de los datos tomados por los tres canales de COSMO15 desde su inicio de operación, a finales de Septiembre de 1999, hasta mediados de Enero de 2001 [Sección 4.1].
- Generar el mapa agrupado de las observaciones durante todo este periodo de observación para cada uno de los canales de COSMO15 [Sección 3.6].
- Diseñar un conjunto de programas que permiten simular observaciones de la RCM para un espectro de potencias dado, con la estrategia observacional de COSMOSOMAS [Apéndice B].
- Implementar un código para la estimación del espectro de potencias de las anisotropías de la RCM contenidas en los datos de COSMOSOMAS, mediante la técnica de Máxima Verosimilitud [Apéndice D].
- Construir una serie de rutinas que permiten generar a partir de unas observaciones, con mayor o igual resolución que las de COSMOSOMAS, las que se habrían obtenido si dichas medidas se hubieran realizado a la resolución y con la estrategia observacional de COSMOSOMAS, y se hubieran filtrado de igual modo que los datos de nuestro experimento. [Sección 5.2].

- Implementar un código que permite determinar la señal en común existente entre dos conjuntos de observaciones que sean sensibles a las mismas escalas angulares [Sección 5.1].

Además se estableció una colaboración con los Dres. Jacques Delabrouille y Guillaume Patanchon del grupo de Física Corpuscular y de Partículas del College de France (París), para realizar la separación de componentes de los datos de COSMOSOMAS con una técnica desarrollada por este grupo [Sección 6.1] .

Los resultados que se han derivado de este trabajo de tesis doctoral se pueden agrupar en torno a los siguientes puntos:

- **Caracterización de las propiedades de las observaciones de COSMOSOMAS.**
 - Se ha estimado mediante simulaciones la función ventana del instrumento. Lo que nos ha permitido establecer las escalas angulares cubiertas por el instrumento, que están determinadas por el diseño del mismo y por los procesos de tratamiento de los datos. Teniéndose que las escalas contenidas en los datos analizados en esta tesis comprenden desde $\sim 1^\circ$ hasta $\sim 4^\circ$ [Apéndice C].
 - Se han estudiado las propiedades del ruido presente en los datos de COSMOSOMAS, mostrando que éste no es blanco [Sección 4.5].
- **Estimación de la emisión galáctica contenida en las observaciones de COSMOSOMAS y en las observaciones del satélite WMAP en las escalas angulares de COSMOSOMAS. Detección de señal anómala.**
 - Se han detectado correlaciones significativas de las observaciones de COSMOSOMAS y los canales de 23, 33 y 41 GHz de WMAP, con el mapa a 408 MHz. La intensidad de la señal correlada es prácticamente independiente del corte en latitud galáctica efectuado y su índice espectral es inferior al esperado para una emisión puramente de tipo sincrotrón. El nivel de esta señal correlada en los datos de COSMOSOMAS es del orden de $14 \mu\text{K}$ y en los datos de WMAP la correlación más intensa se encuentra en el canal de más baja frecuencia, el de 23 GHz, donde resulta ser $\sim 6 \mu\text{K}$ [Sección 5.4.1].
 - Se ha encontrado señal correlada entre el mapa de emisión H_α con los mapas de COSMOSOMAS para todas las frecuencias en cortes en latitud galáctica aislados. Cuando se encontró señal correlada esta resultó ser del orden de $6 \mu\text{K}$. Por lo que los mapas de COSMOSOMAS parecen presentar emisión libre-libre con muy poca intensidad. Las correlaciones entre WMAP y el mapa de emisión H_α son inferiores a $1 \mu\text{K}$, no siendo significativas, salvo para el canal de más baja frecuencia y a baja latitud galáctica donde se ha encontrado señal correlada de $\sim 3 \mu\text{K}$. [Sección 5.4.3].
 - Se han encontrado correlaciones significativas con los mapas de DIRBE a 100, 140 y $240 \mu\text{m}$ en todos los canales de COSMOSOMAS y en los canales de 23 y 33 GHz de WMAP. Esta señal depende fuertemente de la latitud galáctica, disminuyendo

su intensidad conforme aumenta la latitud galáctica. Este comportamiento nos permite concluir que se trata de una emisión de origen galáctico. La intensidad de esta señal aumenta desde las frecuencias de observación de WMAP a las de COSMOSOMAS, detectándose la emisión máxima en el canal de 17 GHz con una potencia de $17.5 \mu\text{K}$. La existencia de correlaciones entre observaciones a baja frecuencia con los mapas trazadores de la emisión vibracional del polvo constituye una nueva detección de lo que se ha venido denominando emisión anómala [Sección 5.4.4].

- Se han evaluado las correlaciones entre los diferentes mapas que se han utilizado para trazar cada una de las componentes galácticas investigadas, a partir de las cuales se puede concluir que la señal correlada encontrada con los mapa de DIRBE a 100, 140 y 240 μm tiene un origen diferente a la señal que correla con el mapa a 408 MHz y el de emisión H_α . [Sección 5.4.5].

Los modelos de emisión de polvo rotacional predicen la existencia de una señal debida a este tipo de polvo a las frecuencias de observación de COSMOSOMAS, dicha señal estaría altamente correlada con la señal del polvo vibracional. Este modelo nos proporciona un marco propicio para la interpretación de nuestros resultados. Los modelos de polvo rotante predicen que el espectro de emisión del mismo tendría un máximo en temperatura de antena entre 10 y 30 GHz. A partir de nuestros resultados se puede concluir que dicho máximo no se encuentra por encima de las frecuencias de observación de COSMOSOMAS. Para determinar la existencia del máximo de emisión del polvo rotante y su posición precisa son necesarias medidas a más bajas frecuencias, como las que está realizando el experimento COSMO10.

Hay que señalar que análisis recientes de los mapas de COSMOSOMAS y los de baja frecuencia de WMAP han puesto de manifiesto que parte de la señal correlada con los mapas de DIRBE procede del complejo molecular de Perseo (Watson et al. 2005, en preparación). Por tanto es preciso llevar a cabo un análisis exhaustivo de las características de esta región y de otras similares en las bandas estudiadas para poder establecer si la emisión correlada detectada por COSMOSOMAS está originada por estas regiones o tiene carácter difuso.

■ Detección de las anisotropías de la RCM.

- Se ha detectado una intensa señal en común entre los datos de COSMOSOMAS y WMAP. La señal correlada entre ambos experimentos disminuye en intensidad conforme aumenta la frecuencia del canal de WMAP. Este comportamiento es lo que cabría esperar para una señal compuesta por la emisión de la RCM y de los contaminantes a estas frecuencias de observación [Sección 5.6].
- Se ha encontrado una señal correlada entre el canal WMAP_W y los de COSMOSOMAS de $31.1 \pm 4.5 \mu\text{K}$ a 13 GHz, de $25.0 \pm 0.5 \mu\text{K}$ a 15 GHz y de $33.7 \pm 1.4 \mu\text{K}$ a 17 GHz. Valores que son compatibles con el nivel que se espera para la señal introducida por las anisotropías de la RCM ($\sim 30 \mu\text{K}$) cuando se tiene en cuenta la incertidumbre asociada a nuestros datos debidos a la calibración empleada.

■ **Separación de componentes sobre los datos de COSMOSOMAS y WMAP.**

- En el análisis conjunto de los datos de COSMOSOMAS y WMAP mediante la técnica MDMC se han identificado tres componentes: una de potencia aproximadamente constante en todas las frecuencias analizadas, otra cuya potencia disminuye con la frecuencia de observación y otra que sólo está presente en los datos de COSMOSOMAS. La primera de estas componentes la hemos identificado como la señal de las anisotropías de la RCM, la segunda como una mezcla de componentes galácticas y la tercera como una componente de ruido de COSMOSOMAS, cuyo origen podría ser atmosférico [Sección 6.3].

A

Modelo de emisión atmosférica

Se puede obtener un modelo sencillo del efecto de la absorción atmosférica a las frecuencias de radio bajo las siguientes hipótesis (véase Rohlfs 1986).

Sea una atmósfera isotérmica, sin dispersión, no refractante y en equilibrio termodinámico local. Entonces, la ecuación de transporte radiativo, que da la intensidad de la radiación a determinada frecuencia tras atravesar un medio de espesor s , se reduce a,

$$I_\nu(s) = I_\nu(0) e^{-\tau_\nu(0)} + B_\nu(T)[1 - e^{-\tau_\nu(0)}], \quad (\text{A.1})$$

siendo $\tau_\nu(x)$ la *opacidad* del medio, definida como,

$$\tau_\nu(0) = - \int_0^s K_\nu(s') ds', \quad (\text{A.2})$$

con $K_\nu(x)$ el coeficiente de absorción o de opacidad del medio y $B_\nu(T)$ la función fuente dada por la ley de Planck,

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

Si además se verifica la condición $\frac{h\nu}{kT} \ll 1$ ($\Leftrightarrow \nu$ (GHz) $\ll 20.84$ T(K)), la función fuente de Planck dada por la ecuación A.3 se reduce a la denominada aproximación de Rayleigh -

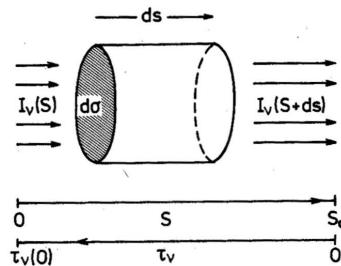


Figura A.1: Esquema que ilustra las definiciones y convenios de signos tomados en las ecuaciones A.1 y A.2 (Rohlfs 1986).

Tabla A.1: Coeficientes de absorción para las proporciones de O₂ y H₂O habituales en una masa de aire, 167600 atm-cm y 1245 atm-cm (= 1 cm agua precipitable), respectivamente (1 atm-cm de un componente atmosférico es la anchura de la capa de dicho componente resultante cuando se consideran condiciones estándar de presión y temperatura en aire seco = 2.687 x 10¹⁹ moléculas. Una masa de aire unidad se corresponde con el espesor atmosférico existente sobre la normal del lugar). Tabla tomada de Allen (1963).

