

DEPARTAMENTO DE ASTROFÍSICA

Universidad de La Laguna

---

CONSTRUCCIÓN DE MAPAS Y ESTIMACIÓN  
DE ESPECTROS DE POTENCIAS  
PARA EL EXPERIMENTO QUIJOTE.  
APLICACIÓN A LOS DATOS DEL INSTRUMENTO MFI.

---

Memoria que presenta Alba Eva Peláez Santos  
para optar al grado de Doctor  
por la Universidad de La Laguna



INSTITUTO DE ASTROFISICA DE CANARIAS  
septiembre de 2019

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

Fecha de examen: 15 de octubre, 2019  
Supervisor de la tesis: Dr. José Alberto Rubiño Martín

© Alba Eva Peláez Santos 2019

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
*Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>*

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

---

iii

*A Tina,  
que sabía todo lo que necesitaba saber.*

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40



Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
*Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>*

Identificador del documento: 2126568      Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

## Resumen

En esta tesis se han abordado varios de los pasos necesarios para el procesamiento de los datos de un experimento de polarización del Fondo Cósmico de Microondas (FCM), enfocándolos a la explotación científica del experimento QUIJOTE. En particular se han analizado los primeros datos científicos obtenidos con el Instrumento Multifrecuencias (MFI), en el rango 10-20 GHz.

Se ha realizado el primer estudio de las propiedades del ruido del MFI, correspondiente al primer período de observación del instrumento, mediante el modelado de los espectros de potencias de los datos ordenados en tiempo. Se ha comprobado que la obtención de las medidas de polarización mediante sustracción de canales es una estrategia efectiva en la reducción de la componente  $1/f$  del ruido, conduciendo a una disminución de la frecuencia de corte en unos dos órdenes de magnitud respecto a los canales individuales (desde  $f_k \sim 40$  Hz hasta  $f_k = 0.1 - 0.5$  Hz), de tal forma que el ruido correlacionado apenas afecta a las medidas de polarización. Se ha establecido un método para estudiar la estabilidad de los parámetros a lo largo de la vida del experimento, promediando los espectros de potencias entre activaciones del diodo de calibración (método de Bartlett). Se ha encontrado que las altas frecuencias son las que presentan mayor dispersión en los parámetros, probablemente debido a las contribuciones de atmósfera.

Se ha implementado y verificado un código de construcción de mapas para QUIJOTE, basado en la eliminación de líneas de base, que se ha empleado en la segunda (Génova-Santos et al. 2017) y tercera (Poidevin et al. 2019) publicaciones científicas de la colaboración. El código demuestra ser eficaz para reducir la componente  $1/f$  del ruido y reconstruye la emisión difusa y las fuentes puntuales mejor que si se utiliza únicamente un filtro de mediana para eliminar esta componente. Se ha encontrado que el nivel de ruido recuperado por el código es aproximadamente un factor 2 el del ruido blanco para polarización (con  $f_k = 0.3$  Hz), y un factor 5 para intensidad (con  $f_k = 50$  Hz), en el caso de una velocidad de escaneo de  $1^\circ/s$  en cielo. Estos resultados concuerdan con lo observado en los datos reales. En el modo nominal de observación se ha comprobado con simulaciones que tanto en intensidad como en polarización el residuo de los mapas se encuentra varios órdenes de magnitud por debajo de la señal en el rango de multipolos relevantes para el experimento ( $l \sim 10 - 200$ ).

Se ha implementado un código de pseudo-Cl estándar para la estimación de espectros de potencias, aplicándolo a simulaciones del FCM con máscaras binarias. Se ha comprobado que en el caso de observar una fracción suficiente de cielo ( $f_{sky} \gtrsim 0.3$ ) los modos B podrían recuperarse en ciertos multipolos  $l > 30$ , pero en casos en que la región observada es pequeña se recomendaría y

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

sería viable la implementación de un método de máxima verosimilitud (QML). Se ha comprobado que para el caso de máscaras binarias el método de “pseudo” funciones de correlación para la estimación de espectros de potencias, en la implementación PolSpice desarrollada por Chon et al. (2004), devuelve estimadores idénticos a los del método de pseudo-Cl con el mismo error (Hinshaw et al. 2007). Se ha implementado una mejora del código de pseudo-Cl estándar que admite un bineado, que se ha utilizado para generar los espectros de potencias en polarización a 11 GHz a partir del mapa nominal del MFI, con máscaras apodizadas que cubren prácticamente toda el área observable por QUIJOTE ( $f_{sky} \sim 0.3-0.4$ ). Los resultados obtenidos son coherentes con la predicción para el sincrotrón galáctico (Planck Collaboration et al. 2016c) y, en consistencia con resultados obtenidos por otros grupos (Krachmalnicoff et al. 2018; Planck Collaboration et al. 2016h), se obtiene evidencia de que los modos E tienen más potencia que los B, con  $\langle EE \rangle / \langle BB \rangle_{l=20-70} = 1.5 \pm 0.2$ . Este efecto parece acrecentarse cuando sólo se consideran altas latitudes galácticas.

Por último, se han presentado los primeros mapas de la región galáctica conocida como “Fan” con datos del MFI, y se han realizado análisis de correlaciones sobre ellos, obteniéndose que el ajuste en intensidad está dominado por la alta emisión libre-libre de las regiones HII (W3, W4, W5). En las frecuencias del MFI se obtuvieron valores del índice espectral ligeramente superiores a -2, lo que es indicativo de la presencia de Emisión Anómala de Microondas (AME). Los valores obtenidos entre 19 GHz y los mapas de *WMAP* ( $\beta \sim -2.6$ ) son similares a los obtenidos por Vidal et al. (2015) en las bandas de K y Ka a partir de medidas de intensidad polarizada, lo que confirmaría que la mayor parte de la emisión difusa en la región está polarizada. En el caso de intensidad polarizada, los valores obtenidos con la frecuencia de 13 GHz de QUIJOTE arrojan índices muy pronunciados,  $\beta_P^{13-23} = -3.35 \pm 0.08$ ,  $\beta_P^{13-33} = -3.26 \pm 0.07$ , más propios de latitudes más altas (Fuskeland et al. 2014), lo que podría ser indicativo de contribución de rayos cósmicos extragalácticos. Se ha estudiado mediante fotometría de apertura la emisión en la región HII W5 presente en el área observada, llegándose a que en intensidad la distribución espectral de energía ajusta bien a un modelo con tres componentes: libre-libre, emisión térmica del polvo, y AME, siendo la primera vez que esta última componente se detecta en la región. El máximo del AME se obtendría alrededor de los 32 GHz, y el “turn-over” de la emisión se produciría alrededor de unos 11 GHz, la frecuencia más baja del MFI. Se ha ajustado la SED del remanente de supernova 3C 58 (también presente en la región) a una componente de sincrotrón con un modelo curvado, obteniéndose un índice  $\beta = -0.05 \pm 0.03$  y un ángulo de polarización de  $\gamma = 10.3 \pm 0.9^\circ$ , ambos valores compatibles con los obtenidos por *WMAP* (Weiland et al. 2011).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

## Summary

In this thesis we have covered several of the necessary steps for the processing of the data of a Cosmic Microwave Background (CMB) polarization experiment, focusing them on the scientific exploitation of the QUIJOTE experiment. In particular, the first scientific data obtained with the Multifrequency Instrument (MFI), in the 10-20 GHz range, have been analyzed.

We have performed the first study of the noise properties of the MFI, corresponding to the first epoch of the instrument, through modelling of the Time Ordered Data power spectra. We have verified that subtracting channels in order to get the polarization measurements leads to an effective reduction of the  $1/f$  component of the noise, in around two orders of magnitude (from  $f_k \sim 40$  Hz to  $f_k = 0.1 - 0.5$  Hz), in such a way that correlated noise does not affect significantly polarization measurements. We have established a method to analyse the stability of the noise parameters through the experiment's lifetime, averaging the power spectra between activations of the calibration diode (Bartlett's method). We have found that in the highest frequencies the parameters have larger dispersion, probably due to atmospheric contribution.

We have implemented and tested a mapmaking code for QUIJOTE, which is based on the destriping technique. The code has already been used in the second (Génova-Santos et al. 2017) and third (Poidevin et al. 2019) scientific publications of the collaboration. The code proves to be effective in reducing the  $1/f$  component of the noise and performs better than a median filter in reconstructing diffuse emission and point sources. We have found that the noise level recovered by the algorithm is approximately a factor of 2 the white noise level for polarization (with  $f_k = 0.3$  Hz), and a factor of 5 for intensity (con  $f_k = 50$  Hz), in the case of a scanning speed of  $1^\circ/s$  on the sky. These results agree with what has been found in real data. In the nominal mode we have verified with simulations that both in intensity and polarization the residual is several orders of magnitude below the signal in the multipole range relevant for the experiment ( $l \sim 10 - 200$ ).

We have implemented a standard pseudo-Cl algorithm for power spectra estimation, testing it on CMB simulations with binary masks. We have found that in the case of observing a sufficient fraction of sky ( $f_{sky} \gtrsim 0.3$ ) the B modes could be recovered in certain multipoles  $l > 30$ , but in cases when the observed region is small the implementation of a maximum likelihood method (QML) would be more suitable. It has been verified that for the case of binary masks the method of "pseudo" correlation functions for the estimation of power spectra, in the PolSpice implementation developed by Chon et al. (2004), returns estimators identical to those of the method of pseudo-Cl with the same

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

error (Hinshaw et al. 2007). An improvement of the standard pseudo-Cl code that supports a binning of the power spectrum has been implemented, and it has been used to produce the power spectra in polarization at 11 GHz from the nominal map of the MFI, with apodized masks that cover practically all the observable area by QUIJOTE. The results obtained are coherent with the prediction for galactic synchrotron (Planck Collaboration et al. 2016c) and, in consistency with results obtained by other groups (Krachmalnicoff et al. 2018; Planck Collaboration et al. 2016h), we find evidence that the E-modes have more power than the B ones, with  $\langle EE \rangle / \langle BB \rangle_{l=20-70} = 1.5 \pm 0.2$ . This effect seems to increase when only high galactic latitudes are considered.

The first maps of the galactic region known as “Fan” with data from the MFI have been presented, and correlation analysis have been performed on them, obtaining that the fit in intensity is dominated by the high free-free emission from the HII regions (W3, W4, W5). In the MFI frequencies, values of the spectral index slightly higher than -2 were obtained, which is indicative of the presence of anomalous microwave emission (AME). The values obtained between 19 GHz and the maps of *WMAP* ( $\beta \sim -2.6$ ) are similar to those obtained by Vidal et al. (2015) in the K and Ka bands from measurements of polarized intensity, which would confirm that most of the diffuse emission in the region is polarized. In the case of polarized intensity, the values obtained with the 13 GHz frequency of QUIJOTE show very steep indices,  $\beta_P^{13-23} = -3.35 \pm 0.08$ ,  $\beta_P^{13-33} = -3.26 \pm 0.07$ , more typical of higher latitudes (Fuskeland et al. 2014), which could be indicative of the contribution from extragalactic cosmic rays. The emission from the HII region W5 has been studied by means of aperture photometry, obtaining that in intensity its spectral energy distribution fits well to a model with three components: free-free, thermal dust emission, and AME, being the first time that this later component is detected in this region. The maximum of the AME is obtained around 32 GHz, and the turnover of the emission would occur around 11 GHz, the lowest frequency of the MFI. The SED of the supernova remnant 3C 58 (also present in the region) has been adjusted to a synchrotron component with a curved model, obtaining an index  $\beta = -0.05 \pm 0.03$  and a polarization angle of  $\gamma = 10.3 \pm 0.9^\circ$ , being both values compatible with those obtained by *WMAP* (Weiland et al. 2011).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

## Índice general

<b>1. El Fondo Cósmico de Microondas</b>	<b>1</b>
1.1. Contexto histórico . . . . .	1
1.2. El Modelo Estándar en Cosmología . . . . .	3
1.2.1. Descripción del Universo observable . . . . .	3
1.2.2. Generación del FCM . . . . .	4
1.2.3. Crecimiento de inhomogeneidades. Inflación . . . . .	5
1.3. Anisotropías del FCM . . . . .	7
1.3.1. Espectro de potencias del FCM . . . . .	11
1.4. Polarización del FCM . . . . .	13
1.4.1. Descripción de la polarización del FCM: modos E y modos B . . . . .	14
1.4.2. Observaciones de la polarización del FCM . . . . .	19
1.5. Contaminantes del FCM . . . . .	20
1.6. Fuentes de error en la determinación del espectro de potencias . . . . .	27
1.7. Motivación de la tesis . . . . .	30
1.8. Estructura y objetivos científicos de la tesis . . . . .	31
<b>2. El experimento QUIJOTE</b>	<b>33</b>
2.1. Descripción . . . . .	33
2.2. Objetivos científicos . . . . .	40
2.3. Instrumento Multifrecuencias (MFI) . . . . .	41
2.3.1. Respuesta del MFI . . . . .	43
2.3.2. Modificaciones del MFI . . . . .	49
2.4. Calibración del MFI . . . . .	50
2.4.1. Calibradores astronómicos: Tau A y Cas A . . . . .	50
2.4.2. Haces y bandas espectrales . . . . .	52
2.4.3. Modelo de ganancia. Diodo de calibración . . . . .	56
2.4.4. Calibración en temperatura/flujo absoluto . . . . .	56

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

x

2.4.5. Calibración del ángulo de polarización . . . . .	58
<b>3. Caracterización de las propiedades del ruido del MFI</b>	<b>63</b>
3.1. Ruido de los detectores . . . . .	63
3.2. Espectro de potencias del ruido en el dominio temporal . . . . .	64
3.3. Ajuste del espectro de potencias . . . . .	67
3.3.1. Modelo analítico . . . . .	67
3.3.2. Método de ajuste . . . . .	67
3.3.3. Datos utilizados . . . . .	69
3.4. Resultados . . . . .	70
3.4.1. Canales individuales . . . . .	70
3.4.2. Sustracción de canales . . . . .	73
3.4.3. Estabilidad de los parámetros . . . . .	79
3.5. Conclusiones . . . . .	83
<b>4. Construcción de mapas para el experimento QUIJOTE</b>	<b>95</b>
4.1. Construcción de mapas de intensidad y polarización a partir de datos ordenados en tiempo de experimentos del FCM . . . . .	95
4.1.1. Caso de ruido no correlacionado: intensidad . . . . .	97
4.1.2. Caso de ruido no correlacionado: polarización . . . . .	98
4.2. Técnica de eliminación de franjas . . . . .	100
4.2.1. Método del gradiente conjugado . . . . .	102
4.3. Descripción del código de construcción de mapas . . . . .	104
4.4. Validación del código de construcción de mapas . . . . .	106
4.4.1. Observaciones en modo ráster . . . . .	106
4.4.2. Modo Nominal . . . . .	121
4.5. Conclusiones . . . . .	124
<b>5. Estimación de espectros de potencias de polarización del FCM131</b>	
5.1. Estimadores de espectros de potencias de polarización del FCM	131
5.2. Método basado en los pseudo-Cl estándar y función de correlación	133
5.2.1. Definición de los pseudo-Cl estándar . . . . .	133
5.2.2. Estimador de PCL con ruido . . . . .	135
5.2.3. Análisis con simulaciones . . . . .	136
5.2.4. PolSpice: estimador basado en la función de correlación (CF) . . . . .	137
5.2.5. Error mínimo de un estimador . . . . .	138
5.3. Aplicación de los métodos de pseudo-Cl estándar a simulaciones	139
5.3.1. Aplicación con $f_{sky}$ pequeño . . . . .	147
5.4. Aplicación a mapas nominales del MFI . . . . .	152

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS Fecha: 13/09/2019 19:35:01  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN 13/09/2019 23:46:40  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

5.5. Conclusiones y trabajo futuro . . . . .	154
<b>6. Observaciones con el MFI en la región de Fan</b>	<b>159</b>
6.1. La región de Fan . . . . .	159
6.2. Datos observacionales . . . . .	164
6.3. Construcción de mapas . . . . .	164
6.4. Índice espectral de la emisión difusa mediante correlaciones . .	170
6.4.1. Intensidad . . . . .	172
6.4.2. Intensidad polarizada . . . . .	173
6.5. Análisis de la emisión en W5 y 3C 58 . . . . .	176
6.5.1. Estimación de flujos mediante fotometría de apertura . .	176
6.5.2. Estudio de W5 . . . . .	182
6.5.3. Estudio de 3C 58 . . . . .	186
6.6. Conclusiones . . . . .	190
<b>7. Conclusiones</b>	<b>195</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>201</b>

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

## Índice de figuras

1.1. Mapa de las anisotropías en la temperatura del FCM obtenido por el satélite Planck . . . . .	10
1.2. Espectro de potencias de temperatura del FCM obtenido a partir de los mapas de Planck . . . . .	13
1.3. Criterio de signos para Q y U . . . . .	15
1.4. Sistemas de coordenadas adoptados por HEALPix y la IAU . . . . .	16
1.5. Espectros de potencias del CMB esperados en el caso de que sólo contribuyeran las perturbaciones escalares o tensoriales con $r=0.24$ . . . . .	18
1.6. Espectros de potencias EE y TE observados por Planck . . . . .	20
1.7. Espectro de potencias y cotas superiores al 95 % de confianza en el espectro de potencias de los modos B obtenidos por diversos experimentos . . . . .	21
1.8. Mapas de todo el cielo en los parámetros de Stokes I, Q y U, medidos en tres de las frecuencias de <i>Planck</i> . . . . .	22
1.9. RMS de la temperatura de brillo en función de la frecuencia en intensidad y polarización, para cada una de las componentes de la emisión galáctica y el FCM . . . . .	23
1.10. Distribución espectral de energía de la región G159.6-18.5, localizada en el complejo molecular de Perseo . . . . .	26
2.1. Imágenes del experimento QUIJOTE en el Observatorio del Teide . . . . .	35
2.2. Diseño y concepción final del telescopio QT1 . . . . .	36
2.3. Esquema electróptico, diseño original e imagen de la integración de los píxeles del TGI . . . . .	37
2.4. Predicción del espectro de potencias de la polarización de la emisión sincrotrón y la Emisión Anómala de Microondas a 30 GHz . . . . .	41
2.5. Mapa de temperatura del cielo obtenido por WMAP en la banda K (23 GHz) con 9 años de datos . . . . .	44

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

ÍNDICE DE FIGURAS

xiii

2.6. Imágenes del MFI en diversos momentos de su fabricación e instalación . . . . .	45
2.7. Esquema electróptico original del MFI . . . . .	45
2.8. Esquema electrónico de todos los detectores del MFI desde diciembre de 2015 . . . . .	50
2.9. Perfiles radiales del haz para cada una de las bocinas del MFI obtenidos a partir de la observación de un satélite . . . . .	55
2.10. Funciones ventana obtenidas a partir de los perfiles radiales del haz, para cada una de las bocinas del MFI . . . . .	55
2.11. Ejemplo de la señal de calibración del diodo . . . . .	57
2.12. Mapas de Crab en $Q$ y $U$ a 17 GHz con el MFI y a 23 GHz con datos de 9 años de WMAP . . . . .	60
2.13. Ángulo de polarización obtenido para Tau A a partir de las medidas de $Q, U$ en mapas a 17 GHz . . . . .	61
3.1. Espectro de potencias de una observación del modo NOMINAL realizada en enero de 2013 . . . . .	65
3.2. Representación gráfica de los parámetros del ajuste del espectro de potencias a una función analítica . . . . .	68
3.3. Ejemplo de ajuste a un espectro de potencias simulado . . . . .	69
3.4. Canales $x + y$ y $x - y$ y resta de los canales $(x + y) - (x - y)$ del TOD correspondiente a un raster a elevación constante de 2.5 horas de duración sobre COSMO3, para la bocina 1 a 13 GHz .	71
3.5. Ajuste del espectro de potencias a un modelo analítico para los 8 canales de la bocina 1 del MFI . . . . .	74
3.6. Ajuste del espectro de potencias a un modelo analítico para los 8 canales de la bocina 2 del MFI . . . . .	75
3.7. Ajuste del espectro de potencias a un modelo analítico para los 8 canales de la bocina 3 del MFI . . . . .	76
3.8. Ajuste del espectro de potencias a un modelo analítico para los 8 canales de la bocina 4 del MFI . . . . .	77
3.9. Ajuste para la resta de canales $(x + y) - (x - y)$ en las cuatro bocinas del MFI . . . . .	80
3.10. Temperatura atmosférica en el cénit en función de la frecuencia para varios valores de vapor de agua precipitable (PWV), a partir del modelo ATM derivado por Pardo et al. (2001) . . . . .	83
3.11. Histogramas correspondientes a los ajustes mediante el método de Bartlett en la bocina 1 a 11 GHz de los espectros de potencias de 270 observaciones de COSMO2 y COSMO3 . . . . .	85
3.12. Mismo que la figura 3.11, para la bocina 1 a 13 GHz . . . . .	86

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

3.13. Mismo que la figura 3.11, para la bocina 2 a 17 GHz . . . . .	87
3.14. Mismo que la figura 3.11, para la bocina 2 a 19 GHz . . . . .	88
3.15. Mismo que la figura 3.11, para la bocina 3 a 11 GHz . . . . .	89
3.16. Mismo que la figura 3.11, para la bocina 3 a 13 GHz . . . . .	90
3.17. Mismo que la figura 3.11, para la bocina 4 a 17 GHz . . . . .	91
3.18. Mismo que la figura 3.11, para la bocina 4 a 19 GHz . . . . .	92
3.19. Histogramas correspondientes a los ajustes en las bocinas de baja frecuencia de los espectros de potencias de polarización mediante el método de Bartlett . . . . .	93
3.20. Mismo que la figura anterior, para las bocinas de alta frecuencia . . . . .	94
4.1. Construcción de la matriz de apuntado para el caso de un TOD de intensidad . . . . .	96
4.2. Aplicación de la matriz $\mathbf{F}$ que proyecta las amplitudes de las líneas de base sobre el TOD . . . . .	101
4.3. Fragmento de un TOD simulado al que se ha superpuesto la so- lución de las líneas de base dadas por el método de “destriping”, y sustracción de las dos componentes . . . . .	103
4.4. Esquema descriptivo del código implementado de eliminación de franjas . . . . .	107
4.5. Espectros de potencias de datos de intensidad simulados, y pro- cesados por distintos métodos . . . . .	109
4.6. Comparativa de mapas de intensidad generados a partir de obser- vaciones simuladas en la región del Fan con $f_k=15$ Hz, obtenidos con el código de “destriping” y con un filtro de mediana de 20 segundos . . . . .	111
4.7. Misma que la figura anterior, con $f_k=50$ Hz . . . . .	112
4.8. Número de veces que cada píxel del mapa ha sido observado, en escala logarítmica . . . . .	114
4.9. RMS píxel a píxel del residuo con el destriper en cada una de las regiones etiquetadas en la figura 4.8, para distintas longitudes de la líneas de base . . . . .	115
4.10. Comparativa de mapas de $Q$ generados con observaciones simu- ladas en la región del Fan con ruido blanco . . . . .	116
4.11. Misma que la figura anterior, para $U$ . . . . .	117
4.12. Comparativa de mapas de $Q$ generados con observaciones simu- ladas en la región del Fan con ruido correlacionado con $f_k=0.3$ Hz, obtenidos con el código de “destriping” y con un filtro de mediana de 20 segundos . . . . .	118
4.13. Misma que la figura anterior, para $U$ . . . . .	119

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

ÍNDICE DE FIGURAS

xv

4.14. Número de condición $rcond$ en la región observada . . . . .	121
4.15. RMS del residuo en cada una de las regiones señaladas en la figura 4.14, para distintas longitudes de la líneas de base . . . . .	122
4.16. Mapa devuelto por el código de “destriping” con datos simulados del modo nominal para el parámetro $I$ en la bocina 3 a 11 GHz, y diferencia con la señal astronómica de entrada . . . . .	124
4.17. Pseudo-espectro de potencias angular en $I$ obtenido a partir del mapa recuperado de la simulación . . . . .	125
4.18. Misma que la figura 4.16, para el parámetro $Q$ . . . . .	126
4.19. Misma que la figura 4.16, para el parámetro $U$ . . . . .	127
4.20. Pseudo-espectros de potencias angulares en los modos E y B obtenidos a partir de los mapas simulados del modo nominal en $Q$ y $U$ . . . . .	128
4.21. Mapas nominales en $I$ , $Q$ y $U$ obtenidos a 11 GHz en la bocina 3 con el MFI . . . . .	129
5.1. Máscara para el procesado de los datos del instrumento HFI de Planck . . . . .	141
5.2. Aplicación del método de pseudo-Cl a simulaciones de polarización del FCM, sin ruido instrumental, con una máscara que cubre el 80 % del cielo . . . . .	143
5.3. Cociente entre el error mínimo estimado y el devuelto por el método obtenido por Efstathiou (2006) . . . . .	144
5.4. Aplicación del método de pseudo-Cl a simulaciones de polarización del FCM, añadiendo ruido instrumental, con una máscara que cubre el 80 % del cielo . . . . .	146
5.5. Máscara binaria diseñada inicialmente para el survey cosmológico de QUIJOTE . . . . .	148
5.6. Aplicación del método de pseudo-Cl a simulaciones de polarización del FCM, sin ruido instrumental, con una máscara que considera el 20 % del cielo . . . . .	149
5.7. Aplicación del método de pseudo-Cl a simulaciones de polarización del FCM, añadiendo ruido instrumental, con una máscara que considera el 20 % del cielo . . . . .	151
5.8. Máscara utilizada para obtener el espectro de potencias de los mapas nominales del MFI . . . . .	152
5.9. Máscara utilizada para obtener el espectro de potencias de los mapas nominales del MFI, cubriendo la emisión del plano galáctico	153
5.10. Espectros de potencias de los modos E y B de polarización para los mapas nominales del MFI a 11 GHz . . . . .	155

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

6.1. Mapa de <i>WMAP</i> del parámetro de Stokes $Q$ . . . . .	160
6.2. Vista de la Galaxia desde arriba con sus brazos espirales . . . . .	160
6.3. Imagen en intensidad total y polarizada de la región entre $155 < l < 129$ obtenida por Gao et al. (2010) . . . . .	162
6.4. Mapas de la región del Fan en $I$ , obtenidos en las 4 frecuencias de QUIJOTE . . . . .	166
6.5. Mismo que la figura 6.4, para $Q$ . . . . .	167
6.6. Mismo que la figura 6.4, para $U$ . . . . .	168
6.7. Mapas de la región del Fan en $I$ , $Q$ y $U$ , obtenidos por <i>WMAP</i> . . . . .	169
6.8. Mapas de intensidad polarizada suavizados a 1 grado en el Fan, obtenidos a 11 GHz por QUIJOTE y a 23 GHz por <i>WMAP</i> . . . . .	169
6.9. Ejemplo del ajuste de “TT-plot” para intensidad . . . . .	175
6.10. Ajuste de “TT-plot” para intensidad polarizada entre la frecuencia 13 GHz de QUIJOTE y las bandas K y Ka de <i>WMAP</i> . . . . .	177
6.11. Mapas centrados en W5 en $I$ , $Q$ (centro) y $U$ , obtenidos en las 4 frecuencias de QUIJOTE . . . . .	179
6.12. Mapas centrados en 3C 58 en $I$ , $Q$ y $U$ , obtenidos en las 4 frecuencias de QUIJOTE . . . . .	180
6.13. SED en intensidad de W5 . . . . .	184
6.14. Flujo polarizado ( $PI$ ), porcentaje de polarización y ángulo de polarización en W5 . . . . .	188
6.15. SED en intensidad de 3C 58 . . . . .	189
6.16. Flujo polarizado ( $PI$ ), porcentaje de polarización y ángulo de polarización en 3C 58 . . . . .	192

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

## Índice de tablas

2.1. Experimentos del FCM en ejecución, desarrollo y planificación	34
2.2. Características de los tres instrumentos del experimento QUIJOTE	39
2.3. Número de horas de integración que ha llevado a cabo el MFI de QUIJOTE en los surveys nominal y cosmológico y en las diversas regiones galácticas de interés	42
2.4. Modelos de SED para Cas A y Tau A derivados por Weiland et al. (2011) usando los mapas de 7 años de WMAP	52
2.5. Valores del FWHM, elipticidad ( $e$ ) y ángulo sólido subtendido por el haz principal calculados para los haces del MFI	54
2.6. Factores de calibración (unidades de K/V) para el MFI, calculados sobre observaciones diarias de Cas A	59
2.7. Coordenadas galácticas, tamaño en arcominutos y flujos a 23 GHz medidos por Page et al. (2007) para Crab	61
3.1. Coordenadas centrales (J2000), amplitud en cielo, fecha y duración de la observación en COSMO3	70
3.2. Resultados del ajuste del espectro de potencias a un modelo analítico para los 32 canales del MFI	78
3.3. Resultados del ajuste sobre la resta de canales $(x + y) - (x - y)$	81
5.1. Tiempo de ejecución de los códigos de pseudo-CI y PolSpice	147
6.1. Fuentes en la región del Fan estudiada	163
6.2. Coordenadas centrales, amplitud del escaneado en coordenadas de cielo y horas empleadas en la observación del Fan	165
6.3. RMS por haz de un grado en los mapas del Fan en $I, Q, U$	170
6.4. RMS por haz de un grado en los mapas del Fan en $I, Q, U$ , calculados alrededor de 3C 58	171

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

6.5. Resultados del análisis de “TT-plot” . . . . .	174
6.6. Flujos en intensidad calculados con fotometría de apertura en las fuentes W5 y 3C 58 . . . . .	181
6.7. Parámetros del ajuste multicomponente a la SED en intensidad total de W5 . . . . .	184
6.8. Coordenadas de las 6 regiones utilizadas para calcular el error en las medidas de los flujos en $Q$ y $U$ de W5 . . . . .	185
6.9. Flujos en $Q$ y $U$ extraídos mediante fotometría de apertura en W5	187
6.10. Parámetros del ajuste a una función de sincrotrón curvado de la SED en intensidad total de 3C 58 . . . . .	190
6.11. Flujos en $Q$ y $U$ extraídos mediante fotometría de apertura en 3C 58 . . . . .	191

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

# 1

## El Fondo Cósmico de Microondas

El Fondo Cósmico de Microondas (FCM) es una de las herramientas fundamentales de la Cosmología moderna. Desde la primera medición de sus anisotropías en 1992, las técnicas observacionales y de análisis no han dejado de perfeccionarse en un esfuerzo por alcanzar mayor precisión. En esta tesis se describe el procedimiento general que lleva de los datos crudos obtenidos por un experimento de polarización del FCM hasta los resultados con implicaciones cosmológicas, analizando y resolviendo algunos de los retos que se presentan y que pueden comprometer dicha precisión. En concreto, este trabajo estará centrado en los datos obtenidos por QUIJOTE. Este experimento, diseñado para operar en el rango de frecuencias de 10-40 GHz, es uno de los esfuerzos observacionales dedicados a la caracterización de la polarización de las anisotropías del FCM, en particular a la detección de las ondas gravitacionales primordiales si estas tienen una amplitud  $r \geq 0.05$ .

### 1.1. Contexto histórico

La primera detección del FCM fue realizada de manera fortuita en 1964 por A. Penzias y W. Wilson en los laboratorios Bell con una antena de comunicaciones (Penzias & Wilson 1965). Detectaron una señal isotrópica, sin variación temporal, y que en longitudes de onda  $1 \text{ cm} < \lambda < 1 \text{ m}$  corresponde a un espectro de cuerpo negro a una temperatura de 3.5 K. Dicha señal fue inmediatamente interpretada como una huella del modelo *Hot Big Bang*, introducido por Gamow (1946) cuando estudiaba la nucleosíntesis primordial. Este postula que el Universo era inicialmente un plasma muy denso y caliente, cuya temperatura

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

descendió gracias a la expansión hasta un punto, unos 380000 años después del Big Bang, en que protones y electrones pudieron combinarse y formar hidrógeno neutro (la llamada “recombinación”). En ese momento los fotones aumentaron su recorrido libre medio hasta tamaños mayores que el horizonte, permitiendo que hoy en día podamos detectarlos en lo que se conoce como Fondo Cósmico de Microondas. Por tanto, este es el fenómeno astrofísico más cercano al origen del Universo que puede ser observado de forma directa con radiación electromagnética. La temperatura actual de esta radiación puede predecirse teóricamente a partir del modelo, asignándole las primeras estimaciones realizadas de manera independiente por Alpher & Herman (1948) y Doroshkevich & Novikov (1964) un valor de 5 K, en buen acuerdo con las mediciones de Penzias y Wilson. La primera medición precisa del espectro del FCM fue efectuada en 1990 por el instrumento *Far Infrared Absolute Spectrophotometer* (FIRAS) a bordo del satélite *COsmic Background Explorer* (COBE), obteniendo un valor final de  $T_0 = 2.725 \pm 0.001$  K, con una desviación respecto a un espectro de cuerpo negro de 50 partes por millón de la intensidad de pico (Fixsen & Mather 2002).

La distribución de la temperatura del FCM presenta una alta homogeneidad espacial hasta un nivel de una parte en mil, donde puede medirse una anisotropía en forma dipolar con una amplitud de  $3.381 \pm 0.007$  mK (Fixsen & Mather 2002). Esta es principalmente debida al efecto Doppler por el movimiento de la Tierra respecto a la región del espacio donde se generó el FCM, conocida como “superficie de última dispersión” (Corey & Wilkinson 1976; Lubin et al. 1983). Finalmente, en los años 90 del siglo pasado COBE detectó por vez primera inhomogeneidades del orden  $\Delta T \sim 30 \mu K$  (Smoot et al. 1992), caracterizadas posteriormente por otros muchos experimentos terrestres como DASI, VSA, ACBAR, ACT, SPT, y el satélite *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*<sup>1</sup> (WMAP) lanzado en 2001. En 2015 se publicaron los datos de la misión completa del satélite *Planck*<sup>2</sup> (Planck Collaboration et al. 2016a), que ha logrado medir con una precisión sin precedentes las anisotropías en la temperatura del FCM (Figura 1.1). En la sección 1.3 se verán en detalle los procesos que dan lugar dichas anisotropías.

<sup>1</sup>WMAP: <http://map.gsfc.nasa.gov/news/index.html>

<sup>2</sup>Planck: <http://www.rssd.esa.int/index.php?project=planck>

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

## 1.2. El Modelo Estándar en Cosmología

### 1.2.1. Descripción del Universo observable

El modelo estándar que se maneja hoy día en Cosmología se sostiene sobre dos pilares fundamentales: la teoría de la Relatividad General de Einstein y el Principio Cosmológico, que establece que el Universo es homogéneo e isótropo a gran escala (véase por ejemplo Weinberg 1972). El Principio Cosmológico implica que la métrica que describe el espacio-tiempo debe tener la forma de Friedmann-Robertson-Walker (FRW):

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

donde  $k$  representa la curvatura, y las componentes espaciales se ven afectadas por la evolución del factor de escala  $a(t)$  que parametriza la expansión del Universo, es decir, que es proporcional a las distancias intergalácticas. Dicha métrica es solución de las ecuaciones de campo de Einstein, que relacionan el factor de escala con la presión y densidad de energía de la materia en el Universo, dando lugar a las ecuaciones de Friedmann:

$$\begin{aligned} \left( \frac{\dot{a}}{a} \right)^2 &= \frac{8\pi G \rho}{3} - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \\ \frac{\ddot{a}}{a} &= -\frac{4\pi G}{3} \left( \rho + \frac{3p}{c^2} \right) + \frac{\Lambda c^2}{3} \end{aligned} \quad (1.2)$$

En las distintas épocas del Universo el factor de escala ha evolucionado según los constituyentes de la materia y energía dominantes en ese momento, es decir, según la forma de la ecuación de estado que relaciona  $p$  y  $\rho$ . De forma genérica esta puede escribirse como  $p = \omega\rho$ , con  $\omega$  característico de los constituyentes. En general, en los períodos no inflacionarios dominados por materia ordinaria o radiación se obtiene que el factor de escala evoluciona de forma potencial:  $a(t) \propto t^\alpha$ , con  $0 < \alpha < 1$ . En las ecuaciones anteriores, el símbolo  $\Lambda$  corresponde a la constante cosmológica, que tiene el mismo efecto que una densidad de energía intrínseca del vacío. Una densidad de energía del vacío positiva implica una presión negativa (ecuación 1.2) y un crecimiento exponencial del factor de escala, lo que dará lugar a una expansión acelerada del Universo, como se ha observado (Riess et al. 1998; Perlmutter et al. 1999). Por tanto, la introducción de la constante cosmológica es la manera más simple de lograr un Universo en expansión acelerada, aunque su naturaleza siga siendo incierta y por ello se le atribuya el nombre de “energía oscura”.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

Hasta la fecha, las observaciones del FCM conjuntamente con otro tipo de pruebas como medidas de estructura a gran escala, supernovas tipo Ia, etc. (Peacock et al. 2006) han respaldado el modelo de materia oscura fría con constante cosmológica: el llamado modelo  $\Lambda$ CDM. De dichas observaciones puede extraerse la conclusión de que vivimos en un Universo que puede ser descrito por un modelo de Friedman-Robertson-Walker espacialmente plano ( $k = 0$ ) dominado en el momento actual por energía oscura con  $\Omega_\Lambda = 0.69$  (constante cosmológica),  $\Omega_b h^2 = 0.0223$  (densidad física de materia bariónica),  $\Omega_c h^2 = 0.1184$  (densidad física de materia oscura fría) y  $n_s = 0.968$  (índice espectral escalar, cuyo significado se explicará en la sección 1.2.3), siendo la constante de Hubble reducida  $h \equiv H_0/(100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}) = 0.679$  (Planck Collaboration et al. 2016e).