λ (cm)	ν (GHz)	k_ν	
		O ₂	H ₂ O
0.3	100	0.1	0.03
0.4	75	0.4	0.02
0.5	60	25	0.01
0.6	50	0.4	0.01
0.8	37.5	0.05	0.01
1.0	30	0.03	0.02
1.2	25	0.02	0.06
1.5	20	0.02	0.02
2.0	15	0.015	0.003
3.0	10	0.013	0.0009

Jeans,

$$B_\nu(T) = \frac{2k\nu^2}{c^2} T. \quad (\text{A.4})$$

Esta aproximación permite establecer una relación directa entre flujo y temperatura. A esta temperatura se la denomina *temperatura de brillo* (T_b), y sólo coincide con la temperatura termodinámica en el régimen de Rayleigh - Jeans. Haciendo uso de la definición de temperatura de brillo, la ecuación A.1 se puede escribir como,

$$T_b(s) = T_b(0) e^{-\tau_\nu(0)} + T (1 - e^{-\tau_\nu(0)}). \quad (\text{A.5})$$

La ecuación A.5 contiene un primer término que cuantifica la absorción de la radiación por el medio y el segundo que da cuenta de la emisión.

Si el medio es ópticamente delgado, $\tau \ll 1$, se tiene que en la ecuación A.5 se simplifica,

$$T_b(s) = T_b(0) (1 - \tau_\nu(0)) + T \tau_\nu(0). \quad (\text{A.6})$$

Si en el medio se puede despreciar la absorción frente a la emisión, la ecuación de transporte se reduce finalmente,

$$T_b(s) = T_b(0) \tau_\nu(0). \quad (\text{A.7})$$

La ecuación A.7 es una buena aproximación para el comportamiento de la atmósfera a las frecuencias típicas de observación de la RCM, donde la opacidad de la atmósfera está dominada por los coeficientes de absorción del O₂ y del H₂O (véase la tabla A.1).

B

Simulaciones

A principios del año 2001 inicié la elaboración de un conjunto de rutinas que permitieran realizar simulaciones realistas del experimento, con dos objetivos:

- Analizar de forma aislada fenómenos que aparecen en los datos mezclados con otros efectos, y así poder determinar su alcance.
- Tener un conjunto de simulaciones de RCM observada por el instrumento para poder ir desarrollando técnicas de análisis de los datos sin disponer de observaciones definitivas.

A continuación se resume la base conceptual con la que se han diseñado dichas simulaciones.

B.1. Generación de una realización de Universo

El concepto de 'generación de una realización de un Universo' sólo tiene validez dentro de un modelo estadístico de Universo, como lo es el modelo estándar descrito en el capítulo 1.

Vimos que en dicho modelo las perturbaciones de densidad están distribuidas gaussianamente. Por tanto, el campo de las perturbaciones está totalmente definido por el momento de segundo orden o desviación estándar de la distribución. Vimos también que el campo de las fluctuaciones en la RCM queda determinado por las variables aleatorias (v.a) $a_{\ell m}$, que siguen una distribución normal con media cero, $\langle a_{\ell m} \rangle = 0$.

Construir una realización de Universo para la RCM consiste en generar de manera aleatoria un conjunto de valores para las variables aleatorias $a_{\ell m}$ compatibles con su distribución.

El momento de orden dos de las v.a $a_{\ell m}$ son las cantidades que definimos en la sección 1.2.3 como C_ℓ , ya que tomamos $C_\ell = \langle a_{\ell m}^2 \rangle$ y $\langle a_{\ell m} \rangle = 0$. Las cantidades $a_{\ell m}$ son, en general, números complejos.

Puesto que el campo de fluctuaciones de la temperatura de la RCM es real, y que las v.a. $a_{\ell m}$ son los coeficientes del desarrollo en serie de armónicos esféricos del campo de fluctuaciones, se obtiene que no todas las v.a $a_{\ell m}$ son independientes,

$$a_{\ell 0} \in \Re, \quad (\text{B.1})$$

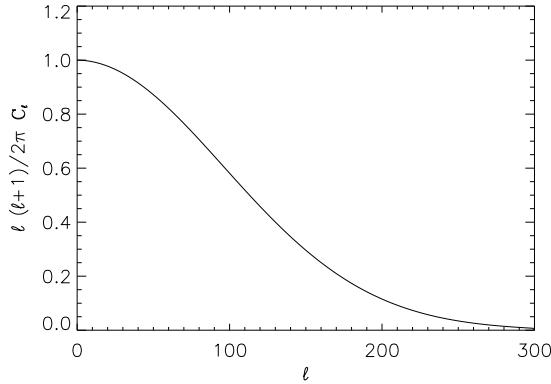


Figura B.1: Espectro de potencias resultante tras aplicar a un espectro de potencias plano el efecto de un haz gaussiano simétrico dado por la ecuación B.11.

$$a_{\ell-m} = (-1)^m a_{\ell m}^* \quad \text{si } m \neq 0, \quad (\text{B.2})$$

Así, dado un modelo de Universo que nos proporcione $\{C_\ell\}$, habrá que generar las cantidades $a_{\ell 0}$, v.a reales, tales que su parte real siga una distribución normal de media cero y varianza dada por C_ℓ . Para los $a_{\ell m} / m > 0$, v.a complejas, habrá que generar la parte real e imaginaria de cada $a_{\ell m}$ según una normal de media cero y de varianza $C_\ell/2$, y los $a_{\ell m} / m < 0$ con la condición dada por la ecuación B.2.

Otra opción es tomar las v.a $a_{\ell m}$ reales, modificando la base del desarrollo en serie, y así todos los modos son independientes.

Teniendo en cuenta todas las condiciones descritas para las v.a $a_{\ell m}$, el único elemento necesario para construir una realización de Universo es un conjunto de C_ℓ , es decir, un espectro de potencias de la RCM. Para generar un espectro de potencias de la RCM para unos parámetros cosmológicos dados existe un conjunto de programas públicos (Seljak & Zaldarriaga 1996), conocido como CMBFAST, que evalúa el espectro de potencias asociado a un modelo de Universo determinado. Dichos programas se pueden obtener a través de la WEB: <http://physics.nyu.edu/matiasz/CMBFAST/cmbfast.html>.

B.2. Efecto del haz

Para realizar una simulación realista de un instrumento, el primer efecto instrumental que hay que tener en cuenta es el tamaño finito del haz. Una fuente puntual se observa con una cierta distribución de brillo; a la forma funcional de esta distribución es a lo que se denomina haz del instrumento.

En el caso de COSMOSOMAS, el haz puede aproximarse por una gaussiana simétrica con anchura a media altura (FWHM) de $\sim 1^\circ$. Este es el modelo de haz que se utiliza en las simulaciones.

El efecto del haz sobre la RCM, produce un suavizado de su estructura. El tamaño del haz determina la escala angular mínima a la que es sensible el instrumento.

En general, se tiene que un instrumento estará caracterizado por su función respuesta, $R(\vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2)$, que da cuenta de la señal detectada por el instrumento procedente de cierta dirección $\vec{\Omega}_1$, cuando está apuntado hacia $\vec{\Omega}_2$ (White & Srednicki 1995),

$$\frac{\Delta T}{T}(\vec{\Omega}_2) = \int d\vec{\Omega}_1 R(\vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2) \frac{\Delta T}{T}(\vec{\Omega}_1). \quad (\text{B.3})$$

Vimos en la sección 1.2.3 que la función de correlación de la RCM observada por un instrumento ideal, estaba dada por la ecuación 1.16. Incluyendo el efecto de la función respuesta se tiene una nueva expresión para la función de correlación,

$$C(\theta) = \left\langle \frac{\Delta T}{T}(\vec{\Omega}_1) \frac{\Delta T}{T}(\vec{\Omega}_2) \right\rangle = \sum_{\ell} \frac{2\ell + 1}{4\pi} C_{\ell} W_{\ell}(\vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2), \quad (\text{B.4})$$

$$W_{\ell}(\vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2) = \int d\vec{\Omega}'_1 \int d\vec{\Omega}'_2 R(\vec{\Omega}'_1, \vec{\Omega}_1) R(\vec{\Omega}'_2, \vec{\Omega}_2) P_{\ell}(\vec{\Omega}'_1 \cdot \vec{\Omega}'_2), \quad (\text{B.5})$$

donde $\vec{\Omega}_1 \cdot \vec{\Omega}_2 = \theta$, y siendo W_{ℓ} la denominada generalmente *función ventana* del instrumento.

En el caso de un instrumento cuya única modificación sobre la señal procedente del cielo sea el efecto del haz, la función respuesta coincide con la forma funcional del haz, y si además el haz es simétrico se puede demostrar que esta función respuesta se puede desarrollar en la base de los polinomios de Legendre,

$$R(\vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) B_{\ell} P_{\ell}(\vec{\Omega}_1 \cdot \vec{\Omega}_2). \quad (\text{B.6})$$

Bajo estas condiciones, la expresión dada para evaluar la función ventana de un instrumento se simplifica notablemente,

$$W_{\ell}(\vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2) = B_{\ell}^2 P_{\ell}(\vec{\Omega}_1 \cdot \vec{\Omega}_2). \quad (\text{B.7})$$

El haz teórico de COSMOSOMAS cumple esta condición, siendo la función respuesta asociada a un haz gaussiano bidimensional, simétrico y con FWHM $= 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma$

$$R(\vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2) = e^{-\frac{(\vec{\Omega}_1 - \vec{\Omega}_2)^2}{2\sigma^2}}. \quad (\text{B.8})$$

No se puede encontrar una expresión analítica para los coeficientes del desarrollo en serie en la base de polinomios de Legendre de un haz gaussiano, pero se tiene que con muy alto grado de aproximación, estos coeficientes pueden aproximarse por,

$$B_{\ell}(\sigma) = e^{-\frac{1}{2}\ell(\ell+1)\sigma^2}, \quad (\text{B.9})$$

donde σ es la desviación estándar de la función gaussiana del haz.