### 1.2.2. Generación del FCM

En el Universo temprano la materia estaba ionizada, y los electrones libres en el plasma dispersaban la radiación por medio de procesos Thomson y Compton. Si la tasa de estas interacciones es mucho mayor que el ritmo de expansión del Universo,  $H(t) \equiv \dot{a}(t)/a(t)$ , estas interacciones mantienen el equilibrio termodinámico. La hipótesis de homogeneidad espacial garantiza que todas las regiones del Universo tendrán la misma temperatura. Debido a que la expansión del Universo es de tipo adiabático, la temperatura fue disminuyendo y los procesos de recombinación ( $p + e \leftrightarrow H + \gamma$ ) se fueron haciendo más importantes. A la temperatura  $\approx 3300 \text{ K}$  (correspondiente a una energía de  $0.26 \text{ eV}$ ), la mayoría de protones y electrones se combinaron para formar átomos neutros, y la tasa de interacción de fotones con electrones cayó por debajo de la tasa de expansión. Este es el llamado *desacoplamiento* de radiación y materia. De ahí en adelante la radiación evolucionó libremente, siguiendo las geodésicas en el espacio-tiempo. Se puede demostrar que, dentro de la familia de modelos que son solución de las ecuaciones de Friedmann, los fotones en propagación libre retendrán la forma de su espectro de Planck, pero desplazándose a longitudes de onda más rojas a medida que el Universo se expande,

$$T(z) = T_0(1 + z) \quad (1.3)$$

donde  $T(z)$  es la temperatura al desplazamiento al rojo  $z$  (definido como  $z = a(t_0)/a(t) - 1$ ), y  $T_0$  es el valor de la temperatura hoy día ( $t_0$ ). De la temperatura predicha a la que ocurre el desacoplamiento, deducimos que este sucedió a  $z \approx 1100$ . Para un observador dado, la región geométrica definida por el lugar donde los fotones recibidos del CMB sufrieron su última dispersión se conoce como *superficie de última dispersión*. Es importante recalcar que el desacoplamiento

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

no es un proceso instantáneo, sino que llevó cierto tiempo, que se estima en  $\Delta z \approx 80$  (Peebles 1968; Zel'dovich et al. 1969; Seager et al. 2000), por lo que la superficie de última dispersión tiene un espesor finito.

### 1.2.3. Crecimiento de inhomogeneidades. Inflación

Aunque la existencia del FCM se puede explicar en el marco de un Universo completamente homogéneo, para justificar la presencia de estructuras en el Universo (galaxias, cúmulos de galaxias, etc) y, en particular, las anisotropías del Fondo Cósmico de Microondas, hace falta introducir un mecanismo que produzca inhomogeneidades. El marco estándar en el que se explican estas inhomogeneidades asume que, en algún momento del pasado, hubo ligeras desviaciones respecto a la homogeneidad que crecieron debido a inestabilidades gravitatorias hasta producir las estructuras que vemos hoy día. Las teorías de *inflación* constituyen el escenario más ampliamente aceptado en la actualidad para explicar estas inhomogeneidades (Guth 1981). La inflación describe un período cercano al Big Bang (unos  $10^{-33}$  segundos después) en el que las escalas físicas en el Universo se expandieron exponencialmente ( $a(t) \propto e^{Ht}$ ), creciendo sus dimensiones lineales por un factor de al menos  $e^{60}$ , mientras que el radio de Hubble (la escala por debajo de la cual no puede haber relación causal, dada por  $cH^{-1}$ ) se mantuvo aproximadamente constante. Los modelos más sencillos de inflación se basan en un único campo escalar que se supone dominaba la densidad de energía del Universo en esa época, y cuyas fluctuaciones cuánticas son el origen de las estructuras que vemos hoy día (Starobinsky 1979, 1982; Mukhanov & Chibisov 1981). La expansión inflacionaria “estiró” la escala de estas fluctuaciones hasta superar el radio de Hubble, de manera que se mantuvieron inalteradas durante el tiempo que duró la inflación. Posteriormente, en el período no inflacionario que se sucedió ( $a(t) \propto t^\alpha$ ,  $0 < \alpha < 1$ ), volvieron a entrar en el radio de Hubble (ya que este crece proporcionalmente a  $t$ ) y evolucionaron por colapso gravitatorio a las estructuras que vemos hoy día (Padmanabhan 1993). En Martin et al. (2014) puede encontrarse una recopilación y análisis de varios modelos inflacionarios que se han presentado desde la introducción de esta teoría en los años 80 del pasado siglo.

Además de proporcionar una explicación a la existencia de estructuras, el paradigma inflacionario vino a resolver el llamado “problema del horizonte”, que surgía del hecho de que no era posible entender que regiones separadas del Universo hubieran estado en contacto causal en el pasado, pese a que la homogeneidad actual sugería que inicialmente debían encontrarse en equilibrio térmico. La expansión exponencial permite que todo el Universo observable esté en contacto causal en el período pre-inflacionario. Así mismo, esta expansión

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

resolvería otro enigma clásico de la Cosmología, el llamado “problema de la planitud”, según el cual la densidad de energía y materia en el Universo debió tomar un valor inicial extremadamente preciso para explicar la geometría plana que se observa actualmente (Guth 1981; Linde 1982, 1983). En la teoría inflacionaria la expansión provocó un aumento del radio de curvatura imponiendo de forma efectiva la geometría plana.

Los modelos estándar de la inflación predicen condiciones iniciales gaussianas, ya que provienen de fluctuaciones cuánticas del estado fundamental de un cierto potencial escalar. Estas fluctuaciones primordiales se caracterizan por medio del espectro de potencias:

$$P_s(k) = \langle |\delta_{\vec{k}}|^2 \rangle \quad (1.4)$$

donde  $\delta_{\vec{k}}$  representa la transformada de Fourier del contraste de densidad  $\delta(\vec{x}, t) = \rho(\vec{x}, t)/\bar{\rho}(t) - 1$  (nótese que se ha eliminado la dependencia espacial en la densidad promedio, siguiendo el principio de isotropía). Los modos de Fourier evolucionan independientemente en el régimen lineal, por lo que es útil trabajar con ellos. El símbolo  $\langle \rangle$  denota un promedio sobre un colectivo de realizaciones, que podrían ser el resultado de dividir el Universo en regiones suficientemente grandes y separadas. La gaussianidad asegura que el espectro de potencias subyacente será el mismo en cada una de esas realizaciones y que caracteriza completamente el campo de fluctuaciones de densidad. En la mayoría de modelos inflacionarios se encuentra que para perturbaciones escalares el espectro de potencias toma la forma de una ley de potencias:

$$\mathcal{P}_s(k) = A_s \left( \frac{k}{k_{pivot}} \right)^{n_s - 1} \quad (1.5)$$

donde  $n_s$  es el índice espectral escalar, que en general podría variar con la escala,  $n_s(k)$ , y  $k_{pivot}$  es una cierta escala de referencia. Si  $n_s = 1$ ,  $\mathcal{P}_s = \text{cte}$  y el espectro de potencias es un invariante de escala. Este caso se denomina espectro de Harrison-Zel’dovich. Según las observaciones actuales, en el modelo  $\Lambda$ CDM el índice espectral escalar está muy próximo a uno (Planck Collaboration et al. 2016e).

Además de las fluctuaciones escalares o del campo de densidades, los modelos de inflación también predicen la existencia de perturbaciones vectoriales (vorticidad) y tensoriales del campo gravitatorio. Las perturbaciones vectoriales decaen con la expansión del Universo. Las tensoriales son más conocidas como *ondas gravitacionales* (Polnarev 1985), y pueden verse como ondulaciones en el espacio-tiempo dado por la métrica FRW. El espectro de potencias de las perturbaciones tensoriales también toma la forma de una ley de potencias

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

caracterizada por un índice espectral tensorial  $n_t$ . Las cantidades más relevantes en las teorías inflacionarias son los índices espectrales y el cociente entre la amplitud tensorial y escalar,

$$r = \frac{A_t(k_{pivot})}{A_s(k_{pivot})} \quad (1.6)$$

La escala de energía  $V$  a la que tuvo lugar la inflación puede expresarse en términos de  $r$ ,

$$V = (1.94 \times 10^{16} \text{GeV})^4 \left( \frac{r_{0.002}}{0.12} \right) \quad (1.7)$$

donde  $r_{0.002}$  representa el valor de  $r$  en la escala  $k_{pivot} = 0.002 \text{Mpc}^{-1}$  (Planck Collaboration et al. 2014c). Un valor de  $r$  alrededor de 0.1 implicaría que la escala de energía de la inflación es comparable al de las Teorías de Gran Unificación ( $\sim 10^{16} \text{GeV}$ ), muy por encima de la capacidad de los aceleradores de partículas (Baumann et al. 2009). Hasta el momento sólo se han podido poner cotas superiores sobre el valor de  $r$ . Los datos de la misión completa del satélite *Planck*, conjuntamente con medidas de estructura a gran escala y otras, han proporcionado el límite  $r_{0.002} < 0.11$  (Planck Collaboration et al. 2016e; BICEP2/Keck and Planck Collaborations 2015) (equivalente a  $r_{0.05} < 0.12$  traducido a una escala de  $k_{pivot} = 0.05 \text{Mpc}^{-1}$ , de la manera en que se describe en Wu et al. (2014)). La cota actual más restrictiva proporcionada únicamente por medidas de polarización del FCM es  $r_{0.05} < 0.09$  y, en combinación con las medidas de temperatura de *Planck* y otras, se ha rebajado hasta  $r_{0.05} < 0.07$  (BICEP2 Collaboration et al. 2016b).

### 1.3. Anisotropías del FCM

Una vez que se tiene el espectro inicial de las fluctuaciones primordiales, dado por ejemplo por la ecuación 1.5, se puede predecir su evolución dentro de un modelo cosmológico. Las anisotropías del FCM contienen la huella de estas perturbaciones en el momento de la recombinación. En su camino desde la superficie de última dispersión hasta nosotros pueden sufrir diversos procesos físicos que modifican sus propiedades, por lo que estas anisotropías se clasifican como primarias (si fueron generadas antes o durante la recombinación) y secundarias (si fueron generadas posteriormente a la recombinación).

#### Anisotropías primarias

Las anisotropías se presentan en diferentes escalas angulares, que caracterizan el mecanismo por el que fueron generadas. Como referencia se utiliza el

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

ángulo subtendido por el horizonte en el momento del desacoplamiento,  $\theta_H$ , y que corresponde aproximadamente a  $1^\circ$ . Por lo tanto, separaciones angulares de más de un grado en el cielo corresponden a regiones que eran mayores que el radio de Hubble en el momento de la recombinación. Es de esperar que los procesos físicos causales queden reflejados en escalas inferiores, mientras que las en escalas superiores se refleje el espectro de potencias inflacionario.

La fluctuación de temperatura que se observa hoy día viene dada por:

$$\frac{T(\vec{n}) - T_0}{T_0} = \frac{\Delta T(\vec{n})}{T_0} = \frac{1}{4} \frac{\delta \rho_\gamma}{\rho_\gamma} - \vec{n} \cdot \vec{v} - \frac{1}{3} \delta \Phi \quad (1.8)$$

donde  $\vec{n}$  representa el vector unitario en la línea de visión (Padmanabhan 1993). Nótese que se emplean unidades naturales ( $c = 1$ ). Los tres términos de esta ecuación dan cuenta del origen de las anisotropías primarias:

- El primer término de la ecuación corresponde a fluctuaciones intrínsecas del plasma. Al finalizar la etapa inflacionaria, las perturbaciones en el potencial gravitatorio evolucionan libremente en el seno del fluido de bariones y fotones. Se produce entonces una compresión, y en consecuencia un aumento de la temperatura y de la presión de radiación. Cuando el gradiente de presión supera al gradiente gravitatorio el proceso se invierte, produciéndose una expansión que será en cierto punto frenada por la gravedad, y así sucesivamente (mecanismo de Jeans). Estas sucesivas compresiones y expansiones del plasma provocan la aparición de oscilaciones acústicas de pequeña amplitud. Estas fluctuaciones son apreciables en escalas angulares intermedias ( $0.1^\circ \lesssim \theta < \theta_H$ ).
- El segundo término da cuenta del desplazamiento Doppler de regiones que se estuvieran moviendo a distintas velocidades respecto a nosotros en el momento de la recombinación, donde  $\vec{v}$  es la velocidad del observador respecto al FCM. Las oscilaciones acústicas del plasma descritas en el punto anterior causan variaciones del potencial gravitatorio que provocan un movimiento de materia, generando así un campo de velocidades. Estas fluctuaciones contribuyen en las mismas escalas angulares que el término anterior.
- El tercer término es conocido como efecto Sachs-Wolfe (Sachs & Wolfe 1967), y se debe a que para llegar a nosotros los fotones han necesitado superar los pozos de potencial gravitatorio en los que se encontraban confinados en el plasma de fotones y bariones previamente a la recombinación. En consecuencia sufren un desplazamiento al rojo gravitatorio que depende de la magnitud de la variación del potencial gravitatorio,

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

$\delta\Phi$ . Se puede demostrar que este es el efecto que domina en escalas angulares mayores que el tamaño del horizonte, mientras que es despreciable a escalas angulares pequeñas.

#### Anisotropías secundarias

Pueden generarse:

- (a) *Por mecanismos gravitatorios*, siendo el principal el Sachs Wolfe Integrado (Sachs & Wolfe 1967). Este se produce cuando los fotones atraviesan pozos de potencial gravitatorio variables con el tiempo. Los fotones experimentan un desplazamiento al azul (ganan energía) cuando penetran en un pozo de potencial, y un desplazamiento al rojo (pierden energía) al abandonarlo. En estructuras estáticas estos dos efectos se cancelan mutuamente, pero en caso de una variación temporal del potencial (como en modelos con constante cosmológica), se produce una anisotropía en el FCM. Otro efecto similar pero generado en régimen no lineal y mucho menos significativo es el Rees-Sciama (Rees & Sciama 1968). Por último, los efectos de lente gravitatoria producidos por estructuras masivas pueden alterar las trayectorias de los fotones del FCM y modificar ligeramente las anisotropías ya existentes en escalas angulares pequeñas (Blanchard & Schneider 1987; Planck Collaboration et al. 2016f).
- (b) *Por mecanismos dispersivos*, principalmente el efecto Sunyaev-Zel'dovich (Sunyaev & Zeldovich 1972, 1980) debido a la dispersión Compton inversa que sufren los fotones del FCM con los electrones de regiones de gas caliente (como el medio intergaláctico en cúmulos de galaxias). Este puede ser de carácter térmico, cuando el movimiento de los electrones es debido a agitación térmica, o cinético, cuando se trata de un desplazamiento Doppler en la frecuencia de los fotones debido al movimiento propio del cúmulo. Provoca fluctuaciones no Gaussianas. Así mismo, se producen anisotropías secundarias por procesos dispersivos durante la llamada *reionización* del Universo, que se supone tuvo lugar a  $6 < z < 12$  (Robertson et al. 2015; Planck Collaboration et al. 2016g). En esta segunda gran transición de fase del hidrógeno, este volvería a ionizarse por la absorción de radiación procedente de estrellas recientemente formadas (Robertson et al. 2010). Este plasma sería mucho más tenue que antes de la recombinación ya que, debido a la expansión del Universo, la densidad de electrones es menor, y por tanto los choques entre fotones y electrones serían menos frecuentes.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

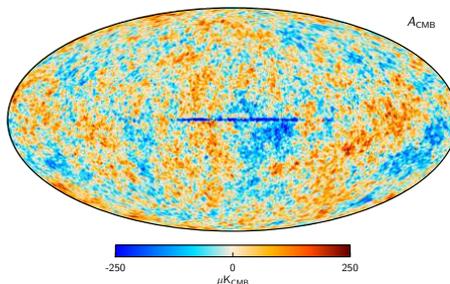


Figura 1.1: Mapa de las anisotropías en la temperatura del FCM obtenido por el satélite Planck (conjuntamente con observaciones de WMAP y 408 MHz) tras eliminar la contaminación galáctica. En aproximadamente un 1.6% del mapa, a baja latitud, esta componente no ha podido sustraerse por el dominio de la emisión galáctica a todas las frecuencias. La resolución angular es de 5 arcominutos. Imagen extraída de Planck Collaboration et al. (2016c).

Para una descripción más detallada de los mecanismos físicos que generan las anisotropías del FCM ver por ejemplo Rubiño-Martín et al. (2009) o Hu & Dodelson (2002). En este trabajo únicamente nos son de interés las anisotropías primarias.

Las anisotropías pueden además sufrir fenómenos de disipación durante la recombinación debido a que como dijimos anteriormente este no fue un proceso instantáneo. En el plasma primordial el acoplamiento entre fotones y bariones no es perfecto, y hay una difusión entre ambas componentes mezclando zonas frías y calientes. Durante la recombinación la escala de difusión efectiva es comparable al espesor de la superficie de última dispersión, y por tanto las escalas inferiores a esta quedarán suprimidas. Este es el llamado “amortiguamiento de Silk” o *Silk damping* (Silk 1968), que elimina las anisotropías en las escalas pequeñas. Otro fenómeno de efectos análogos que implica a partículas poco dispersivas (como neutrinos masivos) es la difusión libre o *free streaming* (Bond & Szalay 1983). Así mismo, durante la reionización se produce un “borrado” de anisotropías de escalas inferiores a  $\theta_{reio} \sim 20^\circ$  (Sugiyama et al. 1993).

En la figura 1.1 puede verse el mapa de todo el cielo obtenido por el satélite Planck (Planck Collaboration et al. 2016c). Este es el mapa de las anisotropías del FCM con mayor sensibilidad y resolución angular hasta la fecha.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

### 1.3.1. Espectro de potencias del FCM

El modelo cosmológico estándar es en esencia un modelo estadístico, que predice valores esperados en los parámetros. Si tal y como predicen la mayoría de los modelos inflacionarios las anisotropías del FCM son gaussianas (Martin et al. 2013), los parámetros cosmológicos pueden derivarse a partir de los espectros de potencias de la temperatura y la polarización, ya que toda la información estadística de un campo gaussiano está contenida en su espectro de potencias.

En una observación de cielo completo las fluctuaciones de temperatura del FCM se pueden descomponer en armónicos esféricos como:

$$\frac{\Delta T(\hat{\mathbf{n}})}{T_0} = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_{lm}^T Y_{lm}(\hat{\mathbf{n}}) \quad (1.9)$$

La transformada inversa de dicha ecuación es:

$$a_{lm}^T = \int \frac{\Delta T(\hat{\mathbf{n}})}{T_0} Y_{lm}^*(\hat{\mathbf{n}}) d\Omega_n \quad (1.10)$$

donde  $\hat{\mathbf{n}}$  representa un vector unitario ortogonal a la superficie de la esfera. La ecuación 1.9 es análoga a la descomposición de Fourier (como la efectuada anteriormente para el contraste de densidad,  $\delta_{\vec{k}}$ ), pero en una base esférica. Los multipolos bajos corresponden a escalas angulares grandes y viceversa, con la relación aproximada  $l \sim 180^\circ/\theta$ .

Asumiendo el Principio Cosmológico de homogeneidad e isotropía del Universo, podemos considerar que el proceso aleatorio que genera las fluctuaciones es también estadísticamente homogéneo e isótropo. Por tanto, los coeficientes correspondientes a distintos  $l$ ,  $m$  deben ser no correlados y su promedio en un colectivo de realizaciones del FCM debe ser independiente de  $m$ :

$$\langle a_{lm}^T a_{l'm'}^{T*} \rangle = \delta_{ll'} \delta_{mm'} C_l^T \quad (1.11)$$

Los  $C_l^T$  son el espectro de potencias de las fluctuaciones de temperatura del FCM:

$$C_l^T = \langle |a_{lm}^T|^2 \rangle = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |a_{lm}^T|^2 \quad (1.12)$$

donde en la última igualdad hemos hecho uso de la isotropía estadística que implica que  $C_l$  no debe depender de  $m$ . Los símbolos  $\langle \rangle$  indican un promedio

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

sobre un “colectivo de Universos”. Evidentemente, ya que sólo existe un Universo (una realización de dicho colectivo) nunca podremos “medir” los valores esperados que estamos detallando aquí. Debemos asumir la hipótesis de *ergodicidad*: que un promedio sobre muchas realizaciones equivale a promediar sobre un volumen suficientemente grande de nuestro Universo. Este hecho introducirá un error ineludible en la determinación de los espectros de potencias denominado varianza cósmica, que describiremos más tarde.

En lugar del espectro de potencias puede utilizarse la función de correlación a dos puntos (CF), de la cual el primero es transformado armónico. Para la temperatura se tiene:

$$C^T(\theta) = \left\langle \frac{\Delta T(\hat{\mathbf{n}}_1)}{T_0} \frac{\Delta T(\hat{\mathbf{n}}_2)}{T_0} \right\rangle_{\hat{\mathbf{n}}_1 \cdot \hat{\mathbf{n}}_2 = \cos \theta} = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} C_l^T P_l(\cos \theta) \quad (1.13)$$

donde los  $P_l$  son los polinomios de Legendre de orden  $l$ . La isotropía está ahora implícita en el hecho de que esta función depende únicamente de la separación angular entre los dos puntos,  $\theta$ , y no de la dirección.

En la figura 1.2 se muestra el espectro de potencias obtenido a partir de los mapas de Planck. Este satélite ha caracterizado el espectro de potencias de las anisotropías con un alto grado de precisión hasta el séptimo pico acústico para valores tan altos como  $l \sim 2400$ , que corresponden a una escala angular actual de  $\sim 5'$  (a nivel de cúmulos de galaxias).

En escalas angulares grandes ( $l$  bajos, recordemos que  $l \sim 180^\circ/\theta$ ) el espectro de potencias refleja las condiciones iniciales, dado que las anisotropías que tienen estas escalas fueron generadas por fluctuaciones de mayor tamaño que el horizonte en la superficie de última dispersión. Esta parte está dominada por el efecto Sachs-Wolfe y, como corresponde a un espectro de perturbaciones iniciales invariante de escala, es aproximadamente constante. Aunque en principio una componente tensorial también podría contribuir, no es posible diferenciarla sin información adicional. El ligero aumento de potencia que se observa en los multipolos más bajos se debe a las anisotropías secundarias producidas por el efecto Sachs-Wolfe Integrado. Se ha demostrado la correlación de estas con observaciones de la estructura a gran escala (Ho et al. 2008).

En  $l \gtrsim 200$  (escalas angulares menores de un grado, el ángulo subtendido por el horizonte en el momento de la recombinación) la forma del espectro está determinada principalmente por las oscilaciones acústicas del fluido fotón-barión, de manera que las posiciones y amplitudes de los picos acústicos están relacionadas con el contenido de materia (bariónica y oscura). A medida que nos desplazamos a  $l$  mayores vemos los efectos del amortiguamiento por

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

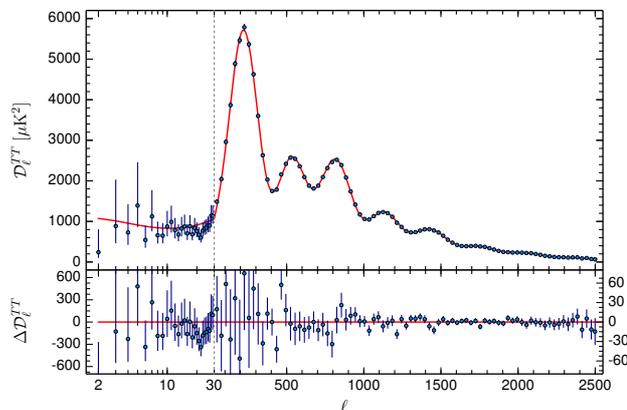


Figura 1.2: Espectro de potencias de temperatura del FCM obtenido a partir de los mapas de Planck en 2015. En el panel superior la línea continua representa el modelo  $\Lambda$ CDM que mejor se ajusta. El panel inferior corresponde a los residuos respecto a dicho modelo. Las barras de error corresponden a errores  $\pm 1\sigma$ . Nótese que el eje horizontal es logarítmico hasta  $l=30$ . Imagen extraída de Planck Collaboration et al. (2016e).

los fenómenos de disipación, de forma que las anisotropías han desaparecido prácticamente en escalas superiores a  $5'$  (*damping tail*).

En definitiva, el espectro de potencias de las anisotropías del FCM es una verdadera “mina” de información cosmológica. Los parámetros cosmológicos derivados de los espectros de potencias (de temperatura y polarización) medidos por Planck asumiendo el modelo  $\Lambda$ CDM pueden verse en la tabla 3 de Planck Collaboration et al. (2016e), siendo los principales los que se indicaron al final de la sección 1.2.1.

#### 1.4. Polarización del FCM

El FCM está polarizado. Los procesos de dispersión Thomson dan lugar a polarización lineal, por tanto no se espera polarización circular en las anisotropías del FCM. Si el campo de radiación incidente fuera isótropo produciría una polarización nula, ya que estados de polarización procedentes de direcciones separadas por  $90^\circ$  se compensarían, y la radiación saliente continuaría no

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

polarizada. Es necesario que exista una diferencia de intensidad entre fotones de direcciones ortogonales para que se genere la polarización. Desde el punto de vista del sistema en referencia en reposo del electrón dispersivo, este patrón se percibe como una anisotropía cuadrupolar en el campo de radiación  $I(\theta, \phi)$ . Una anisotropía cuadrupolar puede ser generada de tres formas, que dan lugar a distintos patrones de polarización:

- por perturbaciones escalares, correspondientes a fluctuaciones en la densidad del plasma,
- por perturbaciones vectoriales, correspondientes a vorticidad en el plasma,
- por perturbaciones tensoriales, correspondientes a perturbaciones de la métrica, como las generadas por ondas gravitacionales.

Una descripción detallada de la generación de estas anisotropías se puede encontrar en Hu & White (1997). Las fluctuaciones en la polarización del CMB son de una parte en  $10^6$ , un orden de magnitud por debajo de las correspondientes a la temperatura, debido a que sólo veremos la polarización procedente de una fracción del campo de radiación incidente (la correspondiente al cuadrupolo).

#### 1.4.1. Descripción de la polarización del FCM: modos E y modos B

Cualquier estado de polarización lineal puede ser descrito completamente por los tres parámetros de Stokes I, Q y U. En el caso de las anisotropías del FCM el cuarto parámetro sería nulo ( $V=0$ ) ya que por dispersión Thomson no se genera polarización circular. Fijado un sistema de coordenadas, estos parámetros se definen como:

$$\begin{aligned} I &= \xi_x^2 + \xi_y^2 \\ Q &= \xi_x^2 - \xi_y^2 \\ U &= 2\xi_x\xi_y \end{aligned} \tag{1.14}$$

donde  $\xi_x$  e  $\xi_y$  representan las componentes del campo eléctrico en ese sistema. Con esta definición el criterio de signos para Q y U es el que se muestra en la figura 1.3: en un sistema de coordenadas cartesiano con ejes  $x$  e  $y$ , +Q está alineado con  $+x$ , -Q con  $+y$  y +U con la bisectriz de  $+x$  y  $+y$ . Aunque esta definición es aceptada de manera universal, surge cierta confusión cuando se traslada este sistema cartesiano local a la superficie de la esfera.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

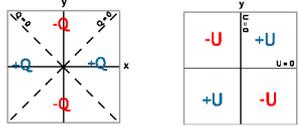


Figura 1.3: Criterio de signos para Q y U.

Así, mientras que la Unión Astronómica Internacional (IAU, por sus siglas en inglés) define en cada punto de la esfera un sistema cartesiano con los ejes  $x$  e  $y$  apuntando al Norte y al Este, respectivamente, el software HEALPix<sup>3</sup> adopta el criterio de que  $x$  apunte al Sur (ver figura 1.4). Esta definición es también la adoptada por *WMAP* y *Planck*. Será así mismo la que adoptaremos en este trabajo. La consecuencia de esta discrepancia es un cambio de signo en U de un sistema respecto al otro, lo que también afecta al ángulo de polarización definido por:

$$\psi = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{U}{Q} \right). \quad (1.15)$$

Definimos también la fracción de polarización como:

$$\Pi = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \quad (1.16)$$

<sup>3</sup>HEALPix (*Hierarchical Equal Area and iso-Latitude Pixelization*; <http://healpix.jpl.nasa.gov>) es una herramienta extendida en el manejo de mapas del FCM, cuya característica fundamental es que realiza una partición de la superficie de la esfera en píxeles de igual área (Górski et al. 2005). La resolución básica está dada por doce píxeles distribuidos tres anillos alrededor de los polos y el ecuador. Cualquier pixelización superior está definida por el parámetro  $N_{side}$  que representa el número de divisiones a lo largo del píxel de resolución básica, de manera que el número total de píxeles viene dado por:

$$N_{pix} = 12N_{side}^2$$

El ángulo sólido subtendido por píxel es entonces:

$$\Omega_{pix} = \frac{\pi}{3N_{side}^2} \text{ (sr)}$$

De manera que:

$$\theta_{pix} = \Omega_{pix}^{1/2} \sim N_{side}^{-1}$$

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

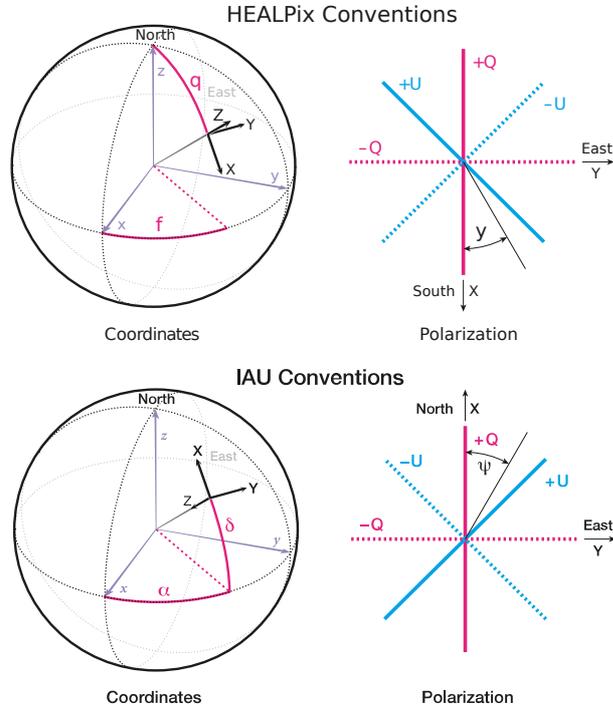


Figura 1.4: Sistemas de coordenadas adoptados por HEALPix (arriba) y la IAU (abajo), y su efecto en el criterio de signos para Q, U y  $\psi$ . Figura extraída de: [https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/about/pol\\_convention.cfm](https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/about/pol_convention.cfm)

Sin embargo, un problema evidente surge al intentar caracterizar medidas sobre el cielo con estos tres parámetros: mientras I es invariante bajo rotaciones, Q y U no lo son, ya que bajo una rotación horaria de ángulo  $\phi$  en el plano perpendicular a  $\hat{n}$  estas dos cantidades se transforman como:

$$\begin{aligned} Q' &= Q \cos 2\phi + U \sin 2\phi \\ U' &= -Q \sin 2\phi + U \cos 2\phi \end{aligned} \quad (1.17)$$

Por conveniencia, los parámetros Q y U se combinan para dar las variables

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

de spin definido e igual a dos  $Q \pm iU$ , ya que estas se transforman bajo rotaciones como variables de spin dos:  $(Q' \pm iU') = (Q \pm iU)e^{\pm i2\phi}$ . Así, mientras que la temperatura u otra magnitud escalar se pueden descomponer sobre la esfera en los armónicos esféricos habituales (spin cero), estas cantidades lo hacen en función de los armónicos esféricos correspondientes al spin dos:

$$(Q \pm iU)(\hat{\mathbf{n}}) = \sum_{lm} a_{\pm 2, lm} {}_{\pm 2}Y_{lm}(\hat{\mathbf{n}}) \quad (1.18)$$

con la transformada armónica:

$$a_{\pm 2, lm} = \int (Q \pm iU)(\hat{\mathbf{n}}) {}_{\pm 2}Y_{lm}^*(\hat{\mathbf{n}}) d\Omega_n \quad (1.19)$$

Nos convendrá utilizar las combinaciones lineales:

$$\begin{aligned} a_{lm}^E &\equiv -\frac{a_{2, lm} + a_{-2, lm}}{2} \\ a_{lm}^B &\equiv i\frac{a_{2, lm} - a_{-2, lm}}{2} \end{aligned} \quad (1.20)$$

Esta ecuación define los denominados modos E y modos B. Puede verse que utilizando los operadores que aumentan y disminuyen el número cuántico de spin se obtiene a partir de  $Q \pm iU$  una descomposición en estos coeficientes que es escalar bajo rotaciones, es decir, independiente del sistema de referencia (Zaldarriaga & Seljak 1997). La descomposición 1.20 (normalmente llamada escalar-tensorial) es una transformación lineal e invertible del campo Q-U en el cielo. Una propiedad relevante es que los modos E tienen paridad  $(-1)^l$ , mientras que los modos B tienen paridad  $(-1)^{l+1}$  (Kamionkowski et al. 1997). De ello se deduce que bajo transformaciones de paridad B cambia de signo mientras que E no. Por ello a menudo se establece una analogía entre E y el campo eléctrico (gradiente) y entre B y el campo magnético (rotacional).