Sustituyendo en la ecuación B.7 se tiene que, para un instrumento cuya función respuesta sea un haz gaussiano simétrico, la función ventana está determinada por (véase la figura B.1),

$$W_{\ell}(\vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_2) = e^{-\ell(\ell+1)\sigma^2} P_{\ell}(\vec{\Omega}_1 \cdot \vec{\Omega}_2). \quad (\text{B.10})$$

En particular, es de especial interés la función ventana a desplazamiento cero,

$$W_\ell = W_\ell(\vec{\Omega}_1, \vec{\Omega}_1) = e^{-\ell(\ell+1)\sigma^2}. \quad (\text{B.11})$$

Para incluir el efecto de la función respuesta en una simulación de RCM, habrá que evaluar la temperatura en cada punto del mapa considerando el efecto del haz según la ecuación B.3. Es fácil demostrar que para el caso particular de una función respuesta simétrica, el efecto de la misma se puede introducir también como

$$\frac{\Delta T}{T}(\vec{\Omega}) = \sum_{\ell m} a_{\ell m} B_\ell Y_{\ell m}(\vec{\Omega}), \quad (\text{B.12})$$

lo que implica que la función de correlación dada por la ecuación 1.16 se transforme en

$$C(\alpha) = \frac{1}{4\pi} \sum_\ell (2\ell + 1) C_\ell B_\ell^2 P_\ell(\cos \alpha), \quad (\text{B.13})$$

que también se puede obtener directamente sustituyendo la ecuación B.10 en B.4. En particular, la expresión de la función de autocorrelación resulta

$$C(0) = \frac{1}{4\pi} \sum_\ell (2\ell + 1) C_\ell B_\ell^2. \quad (\text{B.14})$$

B.3. Simulación básica de COSMOSOMAS

La simulación más simple de COSMOSOMAS es aquella que incorpore el efecto del haz, la estrategia observacional y las técnicas de proyección en el cielo.

Una vez que se dispone de una realización de un espectro de potencias dado, se procede a evaluar dicha realización sobre una banda típica de COSMOSOMAS. Para ello se utiliza la expresión de la temperatura en un punto dado del cielo como desarrollo en la base de los armónicos esféricos, siendo los coeficientes del desarrollo el conjunto de valores $a_{\ell m}$ procedente de la realización de Universo.

En el caso particular de COSMOSOMAS, se procede a evaluar dicha temperatura en cada punto de cada ciclo que forman un día de observación del experimento.

Haciendo uso de la equivalencia (Muciaccia, Natoli, & Vittorio 1997),

$$T(\theta, \phi) = \sum_{\ell=0}^{\ell=+\infty} \sum_{m=-\ell}^{m=\ell} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \phi) B_\ell = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \sum_{\ell=|m|}^{+\infty} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \phi) B_\ell, \quad (\text{B.15})$$

se obtiene una expresión que reduce notablemente el tiempo de cálculo requerido para evaluar la temperatura en un punto del cielo dado,

$$\begin{aligned} T(\theta, \phi) &= \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \sum_{\ell=|m|}^{+\infty} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \phi) B_\ell = \\ &= \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} e^{im\phi} \sum_{\ell=|m|}^{+\infty} a_{\ell m} P_{\ell m}(\theta) B_\ell = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} e^{im\phi} \sum_{\ell=|m|}^{+\infty} C_{\ell m}(\theta), \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

donde los polinomios $P_{\ell m}(\theta)$ están relacionados con los polinomios asociados de Legendre mediante

$$P_{\ell m}(\theta) = \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi}} \frac{(\ell-m)!}{(\ell+m)!} P_{\ell m}(\cos \theta), \quad \text{si } m \geq 0, \quad (\text{B.17})$$

$$P_{\ell m}(\theta) = (-1)^{|m|} P_{\ell|m|}(\theta), \quad \text{si } m < 0. \quad (\text{B.18})$$

Así, en primer lugar se procede a evaluar $C_{\ell m}(\theta)$ para todas las declinaciones incluidas en la banda, y después se particulariza para cada punto en concreto incluyendo la información de la ascensión recta de cada punto, ϕ , lo que, según la ecuación B.16, es equivalente a realizar la transformada de Fourier de $\sum_{\ell=|m|}^{+\infty} C_{\ell m}(\theta)$.

Una vez finalizado este proceso, se tendrá un conjunto de 3086 anillos con 212 puntos cada uno de ellos, donde en cada punto se ha evaluado la temperatura que se observaría si en el cielo sólo hubiera la señal de RCM procedente del espectro de potencias de partida.

Para proyectar estos ciclos sobre el cielo se emplean las mismas rutinas que se utilizan para proyectar los datos que se toman con los instrumentos descritas en la sección 3.6, obteniéndose finalmente un mapa de una región del cielo que contuviera sólo RCM tal y como sería observada por COSMOSOMAS (véase la figura B.2).

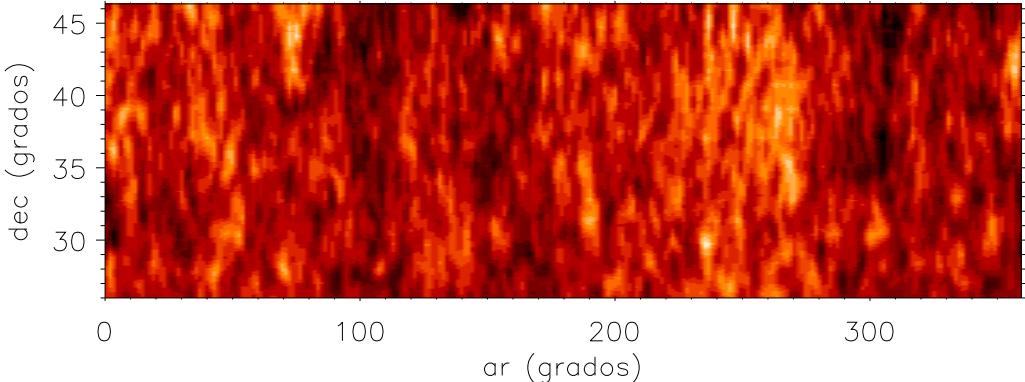


Figura B.2: Simulación de RCM observada por COSMOSOMAS para una realización de un espectro de potencias generado con CMBFAST con parámetros cosmológicos $\{\Omega_b = 0.03, \Omega_c = 0.97 \text{ (CDM)}, \Omega_v = 0, \Omega_\nu = 0, H_0 = 75, T_{cmb} = 2.726, Y_{He} = 0.24, N_\nu \text{ (no masivos)} = 3, N_\nu \text{ (masivos)} = 0, \text{ sin reionización, perturbaciones escalares, condiciones iniciales adiabáticas y espectro de potencias } P(k) \propto K\}$, teniendo en cuenta la forma del haz, la estrategia observational y las técnicas diseñadas para la construcción de mapas. Espectro de potencias cedido por el Dr. J.A. Rubiño Martín.

C

Estudio de la función ventana

Una cuestión fundamental en todo experimento diseñado para el estudio de anisotropías en la RCM es determinar a qué escalas angulares es sensible el instrumento, lo que constituye determinar la denominada *función ventana* del instrumento.

Los factores que determinan la función ventana de un instrumento son:

- La forma y el tamaño del haz del instrumento.
- La estrategia observacional.
- Las técnicas de análisis de datos.

En la sección B.2 se discutió detenidamente la pérdida de escalas y sensibilidad debido a un haz simétrico gaussiano, que es con el que se modela el haz de COSMOSOMAS.

La estrategia observacional circular no tiene por qué introducir ninguna pérdida de potencia adicional, pues la señal recibida es independiente de la forma en la que cubramos el cielo.

Dentro de las técnicas de análisis de datos, el proceso de proyección de los ciclos en el cielo no introduce ninguna pérdida de potencia.

Luego sólo falta cuantificar el efecto producido por los procesos que se realizan sobre los datos desde que son registrados hasta que son proyectados en un mapa (véase la sección 3.5).

En concreto, habrá que cuantificar el efecto de los procesos de:

- Eliminación de la modulación en cada ciclo.
- Eliminación de la modulación diaria.

que son las posibles fuentes de pérdida de potencia, ya que el resto de procesos que se efectúan a los datos son simples transformadas de Fourier que no pueden introducir ningún efecto en la potencia de la señal.

C.1. Escalas angulares asociadas a cada armónico de un ciclo

Se dará una estimación de la pérdida de potencia que supone sustraer de la señal armónicos individuales en cada ciclo. Así se cuantificará el efecto de realizar un ajuste de Fourier a cierto orden para eliminar la modulación atmosférica.

Estos cálculos se han efectuado por dos vías, una analítica y otra por medio de simulaciones.

C.1.1. Estimación analítica

Este cálculo fue realizado principalmente por el Dr. Fernando Atrio Barandela (Universidad de Salamanca) durante la estancia que realizó en el IAC en la primavera de 2001. El cálculo es exacto para un experimento de RCM en que su técnica de observación consistiera en realizar observaciones repetidas de una misma zona del cielo con forma de anillo.

Sea un experimento que realiza el seguimiento de un anillo en el cielo con un haz simétrico. Realicemos una rotación del sistema de coordenadas esférico de forma que el eje z del sistema de referencia pase por el centro del anillo. Entonces, en este nuevo sistema de referencia cada posición del anillo queda únicamente determinada por una única coordenada, ϕ , ya que por el hecho de realizar un barrido circular la otra coordenada, θ , es fija y coincide con el radio del anillo, θ_c .

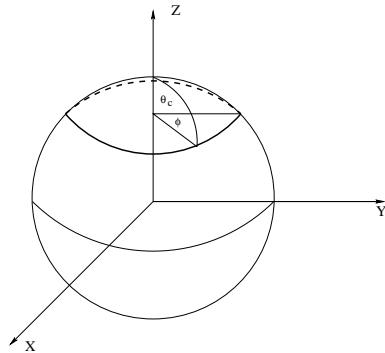


Figura C.1: Sistema de referencia para el cálculo analítico de la función ventana.