Expresiones análogas a la 1.12 se tienen para los espectros de potencias de los modos E y B de polarización, empleando los coeficientes definidos en 1.20:

$$\begin{aligned} C_l^E &= \langle |a_{lm}^E|^2 \rangle = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l \langle a_{lm}^E a_{lm}^{E*} \rangle \\ C_l^B &= \langle |a_{lm}^B|^2 \rangle = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l \langle a_{lm}^B a_{lm}^{B*} \rangle \end{aligned} \quad (1.21)$$

En general, escribiremos:

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

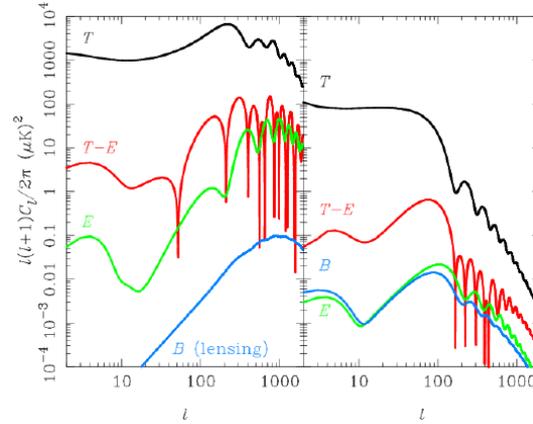


Figura 1.5: Espectros de potencias del CMB esperados en el caso de que sólo contribuyeran las perturbaciones escalares (izquierda) o tensoriales con  $r=0.24$  (derecha). Se representan los espectros de potencias de: temperatura (negro), modo E (verde), modo B (azul) y correlación cruzada T-E (rojo). La línea azul en la figura de la izquierda corresponde al modo B producido por el efecto de lente gravitatoria o “lensing”. Imagen extraída de Challinor (2013).

$$C_l^{XY} = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l \langle a_{lm}^X a_{lm}^{Y*} \rangle \quad (1.22)$$

donde X e Y pueden tomar los valores T, E o B. Ya que los gradientes de velocidad en el plasma (que están desfasados respecto a las fluctuaciones de densidad) son la causa de los modos E (Seljak & Zaldarriaga 1996), el espectro de potencias de E está desfasado respecto al de T. Además, ambos están correlados:  $C_l^{TE} \neq 0$ . En cambio, esperamos que  $C_l^{TB} = 0$  y  $C_l^{EB} = 0$  debido a la distinta paridad de B respecto a T y E, aunque en un experimento real siempre será útil determinar estas correlaciones para detectar ruido residual y errores sistemáticos (o bien una posible violación de la paridad en el FCM). Así pues, para caracterizar por completo las anisotropías del FCM en principio son necesarios cuatro espectros de potencias: T, E, B (también denotados TT, EE, BB) y la correlación cruzada TE.

En la figura 1.5 se representan las distintas contribuciones a los espectros de potencias de TT, EE, BB y TE por parte de las perturbaciones escalares y tensoriales. Como vemos, en TT, EE y TE las fluctuaciones escalares dominan

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

la contribución al espectro de potencias en todas las escalas. Sin embargo, un importante resultado es que, en la teoría lineal de perturbaciones que aplica al FCM, las perturbaciones escalares sólo pueden producir modos E de polarización, mientras que las vectoriales y tensoriales darían lugar a una mezcla de modos E y B (Polnarev 1985; Kamionkowski et al. 1997). Por tanto, una medida no nula de la componente B a gran escala proporcionaría evidencia de la existencia de perturbaciones no escalares. Como vimos anteriormente, las ondas gravitacionales primordiales predichas por los modelos inflacionarios son la fuente más probable de dichas perturbaciones en el Universo temprano (Polnarev 1985). La detección de una señal de modos B proporcionaría una herramienta única para estudiar el fenómeno de la inflación, por lo que se ha convertido en el foco de atención de la Cosmología observacional en los últimos años. Se espera que dicha señal sólo sea relevante en escalas angulares grandes ( $l \lesssim 100$ ), ya que las ondas gravitacionales se amortiguan al entrar en el horizonte, como puede verse en la parte derecha de la figura 1.5. Las ondas gravitacionales de la inflación también producen modos B durante la reionización, de tal forma que el pico en el espectro a  $l \sim 5$  procede de la reionización, mientras que el de  $l \sim 80$  procede de la recombinación. En escalas angulares pequeñas ( $l > 100$ ) los modos B se deben principalmente al efecto lente gravitacional o “lensing”. Estas anisotropías secundarias se producen al transformarse los modos E en modos B cuando los fotones del FCM atraviesan los pozos de potencial de estructuras locales como cúmulos, supercúmulos, etc.

#### 1.4.2. Observaciones de la polarización del FCM

La primera detección de los modos E fue realizada por el experimento DASI (Kovac et al. 2002). Posteriormente han sido observados por otros muchos grupos, y tanto el espectro de potencias de E como la correlación TE están bien caracterizados en un amplio rango de escalas angulares. En la figura 1.6 se muestran los espectros obtenidos por la misión completa de Planck.

En la figura 1.7 se muestra una recopilación de las medidas de la componente de lente gravitatoria y cotas superiores sobre la componente primordial del espectro de potencias BB obtenidas por diversos experimentos. En 2013 el experimento SPTpol logró la primera detección indirecta de los modos B de origen no primordial (Hanson et al. 2013). A posteriori han sido medidos de forma directa por POLARBEAR (The Polarbear Collaboration et al. 2014), SPTpol (Keisler et al. 2015) y BICEP2/Keck (BICEP2 Collaboration et al. 2016a). En marzo de 2014 el equipo de BICEP anunció que había detectado señal procedente de los modos B primordiales en el rango  $30 < l < 150$  (BICEP2 Collaboration et al. 2014b), pero a finales de ese mismo año Planck publicó el

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

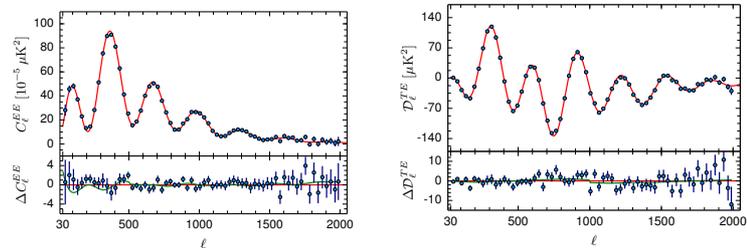


Figura 1.6: Espectros de potencias EE (izquierda) y TE (derecha) observados por Planck. La línea roja corresponde al modelo  $\Lambda$ CDM que mejor se ajusta al espectro de TT. Los residuos respecto a este modelo se muestran en el panel inferior de cada figura. Las barras de error corresponden a errores  $\pm 1\sigma$ . Los residuos a bajo  $l$  (escalas angulares grandes) son mayores de lo esperado y demuestran la existencia de errores sistemáticos. Las líneas verdes muestran el modelo de “leakage” o filtrado de temperatura a polarización que mejor se ajusta. Este filtrado se debe a inexactitudes en la determinación del haz del experimento. Imagen extraída de Planck Collaboration et al. (2016e).

estudio más detallado hasta la fecha de la emisión del polvo en la Galaxia, en el que concluía que la señal medida por BICEP2 podía ser atribuida por completo a esta emisión (Planck Collaboration et al. 2016h), como se demostró posteriormente en un estudio conjunto (BICEP2/Keck and Planck Collaborations 2015). Por lo tanto, hasta el momento sólo se han conseguido poner cotas superiores en los modos B causados por las ondas gravitacionales. En términos del cociente tensorial-escalar  $r$ , la cota actual más restrictiva proporcionada únicamente por medidas de polarización del FCM es  $r_{0.05} < 0.09$  y, en combinación con las medidas de temperatura de *Planck* y otras, se ha rebajado hasta  $r_{0.05} < 0.07$  (BICEP2 Collaboration et al. 2016b). Estos valores implican una señal extremadamente débil de B en relación a E.

### 1.5. Contaminantes del FCM

La señal de las anisotropías del FCM tanto en intensidad como en polarización está contaminada por una serie de emisiones difusas, la mayoría de las cuales provienen de nuestra Galaxia (figura 1.8), además de la contribución de fuentes puntuales principalmente extragalácticas que afectarían a pequeñas escalas angulares. Los principales mecanismos de emisión difusa en la galaxia son el sincrotrón, la emisión libre-libre y la emisión térmica del polvo. En ciertas frecuencias también se espera una componente proveniente de la llamada “emisión

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

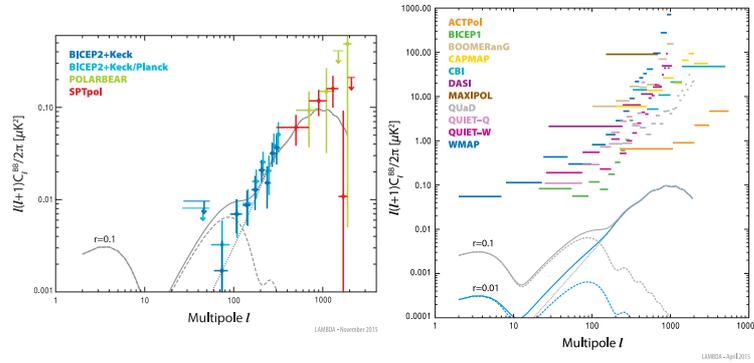


Figura 1.7: *Izquierda*: espectro de potencias de los modos B observado por diversos experimentos. A la izquierda se representan medidas de “lensing”, y a la derecha cotas superiores sobre la componente primordial. Para obtener los puntos de BICEP2+Keck (octubre 2015) se realizó una descomposición de la señal en CMB, emisión térmica del polvo y sincrotrón. Los puntos de BICEP2+Keck/Planck (enero 2015) se obtuvieron sustrayendo la emisión térmica del polvo basándose en la correlación entre los mapas de Planck y BICEP2+Keck. En el resto de casos no hubo sustracción de la emisión de la Galaxia. Se muestra la curva teórica correspondiente al espectro de potencias en un modelo  $\Lambda$ CDM con  $r=0.1$ . La línea de puntos representa la componente de modos B procedente del efecto lente gravitatoria, mientras que la línea a trazos corresponde a la componente primordial. Todas las medidas son compatibles con una detección nula de la componente inflacionaria. *Derecha*: cotas superiores al 95% de confianza en el espectro de potencias de los modos B obtenidas por diversos experimentos. Se muestran curvas teóricas correspondientes a un modelo  $\Lambda$ CDM con  $r=0.1$  y  $r=0.01$ . La línea a puntos representa la componente procedente de lente gravitatoria, mientras que la línea a trazos corresponde a la componente inflacionaria. Figuras extraídas de: <https://lambda.gsfc.nasa.gov/graphics/>

anómala de microondas” (EAM). La separación de estas distintas componentes se lleva a cabo con métodos complejos que requieren una determinación precisa del índice espectral de cada una de ellas para posteriormente poder corregir los mapas del FCM (véase por ejemplo Planck Collaboration et al. (2016c)). En el caso de fuentes puntuales se recurre a catálogos de radiofuentes (Tucci & Toffolatti 2012) y a técnicas de detección de objetos compactos con filtros, como el MHW (“Mexican Hat Wavelet”) (véase p.ej. González-Nuevo et al. 2006; Herranz et al. 2009).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

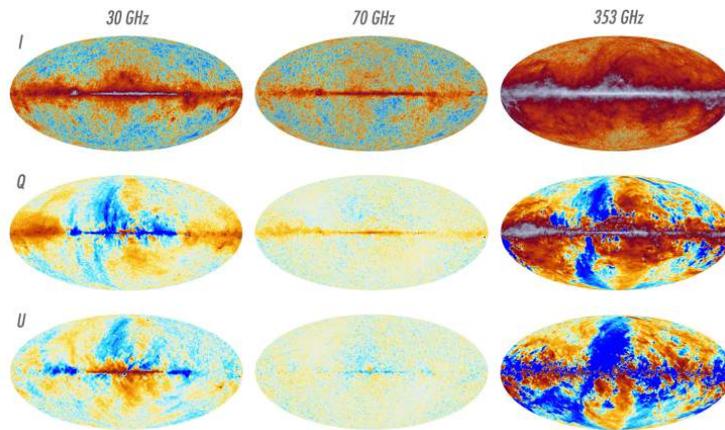


Figura 1.8: Mapas de todo el cielo en los parámetros de Stokes I, Q y U, medidos en tres de las nueve frecuencias de *Planck*. En los mapas de 30 GHz la emisión dominante en el plano galáctico es el sincrotrón. Esta emisión va decayendo con la frecuencia, por lo que a 70 GHz las fluctuaciones del FCM son visibles en la mayor parte del mapa de intensidad. A medida que nos desplazamos a frecuencias superiores la intensidad de la emisión térmica del polvo aumenta, de manera que esta domina la mayor parte del mapa a 353 GHz. Imagen extraída de <https://www.cosmos.esa.int/web/planck/picture-gallery>

### Emisión sincrotrón

Se debe a electrones relativistas (rayos cósmicos) acelerados en el seno de un campo magnético. Además de la emisión de continuo galáctica, está presente en fulguraciones solares, púlsares, remanentes de supernova, radio galaxias o cuásares. Si consideramos que la distribución de energía de los rayos cósmicos tiene la forma de una ley de potencias  $N(E)dE \propto E^{-\gamma}dE$ , se llega a que el espectro de emisión de dichas fuentes vendrá dado por

$$I(\nu) \propto (B \sin \alpha)^{(\gamma+1)/2} \nu^{-(\gamma-1)/2} \quad (1.23)$$

donde  $\alpha$  es la inclinación del campo magnético  $B$  respecto a la línea de visión (Rubiño-Martín et al. 2009). Por tanto, las medidas del espectro de la emisión sincrotrón contienen información tanto de la distribución de energía de los rayos cósmicos como de la componente del campo magnético perpendicular a la línea de visión.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

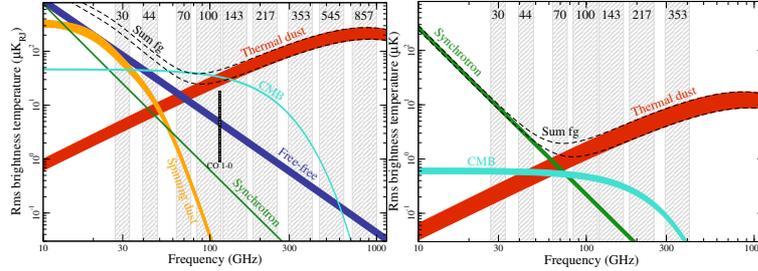


Figura 1.9: RMS de la temperatura de brillo en función de la frecuencia en intensidad (izquierda) y polarización (derecha), para cada una de las distintas componentes de la emisión galáctica y el FCM. Para una frecuencia dada, la contribución se ha obtenido como el RMS del mapa de la componente considerada obtenido con Planck. Para cada contribución las curvas inferior y superior representan dos máscaras, cubriendo el 81 y 93 % del cielo respectivamente en intensidad, y el 73 y 93 % en polarización. La línea a trazos corresponde a la suma de todas las componentes. Se representan el FCM (azul claro), el sincrotrón (verde), la emisión térmica del polvo (rojo), la EAM (amarillo) y la emisión libre-libre (azul oscuro). La polarización de estas dos últimas componentes es negligible. En el caso de la polarización se puede ver que la señal del FCM no domina en ningún rango de frecuencias. Imagen procedente de Planck Collaboration et al. (2016c)

En el continuo galáctico se encuentra que la temperatura de brillo de la emisión sincrotrón en el rango de microondas tiene la forma  $T \propto \nu^{\beta_{syn}}$  (Rybicki & Lightman 1986), con  $\beta_{syn} \sim -3$ , aunque existe dependencia espacial en este índice, aplanándose al alejarse del plano galáctico hasta  $\beta_{syn} \sim -2.7$  (Fuskeland et al. 2014). La emisión sincrotrón suele ser la componente dominante de la emisión difusa para  $\nu \lesssim 20$  GHz.

Debido al efecto de focalización (o “beaming”, por el cual la mayor parte de la radiación se emite en un haz estrecho en la dirección de movimiento del electrón) la emisión sincrotrón está fuertemente polarizada, dominando la emisión difusa polarizada para  $\nu \lesssim 70$  GHz, por encima incluso de la polarización del FCM, como muestra la figura 1.9. Su dirección de polarización será ortogonal a la componente del campo magnético perpendicular a la línea de visión. Para un campo magnético uniforme la fracción de polarización de la emisión sincrotrón sería,

$$\Pi = \frac{3\gamma + 3}{3\gamma + 7} \quad (1.24)$$

Típicamente para electrones relativistas y para el valor promedio de  $\gamma \sim 2.4$ , se alcanzarían fracciones de polarización de alrededor del 70%. Este sería el caso de un campo magnético espacialmente coherente, sin embargo con una

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

componente de campo magnético turbulento esta cantidad puede ser mucho menor e incluso cero. El análisis llevado a cabo con los datos de 3 años de WMAP (Page et al. 2007) mostraba una polarización típica del 2-4% cerca del plano galáctico, llegando al 20% a latitud  $|b| > 50^\circ$ . En regiones donde el campo magnético está bien alineado como el *North Galactic Spur* la fracción de polarización alcanza el 50% (Kogut et al. 2007).

Al atravesar la luz polarizada un plasma tenue como el medio interestelar, se produce un giro del plano de polarización lineal conocido como rotación de Faraday. El ángulo de rotación viene dado por,

$$\theta[\text{rad}] = 8.1 \times 10^5 \lambda^2 \int n_e B_{\parallel} dL \quad (1.25)$$

donde  $n_e$  está en  $\text{cm}^{-3}$ ,  $B_{\parallel}$  es la componente del campo magnético paralela a la línea de visión en Gauss, y  $\lambda$  está en metros. Midiendo el ángulo de polarización de la emisión en un rango de frecuencias, se puede determinar  $B_{\parallel}$  (Brentjens & de Bruyn 2005). Como consecuencia de esta rotación, la emisión sincrotrón sufrirá depolarización al atravesar medios con distintas profundidades ópticas. Según la ecuación anterior, el efecto es mayor a baja frecuencia, mientras que frecuencias  $\nu \geq 30$  GHz proporcionarán información directa sobre la geometría del campo magnético.

Con los datos de 30 GHz de *Planck* (Planck Collaboration et al. 2016c) se ha encontrado que el espectro de potencias angular de los modos B del sincrotrón entre  $\ell = 10$  y 150 se ajusta a la función:

$$\frac{\ell(\ell+1)C_{\ell}^{BB}}{2\pi} = q \left( \frac{\ell}{80} \right)^{\alpha} \quad (1.26)$$

con  $q = 1.3 \pm 0.2 \mu\text{K}^2$  y  $\alpha = -0.31 \pm 0.13$  (con una máscara del 73% de cielo con un apodizado de 1 grado).

#### Emisión libre-libre (*Bremsstrahlung*)

Consiste en la radiación de frenado debida a la interacción (sin captura) entre electrones libres e iones cargados positivamente. Es el mecanismo principal de emisión en regiones fotoionizadas (HII), donde la radiación ultravioleta procedente de las estrellas calientes recién formadas ioniza el medio circundante. En el rango 50-70 GHz es comparable a la emisión sincrotrón y la del polvo de nuestra Galaxia. Su distribución es bastante uniforme con una contribución máxima a lo largo del plano galáctico. Su índice espectral toma valores típicos de  $\beta_{ll} \sim -2.1$ , siendo este valor fijo, al contrario que el del sincrotrón, que varía espacialmente.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

No se espera que esté globalmente polarizada, ya que aunque la emisión libre-libre debida a un solo electrón sí lo está, las direcciones de dispersión para la distribución de electrones son aleatorias y la polarización neta se promedia a cero (Estalella & Anglada 2008). Sin embargo, la dispersión Thomson en el gas ionizado podría producir cierto grado de polarización (5-10 %) en regiones donde la profundidad óptica es grande, como los bordes de regiones HII compactas, pero ya que estas son aproximadamente simétricas la polarización integrada se cancela (Rubiño-Martin et al. 2009). El estudio de Macellari et al. (2011) en los mapas de 5 años de WMAP proporcionaba una cota superior de 3.4 % en la fracción de polarización de esta componente.

#### Emisión térmica del polvo

Se debe al calentamiento de las partículas de polvo hasta temperaturas de 10-100 K en el medio interestelar, que posteriormente reemiten la radiación absorbida en el infrarrojo cercano. Es la componente dominante para frecuencias  $\nu \gtrsim 100$  GHz. El polvo está formado por distintos tipos de granos y compuestos químicos cuya emisión puede ser descrita por una ley de cuerpo negro modificado,  $I(\nu) \propto \nu^{\beta_d} B_\nu(T_d)$ . Planck conjuntamente con los datos de IRAS ha obtenido unos valores promedio de  $T_d = 19.7 \pm 1.4$  K y  $\beta_d = 1.62 \pm 0.10$  para nuestra Galaxia (Planck Collaboration et al. 2014b).

Según los datos de WMAP la fracción de polarización para esta emisión varía espacialmente desde el 1 % en el centro Galáctico hasta el 6 % en el anticentro (Kogut et al. 2007), y es el principal contaminante para medidas de polarización del FCM en frecuencias superiores a 100 GHz. Esta polarización se genera por granos no esféricos cuyos ejes se alinean con el campo magnético del medio interestelar (Lazarian 2007). *Planck* ha encontrado que el espectro de potencias angular del polvo está bien descrito por una ley de potencias  $C_l \propto l^\alpha$ , con exponentes  $\alpha^{EE, BB} = -2.42 \pm 0.02$ ; y una diferencia sistemática entre las amplitudes de los modos E y B tal que  $C_l^{BB} / C_l^{EE} = 0.5$  (Planck Collaboration et al. 2016h).

#### Emisión anómala o emisión del polvo en rotación

La Emisión Anómala de Microondas (EAM) fue detectada por primera vez con el experimento COBE por Kogut et al. (1996) y posteriormente por Leitch et al. (1997) como un exceso sobre la emisión térmica del polvo en el rango de microondas (10-60 GHz). Actualmente es reconocida junto con el sincrotrón como el mecanismo de emisión difusa predominante en el rango de frecuencias de 20 a 30 GHz (bandas K y Ka de WMAP), aunque su origen sigue sin ser del

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

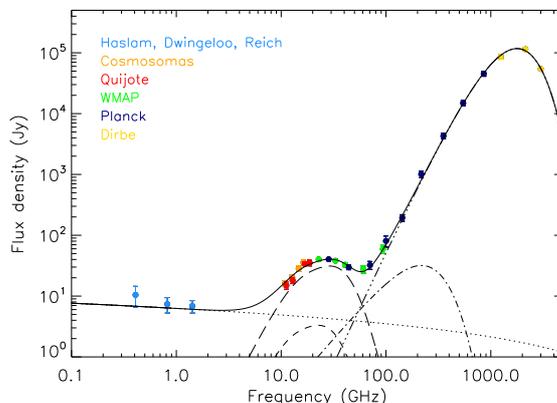


Figura 1.10: Distribución espectral de energía de la región G159.6-18.5, localizada en el complejo molecular de Perseo. Los puntos obtenidos por el experimento QUIJOTE se representan en rojo. En las frecuencias intermedias se observa un exceso de emisión asociado con la Emisión Anómala de Microondas. La línea continua representa el ajuste conjunto a las siguientes componentes: emisión libre-libre (línea a puntos), emisión térmica del polvo (línea a trazos y tres puntos), EAM con modelo de polvo en rotación en un medio de gas molecular de alta densidad (línea a trazos largos) y de gas atómico de baja densidad (línea a trazos cortos), y FCM (línea a trazo y punto). Imagen tomada de Génova-Santos et al. (2015).

todo claro. Se cree que se debe a la radiación dipolar eléctrica de granos de polvo muy pequeños en rápida rotación en el medio interestelar, aunque también existen hipótesis basadas en emisión dipolar magnética (Draine & Lazarian 1999). Su presencia es intensa en las nubes moleculares del plano de la Galaxia, tales como Perseo (Watson et al. 2005) y  $\rho$ -Ophiuchi (Casassus et al. 2008). Recientemente el experimento QUIJOTE ha publicado un estudio detallado de la EAM en esta última región en 10-20 GHz (Génova-Santos et al. 2015) (figura 1.10), así como en la región galáctica que incluye los complejos moleculares W43 y W47 (Génova-Santos et al. 2017). En esta región se encuentra también el remanente de supernova W44, en el que por primera vez se han detectado indicios de EAM asociada a este tipo de objetos.

Los modelos teóricos predicen que debe estar débilmente polarizada, aunque la polarización esperada depende del polvo responsable de la emisión (Lazarian & Draine 2000; Lazarian 2007; Hoang et al. 2013; Hoang & Lazarian 2016) y de otras consideraciones sobre la distribución de los tamaños de los granos,

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

1.6 Fuentes de error en la determinación del espectro de potencias 27

orientación de los mismos respecto al campo magnético, etc. Sobre los datos de siete años de WMAP se ha encontrado que la fracción de polarización en la componente difusa debida a la EAM debe ser inferior al 1%, 1.8%, y 2.7% (al 95% de confianza) en las frecuencias 23, 33 y 41 GHz, respectivamente (López-Caraballo et al. 2011). Una revisión sobre el estado de las cotas en la polarización de la EAM puede encontrarse en Rubiño-Martín et al. (2012a). En el estudio realizado por QUIJOTE en W43 se derivaron cotas superiores sobre la fracción de la polarización de la EAM de 0.39% y 0.22% a 17 y 41 GHz, respectivamente, constituyendo los límites más restrictivos hasta la fecha. Estos valores entran en conflicto con las predicciones de los modelos de dipolos eléctricos y magnéticos existentes, si el alineamiento de los granos con el campo magnético es perfecto.

1.6. Fuentes de error en la determinación del espectro de potencias

En esta sección suponemos que disponemos de un mapa “limpio” del FCM (es decir, en el que se han sustraído las contribuciones debidas a la emisión de la galaxia y fuentes puntuales), y se analiza qué factores afectan a la estimación del espectro de potencias a partir de dicho mapa.

**Varianza cósmica.** La hipótesis de ergodicidad que se consideró en la derivación del espectro de potencias consistía en asumir que efectuar un promedio sobre un colectivo de realizaciones del FCM era equivalente a promediar sobre un volumen suficientemente grande de nuestro Universo. El hecho de que desde nuestra posición estemos limitados a observar sólo una parte del Universo en un tiempo determinado hace que la muestra sea estadísticamente más pobre a medida que consideramos volúmenes más grandes. Este efecto se conoce como “varianza cósmica”, e introduce un error ineludible en el espectro de potencias derivado que será mayor a bajos  $l$ . En el caso óptimo en que observemos el cielo completo el valor de  $C_l$  para cada  $l$  se determina a partir del cuadrado de  $2l + 1$  variables gaussianas de media cero (los  $a_{lm}$ ), luego los  $C_l$  se distribuyen como una  $\chi^2$  con  $2l + 1$  grados de libertad. De aquí se deduce que esta varianza intrínseca viene dada por (Knox 1995; Durrer 2008):

$$\sigma^2(C_l) = \frac{2}{2l + 1} C_l^2 \quad (1.27)$$

**Haz y pixelización.** En un experimento real la señal medida procedente del cielo se modifica en función de las propiedades de la antena. Todo experimento

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

mide el FCM con una resolución finita dada por el patrón de respuesta o haz experimental, de forma que la señal observada es suavizada en las escalas del haz. En el espacio real este suavizado supone una convolución:

$$x^{s(\text{beam})}(\hat{\mathbf{n}}) = \int x^s(\hat{\mathbf{n}}') B^S(|\hat{\mathbf{n}} - \hat{\mathbf{n}}'|) d\Omega_{n'} \quad (1.28)$$

donde  $x^s$  representa la señal del cielo (I, Q o U), y  $B^S(|\hat{\mathbf{n}} - \hat{\mathbf{n}}'|)$  es el perfil del haz correspondiente al parámetro de Stokes medido (en general  $B^I \neq B^Q$ ). La convolución implica una multiplicación en el espacio de Fourier, con lo que el efecto sobre el espectro de potencias medido es:

$$C_l^{\text{med}} = B_l^2 C_l \quad (1.29)$$

donde  $B_l$  es la transformada armónica del haz.

La pixelización del mapa también produce un suavizado cuyo efecto es análogo al del haz, de manera que en la ecuación 1.29 debe incluirse un factor multiplicativo más debido a la ventana del píxel, y que denotaremos por  $X_l$ . Llamaremos  $B_l'$  a la función que contiene ambos efectos:

$$B_l' = B_l X_l \quad (1.30)$$

Ya que para estimar el espectro de potencias real se debe deconvolucionar la ecuación 1.29, una buena medida de la forma del haz es imprescindible en cualquier experimento de FCM. Este tipo de medidas suele realizarse sobre fuentes puntuales intensas no resueltas.

**Ruido instrumental.** En el caso de considerar ruido instrumental tendremos que en cada píxel la señal del detector (I, Q o U) puede descomponerse como la contribución del cielo (convolucionada por el detector y la ventana del píxel) y la contribución del ruido  $n$ , que en general se suponen no correladas:

$$x_i^{\text{med}} = x_i^{s(\text{beam}, \text{pix})} + n_i ; \langle x_i^s n_i \rangle = 0 \quad (1.31)$$

Mientras la señal del cielo permanece constante, la señal observada varía debido al ruido. El análisis estadístico de estas variaciones nos permitirá distinguir entre la señal del cielo y el ruido.

En el espacio de Fourier la ecuación anterior implica:  $a_{lm}^{\text{med}} = B_l' a_{lm}^s + a_{lm}^n$  y  $\langle a_{lm}^s a_{lm}^n \rangle = 0$  (las integrales como la 1.10 son sustituidas ahora por sumas finitas sobre el número de píxeles del mapa), por lo que el efecto sobre el espectro de potencias medido también es aditivo:

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568      Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

1.6 Fuentes de error en la determinación del espectro de potencias 29

$$C_l^{med} = B_l^2 C_l + N_l \quad (1.32)$$

donde hemos usado la notación  $N_l$  para el espectro de potencias del ruido,  $N_l = \langle |a_{lm}^n|^2 \rangle$ . Es necesario pues hacer una estimación del sesgo introducido por el ruido para calcular los  $C_l$ , con lo que la determinación de las propiedades del mismo es esencial en un experimento de FCM. Si el ruido instrumental es blanco (es decir, homogéneo),  $N_l$  es una constante independiente de  $l$ . En general este no es el caso: en un experimento real siempre existe una componente de ruido correlacionado llamado  $1/f$  que hace que  $N_l$  sea mayor a  $l$  bajos.

**Observaciones con cielo incompleto.** Aun en los experimentos en que se observa todo el cielo (como WMAP y Planck) no se utiliza el mapa completo en la derivación del espectro de potencias: siempre se descarta un cierto porcentaje a baja latitud galáctica ya que, como hemos visto, esta región está fuertemente contaminada por la emisión de la galaxia. Esto tiene el indeseable efecto de mezclar distintas escalas angulares, ya que los armónicos esféricos dejan de ser una base ortonormal en la esfera incompleta.

En el espacio real el efecto de una máscara sobre la señal de cielo medida es:

$$\tilde{x}(\hat{\mathbf{n}}) = W(\hat{\mathbf{n}})x(\hat{\mathbf{n}}) \quad (1.33)$$

donde  $W(\hat{\mathbf{n}})$  representa a la máscara de ceros y unos, y  $x$  representa una señal que puede ser de intensidad o polarización. Sobre los  $a_{lm}$  definidos en 1.10 esta máscara tiene el efecto de una convolución:

$$\tilde{a}_{lm} = \int W(\hat{\mathbf{n}})x(\hat{\mathbf{n}})Y_{lm}^*(\hat{\mathbf{n}})d\Omega_n \quad (1.34)$$

El espectro de pseudo- $C_l$  se define pues como:

$$\tilde{C}_l = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |\tilde{a}_{lm}|^2 \quad (1.35)$$

Claramente  $\tilde{C}_l \neq C_l$ , pero en un promedio sobre el colectivo podemos relacionar ambas cantidades como:

$$\langle \tilde{C}_l \rangle = \sum_{l'} M_{ll'} C_{l'} \quad (1.36)$$

donde la matriz  $M_{ll'}$ , llamada matriz de mezcla, describe el acoplamiento entre distintos  $l$  resultante de usar una fracción del cielo. Invirtiendo la relación

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

anterior (lo cual no es posible para todos los experimentos o coberturas de cielo) obtendremos una estimación del espectro de potencias verdadero  $C_l$ .

El efecto conjunto del haz, la pixelización, el ruido instrumental y la observación de una fracción de cielo se obtiene combinando las ecuaciones 1.36 y 1.32 (Hivon et al. 2002):

$$\langle \tilde{C}_l \rangle = \sum_{l'} M_{ll'} B_{l'}^2 C_{l'} + \langle \tilde{N}_l \rangle \quad (1.37)$$

donde  $\langle \tilde{N}_l \rangle$  es el promedio del espectro de potencias del ruido sobre la máscara, y los  $C_l$  son la estimación no sesgada del espectro de potencias real.

El hecho de no observar todo el cielo tiene especial impacto en las medidas de polarización, pues además de la mezcla de multipolos produce el acoplamiento de los modos E y B. Esto se debe a que la transformación entre Q-U y E-B es no local y sólo puede hacerse de manera única en el caso de cielo completo (una demostración puede encontrarse en Zaldarriaga (2001)).

### 1.7. Motivación de la tesis

La observación de las anisotropías en la temperatura del FCM ya ha logrado niveles de sensibilidad que permiten la determinación de los principales parámetros cosmológicos con una precisión por debajo del 1% (Hinshaw et al. 2013; Planck Collaboration et al. 2016e), por lo que la atención de la Cosmología observacional se ha redirigido en los últimos años hacia el estudio de la polarización de dichas anisotropías. En particular, el tipo de polarización denominada “modos B” es de vital importancia, ya que proporcionaría una evidencia definitiva de la inflación. Hasta el momento sólo se han conseguido poner cotas superiores en los modos B, que indican una señal muy débil en relación a los modos E. Para detectar una señal tan débil se requerirá un instrumento de gran sensibilidad, un número suficiente de frecuencias de observación para poder descontaminar la emisión galáctica, y un procesamiento de datos muy cuidadoso.

En 2014 el equipo de BICEP2 anunció una medida de dicha señal a 150 GHz (BICEP2 Collaboration et al. 2014b), pero finalmente la detección parece ser compatible con la emisión térmica del polvo (Planck Collaboration et al. 2016h). Este caso pone en evidencia la importancia de caracterizar las emisiones contaminantes por parte de diferentes experimentos que operen a distintas frecuencias para lograr una detección no ambigua de los modos B. Este es precisamente uno de los objetivos científicos del experimento QUIJOTE, operando en el rango de 10 a 20 GHz (en el que actualmente no existe ningún otro expe-

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

rimento del FCM) con el instrumento multifrecuencias (MFI) y a 30 y 40 GHz con el TGI y FGI, respectivamente.

Un importante paso previo al procesado de datos de un experimento de polarización del FCM como QUIJOTE es caracterizar estadísticamente las propiedades de ruido de los detectores, especialmente la componente de ruido correlacionado o  $1/f$  que depende del modo de observación. Esta información es útil por tanto para elegir la mejor estrategia de observación, y además puede ser implementada directamente en el código de construcción de mapas a través de la matriz de covarianza del ruido. La pipeline de análisis de datos en sí en un experimento de polarización del FCM comprende varias etapas. La primera consiste en el preprocesado y calibración de los datos ordenados en tiempo, para a continuación abordar la elaboración de mapas a partir de ellos. Esta operación reduce típicamente el volumen de los datos en órdenes de magnitud. El desafío principal al desarrollar algoritmos de elaboración de mapas es precisamente eliminar la componente correlada del ruido, utilizando para ello toda la información disponible en cada píxel. Una vez obtenidos los mapas y corregidos de emisiones galácticas (por técnicas de separación de componentes) el siguiente paso es la extracción del espectro de potencias a partir de los mapas de polarización. Uno de los grandes inconvenientes de los experimentos de polarización del FCM es que los espectros de potencias de ambos modos, E y B, se mezclan en una observación con cielo incompleto (Zaldarriaga 2001). En el caso de QUIJOTE, las regiones seleccionadas por su baja contaminación para observar el FCM cubren aproximadamente un 9% del cielo.

En este proyecto de tesis se han abordado algunos de estos problemas que se presentan en el procesado de los datos de un experimento de polarización del FCM. Además, se buscará la aplicación científica de esta pipeline en el análisis de una región galáctica de alta emisión en sincrotrón conocida como el Fan, con datos obtenidos por el experimento QUIJOTE.

### 1.8. Estructura y objetivos científicos de la tesis

Esta tesis está enfocada al análisis y explotación de los primeros datos científicos del experimento QUIJOTE, que se describirá en el capítulo 2. Los objetivos que se plantearon fueron:

1. Caracterización del ruido instrumental de los detectores del instrumento MFI del experimento QUIJOTE a través del espectro de potencias de la señal en el dominio temporal. Determinación de los parámetros del ruido del MFI (nivel de ruido blanco, frecuencias de codo) en intensidad

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

y polarización, y sus implicaciones en las estrategias de observación. Estos aspectos se cubren en el capítulo 3.

2. Elaboración de códigos de construcción de mapas de intensidad y polarización a partir de los datos de QUIJOTE. Calibración de los códigos con datos simulados. Aplicación a varias regiones de emisión galáctica de interés y al “Wide Survey” de QUIJOTE, usando datos del instrumento MFI. Este es el objeto del capítulo 4.
3. Implementación y análisis de códigos “estándar” para la extracción del espectro de potencias a partir de mapas de polarización del Fondo Cósmico de Microondas con cielo incompleto. Aplicación a simulaciones y a mapas del “Wide Survey” de QUIJOTE, que cubre un área de 20,000 grados cuadrados. Este es el objeto del capítulo 5.
4. Realización de observaciones en la región galáctica polarizada conocida como “Fan” a fin de caracterizar la emisión galáctica en el rango de frecuencias del MFI (10-20 GHz), donde es predominante la emisión sincrotrón. Realización de análisis de correlación a fin de caracterizar la emisión difusa polarizada, y estudio del remanente de supernova 3C58 presente en la región, así como de la región HII conocida como W5 a fin de encontrar evidencias de EAM. Estos aspectos se cubren en el capítulo 6.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

# 2

## El experimento QUIJOTE

Debido a la importancia que tendría la detección de ondas gravitacionales de origen primordial, en los últimos años ha habido un interés creciente por desarrollar experimentos para medir la polarización del FCM. En la tabla 2.1 se puede ver un resumen de los mismos, tanto en funcionamiento como en fase de planificación. El proyecto QUIJOTE<sup>1</sup> comparte este objetivo, siendo el único experimento de polarización del FCM en el rango de 10 a 20 GHz. Es resultado de la colaboración entre científicos e ingenieros procedentes del Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC), el Instituto de Física de Cantabria (IFCA), el Jodrell Bank Centre for Astrophysics de la Universidad de Manchester, la Universidad de Cambridge, el Departamento de Ingeniería de COMunicaciones (DICOM) y la compañía IDOM.

### 2.1. Descripción

El experimento QUIJOTE (Q-U-I JOint TEnerife) tiene como objetivo caracterizar la polarización del FCM y de otras emisiones de origen galáctico y extragaláctico en el rango de frecuencias de 10-40 GHz y en escalas angulares mayores de 1°. El proyecto comprende dos telescopios y tres instrumentos, que ya se encuentran operativos en el Observatorio del Teide (figura 2.1). Una descripción reciente del estado del proyecto puede encontrarse en Pérez-de-Taoro et al. (2016).

**Primer telescopio (QT1)** Su diseño se basa en una montura altazimutal que puede girar alrededor del eje vertical hasta a 36 grados por segundo

<sup>1</sup>QUIJOTE:<http://www.iac.es/proyecto/cmb/quijote>

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

Tabla 2.1: Experimentos del FCM en ejecución, desarrollo y planificación. La primera columna corresponde al nombre del proyecto, la segunda al año de inicio o la fecha prevista de inicio, entre la tercera y la quinta se presentan las principales características del experimento (área de cielo cubierta, rango de frecuencias y resolución), y la última columna (6) corresponde al nivel de amplitud  $r$  de los modos B que tiene como objetivo detectar. Se separan los experimentos en terrestres, globos y satélites.

Nombre	Inicio	Área [grados <sup>2</sup> ]	Frecuencia [GHz]	FWHM	$r_{\text{límite}}$
Terrestres					
BICEP2/Keck	2011	400	95,150,220	0.7°–0.52°	0.07
POLARBEAR	2012	1200	95,150,220,280	3.8'	0.025
QUIJOTE	2012	3000	10–20,30,40	≈ 1°	0.05
SPTPol	2012	500	95,150,220	1.6°,1.2°,1°	0.03
ACTPol	2014	2000	97,148	≈ 1°	0.03?
CLASS	2016	≈ 30000	40,90,150,220	≈ 1°	?
BICEP3	2016	600	95	0.35°	?
AdvACTPol	2016	≈ 20000	28,41,95,150,230	7.1'–0.9'	?
Simons Array	2019	≈ 27000	95,150,220,270	3'	0.01
GroundBIRD	2019	12400	150,220	0.5°	0.01
LSPE(STRIP)	2019	7400	43	0.5°	0.03
QUBIC	2020	800	97,150,220	1°	0.01
Globos					
EBEX	2012	6000	150,250,410	8'	0.03?
SPIDER	2015	4000	90,145,280	51',31',17'	0.03?
LSPE(SWIPE)	2019	8000	140,220,240	1.3°	0.03
Satélites					
LiteBIRD	2025	Todo el cielo	50-320	30'	0.001
PIXIE	?	Todo el cielo	30-1200	96'	0.001
PRISM	?	Todo el cielo	30-6000	17'–5.1"	0.0005
PICO	2030	Todo el cielo	30-850	28'–1'	0.001
COre	?	Todo el cielo	60-600	17'–1.98'	0.001

(6 rpm). Puede apuntar a cualquier posición en el cielo por encima de 30° de elevación (debido al diseño de la cúpula). La óptica se compone de

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40



Figura 2.1: Imágenes del experimento QUIJOTE en el Observatorio del Teide. Arriba: vistas de la cúpula desde el exterior e interior. La cúpula está orientada en la dirección Norte-Sur. Abajo: disposición final de los dos telescopios, QT1 (al fondo) y QT2.

un espejo primario parabólico de 2.25 m de diámetro y un secundario hiperbólico de 1.89 m dispuestos en un esquema “crossed-Dragnone” (figura 2.2), gracias al que se consigue reducir la polarización cruzada a niveles inferiores a -35 dB. El interior del escudo de protección está rodeado por un material absorbente para minimizar la contaminación de interferencias y del “spillover” (radiación de fuentes de emisión local capturada a través de los lóbulos laterales del sistema). Más detalles sobre el diseño del telescopio pueden encontrarse en Gomez et al. (2010) y Pérez-de-Taoro et al. (2014). Su instalación en el Observatorio del Teide tuvo lugar en mayo de 2012, y desde noviembre de ese mismo año alberga el Instrumento Multifrecuencias. En abril de 2014 se le añadieron 80 cm de blindaje extendido para reducir el “spillover” procedente de satélites geoestacionarios, principalmente en las frecuencias de 11-13 GHz. El telescopio tiene cuatro modos de observación principales:

- a) *Sky-dip*: consiste en mover el telescopio de forma continua entre 30 y 90 grados de elevación, en un azimut fijo. Se utiliza para caracterizar la respuesta del MFI a la emisión de la atmósfera en función de la masa de aire.
- b) *Ráster a elevación constante*: se mueve el telescopio en un rango de

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

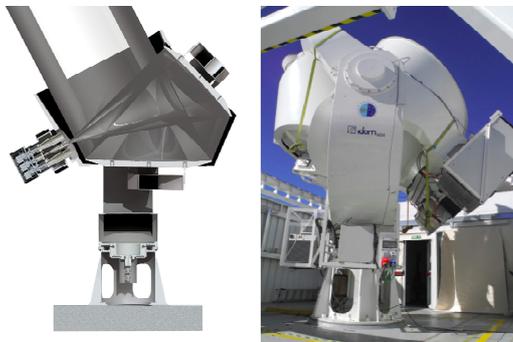


Figura 2.2: Imágenes del telescopio QT1. Izquierda: diseño del telescopio. La óptica se compone de un espejo primario parabólico de 2.25 m de diámetro y un secundario hiperbólico de 1.89 m dispuestos en un esquema "crossed-Dragone". A la izquierda se puede ver el criostato situado en el foco del sistema óptico. Derecha: imagen del telescopio. Se puede apreciar la ubicación de los dos armarios que contienen gran parte del sistema de control del instrumento y del telescopio.

coordenadas en azimut manteniendo una elevación constante, permitiendo que la fuente atravesase el campo gracias a la rotación terrestre. Es el modo de observación más utilizado, ya que de esta manera se mantiene constante la masa de aire. Otra modalidad sería dando saltos en elevación al llegar al final del rango en azimut, cubriendo así un campo rectangular en AZ-EL.

- c) *Ráster en coordenadas de cielo*: similar al ráster de telescopio, pero en coordenadas de cielo. Se cubre un campo que es rectangular en ascensión recta y declinación, moviendo los ejes de azimut y elevación simultáneamente. Ya que la emisión de la atmósfera no es constante en el campo, sólo se ha utilizado en la observación de fuentes puntuales brillantes, como calibradores.
- d) *Nominal*: el telescopio se mantiene fijo en una determinada elevación mientras rota de manera continua en azimut. Inicialmente se rotaba a 6 grados/segundo, pero en enero de 2014 se decidió incrementar la velocidad a 12 grados/segundo.

**Segundo telescopio (QT2)** Su diseño es idéntico al del QT1, excepto por una mejora en las propiedades de las superficies de los espejos, lo que

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

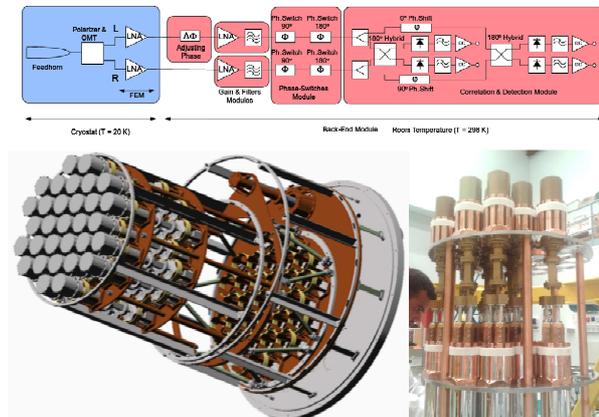


Figura 2.3: Instrumento TGI. *Arriba*: esquema de uno de los 30 receptores del instrumento. Consta de un módulo posterior a temperatura ambiente (color rosa) y un módulo anterior en criogenia (20 K, color azul). En la etapa de criogenia hay un polarizador fijo, un transductor ortomodo (OMT), y dos amplificadores (LNA). En la etapa a temperatura ambiente se encuentra, en primer lugar, un módulo de desfases a 90 y 180 grados, y posteriormente un módulo de correladores. El resultado son cuatro canales correlacionados cuyas combinaciones dan lugar a cuatro medidas de Q y U. *Abajo izquierda*: diseño original del TGI con 31 receptores, de los que finalmente se han instalado 29 (14 a 30 GHz y 15 a 40 GHz). *Abajo derecha*: integración de los píxeles de TGI en los talleres del IAC.

le permite operar hasta a 200 GHz (Sanquirce et al. 2014). Fue instalado en el Observatorio del Teide en julio de 2014 y actualmente alberga un criostato con 14 receptores del segundo instrumento (TGI, a 30 GHz) y 15 del tercer instrumento (FGI, a 40 GHz).

**Multi-Frequency Instrument (MFI)** Es el llamado Instrumento Multifrecuencias, que opera en los rangos de frecuencias de 10 a 14 GHz y de 16 a 20 GHz. Vio su primera luz en noviembre de 2012 y actualmente se encuentra inmerso en el programa científico, con unas 25000 horas de observaciones registradas hasta julio de 2018. En la sección 2.3 se describirá con detalle su funcionamiento y objetivos científicos. Los resultados presentados en esta tesis están basados en los datos de este instrumento.

**Thirty Gigahertz Instrument (TGI)** Tuvo su primera luz en mayo de 2016. Consiste en 29 polarímetros a 31 GHz, de los que 14 están instala-

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

dos actualmente en QT2, y se dedicará por entero a las observaciones del FCM. Al contrario que el MFI, basado en moduladores polares rotatorios, sus detectores consisten en polarizadores fijos con desfasadores de 90 y 180 grados (figura 2.3), lo que resulta más adecuado para observaciones continuas. De esta manera se logran cuatro medidas simultáneas, permitiendo descartar errores sistemáticos, ya que cada canal proporciona una medida de los tres parámetros de Stokes  $I, Q, U$ . Con el instrumento completo se espera alcanzar una sensibilidad de  $50 \mu\text{K s}^{1/2}$ . Una descripción global puede encontrarse en Hoyland et al. (2014), detalles del sistema criomecánico en Sánchez-de-la-Rosa et al. (2016) y del sistema de control y adquisición en Gómez-Reñasco et al. (2016).

**Forty Gigahertz Instrument (FGI)** Consistirá en otros 30 polarímetros trabajando a 42 GHz, con los que se espera lograr una sensibilidad conjunta de  $60 \mu\text{K s}^{1/2}$ . Actualmente están instalados 15 de ellos en combinación con receptores del TGI en el plano focal del QT2. El diseño del esquema electrónico de los detectores es análogo al del TGI, pero con un módulo de correlación y detección mejorado.

El proyecto inicial incluía además un sustractor de fuentes para monitorizar y posteriormente corregir la contribución de radiofuentes polarizadas en los mapas finales de QUIJOTE. Finalmente, esta corrección se realizará con observaciones del *Very Large Array* (VLA). En concreto, se están observando las radiofuentes identificadas con flujos superiores a 1 Jy en intensidad a 30 GHz en los mapas de Planck situadas en las tres regiones de baja contaminación seleccionadas para las observaciones del FCM (los llamados “campos cosmológicos”). Las observaciones se realizan tanto en intensidad como en polarización, para un rango de frecuencias de 30 a 40 GHz y en dos épocas distintas, abarcando la campaña unos tres años en total.

En la tabla 2.1 se recogen las características básicas de cada uno de los tres instrumentos del proyecto QUIJOTE. La temperatura de sistema  $T_{sys}$  se define como la temperatura equivalente a la potencia total del ruido procedente de todas las fuentes referidas a la entrada de un receptor ideal conectado a la salida del detector en cuestión. Es la suma de las contribuciones del ruido de los dispositivos ópticos y mecánicos del sistema, la atmósfera, el FCM, el “spillover” y la temperatura de la fuente o región observada. La NET (*Noise Equivalent Temperature*) por canal del instrumento se define a partir de la ecuación del radiómetro ideal que describe el RMS en la temperatura de sistema, al que nos referiremos como ruido blanco:

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

2.1 Descripción 39

Tabla 2.2: Características de los tres instrumentos del experimento QUIJOTE. La NET se refiere a medidas de polarización, considerando todas las bocinas que contribuyen a la medida en la frecuencia dada. En el caso de los valores reales, la NET ha sido calculada sobre los datos en dominio temporal. Estas cifras son posteriores a abril de 2014, en que se sustituyeron los LNAs del modulador 4. Las sensibilidades están dadas por frecuencia y por haz. Para el TGI y el FGI se muestran únicamente valores nominales.

		MFI				TGI	FGI
Nominal	Frecuencia central [GHz]	11	13	17	19	31	42
	Ancho de banda [GHz]	2	2	2	2	10	10
	Número de bocinas	2	2	2	2	30	30
	Canales por bocina	4	4	4	4	4	4
	FWHM del haz [°]	0.92	0.92	0.60	0.60	0.37	0.28
	$T_{sys}$ [K]	25	25	25	25	35	45
	NET por frec. [ $\mu\text{K s}^{1/2}$ ]	559	559	559	559	46	59
Real	Sensibilidad [ $\text{Jy s}^{1/2}$ ]	0.60	0.84	0.59	0.74	0.064	0.086
	$T_{sys}$ [K]	18	14	18	20		
	NET por frec. [ $\mu\text{K s}^{1/2}$ ]	396	322	411	449		
	Sensibilidad [ $\text{Jy s}^{1/2}$ ]	0.40	0.45	0.51	0.70		

$$\sigma = \frac{T_{sys}}{\sqrt{N}} = \frac{T_{sys}}{\sqrt{\Delta\nu t}} \quad (2.1)$$

donde  $N$  representa el número de muestras independientes en el tiempo de integración  $t$ , que de acuerdo al Teorema de Nyquist es  $\Delta\nu t$ , siendo  $\Delta\nu$  el ancho de banda (Rohlfs & Wilson 1996). Es importante notar que el ruido del detector escala en tiempo como  $1/\sqrt{t}$ , es decir que cuanto más larga sea la observación menor será el error en la señal medida. En el caso del MFI, de acuerdo con la ecuación anterior la NET para cada medida de polarización se define como:

$$\text{NET}_{\text{pol}} = \frac{\sqrt{2}T_{sys}}{\sqrt{\Delta\nu N_{\text{boc}}}} \quad (2.2)$$

donde  $N_{\text{boc}}$  es el número de bocinas empleado en la medida. El factor  $\sqrt{2}$  proviene del hecho de que el diseño de los detectores del MFI es tal que para tener una medida de polarización (entendida como combinación de los parámetros de Stokes Q y U) es necesario restar dos canales correlacionados en cada bocina. La sensibilidad recogida en la tabla 2.1 es equivalente a la NET pero calculada

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568      Código de verificación: ByiHNMJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS Fecha: 13/09/2019 19:35:01  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN 13/09/2019 23:46:40  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

en unidades de  $\text{Jy s}^{1/2}$ , utilizando para ello la relación entre el flujo y la temperatura (ecuación 2.23), asumiendo haces gaussianos con los FWHM indicados en la tabla.

## 2.2. Objetivos científicos

El experimento QUIJOTE tiene dos objetivos científicos principales:

- Detectar la señal de los modos B asociados a ondas gravitacionales en caso de que tengan una amplitud  $r \geq 0.05$ .
- Proporcionar información esencial sobre la polarización del sincrotrón y de la emisión anómala de microondas (EAM) de nuestra galaxia a baja frecuencia (11-42 GHz).

Para ello se están realizando dos surveys en intensidad y polarización lineal (es decir, en los parámetros de Stokes  $I$ ,  $Q$  y  $U$ ):

1. Un survey nominal o “wide survey” que cubrirá unos 20000 grados cuadrados. Se observará durante 10000 horas con el objetivo de alcanzar sensibilidades de  $25 \mu\text{K}/\text{haz}(1^\circ)$  con el MFI (11-19 GHz), y  $3 \mu\text{K}/\text{haz}$  con el TGI y el FGI (31-42 GHz).
2. Un survey cosmológico que cubrirá unos 3000 grados cuadrados sobre tres zonas seleccionadas de baja contaminación en el hemisferio Norte. Tras dos años de observación se espera alcanzar sensibilidades de  $3\text{-}4 \mu\text{K}/\text{haz}$  con el MFI y  $1 \mu\text{K}/\text{haz}$  con el TGI y el FGI.

De acuerdo con esto, QUIJOTE proporcionará una de las medidas más precisas de la polarización del sincrotrón y la emisión anómala de microondas a baja frecuencia en escalas angulares de un grado (Rubiño-Martín et al. 2012b). Esta información es muy importante teniendo en cuenta que este tipo de emisiones dominan sobre los modos B en el rango de frecuencias de 10 a 40 GHz (figura 2.4), y posiblemente en un rango aún más amplio dependiendo del valor de  $r$ . En este sentido, los mapas de QUIJOTE son de gran valor para caracterizar la emisión de la galaxia, complementando a otros experimentos como la misión Planck que mide a frecuencias superiores a 30 GHz (Planck Collaboration et al. 2016c) o C-BASS a 5 GHz (Irfan et al. 2015).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

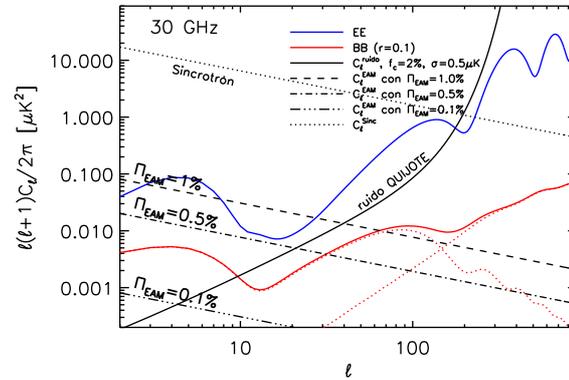


Figura 2.4: Predicción del espectro de potencias de la polarización de la emisión sincrotrón y la Emisión Anómala de Microondas a 30 GHz ( $C_l^{EAM}$ ), esta última para una fracción de polarización de  $\Pi^{EAM} = 0.1\%$ ,  $0.5\%$  y  $1\%$ . La línea negra punteada corresponde a la contribución estimada del sincrotrón en base a las medidas de WMAP. También se muestra el espectro de potencias teórico de la polarización de los modos E (línea azul) y los modos B (línea roja) con  $r=0.1$ . La línea negra continua representa el ruido de QUIJOTE con una fracción de cielo observado  $f_{sky}=0.02$  y  $\sigma=0.5\mu K$  por haz de  $1^\circ$ . Imagen extraída de López-Caraballo & Génova-Santos (2013).

### 2.3. Instrumento Multifrecuencias (MFI)

El principal objetivo del MFI es caracterizar la emisión polarizada de la galaxia: los mapas que se obtengan del survey cosmológico con este instrumento se utilizarán posteriormente para corregir píxel a píxel los que se obtengan con el TGI y el FGI, con el fin de poner cotas sobre los modos B de polarización. Además, a fin de explotar todo el potencial científico del MFI, se están llevando a cabo observaciones relativamente cortas centradas en ciertos campos con objetivos concretos. Estos campos incluyen:

1. *Nubes moleculares*. El objetivo en estas regiones es caracterizar la emisión anómala de microondas (EAM), especialmente en polarización. Las observaciones en la región de Perseo y en los complejos W43 y W47 ya han sido completadas y constituyen el objeto de la primera y segunda publicaciones científicas del proyecto QUIJOTE, respectivamente (Génova-Santos et al. 2015, 2017). Así mismo recientemente se han publicado los

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

Tabla 2.3: Número de horas de integración que ha llevado a cabo el MFI de QUIJOTE en los surveys nominal y cosmológico y en las diversas regiones galácticas de interés, así como el área que se cubre en cada región y sus coordenadas centrales en ascensión recta y declinación (J2000). Los datos están actualizados a julio de 2018.

	RA[°]	DEC [°]	Área [grados <sup>2</sup> ]	Tiempo [horas]
Nominal	0-360	>-30	18200	10900
C. Cosmológico 1	10.00	25.10	1090	1950
C. Cosmológico 2	145.00	45.00	1090	2330
C. Cosmológico 3	245.00	50.00	1090	2190
Perseo	58.00	34.00	330	760
Fan	37.00	62.00	380	600
Haze	269.00	-20.30	700	1250
Taurus	69.25	27.00	200	450
$\rho$ -Ophiuchi	246.60	-24.42	150	260
W49	287.58	9.13	250	240
W44	284.04	1.38	250	210
IC443	94.51	22.66	120	270
W63	304.75	45.50	250	260
M31	10.68	41.27	500	540
W51N	287.41	15.90	210	210
LDN1608	99.12	10.81	170	250
LDN1358	43.18	69.45	170	400
	Calibradores			
Tau A	83.63	22.01	100	650
Cass A	350.87	58.82	100	620
Jupiter	91.14	30.41	80	190
Luna	-	-	100	30
Sky-dips	-	-	-	360
<b>Total</b>				<b>24920</b>

resultados en la región de Taurus (Poidevin et al. 2019). Próximas publicaciones incluirán estudios en las regiones de  $\rho$ -Ophiuchi, W51 y W49. También se ha realizado una campaña de observaciones sobre M31, esperando encontrar en la emisión integrada indicios de EAM análogamente a la detectada en regiones con formación estelar de otras galaxias cercanas como NGC6946 (Murphy et al. 2010; Scaife et al. 2010).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568      Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

2. *Fan*. Se denomina así a una región de unos 400 grados cuadrados cerca del plano galáctico dominada por emisión sincrotrón, particularmente interesante ya que al parecer el campo magnético galáctico está muy alineado en la región (Iacobelli et al. 2013). Estas observaciones también han sido completadas y con ellas se pretende caracterizar el índice espectral de la fracción de polarización en esa zona.
3. *Haze*. El llamado “Haze” es un exceso de emisión en microondas hacia el centro de la Galaxia que fue detectado por primera vez en 23 GHz en datos de WMAP (Finkbeiner 2004), con un espectro más plano de lo habitual en sincrotrón, y que también ha sido confirmada por Planck (Planck Collaboration et al. 2013). Correla espacialmente con las llamadas “Fermi bubbles” observadas posteriormente en rayos gamma por *Fermi* (Dobler 2012). Una hipótesis probable es que se trate de la señal asociada a la aniquilación de materia oscura en el centro galáctico (Springel et al. 2008). Sin embargo, Carretti et al. (2013) han encontrado una fracción de polarización del 25 % en ciertas partes de esta región e intensos campos magnéticos que favorecen la hipótesis de que esté asociada con formación estelar intensa.
4. *Remanentes de supernova*. Estos incluyen fuentes como IC443 y W63, a fin de caracterizar su emisión sincrotrón y posible Emisión Anómala de Microondas. Precisamente QUIJOTE ha detectado EAM en este tipo de objetos (Génova-Santos et al. 2017), en concreto en el remanente W44 presente en la misma región que W43 y W47, aunque parece poco probable que la emisión provenga de la fuente en sí.

En la figura 2.5 se representan algunas de estas regiones, y en la tabla 2.3 se recoge una estimación de las horas de observación realizadas sobre ellas desde noviembre de 2012 hasta finales de julio de 2018 por el MFI. Adicionalmente se realizan a diario observaciones de calibradores bien caracterizados como Cassiopeia A y Tau A, y “sky-dips” para medir la absorción atmosférica, de manera que el total de horas observadas asciende a unas 25000 (más de 1000 días). La eficiencia global de observación ha sido aproximadamente del 50 %, con mínimos durante los meses invernales y en determinados períodos en que se realizaron modificaciones o actuaciones en QT1 o el MFI.

### 2.3.1. Respuesta del MFI

Como se explicó en el capítulo anterior, el instrumento multifrecuencias de QUIJOTE ya está instalado y en plena fase de explotación científica desde

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

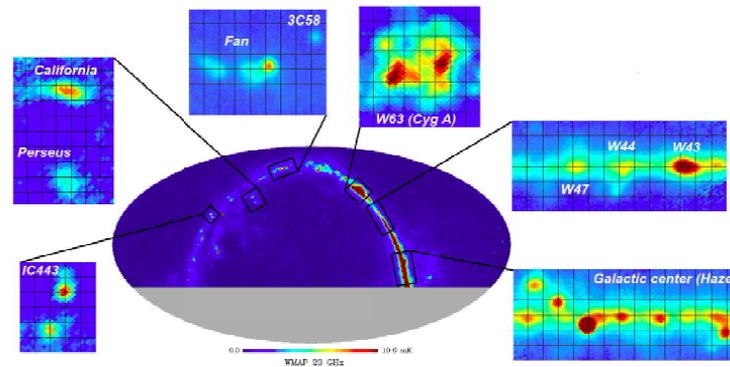


Figura 2.5: Mapa de temperatura del cielo obtenido por WMAP en la banda K (23 GHz) con 9 años de datos. La zona gris representa el área no observable por QUIJOTE ( $\text{DEC} < -32^\circ$ ). Los mapas rectangulares corresponden a diversas regiones observadas por QUIJOTE a 17 GHz. Las líneas de la cuadrícula en esos pequeños mapas tienen una separación de  $1^\circ$ .

noviembre de 2012. Este instrumento consta de cuatro receptores: dos operan entre 10-14 GHz, y los otros dos entre 16-20 GHz. Están distribuidos alrededor del plano focal del instrumento (figura 2.6). La señal que llega a cada uno es separada en dos bandas con frecuencias centrales de 11 y 13 GHz, y 17 y 19 GHz, respectivamente, y un ancho de banda de 2 GHz. El sistema se encuentra en condiciones de criogenia, a temperaturas de 25 K. Cada cadena de recepción consta de una bocina cónica corrugada, en cuyo interior se encuentra un modulador que puede rotar. Hay dos modos posibles de operación de dicho modulador: rotación continua, o cambios discretos en su posición en saltos de  $22.5^\circ$ , siendo este último el que se utiliza normalmente, ya que durante la fase de comisionado se comprobó que la rotación continua resultaba en un aumento de temperatura del criostato. El esquema del receptor puede verse en la figura 2.7, y consta de una rama externa que da como salida los canales  $x$  e  $y$ , y una interna que da los  $x + y$  y  $x - y$ .

Cada elemento óptico del sistema puede ser descrito por una matriz de Jones (Trujillo-Bueno et al. 2002; O'Dea et al. 2007), de manera que el efecto de cada rama sobre el campo eléctrico de la radiación incidente  $\vec{E}$  será:

$$\vec{E}' = \mathbf{J}\vec{E} \quad (2.3)$$

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40



Figura 2.6: Imágenes del MFI en diversos momentos de su fabricación e instalación. *Izquierda:* integración del MFI en los talleres del IAC. Se ha señalado la posición de diversos dispositivos: el transductor ortomodo (OMT), los moduladores polares y finalmente las bocinas corrugadas. La bocina central (26-34 GHz) se suprimió de la configuración definitiva ya que durante el comisionado técnico se comprobó que el instrumento no alcanzaba la temperatura especificada (20 K). Al no ser esencial esta bocina para los objetivos científicos del MFI, se suprimió para reducir la masa a enfriar y se colocó en el hueco una cabeza fría mejorada para el criostato. *Centro:* imagen del MFI en los talleres del IAC. A la derecha puede apreciarse el criostato (cilindro negro). *Derecha:* integración del MFI en el QT1. Puede apreciarse la disposición de las cuatro bocinas alrededor del centro del instrumento.

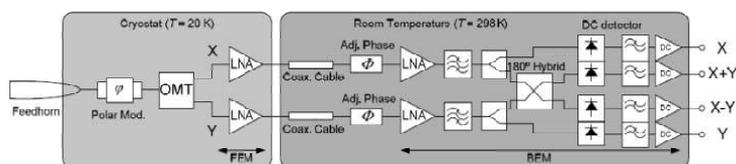


Figura 2.7: El MFI consta de dos módulos: uno que opera en condiciones de bajas temperaturas (FEM, parte frontal) y otro que se encuentra a temperatura ambiente (BEM, módulo posterior). En el esquema se pueden ver los distintos elementos: la bocina parcialmente enfriada, seguida del modulador polar, un transductor ortomodo (OMT), los amplificadores (LNA), a continuación el módulo posterior con ajustadores de fase y amplificadores, el correlador híbrido de  $180^\circ$  y los filtros. La configuración proporciona la respuesta de cuatro canales que se identifican como  $X$  e  $Y$  en la rama externa, y  $X + Y$  y  $X - Y$  para los canales correlacionados de la rama interna. Imagen extraída de Hoyland et al. (2012).

donde  $\vec{E}'$  representa el campo eléctrico a la salida, y  $J$  es el producto de las matrices de Jones que describen cada uno de los elementos optomecánicos. Estos son, en el mismo orden en que la radiación atraviesa el sistema:

- *Modulador polar.* Consiste en un retardador de media onda que puede girar. Su matriz de Jones viene dada por el efecto conjunto de la rotación

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHJNMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

( $J_\theta$ ) y la lámina de media onda ( $J_{\text{hwp}}$ ):

$$J_{\text{mod}} = J_\theta J_{\text{hwp}} J_\theta^T \quad (2.4)$$

$$J_\theta = \begin{bmatrix} \cos \theta & \text{sen } \theta \\ -\text{sen } \theta & \cos \theta \end{bmatrix}; \quad J_{\text{hwp}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

donde el ángulo de rotación del modulador polar viene dado por,

$$\theta = \phi_{\text{mod}} - \phi_0 \quad (2.6)$$

siendo  $\phi_0$  su ángulo de referencia.

- *Transductor ortomodo (OMT)*. Separa el campo eléctrico en sus componentes horizontal y vertical. Su matriz de Jones es pues la identidad.
- *Amplificador de bajo ruido (LNA)*. Actúa de manera independiente en cada una de las componentes de entrada, amplificando la señal por un factor de ganancia que en general será distinto para cada amplificador,  $g_1 \neq g_2$ , y que puede presentar fluctuaciones temporales. Se comprobó que en el caso del MFI estos factores eran muy similares, y que en todo caso variaban de la misma forma en el tiempo, es decir:  $g_1(t) = k g_2(t)$ . En lo sucesivo consideraremos que son iguales<sup>2</sup>. La matriz de Jones correspondiente es la matriz identidad multiplicada por el factor  $g_1 = g_2 \equiv g$ :

$$J_{\text{LNA}} = g \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

El efecto conjunto de los tres elementos anteriores es el producto de sus matrices calculado de derecha a izquierda, en el mismo orden en que se aplica al campo eléctrico incidente:

$$J^{\text{ext}} = J_{\text{LNA}} J_{\text{OMT}} J_\theta J_{\text{hwp}} J_\theta^T \quad (2.8)$$

$$J^{\text{ext}} = g \begin{bmatrix} \cos 2\theta & \text{sen } 2\theta \\ \text{sen } 2\theta & -\cos 2\theta \end{bmatrix}$$

<sup>2</sup>Se puede comprobar, realizando el desarrollo con  $g_1 \neq g_2$ , que una desigualdad en estos factores tendría el efecto de hacer aparecer una componente espuria de orden  $g_1^2 - g_2^2$  que se filtra de polarización a intensidad en la suma de canales correlacionados. Esta componente representa aproximadamente un 1% del valor de la polarización, muy por debajo del error de calibración del experimento. En la nueva configuración del MFI con los híbridos de 90 grados (a partir de diciembre de 2015) ya no se produce este efecto.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

Esta es la matriz de Jones que aplica a la rama exterior del sistema. En el caso de la rama interior, correspondiente a los canales correlacionados, el campo eléctrico atraviesa un componente más:

- *Correlador híbrido de 180°*. Correla las dos componentes del campo eléctrico incidente para dar una componente horizontal que es su suma y una componente vertical que es su resta. La matriz de Jones asociada es pues:

$$J_{\text{hyb}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

Con lo que, para la rama interior:

$$J^{\text{int}} = J_{\text{hyb}} J_{\text{LNA}} J_{\text{OMT}} J_{\theta} J_{\text{hwp}} J_{\theta}^T \quad (2.10)$$

$$J^{\text{int}} = \frac{g}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos 2\theta + \sin 2\theta & \sin 2\theta - \cos 2\theta \\ \cos 2\theta - \sin 2\theta & \sin 2\theta + \cos 2\theta \end{bmatrix}$$

Llamaremos a los canales correlacionados de salida  $x + y$  y  $x - y$ . En definitiva, por cada frecuencia (dos por bocina) habrá cuatro canales:  $x$ ,  $y$ ,  $x + y$ ,  $x - y$ , para los cuales:

$$\begin{bmatrix} \xi'_x \\ \xi'_y \end{bmatrix} = J^{\text{ext}} \begin{bmatrix} \xi_x \\ \xi_y \end{bmatrix} ; \quad \begin{bmatrix} \xi'_{x+y} \\ \xi'_{x-y} \end{bmatrix} = J^{\text{int}} \begin{bmatrix} \xi_x \\ \xi_y \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

donde  $\xi'$  y  $\xi$  representan las amplitudes del campo eléctrico saliente y entrante, respectivamente. La señal medida es un promedio temporal de la amplitud del campo eléctrico saliente (Jarosik et al. 2003):

$$V_i = s_i (\xi'_i)^2 \quad (2.12)$$

donde  $s_i$  es la responsividad del canal, es decir, la eficiencia de conversión de señal a voltaje. Teniendo en cuenta esto último e introduciendo las relaciones 2.8 y 2.10 en 2.11, se llega a:

$$\begin{aligned} V_x &= s_x g^2 \frac{1}{2} \left( I + Q \cos(4\theta) - U \sin(4\theta) \right) \\ V_y &= s_y g^2 \frac{1}{2} \left( I - Q \cos(4\theta) + U \sin(4\theta) \right) \\ V_{x+y} &= s_{x+y} g^2 \frac{1}{2} \left( I + Q \sin(4\theta) + U \cos(4\theta) \right) \\ V_{x-y} &= s_{x-y} g^2 \frac{1}{2} \left( I - Q \sin(4\theta) - U \cos(4\theta) \right) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

donde se ha utilizado la definición de los parámetros de Stokes dada en 1.14. En lo sucesivo llamaremos factores de ganancia a las cantidades definidas como  $G_i \equiv s_i g^2$ , que dan la conversión de temperatura en el cielo (unidades de  $I, Q, U$ ) a voltaje en la salida del instrumento (unidades de  $V_i$ ).