En estas condiciones, tras realizar un ajuste de Fourier de cierto orden λ al anillo,

$$f(\theta_c, \phi) = \sum_{k \leq \lambda} f_k(\theta_c) e^{ik\phi}, \quad (\text{C.1})$$

la temperatura de la RCM se modifica,

$$\frac{\widetilde{\Delta T}}{T}(\theta_c, \phi) = \frac{\Delta T}{T}(\theta_c, \phi) - f(\theta_c, \phi) = \sum_{|m| > \lambda} C_m(\theta_c) e^{im\phi}, \quad (\text{C.2})$$

con $C_m(\theta_c) = \sum_{\ell=|m|}^{\infty} a_{\ell m} B_{\ell} P_{\ell m}(\theta_c)$, incluyendo el efecto del haz.

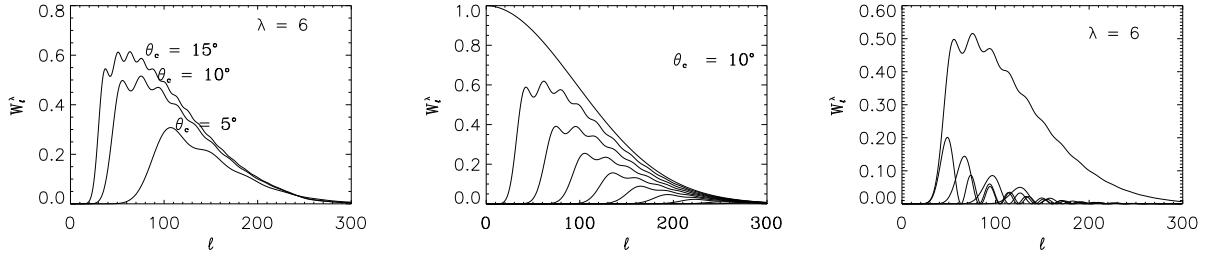


Figura C.2: En la gráfica de la izquierda se muestra la dependencia del radio del ciclo en la respuesta ante la eliminación de un mismo número de armónicos en cada ciclo, $\lambda = 6$. En la gráfica central se presenta, para un ciclo de un tamaño dado, $\theta_c = 10^\circ$, la dependencia de la ventana analítica en función del número de armónicos que se eliminan en cada ciclo. Se muestran, de izquierda a derecha, los casos $\lambda = \{0, 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45\}$. En la gráfica de la derecha se presenta, para el caso $\lambda = 6$ y $\theta_c = 10^\circ$, la contribución a las distintas escalas angulares de algunos armónicos en particular, $k = \{7, 10, 15, 20\}$ de izquierda a derecha, así como la suma de la contribución de los armónicos desde 0 a 50. Se ha incluido el efecto de un haz gaussiano de 1° .

Para determinar qué escalas angulares estamos eliminando con este proceso, se procede a evaluar la función de autocorrelación para un punto fijo del Universo sobre infinitas realizaciones del mismo,

$$\left\langle \left(\frac{\widetilde{\Delta T}}{T}(\theta_c, \phi) \right)^2 \right\rangle = \sum_{\ell > \lambda}^{\infty} \frac{2\ell + 1}{4\pi} C_{\ell} W_{\ell}^{\lambda}(\theta_c), \quad (\text{C.3})$$

siendo W_{ℓ}^{λ} la función ventana para este caso, dada por,

$$W_{\ell}^{\lambda}(\theta) = \sum_{|m| > \lambda}^{\infty} \frac{4\pi}{2\ell + 1} B_{\ell}^2 P_{\ell m}^2(\theta_c) \quad (\text{C.4})$$

La función ventana evaluada depende tanto del orden de Fourier, λ , al que se realicen los ajustes, como del radio del anillo, θ_c . En la figura C.2 se presentan algunos ejemplos de cómo varía la función ventana en función de λ y de θ_c .

Este resultado es muy interesante por su sencillez y porque permite asociar a cada armónico de un ciclo un conjunto de escalas angulares a las que es sensible dicho armónico, pues eliminar un cierto armónico de un ciclo, k , es equivalente a eliminar el conjunto de escalas angulares contenidas en $\frac{4\pi}{2\ell+1} P_{\ell k}^2(\theta_c) \forall \ell \leq k$, tal y como se muestra en la gráfica de la derecha de la figura C.2, donde también se ha incluido el efecto del haz.

No se ha podido demostrar si este resultado es extensible al caso general de una banda de COSMOSOMAS. En el cálculo anterior se ha utilizado un sistema de referencia muy particular, que cuando se dispone de una serie de anillos con centro en diferentes puntos no se puede aplicar directamente. Por esta razón, se ha recurrido a intentar evaluar el efecto de la eliminación de la modulación en cada anillo de COSMOSOMAS mediante simulaciones. Como veremos, las predicciones de este cálculo analítico son consistentes con los resultados de las simulaciones.

C.1.2. Estimación a partir de simulaciones

Base conceptual

Las simulaciones numéricas para cuantificar el efecto de eliminar ciertos modos de Fourier de cada ciclo, consistieron en realizar simulaciones de RCM con la estrategia observational de COSMOSMAS, tal y como se han descrito en la sección B.3, eliminando en cada ciclo simulado las seis primeras componentes de Fourier, que son las que se eliminaron en el análisis de datos presentados en el primer artículo del experimento. En los datos analizados en esta tesis, se prefirió sustraer siete armónicos en cada ciclo.

El siguiente paso sería fijar la potencia resultante en cada escala angular comparándola con la que se espera en el caso en el que no se elimina ninguna información de cada ciclo. Así tendríamos determinada la pérdida de potencia que estamos produciendo con este procedimiento.

El método utilizado para este fin consistió en realizar simulaciones de RCM que sólo contuvieran una determinada escala angular, es decir, en las simulaciones sólo se incorporaran los $\{a_{\ell m}\}$ generados a partir de un conjunto de $\{C_\ell\}$ para un ℓ fijo. Denotemos una simulación contenido potencia de un determinado ℓ por M_ℓ^T . En estas condiciones se cumple que el momento de orden dos de la simulación está directamente relacionado con la potencia contenida en la simulación en dicha escala angular (ver ecuación C.5). Este proceso se puede realizar gracias a la condición de independencia de los diferentes $\{a_{\ell m}\}$, que asegura que $\text{cov}\left(\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_\ell, \left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{\ell'}\right) = 0$, verificándose entonces

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 = \sum_\ell \left(\frac{\Delta T}{T}\right)_\ell^2 = \sum_\ell \frac{2\ell+1}{4\pi} C_\ell \Rightarrow \left(\frac{\Delta T}{T}\right)_\ell^2 = \frac{2\ell+1}{4\pi} C_\ell. \quad (\text{C.5})$$

En cada ciclo de las simulaciones generadas a ℓ fijo se eliminan las seis primeras componentes de Fourier, teniéndose una nueva simulación a la que se le habrán eliminado ciertas escalas angulares y a la que nos referiremos como $M_{k>6}^\ell$. La potencia contenida en $M_{k>6}^\ell$ se estima mediante la varianza del mapa.

Así, realizando este proceso para un conjunto de simulaciones cada una de ellas generadas contenido potencia en un cierto $\ell \in (2, \ell_{max})$, se tendría la potencia resultante en cada escala angular tras eliminar en cada ciclo una serie de componentes de Fourier.

Pero este método no es exacto, sólo da una cota a la potencia contenida en cada escala angular $M_{k>6}^\ell$. La razón es que, para poder asegurar que la potencia de $M_{k>6}^\ell$ está bien estimada por la varianza de dicho mapa, se ha de cumplir que $M_{k>6}^\ell$ y la simulación construida con los seis modos de Fourier eliminados en cada ciclo, $M_{k\leq 6}^\ell$, tengan covarianza nula, ya que es bien sabido que si construimos una v.a., X , como suma de dos v.a., X_1 y X_2 , la varianza asociada a la v.a. X resulta

$$\sigma_X^2 = \sigma_{X_1}^2 + \sigma_{X_2}^2 + 2 \text{cov}(X_1, X_2). \quad (\text{C.6})$$

Es decir, que la varianza de la v.a. X sólo estará bien estimada como la suma de las varianzas asociadas a X_1 y X_2 si la covarianza entre ambas variables es nula.

Aplicando este resultado básico de la estadística a nuestro problema tendremos que la potencia estimada a partir de la varianza en $M_{k>6}^\ell$ sólo estará bien estimada mientras la covarianza de $M_{k>6}^\ell$ y $M_{k\leq 6}^\ell$ sea nula.

Conociendo las limitaciones del método propuesto, se procedió a aplicarlo sobre un conjunto de simulaciones con $\ell \in (2, 200)$. El espectro de potencias elegido para este cálculo fue un espectro de potencias plano. Para cada valor de ℓ se realizaron 50 simulaciones con el mismo espectro de potencias siguiendo el siguiente esquema:

1. Se generaba una simulación que contuviera escalas para un sólo ℓ con la estrategia circular de COSMOSOMAS que incluyera el efecto del haz: M_ℓ^T .
2. La señal contenida en cada ciclo se separaba en dos partes, una que contenía la información en los modos de Fourier con $k \leq 6$, $M_{k \leq 6}^\ell$, y otra que contenía la información en los modos $k > 6$, $M_{k > 6}^\ell$.
3. Se determina la varianza de los mapas generados: M_ℓ^T , $M_{k > 6}^\ell$, $M_{k \leq 6}^\ell$, así como la covarianza de $M_{k > 6}^\ell$ y $M_{k \leq 6}^\ell$.

Resultados de las simulaciones

Los resultados obtenidos para estas simulaciones están resumidos en la figura C.3.

En la gráfica (I) de dicha figura se presenta la respuesta teórica a cada una de las escalas angulares que se espera de la limitación impuesta por el hecho de observar con un haz gaussiano simétrico de anchura a media altura de 1° (línea continua), frente a la potencia media recuperada a partir de la varianza de las simulaciones realizadas a ℓ constante, M_ℓ^T . La perfecta yuxtaposición de ambas curvas implica que, para el caso en el que el único efecto que se incluye en las simulaciones es el efecto del haz, el procedimiento de estimar la potencia en cada ℓ a partir de la varianza de simulaciones a ℓ constante es correcto, hecho que ya esperábamos a la vista de la ecuación C.5.

En la misma gráfica, sobre cada promedio se muestra la desviación estándar de los puntos utilizados para dicho promedio, que disminuye conforme lo hace la escala angular. La existencia de barras de error es una consecuencia de la varianza cósmica y de muestreo. Su disminución progresiva de tamaño conforme disminuye la escala angular es debida a la disminución de la varianza cósmica, y por tanto de la de muestreo, conforme disminuye la escala angular, ya que, para una región de cielo dada, conforme sea más pequeña la escala angular mayor número de regiones independientes habrá en dicha región, y por tanto tendrá menor varianza.

En la gráfica (II) se muestra el valor de la covarianza de $M_{k \leq 6}^\ell$ y $M_{k > 6}^\ell$, que nos sirve para evaluar hasta qué momento es exacto el procedimiento propuesto para la estimación de la potencia contenida en $M_{k > 6}^\ell$. Se observa como, para escalas grandes, la covarianza de $M_{k \leq 6}^\ell$ y $M_{k > 6}^\ell$ es nula, y por tanto la estimación de la potencia en cada uno de estos mapas a partir de la varianza será exacta. Esto se puede comprobar en la gráfica (IV), donde se muestra la suma de la potencia contenida en $M_{k \leq 6}^\ell$ y $M_{k > 6}^\ell$. Está claro que, si el estimador propuesto de la potencia en $M_{k \leq 6}^\ell$ y $M_{k > 6}^\ell$ es exacto, se tendrá que la suma de las potencias estimadas en $M_{k \leq 6}^\ell$ y $M_{k > 6}^\ell$ coincidirá con la potencia del mapa original.

Este comportamiento deseable se mantiene hasta $\ell \sim 25$, donde la covarianza entre $M_{k \leq 6}^\ell$ y $M_{k > 6}^\ell$ es inferior al 0.1 % de la señal total, pero a partir de entonces la covarianza de ambos mapas comienza a aumentar rápidamente, alcanzando el $\sim 12\%$ de la señal total en $\ell \sim 60$ y disminuyendo después hasta el $\sim 6\%$ de la señal en $\ell = 200$. Por lo tanto,

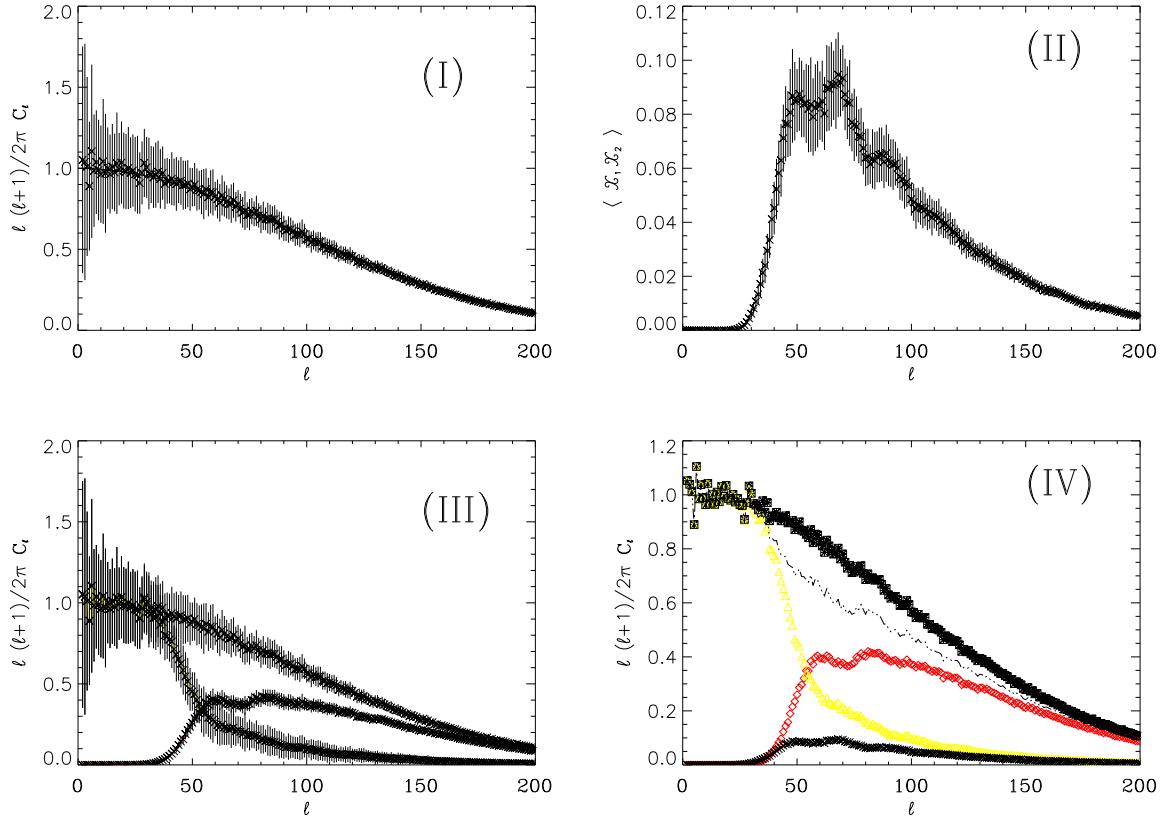


Figura C.3: En (I) se muestra la predicción teórica de la pérdida de potencia debido al tamaño finito del haz dado por la ecuación B.14 (línea sólida) frente a la potencia media recuperada a partir de la varianza calculada sobre las 50 simulaciones de M_ℓ^T , así como la dispersión asociada a cada punto. En (II) se muestra la $\text{cov}(M_{k>6}^\ell, M_{k\leq 6}^\ell)$ media junto con su dispersión. En (III) se presenta la potencia media determinada a partir de la varianza en M_ℓ^T , $M_{k\leq 6}^\ell$ (en amarillo en la figura IV) y $M_{k>6}^\ell$ (en rojo en la figura IV), junto con sus dispersiones asociadas. En (IV) se muestra la potencia recuperada como suma de las potencias medias en $M_{k\leq 6}^\ell$ (en amarillo) y $M_{k>6}^\ell$ (en rojo) como la línea discontinua y la potencia media recuperada como suma de las potencias $M_{k\leq 6}^\ell$ (en amarillo), $M_{k>6}^\ell$ (en rojo) y $2 \text{ cov}(M_{k>6}^\ell, M_{k\leq 6}^\ell)$ (cuadrados). Las cruces muestran la potencia recuperada de la varianza de M_ℓ^T .

en dicho intervalo el método propuesto deja de ser exacto, como puede comprobarse en la gráfica (IV).

Como la covarianza de la señal en $M_{k \leq 6}^\ell$ y $M_{k > 6}^\ell$ es positiva, podemos asegurar que la estimación de la potencia contenida en $M_{k > 6}^\ell$ obtenida por el procedimiento propuesto es una cota inferior a la potencia total real, hallándose dicho valor comprendido entre el dado por nuestra estimación y el resultante de añadir a nuestra estimación dos veces el término de covarianza.

En la figura C.1.2 se presentan la cota inferior y superior a la ventana del instrumento, evaluadas tal y como se ha descrito en las líneas precedentes, así como la predicción dada por la estimación analítica presentada en la sección C.1.1. Se observa como la respuesta estimada analíticamente está de acuerdo con las cotas obtenidas a partir de las simulaciones. Así que, con aproximadamente un 10 % de incertidumbre, podemos afirmar que la estimación analítica propuesta da cuenta de la pérdida de escalas producida por la eliminación de la modulación en cada ciclo.

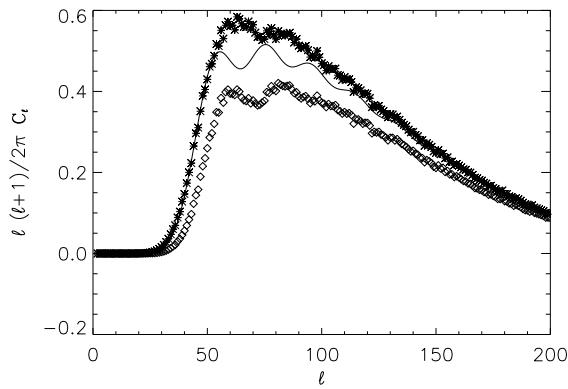


Figura C.4: Cota inferior a la ventana obtenida a partir de la varianza de $M_{k > 6}^\ell$ (rombos), la cota superior dada por la varianza de $M_{k > 6}^\ell$ más dos veces la covarianza de $M_{k \leq 6}^\ell$ y $M_{k > 6}^\ell$ (asteriscos), y la estimación analítica propuesta en la sección C.1.1 (línea continua).

C.2. Efecto de la eliminación de la modulación diaria

Otro proceso del que hay que cuantificar su efecto sobre la potencia de la RCM en las diferentes escalas que permanecerá en los mapas generados para COSMOSOMAS es la realización de un ajuste de Fourier de cuarto orden a todos los puntos que ocupan la misma posición en un ciclo durante el día, lo que es equivalente a eliminar las cuatro primeras componentes de Fourier de la señal existente a declinación constante durante un día de datos.

La pérdida de potencia debida a dicho efecto la he calculado analíticamente. En este caso, la comprobación mediante simulaciones no es tan fundamental como en el anterior, pues el cálculo que se presenta es exacto.

Según la ecuación 1.12, la señal de RCM sobre la esfera se puede escribir en forma de serie de Fourier cuyos coeficientes del desarrollo dependen del ángulo θ que coincide con el

complementario del ángulo de declinación y los índices del sumatorio de la serie coinciden con el índice m de los armónicos esféricos. Luego eliminar todas las componentes de Fourier hasta cierto orden γ a declinación constante, δ_{cte} , es equivalente a eliminar toda la señal contenida en los $\{Y_{\ell m}(\theta_{cte}, \phi)/m \leq \gamma, \theta_{cte} = \pi - \delta_{cte}\}$,

$$\frac{\widetilde{\Delta T}}{T}(\theta_{cte}, \phi) = \frac{\Delta T}{T}(\theta_{cte}, \phi) - f(\theta_{cte}, \phi) = \sum_{|m|>\gamma} C_m(\theta_{cte}) e^{im\phi}, \quad (\text{C.7})$$

con $C_m(\theta_{cte}) = \sum_{\ell=|m|}^{\infty} a_{\ell m} B_{\ell} P_{\ell m}(\theta_{cte})$, donde se ha incluido el efecto del haz.