Una forma de obtener las medidas de  $I, Q$  y  $U$  consiste en sumar y restar los pares de canales:

$$\begin{aligned} \frac{V_x}{G_x} + \frac{V_y}{G_y} &= I \\ \frac{V_x}{G_x} - \frac{V_y}{G_y} &= Q \cos(4\theta) - U \sin(4\theta) \\ \frac{V_{x+y}}{G_{x+y}} + \frac{V_{x-y}}{G_{x-y}} &= I \\ \frac{V_{x+y}}{G_{x+y}} - \frac{V_{x-y}}{G_{x-y}} &= Q \sin(4\theta) + U \cos(4\theta) \end{aligned} \quad (2.14)$$

Como vemos, la señal de polarización en cada instante se obtiene como la resta de las señales correspondientes a dos de los canales ortogonales. El resultado contiene contribuciones tanto de  $Q$  como de  $U$ , por tanto son necesarias al menos dos medidas en dos posiciones distintas de los moduladores (o dos ángulos paralácticos distintos) para caracterizar ambos parámetros. Las posiciones estándar son  $\theta=0^\circ, 22.5^\circ, 45^\circ$  y  $67.5^\circ$ . Debido al factor 4, en el argumento del seno y coseno ángulos más grandes serían redundantes.

Como ya mencionamos, la ganancia de los LNAs sufre fluctuaciones en el tiempo, por lo que los factores  $G_i$  son en realidad funciones del tiempo,  $G_i(t)$ . Su escala de variación es "lenta" en comparación con las escalas en que varía el ruido blanco, y se manifiestan como ruido correlacionado temporalmente o ruido "1/f" en la señal de salida. En el caso de los canales  $(x+y)$  y  $(x-y)$ , la componente correlacionada del ruido es igual en ambos al atravesar la señal el correlador híbrido. Por tanto, la resta de canales correlacionados tiene el efecto de disminuir la componente correlacionada del ruido en las medidas de polarización. Esto no ocurre para la resta de canales  $(x)-(y)$ , por lo que la segunda ecuación en 2.14 no se utilizará en la práctica para la obtención de medidas de polarización.

Hay que tener en cuenta que la ecuación 2.14 define  $Q$  y  $U$  respecto a un sistema de referencia ortogonal fijo en la antena, y no el la fuente, como desearíamos. En un telescopio altazimutal el haz de la antena rota en el cielo a medida que sigue la fuente. Esta rotación está caracterizada por el ángulo paraláctico,  $\gamma_p$ :

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

$$\tan \gamma_p = \frac{\cos \mathcal{L} \sin \mathcal{H}}{\sin \mathcal{L} \cos \delta - \cos \mathcal{L} \sin \delta \cos \mathcal{H}} \quad (2.15)$$

donde para un telescopio ideal  $\mathcal{L}$  es la latitud geográfica en la que se encuentra el telescopio,  $\mathcal{H}$  es el ángulo horario de la fuente, y  $\delta$  su declinación. Incluyendo esta rotación adicional en la ecuación 2.14, queda:

$$\begin{aligned} \frac{V_x}{G_x} + \frac{V_y}{G_y} &= I \\ \frac{V_{x+y}}{G_{x+y}} + \frac{V_{x-y}}{G_{x-y}} &= I \\ \frac{V_{x+y}}{G_{x+y}} - \frac{V_{x-y}}{G_{x-y}} &= Q \sin(4\theta + 2\gamma_p) + U \cos(4\theta + 2\gamma_p) \end{aligned} \quad (2.16)$$

El MFI devuelve los datos crudos ordenados en el tiempo en forma de ficheros binarios (.fits) a los que nos referiremos como *Time Ordered Data* (TOD), y que contienen la siguiente información: tiempo (como fecha juliana modificada), azimut y elevación del telescopio, ángulo de los moduladores  $\phi_{mod}$ , y señal de voltaje correspondiente a cada uno de los 32 canales (4 bocinas  $\times$  2 frecuencias por bocina  $\times$  4 canales por frecuencia).

### 2.3.2. Modificaciones del MFI

Desde su integración en el QT1 en el Observatorio del Teide en 2012 el MFI ha sufrido diversas modificaciones. Las más importantes han sido:

1. *Abril de 2014*:
  - a) Se reemplazaron los LNAs de la bocina 4, ya que durante la fase de comisionado se comprobó que tenían una temperatura de sistema muy superior a lo esperado. Los nuevos LNAs tenían temperaturas de sistema similares a las del resto de bocinas (ver tabla 2.1).
  - b) Se añadieron correladores híbridos de  $90^\circ$  al sistema electrónico de la bocina 1. Durante la fase de comisionado se pudo comprobar que el modulador de esta bocina no se posicionaba en el lugar deseado al rotarlo. Por este motivo se decidió mantenerlo fijo, haciendo esta bocina inservible para medidas de polarización. Al añadir los híbridos se consigue tener a la salida cuatro canales correlacionados dos a dos, en lugar de dos, lo que permite determinar  $Q$  y  $U$  instantáneamente sin necesidad de rotar el modulador (figura 2.8). Sin embargo

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

esta solución imposibilita la reducción de errores sistemáticos que sí se consigue variando la posición del modulador.

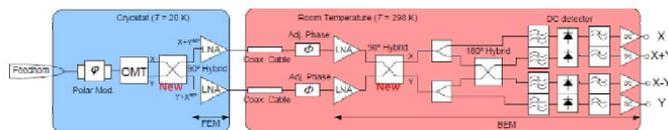


Figura 2.8: Esquema electrónico de todos los detectores del MFI desde diciembre de 2015. Se han introducido dos híbridos de  $90^\circ$  respecto al esquema anterior (figura 2.7). El resultado en la salida son cuatro canales correlacionados. Las diferencias de canales  $X - Y$  y  $(X + Y) - (X - Y)$  dan lugar combinaciones de Q y U, a partir de las que se pueden determinar los valores de ambos parámetros instantáneamente. Imagen extraída de Pérez-de-Taoro et al. (2016).

2. *Octubre de 2014*: los canales correlacionados de la bocina 3 mostraban fluctuaciones de ganancia muy rápidas, que se atribuyeron a los correladores híbridos de  $180^\circ$ , por lo que estos fueron sustituidos.
3. *Diciembre de 2015*: de manera análoga a la bocina 1, se añadieron híbridos de  $90^\circ$  a los sistemas electrónicos de las bocinas 2, 3 y 4. De esta manera se obtienen medidas instantáneas de Q y U en todos los detectores. Las observaciones en distintas posiciones de estos tres moduladores sirven ahora para caracterizar errores sistemáticos. Sin embargo, los datos usados en esta tesis han sido tomados con la primera configuración del MFI (es decir, son anteriores a diciembre de 2015).

## 2.4. Calibración del MFI

### 2.4.1. Calibradores astronómicos: Tau A y Cas A

Los dos calibradores primarios del MFI son los remanentes de supernova (SNR) de la nebulosa del Cangrejo (Tau A) y Cassiopeia A (Cas A) (Baars et al. 1977). Diariamente se realiza al menos una observación de ambas fuentes. Estas observaciones se utilizan para determinar la calibración en flujo absoluto y del ángulo de polarización, así como para comprobar la estabilidad en las ganancias y ajustar el modelo de apuntado.

- *Tau A*: Taurus A, también conocida como Messier 1 o nebulosa del Cangrejo, es un plerión (una nebulosa alimentada por el viento de un púlsar central) con un tamaño angular de  $7 \times 5$  arcominutos (Green 2009). Se

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

creo que está asociada al evento registrado por astrónomos chinos en el año 1054. Es la radiofuente puntual más brillante en polarización, estando polarizada en paralelo al plano de la Galaxia ( $U \sim 0$ ,  $Q$  negativa) con una fracción de polarización del 7-8% en las frecuencias de WMAP (Page et al. 2007). Por este motivo, es habitualmente usada como calibrador de polarización en experimentos del FCM (Macías-Pérez et al. 2010; Aumont et al. 2010).

- *Cas A*: Cassiopeia A es un remanente de supernova con un tamaño angular de unos 5 arcominutos (Green 2009). Se han observado variaciones espaciales en su índice de emisión espectral (Wright et al. 1999; Anderson & Rudnick 1996), cuyo efecto integrado es una curvatura en la SED y cierta dependencia con la frecuencia en su variación secular (Hafez et al. 2008). Observaciones de alta resolución de la polarización de Cas A demuestran que esta se distribuye simétricamente alrededor de los bordes de la fuente con forma casi circular, por lo que se espera que la medida integrada sea muy próxima a cero (Mayer & Hollinger 1968). Sobre los datos de 7 años de WMAP su fracción de polarización a 22.68 GHz es del  $0.41 \pm 0.04\%$  (Weiland et al. 2011). Por tanto, las observaciones de la polarización de Cas A se utilizan como test nulo.

El principal mecanismo de emisión de ambas fuentes en las frecuencias del MFI es la emisión sincrotrón (Macías-Pérez et al. 2010). La forma más general de parametrizar la densidad espectral de energía (SED) de la emisión sincrotrón integrada es una ley de potencias curva que en forma logarítmica se expresa como:

$$\log\left(\frac{S_\nu}{J_y}\right) = \log\left(\frac{S_{x\text{GHz}}}{J_y}\right) + \alpha \log\left(\frac{\nu}{x\text{GHz}}\right) + \beta \log^2\left(\frac{\nu}{x\text{GHz}}\right) \quad (2.17)$$

donde  $S_{x\text{GHz}}$  es el flujo de la fuente a cierta frecuencia de referencia  $x$  (en GHz),  $\nu$  es la frecuencia de observación,  $\alpha$  es el índice espectral y  $\beta$  describe la curvatura del espectro. En la tabla 2.4.1 se recogen estos parámetros para Tau A y Cas A según el modelo ajustado con 7 años de datos de WMAP (conjuntamente con medidas anteriores) por Weiland et al. (2011), que es el que se ha adoptado para la calibración del MFI.

Tau A y Cas A tienen además una variación secular del brillo significativa, por lo que debe añadirse un término exponencial:

$$\left(\frac{S_\nu}{J_y}\right) = \left(\frac{S_{x\text{GHz}}}{J_y}\right) \left(\frac{\nu}{x\text{GHz}}\right)^{\alpha + \beta \log\left(\frac{\nu}{x\text{GHz}}\right)} e^{\alpha(T - T_0)} \quad (2.18)$$

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

donde  $a = \dot{S}_\nu S_\nu^{-1}$  es el coeficiente de decaimiento relativo en unidades de años<sup>-1</sup>,  $T$  es el año en que la observación fue hecha y  $T_0$  es el año al que el modelo está referido. Para Cas A, el modelo de variación secular adoptado es el determinado por Hafez et al. (2008) con observaciones del *Very Small Array*, en el que se considera una dependencia en frecuencia dada por:

$$a(\nu) = 0.68(\pm 0.04) - 0.15(\pm 0.04) \log\left(\frac{\nu}{\text{GHz}}\right) \quad \%/a\tilde{n}o \quad (T_0 = 2000.0) \quad (2.19)$$

En el caso de Tau A se considera una variación secular independiente de la frecuencia dada por (Hafez et al. 2008):

$$a = -0.22 \pm 0.07 \quad \%/a\tilde{n}o \quad (T_0 = 2005.0) \quad (2.20)$$

Este valor es compatible con el medido por WMAP en sus 7 primeros años de datos: -0.21 % a 23 GHz (Weiland et al. 2011).

Tabla 2.4: Modelos de SED para Cas A y Tau A derivados por Weiland et al. (2011) usando los mapas de 7 años de WMAP conjuntamente con medidas anteriores. Se indica: el rango de frecuencias del ajuste, el flujo a la frecuencia de referencia de 40 GHz y los índices del ajuste a una ley de potencias (curva en el caso de Cas A).

Fuente	Frec(GHz)	$\log(S_{40\text{GHz}}/Jy)$	$\alpha$	$\beta$	$T_0(a\tilde{n}o)$
Cas A	1.4-250	$2.204 \pm 0.002$	$-0.682 \pm 0.011$	$0.038 \pm 0.008$	2000
Tau A	1-353	$2.506 \pm 0.003$	$-0.302 \pm 0.005$	-	2005

Lo ideal sería usar Júpiter como calibrador primario, ya que no tiene variación secular y está poco polarizado, alrededor de un 0.2 % a 33 GHz según Weiland et al. (2011), y utilizar Tau A y Cas A como calibradores secundarios. Sin embargo debido a su tamaño angular se diluye en el haz, por lo que no es suficientemente brillante en una observación individual, aunque no se ha descartado su utilización y se sigue observando periódicamente. Así mismo, alternativamente se podría utilizar la Luna como calibrador en polarización.

#### 2.4.2. Haces y bandas espectrales

La caracterización de los haces del MFI en el IAC fue realizada por Vignaga (2018) como parte de su tesis doctoral, en colaboración con Roger Hoyland. Este último creó un modelo de los haces del instrumento con el software CST (*Computer Simulation Technology*). El análisis se realizó con observaciones de

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568      Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

satélites geoestacionarios por su alta señal a ruido, y se comprobó con observaciones agrupadas de Cas A y Tau A. Dichos satélites están situados en una banda a declinación 0 grados, emitiendo en su mayoría a 10-14 GHz. Las conclusiones del análisis fueron:

- *Haces principales*: en la tabla 2.5 se muestran los resultados de los ajustes a Gaussiana del FWHM de los haces principales realizados con observaciones de satélites que no saturaban los detectores (y Cas A en el caso de 17 GHz, ya que no se encontraron satélites emitiendo en dicha frecuencia). La eficiencia de los haces (definida como el cociente entre el ángulo sólido subtendido por el lóbulo principal y el subtendido por todo el haz) es de entre un 90 y un 98 %.
- *Lóbulos laterales cercanos*: aparecen a un nivel de -40 dB en 10-14 GHz (bocinas 1 y 3), por debajo de lo esperado (figura 2.9).
- *Lóbulos laterales lejanos*: en los mapas nominales aparecían interferencias procedentes de los satélites geoestacionarios y del Sol causadas por el “spillover” de los lóbulos laterales lejanos, principalmente en la bocina 1, que se consiguieron suprimir por encima de -58 dB gracias al blindaje extendido instalado en QT1 en abril de 2014.
- *Polarización cruzada*: mediante el formalismo de matrices de Müller con observaciones de satélites y Cas A se comprobó que la conversión de señal de intensidad en señal polarizada es de alrededor del 1 %.

En la figura 2.10 se muestran las funciones ventana calculadas a partir de los perfiles radiales del haz, mediante su transformada armónica.

Las frecuencias efectivas y anchos de banda para cada canal del MFI fueron calculados por Ricardo Génova ajustando una función “sombbrero” a las medidas de las bandas realizadas por Roger Hoyland. Se realizaron medidas de flujos con dichas bandas sobre fuentes con distinta dependencia espectral (FCM, sincrotrón, polvo en rotación), encontrándose que las diferencias eran siempre inferiores al 2 % en la frecuencia efectiva, por lo que en la pipeline de análisis no se han realizado correcciones de color. Así mismo, estudiaron cómo afectaban las diferencias en el ancho de banda de los canales  $x + y$  y  $x - y$  del MFI a la conversión de señal de intensidad en señal polarizada en medidas de fuentes con un espectro no plano, encontrando que el error inducido en polarización era inferior al 0.4 % en cualquier caso.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

Tabla 2.5: Valores del FWHM, elipticidad ( $e$ ) y ángulo sólido subtendido por el haz principal calculados para los haces del MFI. En la derivación se utilizaron observaciones de satélites. En 17 GHz se han replicado los valores obtenidos a 19 GHz ya que no se encontraron satélites geoestacionarios emitiendo en dicha frecuencia. La elipticidad se obtuvo del ajuste de los mapas a una gaussiana bidimensional. La FWHM se obtuvo ajustando a una gaussiana los perfiles radiales de los haces.

	Frec [GHz]	FWHM(°)	$e$	$\Omega_{MB}$ (msr)
Bocina 1	11	0.89	0.01	0.28
	13	0.89	0.01	0.28
Bocina 2	17	0.63	0.02	0.16
	19	0.63	0.02	0.16
Bocina 3	11	0.84	0.07	0.25
	13	0.85	0.08	0.26
Bocina 4	17	0.65	0.03	0.15
	19	0.65	0.03	0.15

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

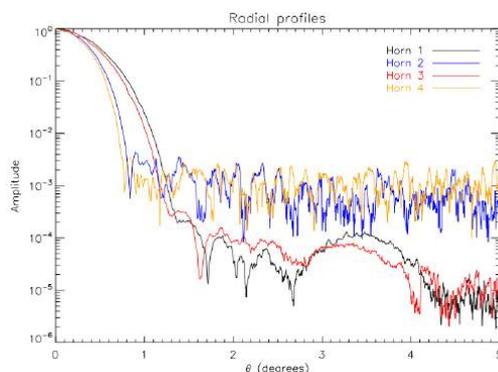


Figura 2.9: Perfiles radiales del haz (supuesto simétrico) para cada una de las bocinas del MFI obtenidos a partir de la observación de un satélite. En el eje vertical se representa la amplitud dividida entre la amplitud del máximo. Créditos: tesis doctoral de Riccardo Vignaga (Vignaga 2018).

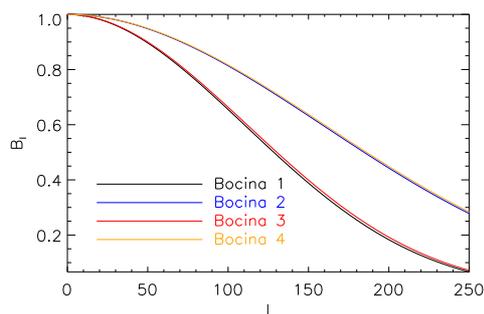


Figura 2.10: Funciones ventana obtenidas a partir de los perfiles radiales del haz, para cada una de las bocinas del MFI.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

### 2.4.3. Modelo de ganancia. Diodo de calibración

Las fluctuaciones en los factores de ganancia  $G_i(t)$  (ecuación 2.16) aparecen no sólo en escalas de tiempo cortas, sino también en escalas largas debido a cambios de temperatura en el entorno. En concreto, se observan variaciones día-noche y estacionales, lo que tiene especial impacto en las observaciones en modo nominal. Si modelamos la ganancia como:

$$G(t) = \bar{G} \left( 1 + \frac{\delta G}{\bar{G}} \right) \quad (2.21)$$

$\bar{G}$  representa el valor promedio de la ganancia, y  $(1 + \delta G/\bar{G})$  las fluctuaciones relativas donde se encuentra contenida la dependencia temporal.

Para caracterizar estas variaciones se ha instalado en el centro del espejo secundario un diodo de calibración que introduce una señal de temperatura conocida y estable durante 1 segundo cada 30 segundos de observación (figura 2.11). Durante este segundo, se enciende y apaga con una frecuencia de 20 Hz. La señal en los períodos en los que el diodo está encendido y apagado se diferencia y promedia, proporcionando una estimación de la ganancia y la línea de base cada 31 s. Debido a que el diodo está elípticamente polarizado, se utilizan los datos de la suma de canales  $(x) + (y)$  y  $(x+y) + (x-y)$ , ya que así se elimina la polarización quedando sólo intensidad. La señal a ruido del diodo no es lo suficientemente grande para proporcionar unos valores robustos en escalas de tiempo cortas, por lo que se promedia en períodos de unos 30 minutos en el caso de las bocinas de baja frecuencia, y de 1-2 horas en el caso de las de alta frecuencia. Esta información se utiliza para modelar las variaciones de ganancia con una función “suavizada” de la forma:

$$1 + \frac{\delta G}{\bar{G}} = \frac{V_d}{\bar{V}_d} \quad (2.22)$$

donde  $V_d$  representa el voltaje del diodo. La señal del TOD se divide por esta función, eliminándose así la dependencia temporal en los factores  $G_i$ . En este método se asume que intrínsecamente la señal que emite el diodo es constante, con lo que  $V_d$  puede ser considerado una medida directa de  $G_i$ .

La derivación del modelo de ganancia en el IAC fue realizada por José Alberto Rubiño y Frédérick Poidevin.

### 2.4.4. Calibración en temperatura/flujo absoluto

El siguiente paso en la calibración del MFI es calibrar el TOD a la escala de temperaturas del haz principal. La determinación precisa de los factores

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNJMf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

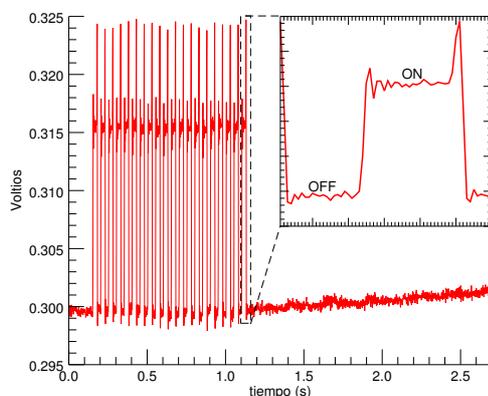


Figura 2.11: Ejemplo de la señal de calibración del diodo. El grupo de pulsos se emite durante 1 s cada 30 s. En cada grupo de pulsos el diodo alterna con una frecuencia de 20 Hz entre las posiciones ON y OFF. La diferencia entre ambas posiciones determina la amplitud de la señal del diodo:  $V_d = T_{ON} - T_{OFF} = GT_{diodo}$ .

de conversión de voltaje a temperatura para cada canal,  $G_i$ , es especialmente importante en el caso de la polarización, pues de no estar bien balanceados en los canales ortogonales ( $x + y$ ) y ( $x - y$ ) podría traspasarse de intensidad a polarización (ecuación 2.14). Para determinar dichos factores se usan observaciones diarias de Cas A, consistentes en rasters que cubren una región de cielo de tamaño  $10^\circ \times 10^\circ$  con una duración de unos 25 minutos. La señal de salida de cada canal es una combinación de  $I, Q, U$  (ecuación 2.13).

La determinación de los factores de ganancia en el IAC fue realizada por Ricardo Génova. El procedimiento general comprende en primer lugar derivar la amplitud de la fuente en voltios. Para ello se asume una forma del haz (según la simulación realizada por Roger Hoyland con el software CST) y con el modelo de apuntado se simula el cruce de la fuente y se ajusta su amplitud.

La amplitud de la fuente en voltios se compara con la señal esperada en flujo. Para ello se utiliza un modelo de SED consistente en una ley de potencias curva con los parámetros derivados por Weiland et al. (2011) (tabla 2.4.1). Esta función se integra en la banda de frecuencia medida en cada canal obteniéndose así los flujos de referencia de Cas A. Finalmente, se tiene en cuenta el modelo de decaimiento secular de Cas A derivado por Hafez et al. (2008) (ecuación 2.20) para referir las medidas a la época actual. En la tabla 2.6 se recogen los factores

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

de calibración antes y después de abril de 2014, cuando se reemplazaron los LNAs de la bocina 4 y se añadieron correladores híbridos de 90° en la bocina 1.

La traducción de los factores de calibración en flujo a temperatura se hace según la ecuación:

$$S_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \Omega_{MB} \quad (2.23)$$

donde  $S_\nu$  es el flujo de la fuente,  $k_B$  es la constante de Boltzmann y  $\Omega_{MB}$  es el ángulo sólido subtendido por el haz principal.

### 2.4.5. Calibración del ángulo de polarización

Otro de los pasos necesarios en la calibración del MFI, y que se ha abordado en esta tesis, es la determinación de los ángulos  $\phi_0$  de referencia de los moduladores (ecuación 2.6). Estos se determinan mediante observaciones diarias de Tau A, consistentes en rasters de  $10^\circ \times 10^\circ$  con una duración de unos 25 minutos.

Uno de los métodos utilizados, aquí descrito, consiste en elaborar un mapa a partir de observaciones en días consecutivos de la fuente (figura 2.12). Ya que la posición de los moduladores se modifica cada día, se utilizan cuatro o cinco observaciones por mapa para tener bien muestreados todos los ángulos. Con fotometría de apertura (ver sección 6.5.1) se determinan los flujos de la fuente en  $Q, U$ , y a partir de estos se calcula su ángulo de polarización como en la ecuación 1.15. Se compara este ángulo con el obtenido a partir de las medidas (también con fotometría de apertura; tabla 2.7) de Page et al. (2007) sobre los mapas de 3 años de *WMAP*:  $\psi_{Tau A} = -88.5 \pm 1.0$  a 22.5 GHz. Según los resultados de 7 años de *WMAP* (Weiland et al. 2011) este valor no varía significativamente (menos del 2%) de 23 a 93 GHz (la rotación de Faraday se nota solo por debajo de 10 GHz), por lo que podemos asumir que se mantiene igualmente constante en las frecuencias de QUIJOTE.

El ángulo de referencia de los moduladores se calcula como:

$$\phi_0 = -\frac{1}{2}(\psi_{map} - \psi_{Tau A}) \quad (2.24)$$

donde  $\psi_{map}$  es el ángulo de la fuente calculado sobre el mapa.

Un ejemplo del procedimiento se muestra en la figura 2.13, y es uno de los resultados de esta tesis. El valor del ángulo de referencia correspondiente a la bocina en cuestión se obtiene como el promedio del obtenido a partir de cada uno de los puntos, en las dos frecuencias de la bocina. Estos valores se comparan con los obtenidos por otros métodos y se integran en la pipeline de procesado

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

Tabla 2.6: Factores de calibración (unidades de K/V) para el MFI, calculados sobre observaciones diarias de Cas A y asumiendo el modelo de Weiland et al. (2011). La diferencia de valores en las bocinas 1 y 4 en los dos períodos representados se debe a las alteraciones que estas sufrieron en abril de 2014. Resultados del grupo QUIJOTE del IAC.

	Frec[GHz]	Canal	Hasta abril 2014		Desde abril 2014	
			1/G[K/V]	$\Delta(1/G)[K/V]$	1/G[K/V]	$\Delta(1/G)[K/V]$
Bocina 1	13	x-y	32.29	0.60	55.98	1.59
	11	x-y	30.90	0.61	45.12	1.23
	13	x	28.57	0.53	47.80	1.24
	11	x	25.08	0.50	40.52	1.07
	13	y	29.02	0.58	41.47	1.17
	11	y	30.01	0.65	37.59	1.07
	13	x+y	30.90	0.55	43.70	1.15
	11	x+y	31.26	0.62	47.26	1.33
Bocina 2	19	x-y	128.47	2.53	129.64	5.55
	17	x-y	49.50	0.80	50.46	1.75
	19	x	54.34	1.55	57.38	6.18
	17	x	26.62	0.49	26.64	1.34
	19	y	52.63	0.96	50.43	6.82
	17	y	35.59	0.58	36.08	1.00
	19	x+y	93.84	1.74	96.69	3.49
	17	x+y	47.80	0.78	49.07	1.79
Bocina 3	13	x-y	46.09	1.17	49.48	2.34
	11	x-y	48.19	1.03	48.05	1.60
	13	x	30.35	0.53	29.80	0.65
	11	x	33.28	0.63	33.13	0.78
	13	y	30.29	0.53	29.46	0.65
	11	y	36.72	0.69	35.77	0.85
	13	x+y	40.89	0.99	44.32	2.08
	11	x+y	43.76	0.90	43.56	1.41
Bocina 4	19	x-y	71.80	1.60	31.28	1.09
	17	x-y	47.99	1.08	20.76	0.86
	19	x	35.64	1.65	19.40	0.85
	17	x	22.78	0.79	13.18	0.51
	19	y	49.55	0.97	15.98	0.59
	17	y	25.40	0.47	10.67	0.42
	19	x+y	75.81	1.71	29.74	1.17
	17	x+y	41.26	0.97	19.64	0.79

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

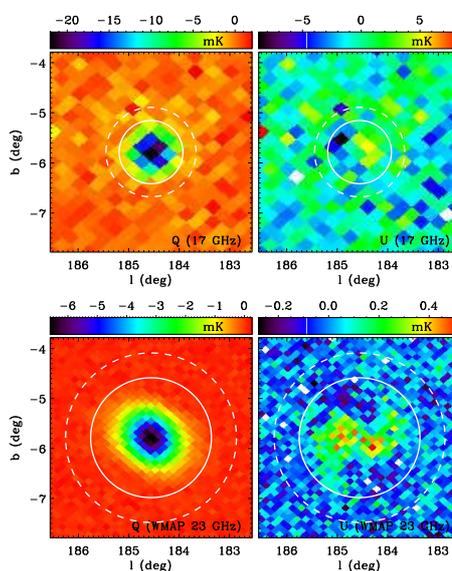


Figura 2.12: Mapas de Crab en  $Q$  (izquierda) y  $U$  (derecha) a 17 GHz con el MFI (arriba) y a 23 GHz con datos de 9 años de WMAP (abajo). El círculo con línea continua representa la apertura usada para la integración del flujo, mientras que el contorno a trazos delimita el anillo para la sustracción del cielo.

de datos de QUIJOTE, para ser usados posteriormente en la elaboración de mapas de polarización.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

Tabla 2.7: Coordenadas galácticas, tamaño en arcminutos y flujos a 23 GHz medidos por Page et al. (2007) para Crab (Tau A).

$l$ [°]	$b$ [°]	[arcmin]	$I$ [Jy]	$Q$ [Jy]	$U$ [Jy]	$\Pi$ [%]	$\gamma$ [°]
184.6	-5.8	7×5	352 ± 11	-24.7 ± 0.8	1.3 ± 0.9	7.0 ± 0.3	-88.5 ± 1.0

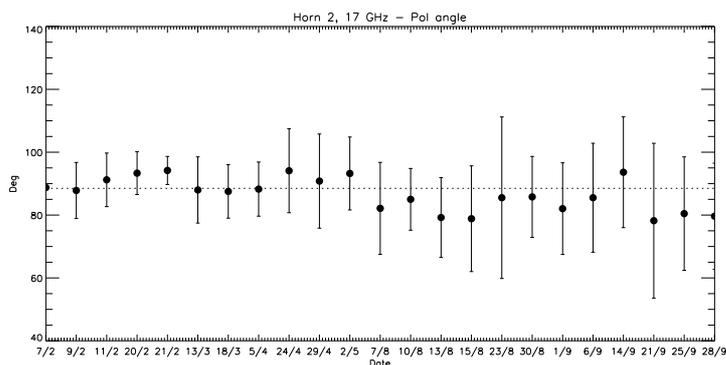


Figura 2.13: Ángulo de polarización  $\psi_{map}$  obtenido para Tau A a partir de las medidas de  $Q, U$  en mapas a 17 GHz. Cada punto corresponde a un mapa que incluye 4 o 5 observaciones de la fuente. Las fechas corresponden a febrero-septiembre del año 2013, con el formato día/mes. La línea a puntos representa el valor  $\psi_{Tau} = -88.5^\circ \pm 1.0^\circ$  obtenido por Page et al. (2007).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40



Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
*Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>*

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

# 3

## Caracterización de las propiedades del ruido del MFI

En todo experimento de FCM la caracterización de las propiedades del ruido constituye un paso esencial previo a la elaboración de los mapas, véase por ejemplo Mennella et al. (2011) donde se caracterizan las propiedades del instrumento de baja frecuencia (LFI) de Planck. Además, el análisis del ruido en distintas épocas a lo largo de la vida de un experimento permite detectar cambios y anomalías instrumentales.

En este capítulo se describirán los resultados de la caracterización de las propiedades del ruido del MFI de QUIJOTE.

### 3.1. Ruido de los detectores

La descripción estadística del ruido presente en un mapa se da en la forma de una matriz de covariancia de píxel a píxel (Keskitalo et al. 2010). Si la señal de ruido correspondiente a distintos instantes de tiempo no está correlacionada, es decir  $\langle n_j n_{j'} \rangle = \sigma_j^2 \delta_{jj'}$ , esta matriz es diagonal. Sin embargo, en general en todo experimento además del ruido blanco habrá una componente de ruido instrumental correlacionado que variará lentamente en el tiempo, en escalas típicamente superiores a segundos. Este es debido tanto a las fluctuaciones de ganancia mencionadas en el capítulo 2 como a cambios en la transparencia de la atmósfera. Caracterizar sus propiedades es esencial por tanto para elegir la mejor estrategia de observación.

Las fluctuaciones de ganancia se traducen en fluctuaciones en la temperatura medida por el detector:

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

$$\Delta T_G = T_{\text{sys}} \left( \frac{\delta G}{\bar{G}} \right) \quad (3.1)$$

donde  $\delta G$  representa la fluctuación respecto a un promedio temporal  $\bar{G}$ . Ya que el ruido debido a las fluctuaciones de ganancia y el ruido blanco son producidos por procesos independientes, sus variancias se pueden sumar:

$$\sigma_{\text{total}}^2 = \sigma_{\text{noise}}^2 + \sigma_G^2 \quad (3.2)$$

De manera que a la ecuación del radiómetro ideal dada por 2.1 queda de la siguiente forma:

$$\sigma_T \approx T_{\text{sys}} \left[ \frac{1}{\Delta \nu_{\text{RF}} \tau} + \left( \frac{\delta G}{\bar{G}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.3)$$

A esta componente añadida se la denomina “ruido 1/f” y se verá en el mapa como una serie de franjas brillantes y oscuras que dependerán de la estrategia de observación. Para minimizar los efectos de este ruido sobre las escalas angulares de interés, es necesario caracterizar su comportamiento en el dominio temporal, lo que habitualmente se hace a través de su espectro de potencias. En la figura 3.1 se muestra un ejemplo de cómo en el modo de observación nominal la señal astronómica está dominada por este ruido.

Por otro lado, la información sobre el ruido 1/f puede implementarse directamente en la fase de elaboración de los mapas, mejorando su calidad. Este es por ejemplo el caso del código *Madam* de la misión Planck (Keihänen et al. 2010), que utiliza la técnica de “destriping” (eliminación de franjas), consistente en descomponer el ruido en una componente que varía lentamente en el tiempo representada por un vector de líneas de base y una componente de ruido blanco no correlacionado. La longitud de estas líneas de base está relacionada con la escala de tiempo típica en que se producen fluctuaciones de ganancia. Implementando en la matriz de covarianza información a priori sobre la componente correlacionada del ruido se consiguen utilizar líneas de base más pequeñas, aproximándose a la solución óptima dada por mínimos cuadrados generalizados (Zacchei et al. 2011; Planck Collaboration et al. 2014a). Esta información se implementa a través de los parámetros que resultan del ajuste del espectro de potencias del ruido en el dominio temporal a un modelo analítico.