Veamos ahora qué escalas angulares estamos eliminando mediante este proceso. Para ello, se ha calculado la función de autocorrelación sobre un punto del mapa promediando a toda la esfera y promediando a infinitos Universos, resultando

$$\left\langle \left(\frac{\widetilde{\Delta T}}{T}(\theta, \phi) \right)^2 \right\rangle = \sum_{\ell>\gamma}^{+\infty} \frac{2\ell+1}{4\pi} C_{\ell} W_{\ell}^{\gamma}(\theta), \quad (\text{C.8})$$

siendo W_{ℓ}^{γ} ,

$$W_{\ell}^{\gamma}(\theta) = \frac{2(\ell-\gamma)}{2\ell+1} B_{\ell}^2. \quad (\text{C.9})$$

$W_{\ell}^{\gamma}(\theta)$ nos indica qué escalas amortiguamos y en qué magnitud por el hecho de realizar un ajuste a declinación constante de orden γ . La forma de la ventana debida a este proceso solo depende del orden del ajuste a declinación constante y del tamaño del haz.

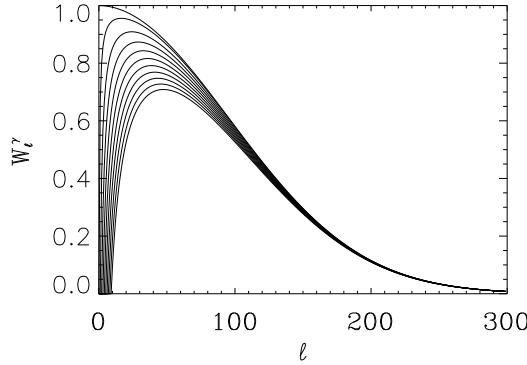


Figura C.5: Se muestra la potencia resultante en cada escala angular tras realizar un ajuste de Fourier de orden $\{0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9\}$ de izquierda a derecha. Se ha incluido el efecto de un haz gaussiano de 1° .

C.3. Pérdida de potencia global

Hasta el momento, hemos identificado tres fuentes de pérdida de potencia:

- El tamaño y la forma del haz, limitación inevitable ya que es una característica del instrumento.

- Ajuste a cierto orden de Fourier en cada ciclo.
- Ajuste a cierto orden de Fourier a lo largo del día.

Las dos últimas fuentes de pérdida de potencia son debidas a los procedimientos que se utilizan para el análisis de los datos, así que en principio podría plantearse investigar nuevas técnicas de análisis que conservaran la potencia que actualmente estamos perdiendo en el proceso de reducción o que redujeran la pérdida.

En las secciones C.1.1 y C.1.2 se ha dado una estimación de la pérdida de potencia debida a cada uno de los ajustes efectuados en cada ciclo, y en C.2 se ha cuantificado la pérdida de potencia que supone el proceso de eliminación de la modulación diaria.

Una estimación de la pérdida de potencia que tenga en cuenta los tres efectos analizados estaría dada por la función ventana,

$$W_\ell^{\lambda+\gamma}(\theta) = \frac{2(\ell - \gamma)}{2\ell + 1} \sum_{|m|>\lambda}^{\infty} \frac{4\pi}{2\ell + 1} P_{\ell m}^2(\theta_c) B_\ell^2, \quad (\text{C.10})$$

donde θ_c es el radio del anillo, en nuestro caso $\theta_c = 10^\circ$. Esta ventana la representamos en la figura C.6.

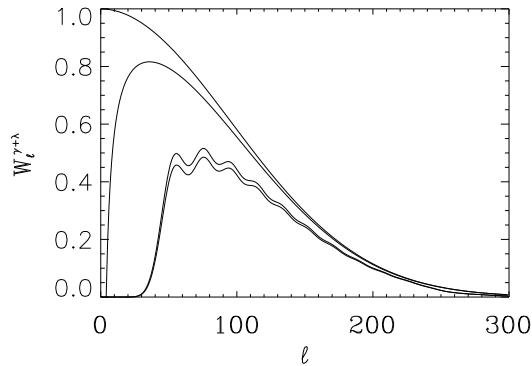


Figura C.6: Las líneas representadas son de izquierda a derecha: ventana asociada al efecto del haz gaussiano de FWHM= 1° , ventana resultante del efecto del haz y la eliminación de la modulación diaria con $\gamma = 4$, ventana asociada al efecto del haz y la eliminación de la modulación en cada ciclo con $\lambda = 6$ y ventana global, teniendo en cuenta los tres efectos.

D

Máxima Verosimilitud

La técnica estadística conocida en el campo de la RCM como Máxima Verosimilitud (*Maximum Likelihood (ML)*, en inglés) es el método clásico mediante el que, a partir de unas observaciones, se estima el espectro de potencias de las anisotropías de la RCM contenidas en las mismas (Davies et al. 1987).

La estimación máximo-verosimil, es una técnica de la estadística inferencial paramétrica, que toma como estimadores de los parámetros aquellos valores que maximizan la probabilidad de obtener la muestra (en nuestro caso, las observaciones).

Durante mi tesis doctoral implementé un código para estimar el espectro de potencias de las anisotropías de la RCM presentes en los datos de COSMOSOMAS con esta técnica.

D.1. Fundamentos

Supongamos que disponemos de un mapa del cielo con N_p píxeles, siendo $\{D_1, \dots, D_{N_p}\}$ las temperaturas que hemos medido para cada píxel. La señal en un píxel cualquiera, D_i , estará compuesta por una componente de señal astronómica, S_i , y otra de ruido, N_i ,

$$D_i = S_i + N_i. \quad (\text{D.1})$$

En el caso en el que la señal astronómica esté sólo formada por la debida a las anisotropías de la RCM, los valores de la misma en cada uno de los píxeles, S_i , serán una realización de un campo de variables aleatorias (v.a) gaussianas no independientes, ya que el campo de la RCM introduce correlaciones entre los píxeles, como vimos en el apéndice B.

Se supone que el experimento está libre de ruidos sistemáticos y por tanto, todo el ruido tiene naturaleza aleatoria. Dicho ruido se supone distribuido normalmente con media cero. La existencia de correlaciones espaciales entre los píxeles debidas al ruido dependerá de sus propiedades. Si el ruido es blanco, no habrá correlaciones adicionales producidas por el ruido (véase la sección 2.1.3).

Así en general, las v.a de las que tenemos una realización en nuestras observaciones, seguirán una distribución gaussiana multivariante,

$$f(D) = \frac{1}{(2\pi)^{-N_p/2}|V|^{1/2}} \exp\{-(D - \mu)^T V^{-1} (D - \mu)/2\} \quad (\text{D.2})$$

siendo V la matriz de covarianza asociada a cada una de las v.a D_i .

En nuestro caso $\mu = 0$, ya que tanto el ruido como el campo de fluctuaciones de la RCM tienen media cero, la expresión D.2 se simplifica,

$$f(D) = \frac{1}{(2\pi)^{-N_p/2}|V|^{1/2}} \exp\{-D^T V^{-1} D / 2\}. \quad (\text{D.3})$$

Como el ruido y la RCM son v.a independientes,

$$V = \langle DD \rangle = \langle (S + N)(S + N) \rangle = \langle SS \rangle + \langle NN \rangle = V^S + V^N \quad (\text{D.4})$$

con V^S y V^N las matrices de covarianza asociadas a la señal de las anisotropías de la RCM y al ruido respectivamente.

Cuando se estima el espectro de potencias de la RCM mediante ML, se toman como valores del espectro de potencias aquellos para los que la probabilidad de obtener las observaciones de las que disponemos es máxima. Cada conjunto de valores del espectro de potencias posible constituirá lo que denominaremos un modelo.

Sean $M = \{M_1, \dots, M_m\}$ el conjunto de modelos entre los que deseamos determinar el que maximiza la probabilidad de obtener los datos que hemos obtenido. Para cada modelo M_i se puede aplicar el *teorema de Bayes*:

$$P(M_i/D) = \frac{P(M_i) P(D/M_i)}{\sum_{j=1}^m P(M_j) P(D/M_j)} \quad (\text{D.5})$$

que en el caso en el que todos los modelos sean equiprobables, $P(M_i) = cte$, queda reducido a,

$$P(M_i/D) = \frac{P(D/M_i)}{\sum_{j=1}^m P(D/M_j)} \quad (\text{D.6})$$

y como el denominador es una constante, se tiene finalmente,

$$P(M_i/D) \propto P(D/M_i) \quad (\text{D.7})$$

Luego maximizar $P(M_i/D)$, es equivalente a maximizar $P(D/M_i)$. Esta última cantidad se denomina verosimilitud, \mathcal{L} .

Particularizando a nuestro problema, la función que debemos maximizar es

$$\mathcal{L} = P(D/M_i) = \frac{1}{(2\pi)^{-N_p/2}|V|^{1/2}} \exp\{-D^T V^{-1} D / 2\}, \quad (\text{D.8})$$

que es equivalente a maximizar

$$\mathcal{L} \propto \exp\left\{-\frac{1}{2}D^T V^{-1} D - \frac{1}{2}|V|\right\}, \quad (\text{D.9})$$

así como

$$\ln \mathcal{L} \propto -[D^T V^{-1} D + |V|]. \quad (\text{D.10})$$

El procedimiento clásico que se sigue para determinar el espectro de potencias de la RCM que maximiza las expresiones D.8, D.9 y D.10, consta de los siguientes pasos:

1. El rango de escalas angulares al que sea sensible el experimento del que estemos analizando las observaciones, se divide en intervalos (*bins*), tantos como número de puntos del espectro de potencias queramos determinar. Para un nivel de ruido dado, conforme aumentemos el número de puntos que hay que estimar, aumentará la incertidumbre asociada a los valores estimados. Luego a la hora de determinar el número de puntos a estimar, hay que encontrar un compromiso entre el nivel de incertidumbre con el que queramos estimar los parámetros y el número de los mismos.
2. Para cada uno de los intervalos donde se va a estimar el espectro de potencias se fijan los valores del espectro de los que se va a evaluar su verosimilitud.
3. Para cada uno de los valores del espectro de potencias que se quieran ensayar se evalúa la expresión D.10. Para un espectro de potencias dado, el elemento de matriz V_{ij}^S viene dado por el valor de la función de correlación asociada a dicho espectro (dada por la ecuación B.4), evaluada para la distancia angular que separe los píxeles i y j . Se ha de conocer la matriz de covarianza del ruido para cada pareja de píxeles. En el caso de que el ruido sea blanco, dicha matriz es diagonal, $V_{ij}^{N_{blanco}} = \delta_{ij}\sigma_i^2$.
4. Los diferentes valores de la verosimilitud, \mathcal{L} , encontrados se interpretan como una distribución de probabilidad. Para un intervalo del espectro de potencias dado, se toma como valor del mismo, aquél que hace máxima la verosimilitud marginalizada para dicho intervalo.