### 3.2. Espectro de potencias del ruido en el dominio temporal

El espectro de potencias de una señal en el dominio temporal  $x(t)$  se define como:

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNJMf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

3.2 Espectro de potencias del ruido en el dominio temporal 65

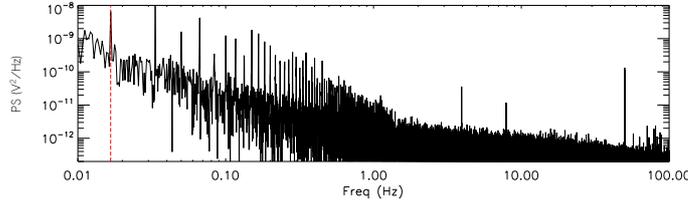


Figura 3.1: Ejemplo de espectro de potencias de una observación del modo NOMINAL realizada en enero de 2013. La señal indicada con una línea roja vertical corresponde a la frecuencia característica del cruce con el plano de la Galaxia. La observación se realizó a una velocidad de 6 grados por segundo, por lo que dicho cruce aparece en el espectro de potencias en  $1/360^\circ/(6^\circ/\text{s})=0.0167\text{ Hz}$  y sus armónicos. Posteriormente se decidió incrementar la velocidad del modo nominal a 12 grados por segundo, lo que desplaza la señal astronómica hacia frecuencias mayores en el espectro de potencias, haciendo que esté menos dominada por el ruido  $1/f$ . Esto permite una mejor reconstrucción de la señal de cielo al elaborar el mapa.

$$PS(f) \equiv |\hat{x}(f)|^2 = \hat{x}(f)[\hat{x}(f)]^* \quad (3.4)$$

donde  $\hat{x}(f)$  es la transformada de Fourier de la señal en cuestión  $x(t)$ :

$$\hat{x}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-2\pi ift} dt \quad (3.5)$$

Cuando la señal es discreta, la transformada de Fourier se calcula para cada frecuencia  $f_k$  como:

$$\hat{x}_k = \sum_{j=0}^{N_t-1} x_j \exp(-2\pi i t_j f_k) \Delta t \quad (3.6)$$

donde  $N_t$  es el número de datos de la señal  $x$  en el dominio temporal, y:

$$\begin{aligned} t &= [0, 1, \dots, N_t - 1] \Delta t, & f &= [0, 1, \dots, N_t - 1] \Delta f \\ t_j &= j \Delta t, & f_k &= k \Delta f \end{aligned} \quad (3.7)$$

En esta tesis, el cálculo se realizó con la rutina FFT de IDL, que para cada frecuencia  $f_k$  devuelve:

$$[\text{FFT}(x)]_k = \frac{1}{N_t} \sum_{j=0}^{N_t-1} x_j \exp(-2\pi i t_j f_k) = \frac{1}{N_t} \sum_{j=0}^{N_t-1} x_j \exp\left(-2\pi i \frac{jk}{N_t}\right) \quad (3.8)$$

En la última igualdad está implícito que  $\Delta t$  y  $\Delta f$  se relacionan por:

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

$$\Delta f = \frac{1}{\Delta t N_t} = \frac{f_{s\text{amp}}}{N_t} \quad (3.9)$$

donde  $f_{s\text{amp}}$  es la frecuencia de muestreo del instrumento, que en el caso del MFI es  $f_{s\text{amp}}=1000$  Hz. Comparando las ecuaciones 3.6 y 3.8 vemos que la relación de normalización entre la función devuelta por FFT y la transformada de Fourier discreta de la señal es:

$$\hat{x}_k = \frac{N_t}{f_{s\text{amp}}} [\text{FFT}(x)]_k \quad (3.10)$$

El espectro de potencias de la señal será entonces para cada frecuencia (ecuación 3.4):

$$PS(f_k) = |\hat{x}_k|^2 = \left(\frac{N_t}{f_{s\text{amp}}}\right)^2 |[\text{FFT}(x)]_k|^2 \quad (3.11)$$

En el caso de una señal dominada por ruido esperamos que en 3.11 la componente  $1/f$  domine a baja frecuencia, mientras que a alta frecuencia lo hará el ruido blanco.

**Caso de ruido blanco.** Si consideramos una señal sólo compuesta por ruido no correlacionado en el tiempo (ruido blanco) tal que  $\langle x_i x_j \rangle = \sigma^2 \delta_{ij}$ , donde  $\langle \rangle$  denota un promedio temporal, tenemos que:

$$\langle PS(f_k) \rangle = \sum_{i,j=0}^{N_t-1} \langle x_i x_j \rangle \exp[-2\pi i (t_i - t_j) f_k] (\Delta t)^2 = \sigma^2 N_t (\Delta t)^2 = \sigma^2 \frac{N_t}{f_{s\text{amp}}^2} \quad (3.12)$$

Es decir que el espectro de potencias del ruido blanco es una constante independiente de la frecuencia.

En la ecuación anterior  $\sigma$  se denota el ruido por milisegundo, ya que este es el intervalo de muestreo del MFI. En lo sucesivo daremos los espectros de potencias en unidades de:

$$\sigma^2(1s) = \frac{\sigma^2}{f_{s\text{amp}}} \quad (3.13)$$

que correspondería a la varianza asociada al ruido blanco en escalas de un segundo, en unidades de Voltios. Esta cantidad se relaciona directamente con la NET por canal por:

$$NET = C \sqrt{\sigma^2(1s)} \quad (3.14)$$

donde  $C$  es la constante de calibración de voltaje a temperatura.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568      Código de verificación: ByiHNJMf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

### 3.3. Ajuste del espectro de potencias

#### 3.3.1. Modelo analítico

El modelo analítico utilizado para caracterizar el espectro de potencias del TOD fue el mismo que el utilizado por Zacchei et al. (2011) en la caracterización del LFI de Planck, ya que QUIJOTE tiene el mismo tipo de detectores (HEMTs):

$$PS(f) = \sigma^2 \left[ 1 + \left( \frac{f_k}{f} \right)^\alpha \right] \quad (3.15)$$

donde los tres parámetros a determinar son:

- $\sigma^2$ : Nivel del ruido blanco (por segundo, ecuación 3.13), que se supone constante en el tiempo.
- $f_k$ : Frecuencia de codo. Es la frecuencia en que la componente  $1/f$  y el ruido blanco contribuyen por igual al espectro de potencias.
- $\alpha$ : Pendiente de la componente  $1/f$ . Típicamente  $\alpha \sim 1$  para detectores tipo HEMT como los de QUIJOTE.

En la figura 3.2 se muestra el significado gráfico de cada uno de estos parámetros. En la ecuación 3.15 el término de ruido blanco  $\sigma^2$  domina para frecuencias altas, mientras que el ruido  $1/f$  es el que domina para  $f < f_k$ .

#### 3.3.2. Método de ajuste

Uno de los mayores problemas a la hora de ajustar el espectro de potencias de los datos ordenados en tiempo a un modelo analítico es la cantidad desigual de puntos que existen a baja frecuencia, donde domina el ruido  $1/f$ , respecto a la parte donde el ruido blanco es dominante, y que corresponde a la mayor parte del espectro. Por ejemplo, si la frecuencia de codo toma el valor típico de  $f_k = 10$  Hz, y la frecuencia de muestreo es  $f_{samp} = 1000$  Hz, el 98 % de los puntos se encontrarán por encima de la frecuencia de codo.

El ajuste de la señal se realizó con la rutina LMFIT de IDL. Para comprobar si estábamos introduciendo sesgos al realizar el ajuste, creamos un código que simulaba TOD de ruido tomando como input los parámetros del ajuste. Tras varias pruebas ajustando estos espectros simulados, se determinó que el mejor método era utilizar un bineado logarítmico, aunque finalmente se decidió no considerar los pesos dados por este para favorecer el ajuste de las frecuencias más bajas, en las que los errores del bineado eran considerablemente mayores.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

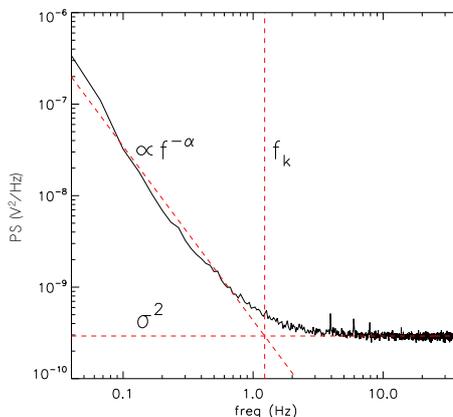


Figura 3.2: Espectro de potencias obtenido a partir de datos en la región COSMO2. Se han representado los parámetros del ajuste a la función analítica dada por 3.15

Se comprobó con las simulaciones que el número de bins empleado daba lugar a una estimación no sesgada (figura 3.3).

El problema adicional de no considerar los pesos del bineado en el ajuste, es que los errores devueltos por LMFIT son una estimación, y la chi cuadrado no aporta ninguna información sobre la bondad de la función de mérito (Press et al. 1992). Por ello en este capítulo los errores se calcularon mediante 1000 simulaciones de Monte Carlo, en cada una de las cuales el error se toma como el del bineado multiplicado por un array de puntos aleatorios de distribución gaussiana, y el espectro de potencias como el espectro de potencias bineado más el error simulado. Cada espectro así simulado se ajustó con el mismo código usado para el espectro de potencias real. Se comprobó que el valor medio de los parámetros así obtenidos coincidía con el obtenido a través del ajuste del espectro real, y los errores eran sustancialmente inferiores a los devueltos por LMFIT. La función chi cuadrado se calculó directamente sobre los datos, con los errores del bineado. Con este método se comprobó que con nuestro procedimiento, el nivel de ruido blanco y la pendiente del  $1/f$  se recuperaban con una precisión del 2% aproximadamente, mientras que la incertidumbre en la frecuencia de codo era de alrededor del 10%.

Hay que tener en cuenta que este ajuste se ha realizado como si los tres parámetros fueran independientes, sin embargo es de esperar que exista alguna correlación entre  $\alpha$  y  $f_k$ , ya que ambos dependen de las propiedades del ruido

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

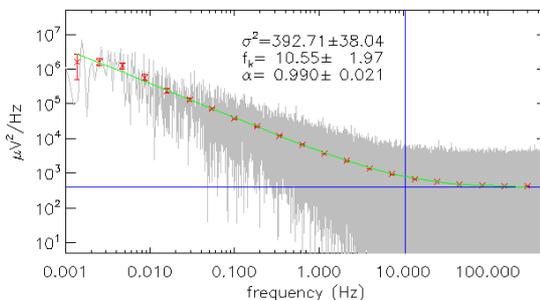


Figura 3.3: Ejemplo de ajuste a un espectro de potencias simulado correspondiente a 2 horas de datos con parámetros de entrada  $\sigma^2=400 \mu V^2 s$ ,  $\alpha=1$ ,  $f_k=10$  Hz.

1/f. En el futuro será necesario recurrir a un método de Monte Carlo para analizar las degeneraciones entre los parámetros.

### 3.3.3. Datos utilizados

El método anterior se aplicó a cada uno de los 32 canales del MFI, además de a la resta de canales correlacionados de la que se obtiene la señal de polarización (ecuación 2.16). Ya que la señal de los canales  $x+y$  y  $x-y$  atraviesa los mismos componentes, se espera que su resta disminuya la componente  $1/f$  del ruido.

El cálculo del espectro de potencias mediante la transformada de Fourier requiere continuidad temporal de la señal de entrada. Es decir: no se pueden superponer datos correspondientes a observaciones separadas en el tiempo pues la componente  $1/f$  no quedaría bien caracterizada. Como ejemplo, en la caracterización del ruido del instrumento LFI de Planck estos análisis se realizan sobre observaciones de 5 días (Mennella et al. 2011). En este trabajo hemos hecho un análisis del ruido instrumental del MFI sobre una observación de 2.6 horas en uno de los denominados “campos cosmológicos”. Estos campos son regiones de unos 1000 grados cuadrados, y fueron seleccionadas por su baja contaminación en intensidad y polarización a 30 y 40 GHz para efectuar el futuro survey cosmológico. Estas regiones también están siendo caracterizadas por el MFI a fin de utilizar esos datos para corregir los futuros mapas de los instrumentos de alta frecuencia.

En concreto la región elegida fue la denominada COSMO3, cuyas coordenadas se indican en la tabla 3.1. Se eligió esta región por su baja señal de cielo,

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

Tabla 3.1: Coordenadas centrales (J2000), amplitud en cielo, fecha y duración de la observación en COSMO3.

Nombre	$RA [^\circ]$	$DEC [^\circ]$	Amp[°]	Fecha	Duración[s]
COSMO3	245	50	35	29-Jul-2013	9382.7

por lo que se espera poca contribución de la misma al espectro de potencias. La observación se hizo expreso con el fin de caracterizar el ruido, por lo que no se encendió el diodo de calibración, ya que este introduciría una señal periódica. Se realizó en modo de tránsito, en el que el telescopio hace varias repeticiones de un raster horizontal a elevación constante dejando que la fuente atravesase el campo. De esta manera se evitan las fluctuaciones debidas a la variación en la extinción atmosférica con la altura. Este es el modo de observación habitual de QUIJOTE.

### 3.4. Resultados

En la parte superior de la figura 3.4 se muestra la forma del TOD en COSMO3 que se ha analizado para el caso de los canales  $x + y$  y  $x - y$  de la bocina 1 a 13 GHz. Las señales se encuentran afectadas por una ligera componente de ruido  $1/f$  que varía lentamente. En la tercera imagen puede apreciarse que esta componente disminuye al efectuar la resta  $V_{(x+y)} - V_{(x-y)}$  (corrigiendo cada canal por sus respectivas ganancias). Como se ha mencionado anteriormente esta resta de canales proporciona una medida de la polarización (ecuación 2.16).

#### 3.4.1. Canales individuales

En las figuras 3.5, 3.6, 3.7 y 3.8 se muestran los espectros de potencias correspondientes a los 32 canales individuales del MFI, y en la tabla 3.2 se recogen los parámetros resultantes del ajuste al modelo analítico descrito en la sección anterior. Se ve que:

- Los pares de canales  $(x + y, x - y)$  de una misma frecuencia tienen en general parámetros similares, ya que la señal en ambos está correlacionada por el correlador híbrido. Sería de esperar así mismo que los parámetros del ruido  $1/f$  de un mismo canal a alta y baja frecuencia fueran similares, ya que la señal atraviesa los mismos componentes opto-mecánicos hasta llegar al filtro que separa la banda en alta y baja frecuencia. Sin embargo

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568      Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS Fecha: 13/09/2019 19:35:01  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN 13/09/2019 23:46:40  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

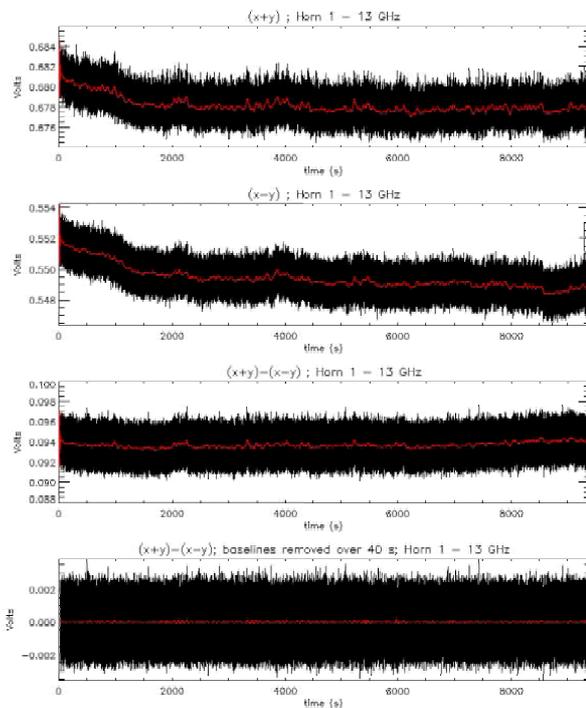


Figura 3.4: *Primera y segunda:* Canales  $x+y$  y  $x-y$  del TOD analizado, para la bocina 1 a 13 GHz. La observación corresponde a un raster a elevación constante de 2.5 horas de duración sobre COSMO3. Se aprecia una ligera componente  $1/f$  que varía lentamente. La línea roja corresponde a la media en intervalos de 40 s. *Tercera:* Resta de los canales  $(x+y) - (x-y)$  (corregidos por sus respectivas ganancias). Se aprecia una disminución de la componente  $1/f$ . *Cuarta:* Resultado de eliminar las líneas de base calculadas como la media en tramos de 40 segundos. Aunque aparentemente la componente  $1/f$  ha desaparecido, aún está presente a frecuencias  $> 1/40=0.025$  Hz.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

vemos que en general no es así. Esto puede deberse tanto a la contribución de la atmósfera, mayor a mayor frecuencia, como a que las fluctuaciones de ganancia fueran diferentes en distintas partes de la banda.

- Para las bocinas 1 y 3, las frecuencias de codo típicas están en el rango 1-10 Hz, y son en general superiores a 10 Hz para las bocinas 2 y 4. En parte esto puede deberse a la contribución de la atmósfera, que es mayor para las frecuencias más altas (figura 3.10). La pendiente del ruido  $1/f$  toma valores entre 0.94 y 1.51, compatible con lo esperado. Esto implica, para un ráster típico a  $1^\circ/s$ , que en las escalas de un haz de  $1^\circ$  el ruido blanco quedaría multiplicado por un factor  $\simeq 5.9$  debido al ruido correlacionado (tomando los valores de referencia  $f_k = 15$  Hz y  $\alpha = 1.3$ ).
- La señal queda prácticamente suprimida en frecuencias superiores a 400 Hz debido al filtro “antialiasing”<sup>1</sup> del instrumento diseñado para eliminar las frecuencias  $f > f_{\text{samp}}/2 = 500$  Hz. En rigor, la forma del filtro debería tenerse en cuenta en el ajuste del espectro, pues puede afectar a la determinación del nivel ruido blanco. Se hicieron pruebas con varios tipos de filtros y se determinó que el que menos modificaba la forma del espectro de potencias en las frecuencias de interés era el denominado “elíptico”. Este filtro es lo suficientemente pronunciado como para que podamos despreciar su efecto a  $f < 400$  Hz, que ha sido la frecuencia máxima considerada en el ajuste.
- En el espectro aparecen varios picos que se corresponden con las frecuencias de la corriente de alimentación (50 Hz), el sistema de criogenia (2 Hz), etc., y sus armónicos. Es llamativa la banda que aparece entre 100 y 200 Hz, especialmente en la bocina 3 y en los canales individuales de la bocina 1, y que en el TOD debería manifestarse en escalas de tiempo entre 5 y 10 ms. Se comprobó que en una observación realizada sobre el mismo campo con el telescopio fijo esta banda no aparecía en el espectro de potencias. Por tanto creemos que puede estar relacionada con oscilaciones en el movimiento del telescopio, por ejemplo por la corrección del apuntado. Este aspecto deberá ser estudiado con más detalle en el futuro.
- En algunos casos, y particularmente en las bocinas 2 y 4, aparece un exceso de potencia en la región central del espectro (aproximadamente de 1 a 20 Hz) que hace que difiera notablemente de la forma esperada en el

<sup>1</sup>Según el teorema de Nyquist-Shannon, una señal se reconstruye con un ancho de banda inferior a  $f_{\text{samp}}/2$ . Cuando el ancho de banda es demasiado grande, o no hay límite en el mismo, se producen imperfecciones conocidas como “aliasing”.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

caso de ruido  $1/f$ . Esto hace que, o bien el ajuste a la función analítica sea muy deficiente, lo que se refleja en los valores de la  $\chi^2$  (superiores a 10000 en algunos casos, por ejemplo en los canales  $(x + y)$  de la bocina 2, y en los canales no correlacionados de la bocina 4), o bien en que los valores de la frecuencia de codo sean superiores a lo esperado ( $>100$  Hz, por ejemplo en los canales no correlacionados de la bocina 2). Para modelar esta forma se probó a incluir una variación del índice  $\alpha$  con la frecuencia (“running index”,  $\beta$ ) en el modelo analítico, de la forma:

$$PS(f) = A \left[ 1 + \left( \frac{f_k}{f} \right)^{\alpha + \beta \log f} \right] \quad (3.16)$$

Se obtuvieron valores de  $\beta$  del orden de entre 0.01 y 0.07, en algunos casos compatibles con cero. Sin embargo, este parámetro carece de una interpretación física clara. Es posible que este rasgo en el espectro de potencias esté relacionado con las variaciones de atmósfera, que afectan sobre todo a las frecuencias más altas (figura 3.10).

### 3.4.2. Sustracción de canales

En la figura 3.9 se muestran los espectros de potencias correspondientes a la sustracción de canales correlacionados para las cuatro bocinas del MFI. Como se explicó en el capítulo 2, esta resta es proporcional a la señal de polarización en cada instante. La señal fue corregida por la ganancia relativa entre ambos canales:

$$(x + y) - \frac{G_{(x+y)}}{G_{(x-y)}}(x - y) \quad (3.17)$$

Se puede apreciar que en comparación con las figuras correspondientes a los canales individuales, la componente  $1/f$  del ruido se ha reducido notablemente (unos dos órdenes de magnitud). Esta estrategia de reducción del ruido correlacionado en medidas de polarización mediante sustracción de canales se emplea en diversos experimentos, por ejemplo en BICEP2 (BICEP2 Collaboration et al. 2014a). Sin embargo, no se ha eliminado completamente. Esto puede deberse al hecho de que, aunque los dos canales correlacionados comparten la mayor parte de elementos, sus detectores al final de la cadena de medida no son iguales (figura 2.7).

Los parámetros del ajuste se muestran en la tabla 3.3. Vemos que en efecto las frecuencias de codo se reducen a valores  $\lesssim 0.3$  Hz gracias a la resta de

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

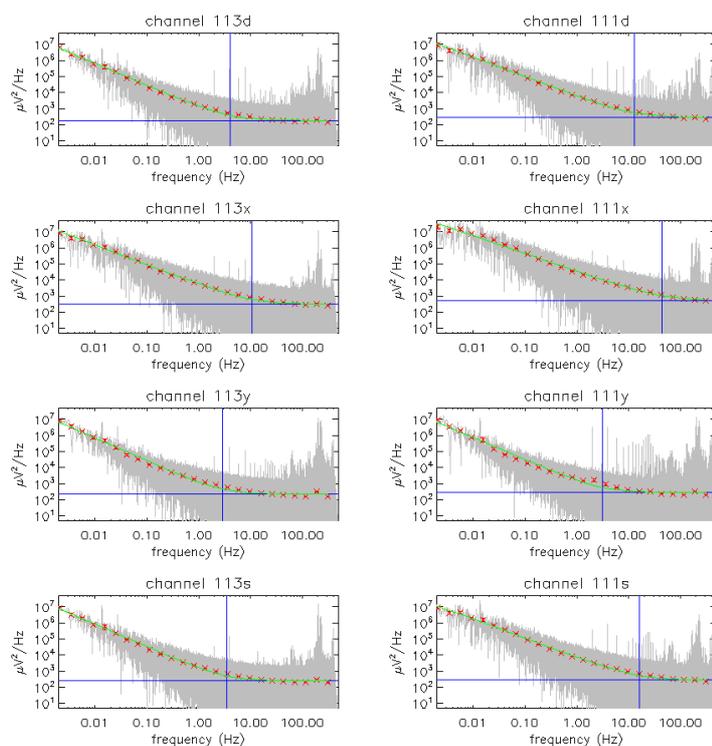


Figura 3.5: Ajuste del espectro de potencias a un modelo analítico para los 8 canales de la bocina 1 del MFI. La línea gris es el espectro de potencias y las cruces rojas corresponden al bineado del mismo. La línea verde representa el modelo ajustado al espectro bineado con la rutina LMFIT de IDL. Las líneas azules vertical y horizontal señalan la frecuencia de codo y el nivel de ruido blanco, respectivamente, obtenidos con este ajuste.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

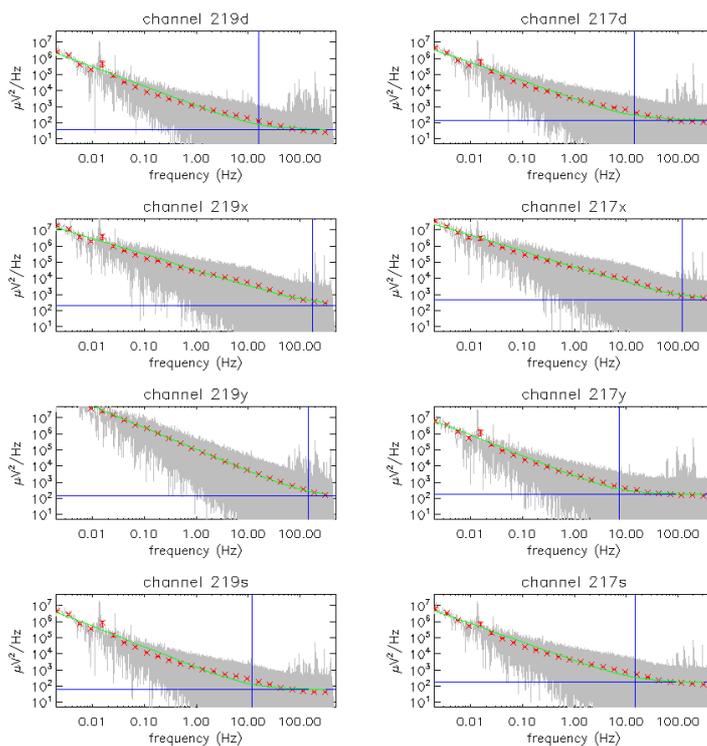


Figura 3.6: Mismo que la figura 3.5, pero para la bocina 2.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

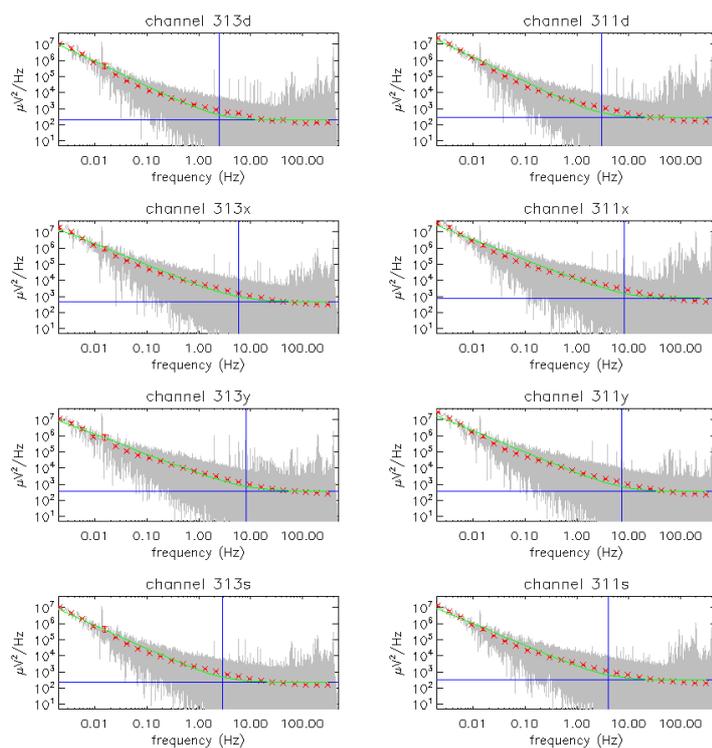


Figura 3.7: Mismo que la figura 3.5, pero para la bocina 3.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

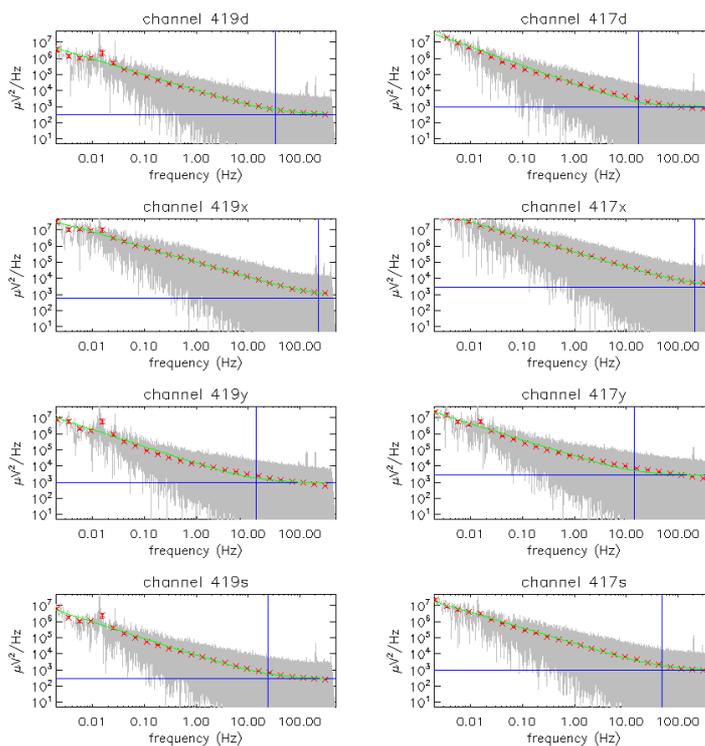


Figura 3.8: Mismo que la figura 3.5, pero para la bocina 4.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568      Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

78 *Caracterización de las propiedades del ruido del MFI* 3.4

Tabla 3.2: Resultados del ajuste del espectro de potencias a un modelo analítico para los 32 canales del MFI. Se muestran el nivel de ruido blanco  $\sigma^2$ , la frecuencia de codo  $f_k$ , y la pendiente de la componente  $1/f$ ,  $\alpha$ , con sus correspondientes errores. Así mismo se ha calculado la  $\chi^2$  reducida del ajuste. En la última columna se recoge si el espectro de potencias muestra (S) o no (N) una banda intensa de ruido en frecuencias superiores a 100 Hz.

Canal	Frec [GHz]	$\sigma^2$ [ $\mu V^2 s$ ]	$f_k$ [Hz]	$\alpha$	$\chi^2$	Noise >100 Hz
<b>Bocina 1</b>						
x	11	531.6 ± 19.7	43.68 ± 4.01	1.109 ± 0.015	1532	S
y	11	289.9 ± 6.9	3.10 ± 0.24	1.370 ± 0.024	1092	S
x+y	11	277.6 ± 5.3	15.93 ± 0.91	1.187 ± 0.014	1928	S
x-y	11	284.7 ± 4.6	12.68 ± 0.65	1.209 ± 0.013	1062	S
x	13	325.2 ± 6.2	10.77 ± 0.57	1.211 ± 0.014	3255	S
y	13	229.1 ± 3.7	2.86 ± 0.13	1.423 ± 0.017	1770	S
x+y	13	251.3 ± 3.8	3.44 ± 0.13	1.391 ± 0.013	2659	S
x-y	13	188.0 ± 2.4	4.10 ± 0.15	1.359 ± 0.013	2556	S
<b>Bocina 2</b>						
x	17	467.8 ± 22.7	122.07 ± 11.91	0.981 ± 0.010	2411	S
y	17	184.4 ± 2.8	7.50 ± 0.39	1.273 ± 0.016	4306	S
x+y	17	171.4 ± 3.7	14.96 ± 0.91	1.149 ± 0.013	11869	N
x-y	17	149.2 ± 2.9	14.27 ± 0.79	1.133 ± 0.012	8068	N
x	19	199.6 ± 13.7	177.56 ± 22.70	0.985 ± 0.011	1855	S
y	19	140.6 ± 7.5	148.42 ± 11.85	1.337 ± 0.012	1757	S
x+y	19	62.8 ± 1.5	11.95 ± 0.78	1.273 ± 0.016	15543	N
x-y	19	39.2 ± 1.0	15.89 ± 1.01	1.215 ± 0.014	8819	N
<b>Bocina 3</b>						
x	11	202.1 ± 3.2	2.52 ± 0.13	1.510 ± 0.019	3349	S
y	11	288.6 ± 3.8	2.96 ± 0.13	1.514 ± 0.015	814	S
x+y	11	469.7 ± 7.2	5.86 ± 0.29	1.300 ± 0.015	3136	S
x-y	11	789.2 ± 17.4	8.15 ± 0.51	1.249 ± 0.015	1642	S
x	13	357.6 ± 5.1	8.19 ± 0.39	1.213 ± 0.013	1127	S
y	13	352.8 ± 5.2	7.32 ± 0.33	1.318 ± 0.012	10766	S
x+y	13	229.9 ± 2.1	2.91 ± 0.09	1.437 ± 0.012	6386	S
x-y	13	316.9 ± 3.4	4.00 ± 0.14	1.349 ± 0.011	3591	S
<b>Bocina 4</b>						
x	17	323.8 ± 10.7	34.15 ± 3.23	0.973 ± 0.015	620	N
y	17	989.2 ± 17.3	17.25 ± 0.85	1.150 ± 0.010	11094	N
x+y	17	617.1 ± 57.0	231.88 ± 41.58	0.936 ± 0.013	675	N
x-y	17	2722.8 ± 172.7	214.37 ± 25.93	0.941 ± 0.010	290	N
x	19	904.3 ± 35.1	14.42 ± 1.72	1.047 ± 0.022	16569	N
y	19	2713.2 ± 71.2	14.53 ± 1.18	1.014 ± 0.015	16279	N
x+y	19	284.9 ± 10.1	24.16 ± 2.49	1.046 ± 0.018	3244	N
x-y	19	920.4 ± 29.0	49.99 ± 4.05	0.979 ± 0.011	846	N

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568      Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS      Fecha: 13/09/2019 19:35:01  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN      13/09/2019 23:46:40  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

canales. La bocina 2 a 19 GHz y la bocina 4 son las que muestran peor comportamiento en este sentido, con frecuencias de codo algo superiores. Esto puede deberse a un efecto de la atmósfera, que afectaría más a las altas frecuencias: al ser las bandas de los canales  $(x+y)$  y  $(x-y)$  diferentes, al hacer la sustracción quedaría un residuo de la atmósfera. La bocina 4 es también la que muestra un mayor nivel de ruido blanco. Por este motivo durante el período de elaboración de esta tesis en algunos casos se han descartado los resultados obtenidos con esta bocina. Sin embargo, hay que destacar que más adelante en la operación del MFI se cambiaron los amplificadores de la bocina 4, y en la actualidad ya no presentan este problema.

Los parámetros obtenidos en el ajuste implican, para un ráster típico a  $1^\circ/s$ , que en las escalas de un haz de  $1^\circ$  el ruido blanco para la sustracción de canales queda multiplicado por un factor  $\simeq 1.05$  (tomando los valores de referencia  $f_k = 0.3$  Hz y  $\alpha = 1.9$ ). Es decir, que el ruido correlacionado apenas afecta a las medidas de polarización.

En la tabla se recoge así mismo el valor de la sensibilidad o NET por canal de polarización calculada a partir de la ecuación 3.14, con las constantes de calibración  $1/G_{x+y}$  recogidas en la tabla 2.6. Los valores obtenidos son en general comparables a los nominales (tabla 2.1, donde los valores están divididos por un factor  $\sqrt{2}$  debido a que se consideran las dos bocinas para cada frecuencia), excepto para la bocina 4, aunque bastante superiores a la misma cantidad calculada directamente sobre los datos ordenados en tiempo (valores “reales” en la tabla 2.1). Probablemente la discrepancia se debe a que la observación concreta analizada muestra una gran cantidad de ruido blanco.

### 3.4.3. Estabilidad de los parámetros

El análisis anterior proporciona la primera determinación de los parámetros que describen el ruido del MFI y demuestra la validez del método de ajuste, pero no da una información estadísticamente significativa de las propiedades del instrumento. La introducción de la señal de calibración impide hacer un análisis análogo en las diversas épocas de observación, al no disponer de una señal continua. Una posibilidad es utilizar el denominado “método de Bartlett” (Proakis & Manolakis 1996): calcular los espectros de potencias de los tramos de 30 s entre activaciones del diodo y a continuación promediarlos, siendo la desviación estándar la incertidumbre en cada punto del espectro así obtenido. Este método impide caracterizar las frecuencias por debajo de  $1/30$  Hz e introduce un sesgo en la pendiente del ruido  $1/f$ , ya que la introducción de la señal de diodo en el espacio real es equivalente a la multiplicación por un “top-hat”, lo que en el espacio de Fourier corresponde a la convolución con una función

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

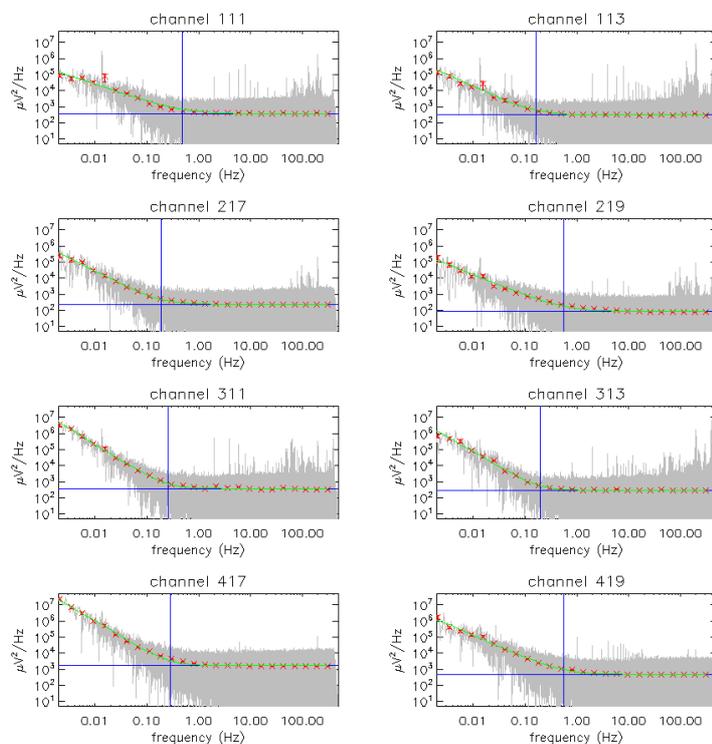


Figura 3.9: Ajuste para la resta de canales  $(x + y) - (x - y)$  (debidamente corregidos por sus ganancias) en las cuatro bocinas del MFI. Como explicamos en la sección 1.4, esta resta es proporcional a la señal de polarización en cada instante. La línea gris es el espectro de potencias y los puntos rojos corresponden al binnedo del mismo. Línea verde corresponde al ajuste con la rutina LMFIT de IDL, y las líneas azules vertical y horizontal señalan la frecuencia de codo y el nivel de ruido blanco, respectivamente. En comparación con los ajustes correspondientes a los canales individuales vemos que la componente  $1/f$  del ruido ha disminuido, reduciéndose la frecuencia de codo en dos órdenes de magnitud.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

Tabla 3.3: Resultados del ajuste sobre la resta de canales  $(x + y) - (x - y)$ . Se muestran el nivel de ruido blanco  $\sigma^2$ , la frecuencia de codo  $f_k$ , y la pendiente de la componente  $1/f$ ,  $\alpha$ , con sus correspondientes errores. Así mismo se ha calculado la  $\chi^2$  reducida del ajuste. En la última columna se muestra la NET por canal de polarización calculada a partir del nivel de ruido blanco  $\sigma^2$ .

Frec [GHz]	$\sigma^2$ [ $\mu\text{V}^2\text{s}$ ]	$\Delta\sigma^2$ [ $\mu\text{V}^2\text{s}$ ]	$f_k$ [Hz]	$\Delta f_k$ [Hz]	$\alpha$	$\Delta\alpha$	$\chi^2$	NET [ $\mu\text{Ks}^{1/2}$ ]
Bocina 1								
11	359.2	3.6	0.478	0.041	1.097	0.030	350	<b>592</b>
13	312.2	4.2	0.164	0.018	1.451	0.046	23	<b>546</b>
Bocina 2								
17	235.8	1.9	0.189	0.012	1.629	0.046	290	<b>734</b>
19	88.4	1.7	0.559	0.069	1.302	0.051	1813	<b>882</b>
Bocina 3								
11	384.8	5.5	0.254	0.013	1.952	0.038	672	<b>858</b>
13	290.4	2.9	0.198	0.015	1.861	0.061	127	<b>697</b>
Bocina 4								
17	1697.6	9.1	0.284	0.009	1.912	0.023	1504	<b>1700</b>
19	483.6	5.2	0.553	0.041	1.393	0.035	526	<b>1667</b>

seno cardinal. Ya que este sesgo es equivalente en todas las observaciones, el resultado del ajuste en cada uno de los espectros así obtenidos será útil al menos para analizar la estabilidad temporal de los parámetros. Por otro lado, el nivel de ruido blanco no estará sesgado ya que la parte de alta frecuencia del espectro no se ve alterada por la introducción de la señal de calibración.

Siguiendo este método, se ajustaron 270 espectros de potencias de observaciones de los campos cosmológicos COSMO2 y COSMO3 realizadas entre el 27 de febrero y el 21 de noviembre de 2013. Todas ellas fueron realizadas en el modo ráster a elevación constante. Los resultados en los canales individuales se recogen en las figuras 3.11 a 3.18. La desviación estándar en los histogramas obtenida mediante el ajuste a una gaussiana es en general superior al error del ajuste, lo que indica que la variación en los parámetros es real y no debida al método de ajuste.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

Como ejemplo de la utilidad de este procedimiento para detectar cambios en el instrumento, en los canales  $x$  de la bocina 1 (figuras 3.11 y 3.12) se puede ver que en realidad hay dos distribuciones en los valores de los parámetros. En el caso de 11 GHz, se aprecia de manera clara cómo esta anomalía se propaga a los canales correlacionados  $(x+y)$  y  $(x-y)$ . Se comprobó que las dos distribuciones corresponden a las observaciones anteriores y posteriores al 19 de septiembre de 2013, fecha en la que se decidió dejar fijo el modulador de la bocina 1 debido a que cuando este rotaba no se fijaba en la posición indicada. Dado que cada cambio en el modulador implica en principio una transmisión diferente, la elección de posición determina un valor del ruido concreto. El hecho de la distribución en  $\sigma^2$  posterior a esa fecha se superponga a la anterior y sea más estrecha que esta apoya esta hipótesis. En el caso de  $f_k$  y  $\alpha$ , es difícil dar una explicación clara debido a la degeneración entre ambos parámetros.

Una situación similar ocurre en los canales correlacionados a 13 GHz de la bocina 3 (figura 3.16), en los que se observan dos distribuciones en el valor de  $\alpha$ . En este caso probablemente se debe a las fluctuaciones de ganancia que mostraban dichos canales, lo que motivó la sustitución de los correladores híbridos en esta bocina en octubre de 2014.

Por otro lado, puede verse que en los canales  $x$  de la bocina 2 (figuras 3.13 y 3.14) los histogramas no son simétricos, y tanto el nivel de ruido blanco como la frecuencia de codo muestran una gran dispersión. Esto se debe a que en dichos espectros aparece muy fuertemente el “montículo” en la parte central del espectro mencionado en la sección anterior, por lo que no se ajustan adecuadamente a la función analítica de tres parámetros. Esto podría ser indicativo de contribuciones de atmósfera. Como puede verse en la figura 3.10 las altas frecuencias del MFI serían las más afectadas por las variaciones de vapor de agua precipitable (PWV, por sus siglas en inglés) en la atmósfera. La mediana del PWV en el Observatorio del Teide es de unos 3.5 mm (Castro-Almazán et al. 2016), aunque este valor sufre variación estacional con mínimos en invierno. En el peor de los casos, a 19 GHz un PWV=10 mm supondría un incremento en la carga térmica del instrumento de 7 K. En el futuro sería interesante estudiar la correlación entre el PWV y los parámetros del ruido instrumental.

Los histogramas correspondientes a los ajustes de los espectros de potencias de polarización (sustracción de canales  $(x+y)$  y  $(x-y)$ ) se recogen en las figuras 3.19 (bocinas de baja frecuencia) y 3.20 (bocinas de alta frecuencia). La media de los niveles de ruido blanco,  $\sigma^2$ , es en general algo inferior a los valores recogidos en la tabla 3.3, aunque ambos concuerdan dentro de la desviación estándar. Resulta llamativo el caso de la bocina 3, en la que los parámetros correspondientes al ruido correlacionado muestran una gran dispersión debido a las fluctuaciones de ganancia antes mencionadas. Dichas fluctuaciones corres-

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

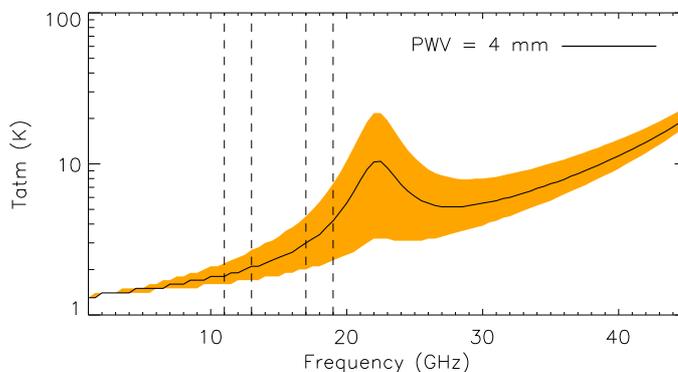


Figura 3.10: Temperatura atmosférica en el cenit en función de la frecuencia para varios valores de vapor de agua precipitable (PWV), a partir del modelo ATM derivado por Pardo et al. (2001). El área coloreada encierra los valores desde PWV=0.4 mm (borde inferior) hasta PWV=10 mm (borde superior). La línea negra representa la curva correspondiente a PWV=4 mm, valor próximo a la mediana del PWV medido en el Observatorio del Teide (Castro-Almazán et al. 2016). Las líneas verticales representan las cuatro frecuencias centrales del MFI.

pondrían a un funcionamiento anómalo del híbrido de 180°: este componente fue reemplazado en octubre de 2014.

### 3.5. Conclusiones

En este capítulo se han presentado los resultados del primer estudio de las propiedades del ruido correlacionado del MFI, correspondiente al primer período de observación del instrumento. Las principales conclusiones se recogen a continuación.

- En el caso de los canales individuales, para las bocinas de baja frecuencia (11-13 GHz) las frecuencias de codo típicas están entre 3 y 10 Hz, siendo superiores en general a 10 Hz para las bocinas de alta frecuencia (17-19 GHz). La pendiente del ruido 1/f toma valores entre 0.94 y 1.51 (tabla 3.2). Posteriormente a la escritura de esta tesis estos resultados se han adoptado por el consorcio QUIJOTE como valores indicativos para

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

calcular la matriz de covarianza del ruido que se ha implementado en el código de elaboración de mapas.

- La obtención de las medidas de polarización mediante sustracción de canales es una estrategia efectiva en la reducción de la componente  $1/f$  del ruido. En concreto conduce a una reducción de la frecuencia de codo en unos dos órdenes de magnitud respecto a los canales individuales. Los valores de la NET calculados a partir del nivel de ruido blanco son en general comparables a los nominales para medidas de polarización (tabla 3.3).
- Se ha establecido un método para estudiar la estabilidad de los parámetros a lo largo de la vida del experimento, promediando los espectros de potencias entre activaciones del diodo (método de Bartlett). Este método conduce a estimaciones sesgadas de  $f_k$  y  $\alpha$  pero permite diagnosticar eficazmente alteraciones en la respuesta del instrumento.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

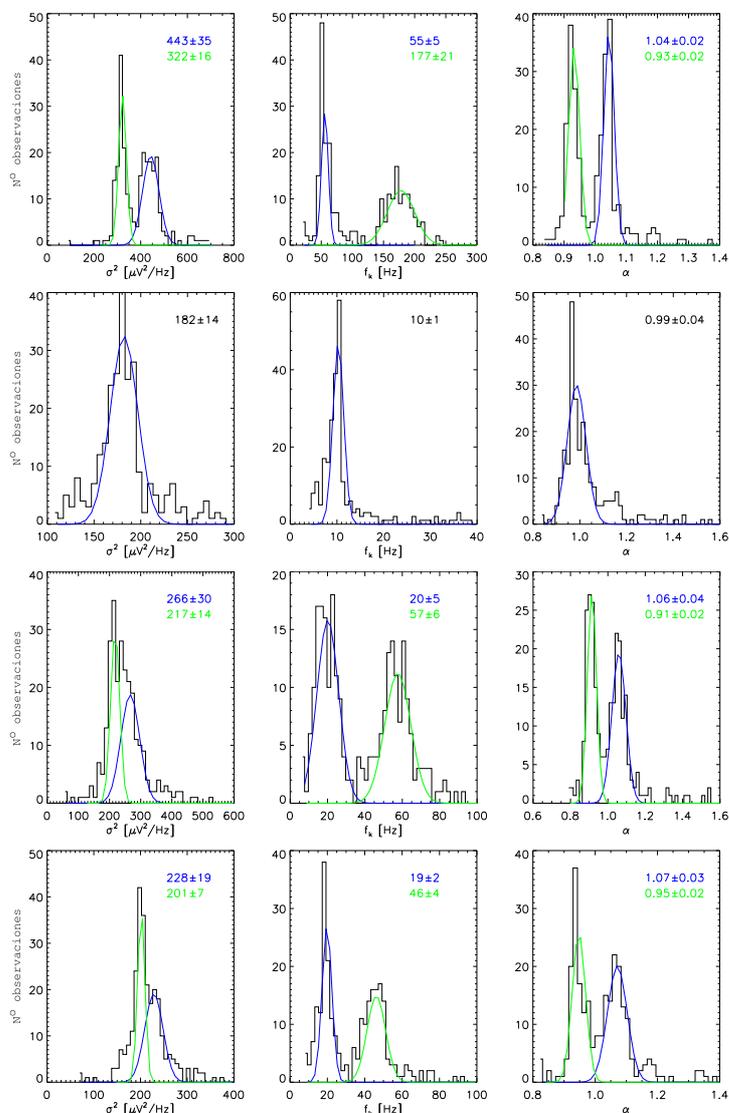


Figura 3.11: Histogramas correspondientes a los ajustes en la bocina 1 a 11 GHz de los espectros de potencias de 270 observaciones de COSMO2 y COSMO3. De arriba abajo: canales x, y, (x+y), (x-y). La línea azul representa el ajuste a una gaussiana en las observaciones anteriores al 19 de septiembre de 2013, y la línea verde a las posteriores a esa fecha.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

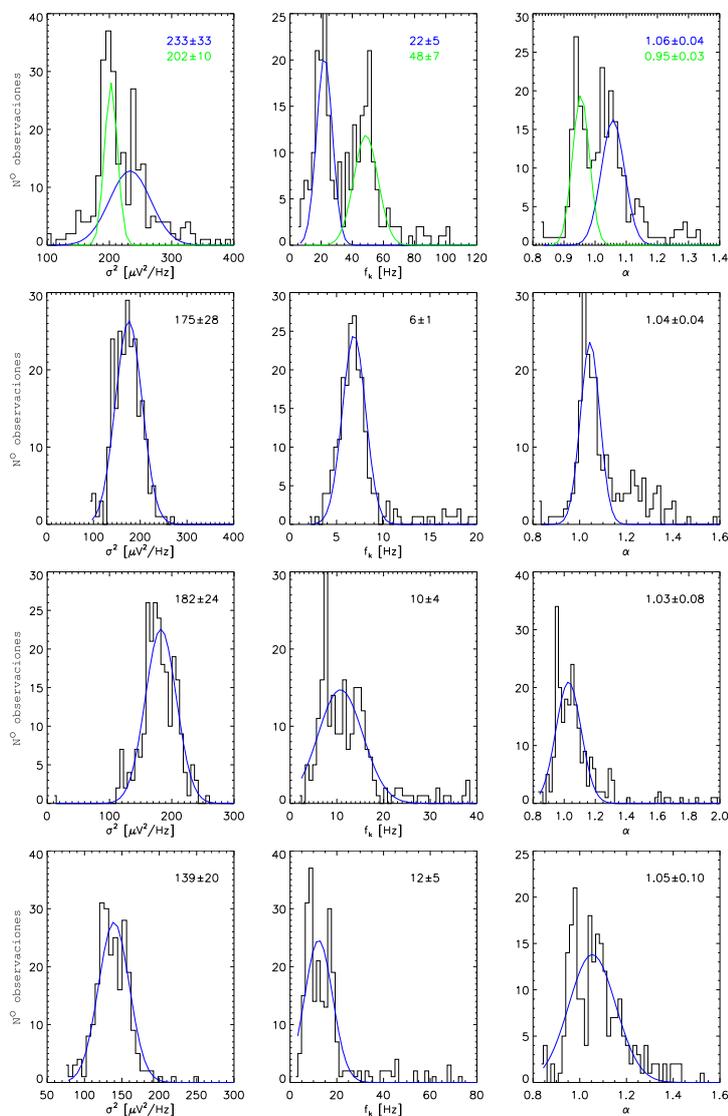


Figura 3.12: Mismo que la figura 3.11, para la bocina 1 a 13 GHz.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

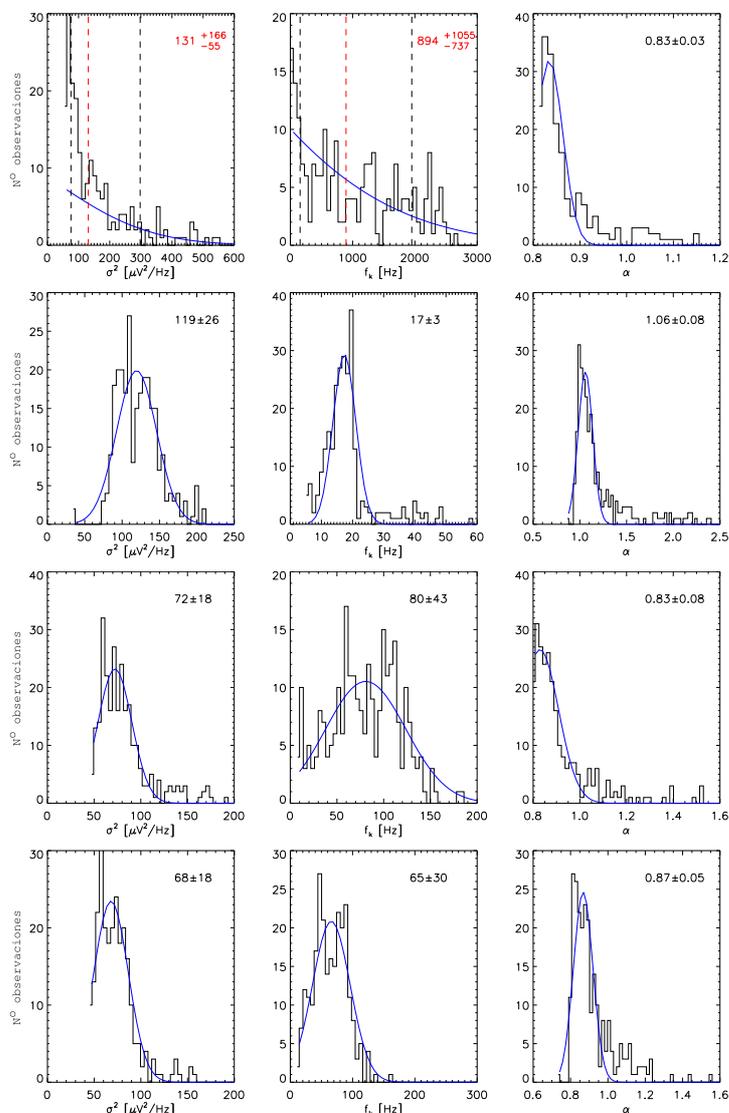


Figura 3.13: Mismo que la figura 3.11, para la bocina 2 a 17 GHz. En los casos en que la distribución no se ajusta a una gaussiana se han representado en su lugar la mediana (línea roja discontinua) y los cuantiles de órdenes 0.16 y 0.84 (línea negra discontinua).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

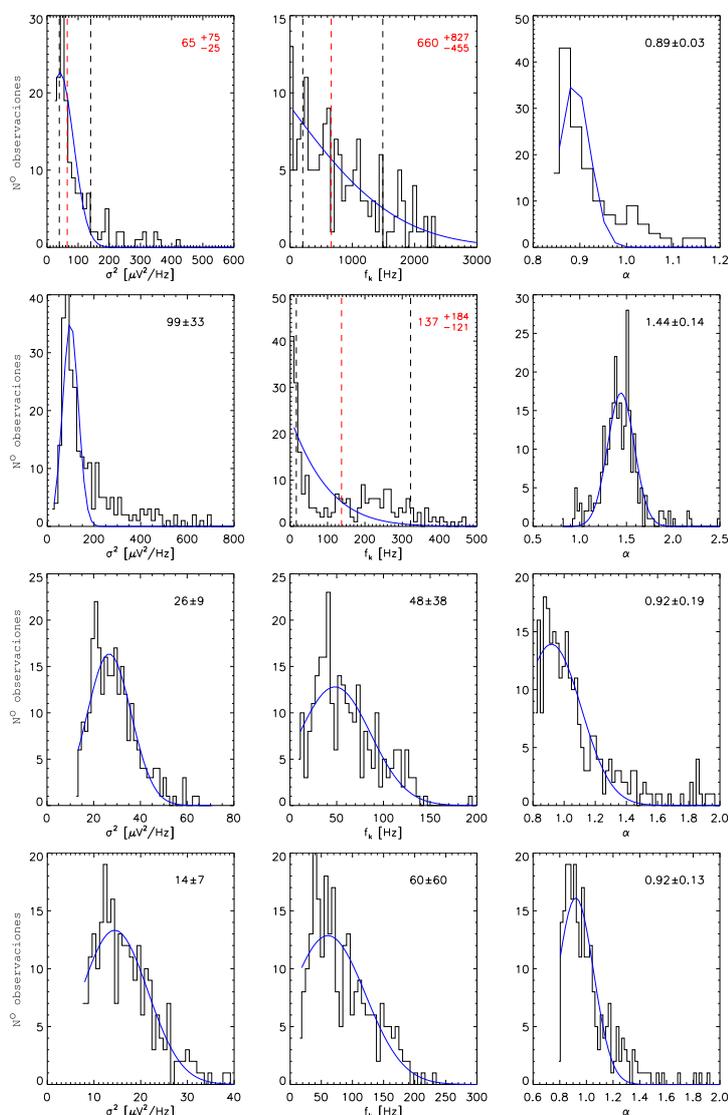


Figura 3.14: Mismo que la figura 3.11, para la bocina 2 a 19 GHz. En los casos en que la distribución no se ajusta a una gaussiana se han representado en su lugar la mediana (línea roja discontinua) y los cuantiles de órdenes 0.16 y 0.84 (línea negra discontinua).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

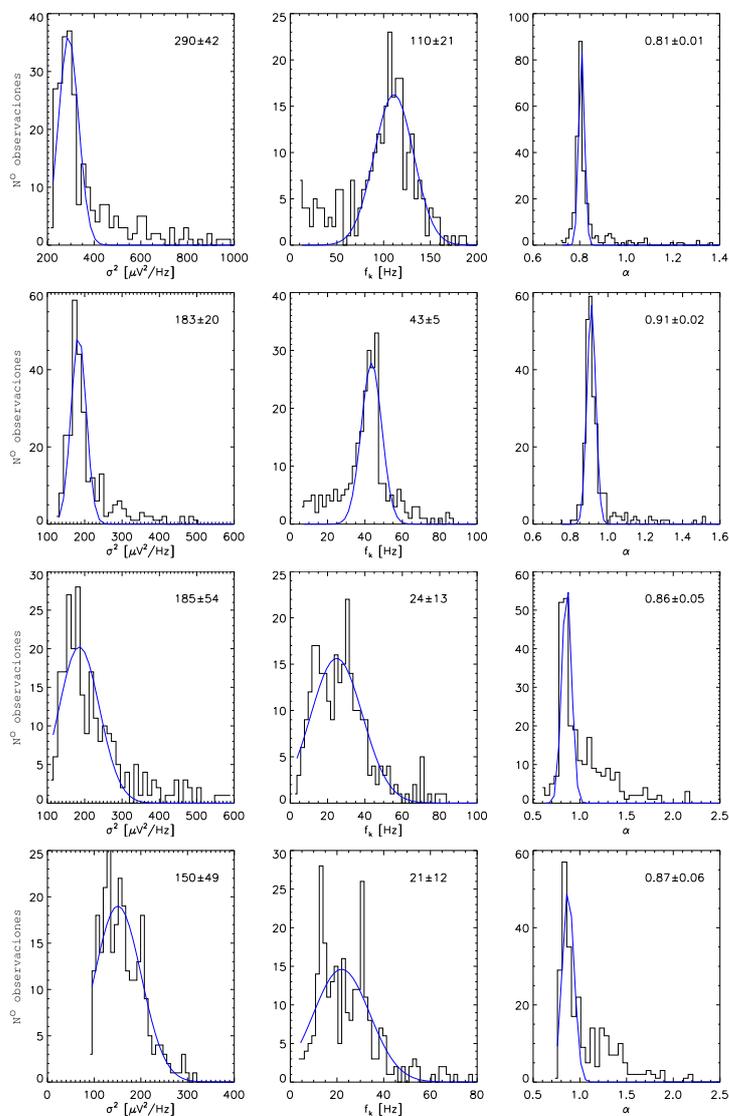


Figura 3.15: Mismo que la figura 3.11, para la bocina 3 a 11 GHz.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

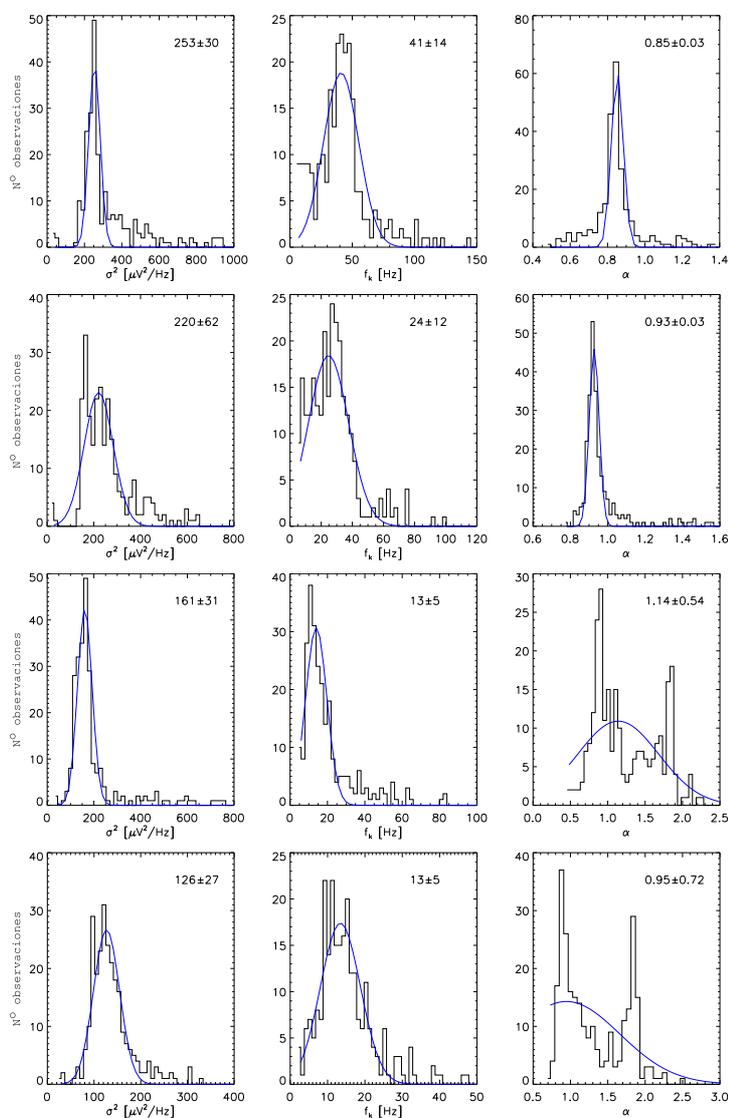


Figura 3.16: Mismo que la figura 3.11, para la bocina 3 a 13 GHz.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

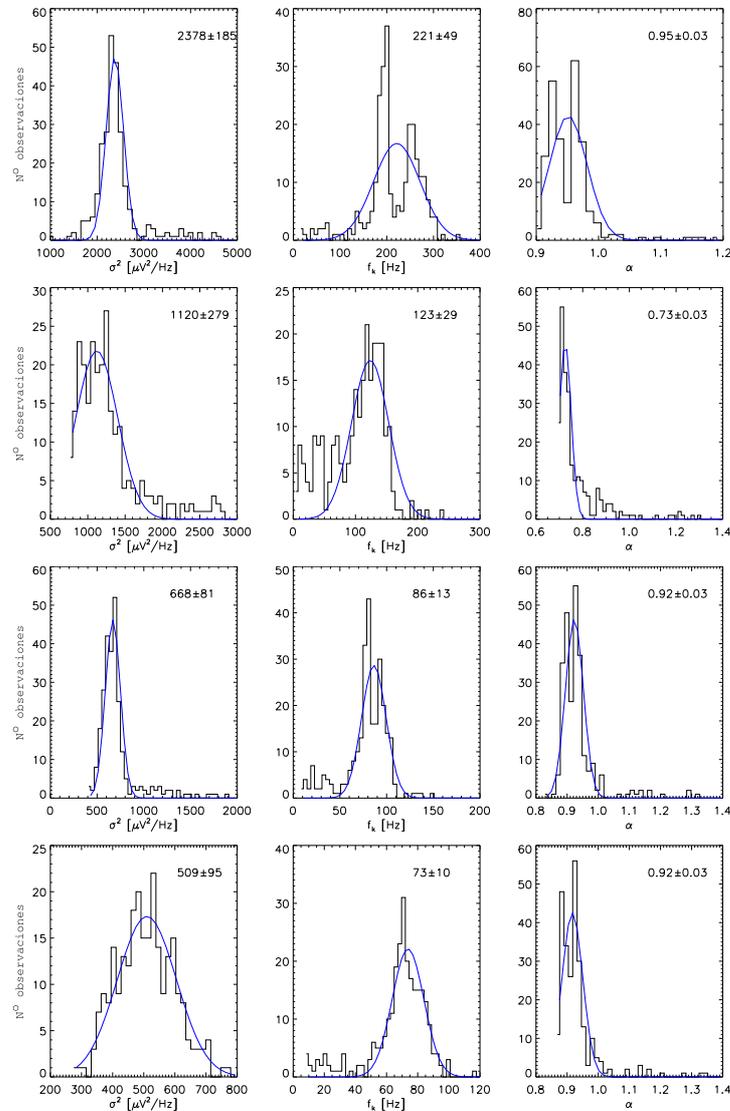


Figura 3.17: Mismo que la figura 3.11, para la bocina 4 a 17 GHz.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

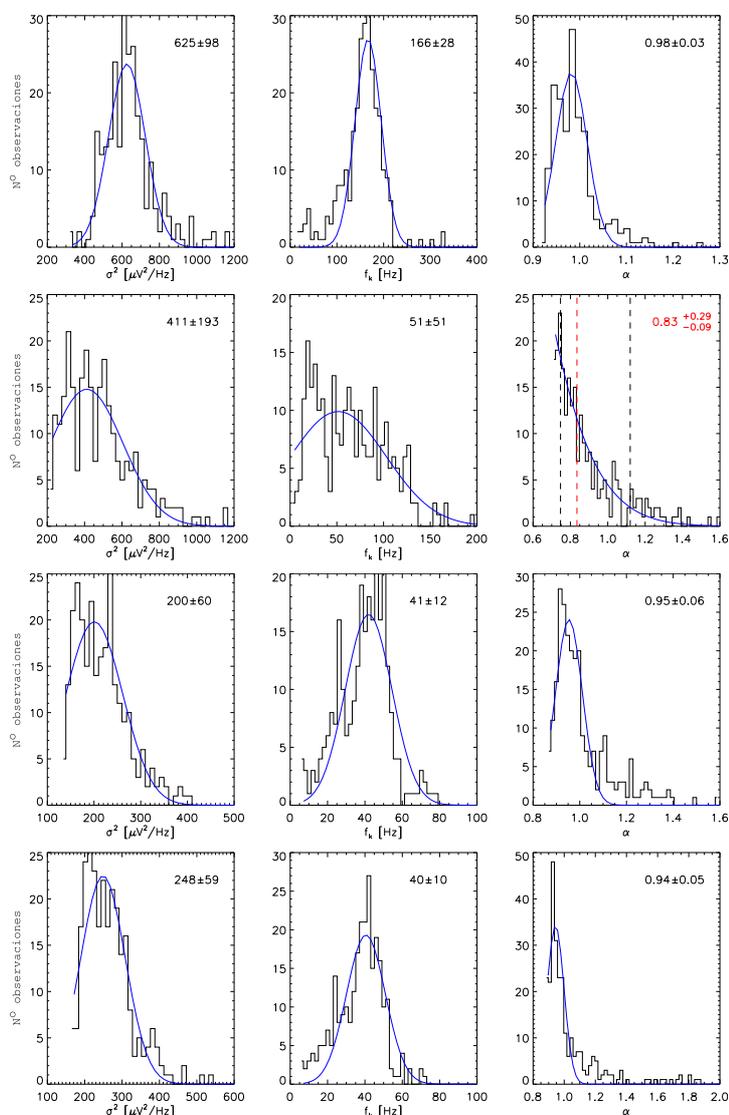


Figura 3.18: Mismo que la figura 3.11, para la bocina 4 a 19 GHz. En los casos en que la distribución no se ajusta a una gaussiana se han representado en su lugar la mediana (línea roja discontinua) y los cuantiles de órdenes 0.16 y 0.84 (línea negra discontinua).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

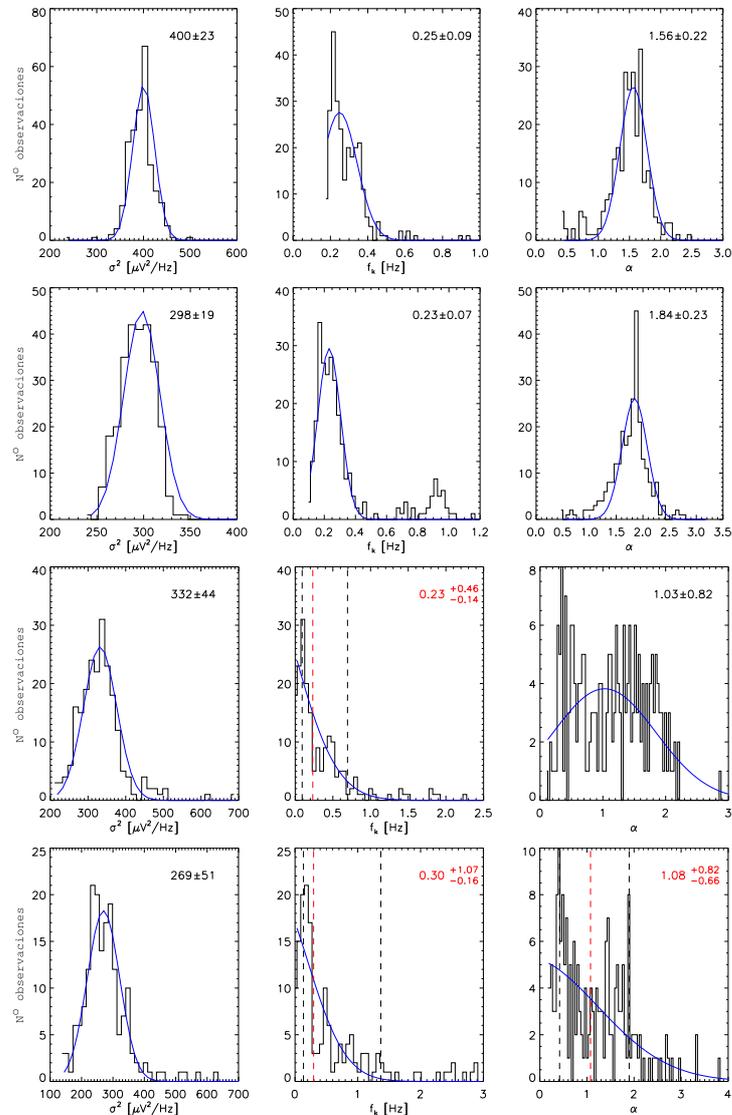


Figura 3.19: Histogramas correspondientes a los ajustes en las bocinas de baja frecuencia de los espectros de polarización (sustracción de canales). De arriba abajo: bocina 1 a 13 GHz, bocina 1 a 13 GHz, bocina 3 a 11 GHz y bocina 3 a 13 GHz. La línea azul representa el ajuste a una gaussiana. En los casos en que la distribución no se ajusta a esta función se han representado en su lugar la mediana (línea roja discontinua) y los cuantiles de órdenes 0.16 y 0.84 (línea negra discontinua).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

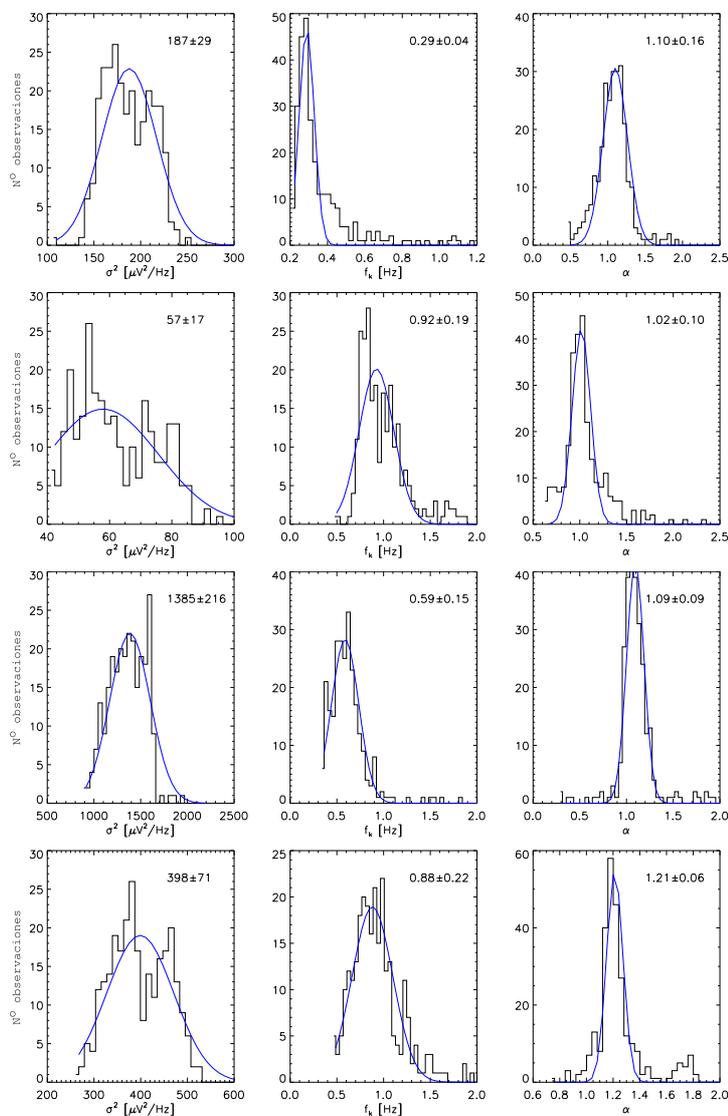


Figura 3.20: Mismo que la figura anterior, para las bocinas de alta frecuencia. De arriba abajo: bocina 2 a 17 GHz, bocina 2 a 19 GHz, bocina 4 a 17 GHz y bocina 4 a 19 GHz.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

# 4

## Construcción de mapas para el experimento QUIJOTE

En este capítulo se describirá el código de construcción de mapas implementado en esta tesis y que se usa dentro de la colaboración QUIJOTE como código de referencia. Así mismo se presentan los resultados de su validación con simulaciones. Este código se ha empleado en producir los mapas de la segunda (Génova-Santos et al. 2017) y tercera (Poidevin et al. 2019) publicaciones científicas de la colaboración, y se sigue empleando con algunas modificaciones para la generación de los mapas del modo nominal del MFI.