D.2. Implementación de la Máxima Verosimilitud en COSMOSOMAS

A lo largo de mi tesis doctoral implementé una serie de rutinas para realizar la estimación del espectro de potencias de las anisotropías de la RCM contenidas en los datos de COSMOSOMAS, mediante la técnica de ML que he descrito en la sección anterior.

Dichas rutinas se ensayaron sobre simulaciones de observaciones de COSMOSOMAS que contenían RCM y ruido blanco. Las simulaciones fueron realizadas según se ha descrito en el apéndice B. Aunque el cálculo resultaba lento, se obtuvieron resultados satisfactorios. La inversión de la matriz de covarianza, necesaria para evaluar su determinante ($|V|$) es un proceso que requiere mucho tiempo, siendo proporcional al número de píxeles al cubo incluidos en el cálculo de la verosimilitud. El tamaño de matrices que sería necesario invertir al aplicar esta técnica a las observaciones de las misiones espaciales WMAP y PLANCK hace inviable este método, por lo que en los últimos años se han propuesto muchas alternativas a esta técnica (véase por ejemplo Szapudi et al. 2001). En nuestro caso para que el tiempo de cálculo no fuera demasiado largo y pudieramos aplicar la técnica para diversas simulaciones, se optó por proyectar los mapas de COSMOSOMAS en píxeles cuadrados de 1° de lado, y restringir el cálculo una región de alta latitud galáctica, de 131° de cobertura en ascensión recta y 11° en declinación.

En la figura D.1 y en la tabla D.1 se presentan los valores del espectro de potencias de la RCM estimados mediante la técnica de máxima verosimilitud, aplicada a simulaciones de observaciones de COSMOSOMAS que contenían RCM y ruido blanco de $92\ \mu\text{K}/\text{píxel}$ de 1° . En estas simulaciones se han sustraído los seis primeros armónicos de cada ciclo, para tener en cuenta el filtrado que efectuamos a los datos de COSMOSOMAS. Estos resultados

Tabla D.1: Valores del espectro de potencias de las anisotropías de la RCM estimados aplicando la técnica de la máxima verosimilitud sobre una simulación de observaciones de COSMOSOMAS de la RCM y ruido blanco de $92 \mu\text{K}/\text{píxel}$, píxeles cuadrados de 1° de lado.

<i>bin</i>	$\ell_{efectivo}$	$\text{BP}^{1/2} (\mu\text{K})$
[2, 90]	62	38_{-9}^{+5}
[91, 40]	111	50_{-9}^{+10}
[141, 300]	176	71_{-18}^{+16}

permiten apreciar la potencia de esta técnica, ya que aunque el nivel de ruido era más de tres veces superior a la señal de las anisotropías de la RCM ($\sim 30 \mu\text{K}$ a causa del filtrado de los datos), es capaz de dar estimaciones no sesgadas de su espectro de potencias.

La razón por la que no se han podido aplicar estos programas sobre los mapas de COSMOSOMAS que se han analizado en esta tesis, es que el ruido que presenta el instrumento dista de ser ruido blanco (véase la sección 4.5).

En el caso de que el ruido presente en un instrumento no sea blanco la matriz de covarianza del ruido deja de ser diagonal, y para realizar una estimación del espectro de potencias de la RCM es necesario conocer con gran precisión dicha matriz.

Se ha dedicado mucho tiempo y esfuerzo a tratar de encontrar una forma de estimar la matriz de covarianza asociada al ruido de nuestro instrumento, pero en el tiempo de duración de mi tesis no he logrado encontrar un método satisfactorio.

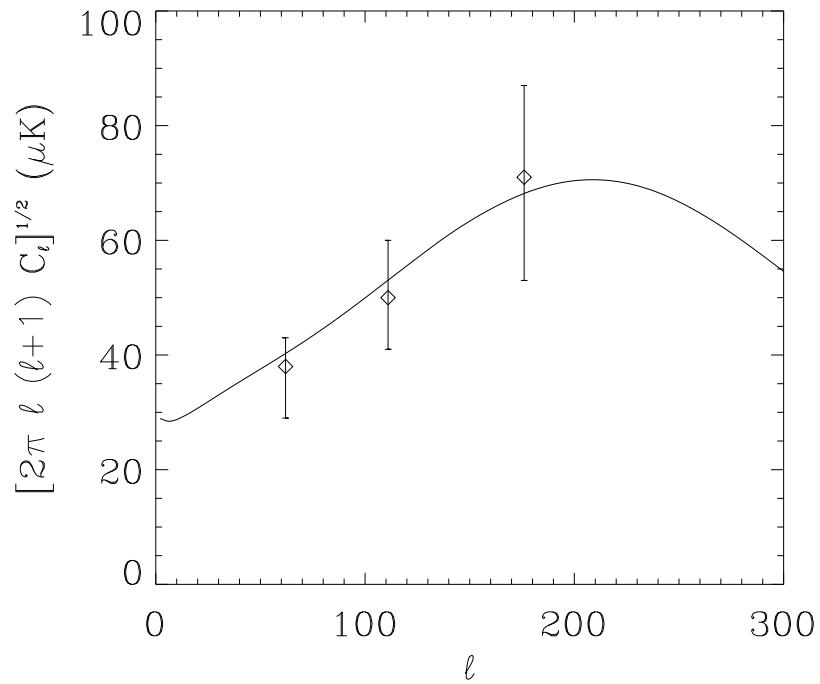


Figura D.1: Valores del espectro de potencias de las anisotropías de la RCM estimados aplicando la técnica de la máxima verosimilitud sobre una simulación de observaciones de COSMOSOMAS de la RCM y ruido blanco de $92 \mu\text{K}/\text{píxel}$, píxeles cuadrados de 1° de lado. Las barras de error asociada a cada punto se han evaluado al 68% de nivel de confianza. La línea continua corresponde al espectro de las anisotropías de la RCM con el que se generó la simulación.

Referencias

- Aizu, K., Inoue, M., Tabara, H., & Kato, T. 1987, in IAU Symp. 124: Observational Cosmology, 565
- Allen, C. 1963, Astrophysical Quantities (University of London)
- Arendt, R. G., et al. 1998, ApJ, 508, 74
- Baars, J., Genzel, R., I.K., P., & Witzel, A. 1977, A&A, 61, 99
- Baker, J. R., Green, A. J., & Landecker, T. L. 1975, A&A, 44, 173
- Banday, A. J., Dickinson, C., Davies, R. D., Davis, R. J., & Górski, K. M. 2003, MNRAS, 345, 897
- Bennett, C. L., et al. 1996, ApJ, 464, 1
- Bennett, C. L., et al. 2003a, ApJS, 148, 1
- Bennett, C. L., et al. 2003b, ApJS, 148, 97
- Benoît, A., et al. 2003, A&A, 399, L19
- Benoît, A., et al. 2003a, A&A, 399, L19
- Benoît, A., et al. 2003b, A&A, 399, L25
- Benoît, A., et al. 2002, Astroparticle Physics, 17, 101
- Berkhuijsen, E. M. 1972, A&AS, 5, 263
- Boulanger, F., & Péault, M. 1988, ApJ, 330, 964
- Brophy, J. J. 1966, Basic Electronics for Scientist (McGraw-Hill company)
- Corey, B., & Wilkinson, D. 1976, Bull. Am. Astron. Soc., 8, 351
- Danese, L., & Partridge, R. 1989, ApJ, 342, 604
- Davies, R. D., et al. 1996, MNRAS, 278, 883
- Davies, R. D., Lasenby, A., Watson, R. A., Daintree, E. J., Hopkins, J., Beckman, J., Sánchez-Almeida, J., & Rebolo, R. 1987, Nature, 326, 462
- Davies, R. D., Watson, R. A., & Gutiérrez, C. M. 1996, MNRAS, 278, 925
- de Bernardis, P., et al. 2000, Nature, 404, 955
- de Oliveira-Costa, A., Kogut, A., Devlin, M., Netterfield, C., Page, L. A., & Wollack, E. 1997, ApJ, 582, L17

- de Oliveira-Costa, A., Tegmark, M., Davies, R. D., Gutierrez, C. M., Lasenby, A. N., Rebolo, R., & Watson, R. A. 2003, ArXiv Astrophysics e-prints
- de Oliveira-Costa, A., et al. 2002, ApJ, 567, 363
- de Oliveira-Costa, A., Tegmark, M., Gutiérrez, C. M., Jones, A. W., Davies, R. D., Lasenby, A., Rebolo, R., & Watson, R. A. 1999, ApJ, 527, L9
- de Oliveira-Costa, A., Tegmark, M., Page, L., & Boughn, S. 1998, ApJ, 509, L9
- Dekel, A., & Ostriker, J. 1999, Book Review: Formation of structure in the universe (Cambridge U Press)
- Delabrouille, J., Cardoso, J.-F., & Patanchon, G. 2003, MNRAS, 346, 1089
- Dempster, A., Laird, N., & Rubin, D. 1977, Journal of the Royal Statistical Society B, 39, 1
- Dennison, B., Simonetti, J. H., & Topasna, G. A. 1998, Publications of the Astronomical Society of Australia, 15, 147
- Dicker, S. 1998, PhD Thesis: 'A 33 GHz interferometer for observations of the Microwave Background' (Department of Physics & Astronomy, University of Manchester)
- Dicker, S., et al. 1999, MNRAS, 309, 750
- Draine, B. T., & Lazarian, A. 1998, ApJ, 494, L19
- Draine, B. T., & Lazarian, A. 1999, in ASP Conf. Ser. 181: Microwave Foregrounds, 133
- Femenía-Castellá, B. 1998, Tesis doctoral: 'Millimetric Ground-Based Observations of CMB Anisotropy' (Universidad de La Laguna)
- Fernández-Cerezo, S. 2001, Memoria de Investigación: 'COSMOSOMAS: Un experimento para la medida de anisotropías en la RCM en escalas angulares intermedias' (Universidad de La Laguna)
- Finkbeiner, D. P. 2003, ApJS, 146, 407
- Fixsen, D. J., Cheng, E. S., Gales, J. M., Mather, J. C., Shafer, R. A., & Wright, E. L. 1996, ApJ, 473, 576
- Franceschini, A., Toffolatti, L., Danese, L., & De Zotti, G. 1989, ApJ, 344, 35
- Gallegos, J., Macías-Perez, J. F., Gutiérrez, C. M., Rebolo, R., Watson, Hoyland, R., & Fernández-Cerezo, S. 2001, MNRAS, 327(4), 1178
- Gallegos, J. E. 1998, Proyecto de tesis doctoral: 'Emisión galáctica en longitudes de onda centimétricas y su efecto en el cartografiado de las fluctuaciones de la radiación cósmica de microondas' (Universidad de La Laguna)
- Ganga, K., Cheng, E., Meyer, S., & Page, L. 1993, ApJ, 410, L57
- Gaustad, J. E., McCullough, P. R., Rosing, W., & Van Buren, D. 2001, PASP, 113, 1326
- Grainge, K., et al. 2003, MNRAS, 341, L23
- Guth, A. H. 1981, Phys. Rev. D, 23, 347
- Gutiérrez, C. M., Rebolo, R., Watson, R. A., Davies, R. D., Jones, A. W., & Lasenby, A. 2000, ApJ, 529, 47

- Gutiérrez de la Cruz, C. M., Davies, R. D., Rebolo, R., Watson, R. A., Hancock, S., & Lasenby, A. 1995, ApJ, 442, 10
- Haffner, R., Reynolds, R., & Tufte, S. 1999, ApJ, 523, 223
- Halverson, N. W., et al. 2002, ApJ, 568, 38
- Hanany, S., et al. 2000, ApJ, 545, L5
- Hancock, S., Davies, R., Lasenby, A., Gutiérrez de La Cruz, C., Watson, R., Rebolo, R., & Beckman, J. 1994, Nature, 367, 333
- Hancock, S., Gutiérrez, C. M., Davies, R., Lasenby, A., Rocha, G., Rebolo, R., Watson, R., & Tegmark, M. 1997, MNRAS, 289, 505
- Harrison, D. L., et al. 2000, MNRAS, 316, L24
- Haslam, C., Stoffel, H., Salter, C. J., & Wilson, W. E. 1982, A&AS, 47, 1
- Herranz, D., Gallegos, J., Sanz, J. L., & Martínez-González, E. 2002a, MNRAS, 334, 533
- Herranz, D., Sanz, J. L., Barreiro, R. B., & Martínez-González, E. 2002b, ApJ, 580, 610
- Hinshaw, G., et al. 2003, ApJS, 148, 135
- Hu, W., & Dodelson, S. 2002, ARA&A, 40, 171
- Jonas, J. L., Baart, E. E., & Nicolson, G. D. 1998, MNRAS, 297, 977
- Kogut, A. 1997, AJ, 114, 1127
- Kogut, A., Banday, A. J., Bennett, C. L., Gorski, K. M., Hinshaw, G., & Reach, W. T. 1996a, ApJ, 460, 1
- Kogut, A., Banday, A. J., Bennett, C. L., Gorski, K. M., Hinshaw, G., Smoot, G. F., & Wright, E. I. 1996b, ApJ, 464, L5
- Kogut, A., et al. 2003, ApJS, 148, 161
- Kovac, J. M., Leitch, E. M., Pryke, C., Carlstrom, J. E., Halverson, N. W., & Holzapfel, W. L. 2002, Nature, 420, 772
- Kühr, H., Witzel, A., Pauliny-Toth, I. I. K., & Nauber. 1981, A&A, 45, 367
- Lachièze-Rey, M., & Gunzig, E. 1999, The Cosmological Background Radiation (Cambridge University Press)
- Lawson, K. D., Mayer, C. J., Osborne, J. L., & Parkinson, M. L. 1987, MNRAS, 225, 307
- Leitch, E. M., Readhead, A. C. S., Pearson, T. J., & Myers, S. T. 1997, ApJ, 486, L23
- Lim, M. A., et al. 1996, ApJ, 469, L69
- Lineweaver, C., et al. 1995, ApJ, 448, 482
- Longair, M. S. 1994, High energy astrophysics. Vol.2: Stars, the galaxy and the interstellar medium (Cambridge: Cambridge University Press, —c1994, 2nd ed.)
- Luenberger, D. G. 1973, Introduction to Linear ans Non-linear Programming (Addison-Wesley, Reading, MA)

- Lynn, P., & Fuerst, W. 1989, Digital signal processing with computer applications (John Wiley - Sons)
- Macías-Pérez, J. 2001, Tesis Doctoral: 'Cosmic Microwave Background at Intermediate Angular Scales' (University of Manchester)
- Mather, J. 1994, ApJ, 420, 439
- McCullough, P. R. 1997, AJ, 113, 2186
- Melhuish, S. J., Davies, R. D., Davis, A., R. J. and Morgan, Daintree, E. J., Hernández-Gonzales, P. J., Giardino, G., & Hopkins, J. 1997, MNRAS, 286, 48
- Milogradov-Turin, J. 1984, MNRAS, 208, 379
- Muciaccia, P., Natoli, P., & Vittorio, N. 1997, ApJ, 488, 63
- Mukherjee, P., Jones, A. W., Kneissl, R., & Lasenby, A. 2001, MNRAS, 320, 224
- Onaka, T., Yamamura, I., Tanabe, T., Roellig, T. L., & Yuen, L. 1996, PASJ, 48, L59
- Padin, S., et al. 2001, ApJ, 549, L1
- Partridge, R. 1995, 3K: The Cosmic Microwave Background Radiation (Cambridge University Press)
- Patanchon, G. 2003, Tesis Doctoral: 'Analyse multi-composantes d'observations du fond diffus cosmologique' (Université París 6)
- Pauliny-Toth, I. K., & Shakeshaft, J. R. 1962, MNRAS, 124, 61
- Peebles, P. J. E. 1993, Principles of Physical Cosmology (Princeton University Press)
- Penzias, A., & Wilson, R. W. 1965, ApJ, 142, 419
- Piccirillo, L., et al. 1997, ApJ, 475, L77
- Rebolo, R., et al. 2004, MNRAS, 353, 747
- Reich, P., & Reich, W. 1986, A&AS, 63, 205
- Reif, K. 1985, Bulletin d'Information du Centre de Donnees Stellaires, 28, 65
- Rohlfs, K. 1986, Tools of Radio Astronomy (Springer-Verlag)
- Romeo, G., Ali, S., Femenia, B., Limon, M., Piccirillo, L., Rebolo, R., & Schaefer, R. 2001, ApJ, 548, L1
- Rubiño-Martín, J. A., et al. 2003, MNRAS, 341, 1084
- Rubiño-Martín, J. 2002, Tesis Doctoral: 'An interferometric study of the cosmic microwave background anisotropies' (Universidad de La Laguna)
- Sachs, R., & Wolfe, A. 1967, ApJ, 147, 73
- Scheuer, P. A. G. 1957, Proc. Camb. Phil. Soc, 53, 764
- Scott, D., Srednicki, M., & White, M. 1994, ApJ, 421, L5
- Scott, P. F., et al. 2003, MNRAS, 341, 1076
- Seljak, U., & Zaldarriaga, M. 1996, ApJ, 469, 437
- Slosar, A., et al. 2003, MNRAS, 341, L29

- Smoot, G., et al. 1992, ApJ, 396, 1
- Smoot, G. F. 1999, in ASP Conf. Ser. 181: Microwave Foregrounds, 61
- Stickle, M., Meisenheimer, K., & Kühr, H. 1994, AAS, 105, 211
- Sunyaev, R., & Zel'dovich, Y. B. 1980, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 18, 537
- Szapudi, I., Prunet, S., Pogosyan, D., Szalay, A., & Bond, J. R. 2001, ApJ, 548, L115
- Tanaka, M., Matsumoto, T., Murakami, H., Kawada, M., Noda, M., & Matsuura, S. 1996, PASJ, 48, L53
- Taylor, A. C., Grainge, K., Jones, M. E., Pooley, G. G., Saunders, R. D. E., & Waldram, E. M. 2001, MNRAS, 327, L1
- Toffolatti, L., Argüeso Gomez, F., de Zotti, G., Mazzei, P., Franceschini, A., Danese, L., & Burigana, C. 1998, MNRAS, 297, 117
- Toffolatti, L., De Zotti, G., Argüeso, F., & Burigana, C. 1999, Microwave Foregrounds, ASP Conference Series 181, p.153 (ed. A. de Oliveira-Costa and M. Tegmark)
- Turtle, A. J., & Baldwin, J. E. 1962, MNRAS, 124, 459
- Watson, R., de La Cruz, C., Davies, R., Lasenby, A., Rebolo, R., Beckman, J., & Hancock, S. 1992, Nature, 357, 660
- Watson, R. A., et al. 2003, MNRAS, 341, 1057
- Weinberg, S. 1972, Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity (Wiley & Sons)
- White, M., Krauss, L., & Silk, J. 1993, ApJ, 418, 535
- White, M., & Srednicki, M. 1995, ApJ, 443, 6
- Wright, E., et al. 1991, ApJ, 381, 200
- Zammit, C. C., & Ade, P. A. R. 1981, Nature, 293, 550