### 4.1. Construcción de mapas de intensidad y polarización a partir de datos ordenados en tiempo de experimentos del FCM

Aunque idealmente la estimación de parámetros cosmológicos se realizaría con el mínimo error posible utilizando los datos sin reducir (Tegmark et al. 1997), esto implicaría calcular determinantes de tamaño  $N_t \times N_t$ , siendo  $N_t$  el número de datos en el dominio temporal (TOD de aquí en adelante), lo que es imposible dada la cantidad de información que manejan la mayoría de experimentos de FCM actuales. Para el MFI de QUIJOTE, 100 horas de observación ya suponen un volumen de  $N_t \sim 10^8$  datos. La construcción de mapas a partir de datos ordenados en tiempo reduce típicamente el volumen de la información en órdenes de magnitud. En el caso del MFI, nos interesa además construir mapas de las regiones galácticas de interés para poder caracterizar sus propiedades físicas.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

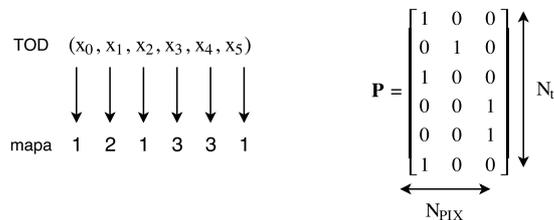


Figura 4.1: Ilustración de cómo se construiría la matriz de apuntado, para el caso de un TOD de intensidad. En el caso de polarización la matriz de apuntado contendrá senos y cosenos, como consecuencia de la rotación del ángulo paraláctico a medida que cambia el apuntado del telescopio. La información de la correspondencia del TOD al mapa se obtiene a partir de las coordenadas (AZ, EL) dadas por el modelo de apuntado del telescopio en cada instante y la fecha juliana de la observación.

El problema de traducir el TOD a un mapa puede formularse de forma general con la ecuación,

$$\mathbf{x} = \mathbf{P}\mathbf{m} + \mathbf{n} \quad (4.1)$$

donde:

- $\mathbf{x}$  representa el vector de datos (TOD)  $N_t$ -dimensional.
- $\mathbf{m}$  representa el mapa  $N_{pix}$ -dimensional, siendo  $N_{pix}$  el número de píxeles. Nótese que  $\mathbf{m}$  puede ser un mapa de  $I$ ,  $Q$  o  $U$ .
- $\mathbf{P}$  es la matriz de apuntado  $N_t \times N_{pix}$  que realiza la transformación desde el sistema de coordenadas definido sobre el cielo a los datos ordenados en tiempo (TOD). Cada fila de esta matriz tendrá un único elemento no nulo, que corresponde a la posición del mapa donde cae la muestra (figura 4.1).
- $\mathbf{n}$  es un vector correspondiente al ruido de la medida, e incluye tanto la contribución del detector como la de la atmósfera y otras fuentes de error.

La solución formal del problema de obtener  $\mathbf{m}$  puede plantearse en forma de máxima verosimilitud, maximizando la probabilidad de los datos  $\mathbf{x}$  condicionados al mapa  $\mathbf{m}$ . Si suponemos que conocemos a priori las propiedades estadísticas del ruido, en el caso de que este sea puramente gaussiano con media cero, la probabilidad viene dada por una gaussiana de multivarianza:

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

4.1 Construcción de mapas de intensidad y polarización a partir de datos ordenados en tiempo de experimentos del FCM 97

$$P(\mathbf{x}|\mathbf{m}) \propto \frac{\exp\left(-\frac{1}{2}(\mathbf{x} - \mathbf{Pm})^T \mathbf{N}^{-1}(\mathbf{x} - \mathbf{Pm})\right)}{\sqrt{|\mathbf{N}|}} \quad (4.2)$$

donde se ha definido la matriz  $\mathbf{N}$  de covarianza (completa) del ruido como:

$$\mathbf{N} = \langle \mathbf{m}\mathbf{m}^T \rangle \quad (4.3)$$

En esta ecuación  $\langle \rangle$  denota el promedio sobre varias realizaciones. El problema de maximizar la función 4.2 es equivalente a minimizar respecto a  $\mathbf{m}$  la función chi-cuadrado:

$$\chi^2(\mathbf{m}) = -2 \ln P = (\mathbf{x} - \mathbf{Pm})^T \mathbf{N}^{-1}(\mathbf{x} - \mathbf{Pm}) \quad (4.4)$$

La solución general formal es:

$$\mathbf{m} = (\mathbf{P}^T \mathbf{N}^{-1} \mathbf{P})^{-1} \mathbf{P}^T \mathbf{N}^{-1} \mathbf{x} \quad (4.5)$$

Definiremos:

$$\mathbf{M} := \mathbf{P}^T \mathbf{N}^{-1} \mathbf{P} \quad (4.6)$$

de manera que  $\mathbf{M}^{-1}$  es la matriz de covarianza del ruido píxel a píxel en el mapa resultante.

Si el ruido correspondiente a distintos instantes de tiempo no está correlacionado, es decir  $\langle n_j n_{j'} \rangle = \sigma_j^2 \delta_{jj'}$ , la matriz  $\mathbf{N}$  es diagonal y la evaluación de 4.5 es directa (Tegmark & de Oliveira-Costa 2001). Para el experimento QUIJOTE, podemos tratar de manera independiente las medidas de intensidad y las de polarización, aunque lo cierto es que en la práctica habrá cierto grado de correlación entre ambas si se tiene en cuenta la no idealidad de los componentes. La cuantificación de dicha correlación se dejará para futuras mejoras del código.

#### 4.1.1. Caso de ruido no correlacionado: intensidad

En el caso de un mapa de intensidad ( $m_i = I_i$ ), al ser esta medida invariante bajo rotaciones no hay transformación alguna entre el sistema de referencia del instrumento y el del cielo, la matriz  $P_{ji}$  es una matriz de ceros y unos, y la función chi-cuadrado puede expresarse en forma de sumatorio como:

$$\chi^2(I_i) = \sum_{j \in i} \frac{1}{\sigma_j^2} (x_j^I - I_i)^2 \quad (4.7)$$

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

donde el índice  $j$  recorre el TOD y el índice  $i$  los píxeles del mapa.

La minimización de esta función da como resultado:

$$I_i = \frac{\sum_{j \subset i} x_j^I \sigma_j^{-2}}{\sum_{j \subset i} \sigma_j^{-2}} \quad (4.8)$$

lo que puede interpretarse como un bineado del TOD en  $i=1, \dots, N_{pix}$  bins, con un peso dado por el error en cada medida.

La matriz de covarianza del ruido píxel a píxel en este caso es diagonal. Los elementos no nulos contienen el error en cada píxel, que está dado por:

$$\sigma^2(I_i) = \left[ \sum_{j \subset i} \sigma_j^{-2} \right]^{-1} \quad (4.9)$$

Si el ruido en el TOD fuera uniforme, esta ecuación sería simplemente dicho ruido pesado por la raíz cuadrada del número de veces que el píxel en cuestión ha sido observado.

#### 4.1.2. Caso de ruido no correlacionado: polarización

En el caso de polarización, como vimos en el capítulo 2 en cada instante esta medida para un canal determinado viene dada por:

$$x_j^P = Q_i \sin(2\alpha_j) + U_i \cos(2\alpha_j) \quad (4.10)$$

donde  $\alpha = 2\theta + \gamma_p$ , siendo  $\theta$  el ángulo del modulador polar y  $\gamma_p$  el ángulo paraláctico.  $Q_i, U_i$  son los parámetros de Stokes a determinar en cada píxel.

La chi-cuadrado es ahora pues una función de dos variables, que puede expresarse en forma de sumatorio como:

$$\chi^2(Q_i, U_i) = \sum_{j \subset i} \frac{1}{\sigma_j^2} (x_j^P - \sin(2\alpha_j)Q_i - \cos(2\alpha_j)U_i)^2 \quad (4.11)$$

Minimizando esta función respecto a  $Q_i$  y  $U_i$  llegamos a:

$$\begin{aligned} Q_i &= \frac{a_i f_i - c_i d_i}{a_i b_i - c_i^2} \\ U_i &= \frac{b_i d_i - c_i f_i}{a_i b_i - c_i^2} \end{aligned} \quad (4.12)$$

donde:

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

4.1 Construcción de mapas de intensidad y polarización a partir de datos ordenados en tiempo de experimentos del FCM 99

$$\begin{aligned}
 a_i &= \sum_{j \subset i} \cos(2\alpha_j)^2 \sigma_j^{-2} \\
 b_i &= \sum_{j \subset i} \text{sen}(2\alpha_j)^2 \sigma_j^{-2} \\
 c_i &= \sum_{j \subset i} \cos(2\alpha_j) \text{sen}(2\alpha_j) \sigma_j^{-2} \\
 d_i &= \sum_{j \subset i} x_j^P \cos(2\alpha_j) \sigma_j^{-2} \\
 f_i &= \sum_{j \subset i} x_j^P \text{sen}(2\alpha_j) \sigma_j^{-2}
 \end{aligned} \tag{4.13}$$

Volviendo a las expresiones matriciales, puede verse que en este caso  $\mathbf{M}$  es una matriz diagonal por bloques que para cada píxel tendrá la forma:

$$M_i = \begin{bmatrix} b_i & c_i \\ c_i & a_i \end{bmatrix} \tag{4.14}$$

Las condiciones en las que esta matriz podrá invertirse se pueden evaluar mediante el denominado número de condición, que en el caso de una matriz simétrica es:

$$rcond = \frac{\lambda_{max}}{\lambda_{min}} \tag{4.15}$$

donde  $\lambda_{max}$  y  $\lambda_{min}$  son los autovalores máximo y mínimo, respectivamente. Cuanto mayor es el número de condición, más cerca está una matriz de ser singular. Una matriz no invertible tiene un número de condición igual a infinito.

Puede verse que el caso óptimo se consigue cuando los ángulos  $2\alpha_j$  se distribuyen uniformemente entre 0 y 180° (Couchot et al. 1999), de ahí que las posiciones elegidas para los moduladores hayan sido  $\theta = 0, 22.5, 45$  y 67.5 grados. En este caso se obtiene el valor  $rcond = 1$ . En efecto, como dijimos anteriormente la inversa de  $\mathbf{M}$  es la matriz de covarianza del ruido en el mapa:

$$[M_i]^{-1} = \begin{bmatrix} \sigma^2(Q_i) & \sigma(Q_i, U_i) \\ \sigma(Q_i, U_i) & \sigma^2(U_i) \end{bmatrix} = \frac{1}{a_i b_i - c_i^2} \begin{bmatrix} a_i & -c_i \\ -c_i & b_i \end{bmatrix} \tag{4.16}$$

Puede verse que un valor  $rcond = 1$  corresponde a  $c_i = 0$  y  $a_i = b_i$ , es decir que es el caso óptimo en que  $\text{Cov}(Q_i, U_i) = 0$  y  $\sigma(Q_i) = \sigma(U_i)$ . En

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

general un valor  $rcond \gtrsim 2$  ya indica un muestro insuficiente de los ángulos de polarización. Como regla general, en el procesado de QUIJOTE excluimos píxeles con  $rcond > 3$ .

#### 4.2. Técnica de eliminación de franjas

Las ecuaciones 4.8 y 4.12 nos darían las soluciones óptimas para  $I, Q, U$  en el caso de tener únicamente ruido no correlacionado, a las que denominaremos “mapas bineados”. Sin embargo, en general en todo experimento además del ruido blanco habrá una componente de ruido instrumental correlacionado que variará lentamente en el tiempo, así como posibles variaciones temporales debidas al cambio de transparencia de la atmósfera. Este es el llamado “ruido  $1/f$ ” y se verá en el mapa como una serie de franjas brillantes y oscuras que dependerán de la estrategia de observación. En este caso  $\mathbf{N}$  contendrá términos cruzados y la única posibilidad para hallar la solución de 4.5 será invertir la matriz de tamaño  $N_{pix} \times N_{pix}$   $\mathbf{M}$ , lo que es inabordable dada la resolución de los experimentos del FCM actuales.

A grandes rasgos, los métodos que se utilizan para resolver este problema pueden englobarse en dos grupos: los de máxima verosimilitud (ML, por sus siglas en inglés), también llamados óptimos, y los de “destriping” (eliminación de franjas). Ambos tienen como objetivo modelar la parte correlacionada del ruido en el TOD. En los primeros es necesario conocer la matriz de covarianza del ruido completa. Suponiendo que el ruido sea estacionario, esta se calcula mediante la transformada de Fourier discreta calculada a partir de los datos. Posteriormente, el sistema lineal dado por la ecuación 4.5 se resuelve de manera iterativa mediante gradiente conjugado preconditionado (Ashdown et al. 2007). Códigos como MADmap (Cantalupo et al. 2010) y ROMA (Natoli et al. 2001) utilizan el método de máxima verosimilitud.

En esta tesis se ha implementado la segunda de las posibilidades: el método de “destriping”. Este consiste en modelar la componente  $1/f$  del ruido como una serie de “offsets” o líneas de base de longitud fija y amplitud variable. En el límite en que el número de líneas de base es igual al número de muestras del TOD, la solución de “destriping” es igual a la óptima (Keihänen et al. 2005). Así pues, el ruido del detector  $\mathbf{n}$  se descompondría en una componente correlacionada que varía lentamente en el tiempo representada por el vector de amplitudes de líneas de base  $\mathbf{b}$ , y una componente de ruido blanco no correlacionado,  $\mathbf{n}_w$ :

$$\mathbf{n} = \mathbf{Fb} + \mathbf{n}_w \quad (4.17)$$

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	Fecha: 13/09/2019 19:35:01
JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	13/09/2019 23:46:40

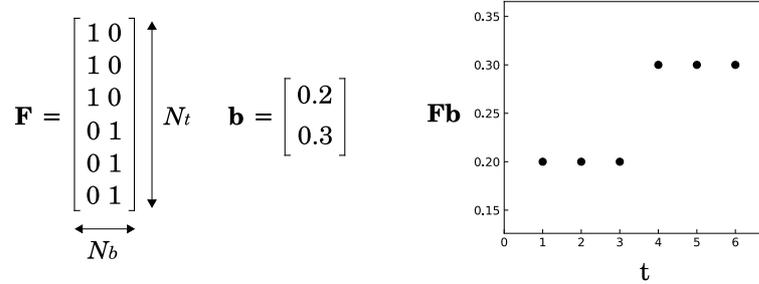


Figura 4.2: Ejemplo de aplicación de la matriz  $\mathbf{F}$  que proyecta las amplitudes de las líneas de base dadas por  $\mathbf{b}$  sobre el TOD.

donde  $\mathbf{F}$  es una matriz de tamaño  $N_t \times N_b$  que proyecta las líneas de base sobre el TOD (figura 4.2), siendo  $N_b$  el número de líneas de base en que se ha dividido este ( $N_t = N_b \times$  tamaño de la línea de base). Esta matriz es diagonal por bloques de unos, representando offsets constantes a lo largo de cada línea de base. Se pueden elegir funciones base más complejas, como series de Fourier o polinomios de Legendre. Aunque no parece haber ningún beneficio en ello en lo que compete a la reducción del ruido  $1/f$ , puede ser útil para eliminar otro tipo de errores sistemáticos, como variaciones periódicas en las líneas de base sincrónicas con el escaneado del telescopio (Keihänen et al. 2004).

En esta nueva formulación del problema, la probabilidad 4.2 se reemplaza por  $P(\mathbf{x}|\mathbf{m}, \mathbf{b})$ , es decir que las líneas de base son también un parámetro a determinar. La nueva función chi-cuadrado será:

$$\chi^2 = (\mathbf{x} - \mathbf{Pm} - \mathbf{Fb})^T \mathbf{C}_w^{-1} (\mathbf{x} - \mathbf{Pm} - \mathbf{Fb}) \quad (4.18)$$

donde  $\mathbf{C}_w^{-1}$  es la matriz de covarianza (diagonal) del ruido blanco. Minimizando esta función respecto a  $\mathbf{m}$ , se llega a:

$$\mathbf{m} = (\mathbf{P}^T \mathbf{C}_w^{-1} \mathbf{P})^{-1} \mathbf{P}^T \mathbf{C}_w^{-1} (\mathbf{x} - \mathbf{Fb}) \quad (4.19)$$

Comparando esta ecuación con 4.5 puede verse que formalmente se corresponde al mapa bineado de  $\mathbf{x} - \mathbf{Fb}$ , es decir, el TOD menos el ruido correlacionado, que será aproximadamente igual a la señal de cielo más el ruido blanco.

Para hallar las líneas de base definimos en primer lugar la matriz  $\mathbf{Z}$  de tamaño  $N_t \times N_t$ :

$$\mathbf{Z} = \mathbf{I} - \mathbf{P}(\mathbf{P}^T \mathbf{C}_w^{-1} \mathbf{P})^{-1} \mathbf{P}^T \mathbf{C}_w^{-1} \quad (4.20)$$

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

Actuando sobre el TOD original  $\mathbf{x}$ , esta matriz le resta el TOD que se obtiene a partir del mapa bineado, lo que proporciona una estimación del ruido contenido en dicha señal. Sustituyendo la solución para  $\mathbf{m}$  en la función 4.18 y minimizándola esta vez respecto al vector de amplitudes de líneas de base  $\mathbf{b}$ , se tiene que este se obtiene mediante la resolución de la ecuación:

$$(\mathbf{F}^T \mathbf{C}_w^{-1} \mathbf{Z} \mathbf{F}) \mathbf{b} = \mathbf{F}^T \mathbf{C}_w^{-1} \mathbf{Z} \mathbf{x} \quad (4.21)$$

donde se ha utilizado la propiedad de la matriz (idempotente)  $\mathbf{Z}$ :

$$\mathbf{Z}^T \mathbf{C}_w^{-1} \mathbf{Z} = \mathbf{C}_w^{-1} \mathbf{Z} \quad (4.22)$$

En la figura 4.3 se ha representado un TOD simulado (los detalles de esta simulación se explicarán en la sección 4.4) y la solución de las líneas de base dadas por la ecuación 4.21 del código de “dstriping”, así como la resta de ambas. En la imagen superior se puede apreciar que existe un offset entre la solución de las líneas de base y el TOD, debido a que el código no es capaz de determinar la media del TOD de entrada, y como puede apreciarse en el panel inferior esta es de unos  $\sim 10$  mK. Es decir que debemos tener en cuenta que en general la solución no estará bien calibrada en flujo absoluto (monopolo).

Esta solución de las líneas de base se resta al TOD original (tal y como se muestra en el panel inferior de la figura 4.3) y se sustituye en 4.19 para obtener la solución del mapa. Estas son las dos ecuaciones fundamentales del método de “dstriping”.

Las ventajas de este método frente al de máxima verosimilitud son que es menos demandante computacionalmente, y no exige el cálculo de los términos correlacionados de la matriz de covarianza del ruido, aunque la implementación de estos como “prior” mejora la convergencia a la solución óptima dada por ML. Este “prior” puede estimarse a partir de las propiedades del espectro de potencias del ruido en un análisis como el realizado en el capítulo anterior. En Keihänen et al. (2010) se describe el código MADAM de la misión *Planck* que hace uso de este enfoque. Con este código se han conseguido niveles de ruido comparables a los códigos de ML en tiempos de ejecución muy inferiores (Ashdown et al. 2007).

#### 4.2.1. Método del gradiente conjugado

Mientras que la ecuación 4.19 corresponde a un mapa bineado y por tanto se puede calcular mediante sumatorios (ecuaciones 4.8 y 4.12), la resolución de la ecuación 4.21 que conduce al vector de amplitudes de líneas de base  $\mathbf{b}$  implica la inversión de la matriz  $\mathbf{F}^T \mathbf{Z}^T \mathbf{C}_w^{-1} \mathbf{Z} \mathbf{F}$ , de tamaño  $N_b \times N_b$ . Esta es una operación

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

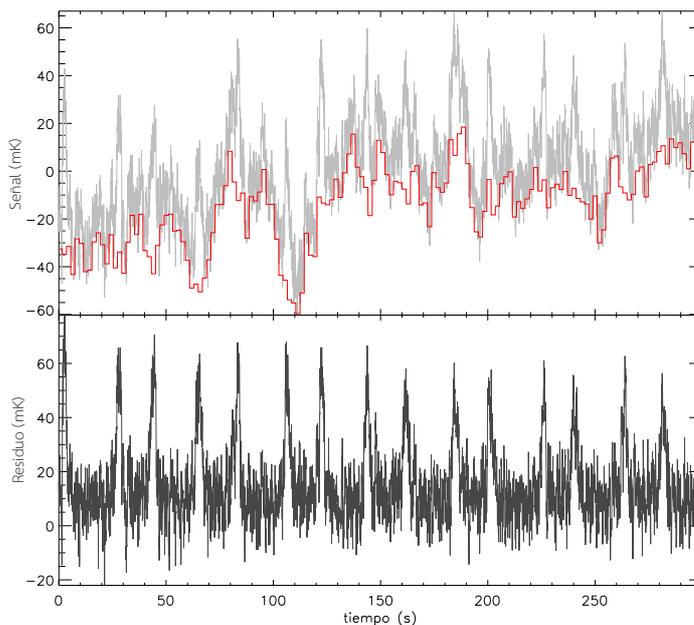


Figura 4.3: *Panel superior*: fragmento de tres minutos de un TOD simulado (línea gris) con una frecuencia de codo de 15 Hz y señal astronómica procedente de los mapas de WMAP, al que se ha superpuesto la solución de las líneas de base dadas por el método de “destriping” (línea roja). *Panel inferior*: sustracción de las dos componentes. El residuo está compuesto fundamentalmente por la señal astronómica (picos) y ruido blanco. A partir de esta señal se construye el mapa binnedo “limpio”.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

de orden  $\mathcal{O}(N_b^3)$ , computacionalmente muy costosa. En su lugar, para resolver el sistema se utiliza el método del gradiente conjugado, que reduce la complejidad de la operación en el caso de que la matriz de coeficientes sea dispersa, es decir, que tenga pocos elementos distintos de cero (Press et al. 1992). Este es nuestro caso ya que las matrices  $\mathbf{F}$  y  $\mathbf{P}$  están compuestas fundamentalmente por ceros y la matriz  $\mathbf{C}_w^{-1}$  es diagonal.

El sistema a resolver es del tipo  $\mathbf{Ax} = \mathbf{y}$ . Una de sus ventajas es que no requiere conocer la forma explícita de la matriz  $\mathbf{A}$ : el método sólo espera como entrada dos vectores,  $\mathbf{Ax}$  y  $\mathbf{y}$ . En nuestro caso:

$$\begin{aligned} \mathbf{Ax} &\rightarrow \mathbf{F}^T \mathbf{Z}^T \mathbf{C}_w^{-1} \mathbf{Z} \mathbf{F} \mathbf{b} \\ \mathbf{y} &\rightarrow \mathbf{F}^T \mathbf{C}_w^{-1} \mathbf{Z} \mathbf{x} \end{aligned} \quad (4.23)$$

Esto nos ahorrará tener que guardar en memoria la matriz  $\mathbf{A}$ , y en su lugar trabajaremos con vectores de tamaño  $N_b$ . El nombre del método “gradiente conjugado” proviene del hecho de que resolver el sistema equivale a minimizar una función cuadrática  $Q(\mathbf{x})$  tal que  $\nabla Q = \mathbf{Ax} - \mathbf{y}$ . El método se basa en desplazarse iterativamente de manera que cada vector de desplazamiento sea  $\mathbf{A}$ -ortogonal (o conjugado) al anterior. El proceso se detiene cuando:

$$\mathbf{r}_i^T \mathbf{r}_i < \mathbf{r}_0^T \mathbf{r}_0 \times (tol) \quad (4.24)$$

donde  $\mathbf{r}$  es el residuo en cada iteración,  $\mathbf{r}_i = \mathbf{y} - \mathbf{Ax}_i$  (siendo  $r_0$  el correspondiente a la primera iteración, con una estimación inicial  $b_0$  de las líneas de base), y  $tol$  es un valor establecido por el usuario ( $tol = 10^{-10}$ , en nuestro caso).

Para conocer los detalles del algoritmo de gradiente conjugado se puede consultar el artículo de Shewchuk (1994), en el que está basada nuestra implementación.

### 4.3. Descripción del código de construcción de mapas

Dada la gran cantidad de datos que debe manejar el algoritmo para QUIJOTE, se prefirió implementar el código en un lenguaje no interpretado como es Fortran-90. Posteriormente fue paralelizado en OpenMP con la colaboración de Antonio Dorta Lorenzo, de los Servicios Informáticos Especializados del IAC.

El código toma como entrada una lista de observaciones. Los archivos pueden estar en formato `.btod` o `.ctod`. Los primeros corresponden a un paso intermedio del pre-procesado, en el que los TOD se promedian (binean) en intervalos de 60 ms para las observaciones típicas en que el telescopio se mueve a 1 grado/segundo (en el cielo). Teniendo en cuenta que la frecuencia de

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	Fecha: 13/09/2019 19:35:01
JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	13/09/2019 23:46:40

muestreo es de 1000 Hz, cada bin corresponde a 60 puntos del TOD original. Esta operación reduce el nivel de ruido blanco de cada muestra en un factor  $1/\sqrt{N_{bin}}$ . Para las observaciones del modo nominal se toman bins de 40 ms, ya que el telescopio se mueve a una velocidad mucho mayor (12 grados/segundo). Por otro lado, los archivos `.ctod` son el producto final del pre-procesado de los datos. Para obtenerlos, se corrigen los `.btod` por las variaciones de ganancia, según el modelo del diodo descrito en el capítulo 2, y se calibran en amplitud según los factores calculados con las observaciones diarias de Cas-A, de manera que finalmente vienen dados en unidades de miliKelvin.

Además de los datos bineados, los archivos `.btod/.ctod` contienen:

- La dispersión de los datos en cada bin,  $\sigma_j$ . Con esta información se construye la matriz de covarianza del ruido blanco,  $\mathbf{C}_w$ , en el código de “destriping”.
- Los ángulos paralácticos  $\gamma_p$  y las coordenadas galácticas  $(l, b)$  correspondientes a cada par (AZ, EL) registrado en el TOD, para cada una de las 4 bocinas, calculados con una rutina que implementa el modelo de apuntado del telescopio y que ha sido desarrollada por Denis Tramonte como parte de su tesis doctoral en el grupo QUIJOTE del IAC. Las coordenadas galácticas se traducen a índices de píxeles en el mapa con la rutina ANG2PIX de HEALPix.
- El ángulo de los moduladores,  $\theta_j$ , en cada instante de tiempo.

Tras concatenar los datos de los archivos de entrada, el código de “destriping” los transforma a un vector  $\mathbf{x}$  de medidas de intensidad o polarización sumando o restando los canales correspondientes. Las líneas de base  $\mathbf{b}$  y el mapa final  $\mathbf{m}$  se calculan según el esquema que se presenta en la figura 4.4. Como productos finales, en el caso de intensidad, además del mapa correspondiente, el código devuelve también un mapa del número de veces que cada píxel ha sido observado ( $N_{hits}$ ). Para polarización, se devuelven mapas de  $Q, U, N_{hits}$  y  $rcond$ . Los mapas están en formato HEALPix. Opcionalmente, el código también puede devolver mapas análogos en los que las líneas de base se eliminan sólo con un filtro de mediana (es decir, un filtro que considera que la línea de base es simplemente la mediana del TOD en una cierta longitud, normalmente unos 20 segundos).

El tiempo de ejecución del código depende de varios factores: resolución, longitud de las líneas de base, tamaño del mapa y tipo de mapa. En una máquina estándar con 8 procesadores y 8 Gb de RAM, tomando como entrada 300 horas de observaciones, tarda unos 15 minutos en generar un mapa de intensidad y

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

unos 30 minutos en generar los 2 mapas de polarización, con una longitud de líneas de base de 2 s y un tamaño de píxel de  $13.7'$  ( $N_{side}=256$ ).

#### 4.4. Validación del código de construcción de mapas

Se usaron dos grupos de simulaciones para validar el código de “destriping”. El primero de ellos corresponde a observaciones en modo ráster a elevación constante en la región llamada “Fan”, que será objeto de estudio en el capítulo sexto de esta tesis. El segundo de ellos corresponde al modo de observación nominal.

##### 4.4.1. Observaciones en modo ráster

###### Descripción de las simulaciones

Con las simulaciones se pretende generar un grupo de observaciones con las mismas propiedades de ruido correlacionado descritas en el capítulo 3 para los datos reales del MFI, y que tengan el mismo formato que estos. El objetivo es por tanto encontrar una función en el espacio de Fourier,  $g(f)$ , cuya transformada inversa tenga las mismas propiedades de ruido que un .ctod real. El código que genera los .ctod simulados hace lo siguiente:

1. Lee un .ctod de datos reales.
2. Para cada muestra, identifica el píxel correspondiente a sus coordenadas  $(l, b)$  y para ese píxel lee la señal en  $I, Q, U$  del mapa de 9 años de WMAP a 23GHz (Bennett et al. 2013). Dicha señal se escala a las frecuencias del MFI, de la forma:

$$S_{\text{MFI}} = S_{\text{WMAP}} \left( \frac{\nu_{\text{WMAP}}}{\nu_{\text{MFI}}} \right)^{\beta_{\text{sync}}}. \quad (4.25)$$

Esta será la señal astronómica en las simulaciones. Para el escalado se asumió un índice de sincrotrón  $\beta_{\text{sync}} = 2.7$ , ya que se espera que esta sea la emisión dominante en las frecuencias del MFI.

3. Con las coordenadas de observación de los datos reales, se proyecta esta señal astronómica en cada uno de los canales del MFI, según las ecuaciones 2.13. El resultado corresponde al vector  $\mathbf{Pm}$  de la ecuación 4.1.
4. La parte de ruido correlacionado se genera de la siguiente forma (véase por ejemplo Carrettoni & Cremonesi 2010):

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

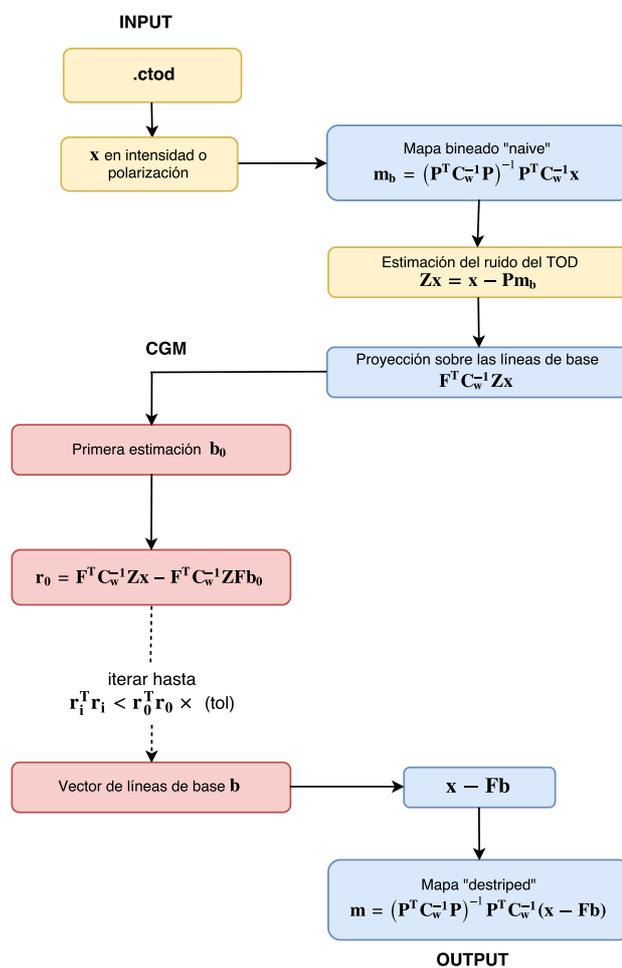


Figura 4.4: Esquema descriptivo del código implementado de eliminación de franjas (“destriping”). En azul se señalan los pasos del procesado que se han paralelizado con OpenMP. En rojo se señalan los pasos correspondientes al método de gradiente conjugado (CGM, por sus siglas en inglés).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

- a) El nivel de ruido blanco  $\sigma_{ctod}$ , que consideraremos uniforme, se toma como la mediana del dado por el bineado del .ctod de datos reales.
- b) La amplitud del espectro de potencias se toma como el modelo analítico considerado en el capítulo 3:

$$A(f) = \sigma_{ctod}^2 \left[ 1 + \left( \frac{f_k}{f} \right)^\alpha \right] \quad (4.26)$$

- c) La función buscada  $g(f)$  se genera multiplicando esta amplitud por un array de fases aleatorias con distribución gaussiana:

$$g(f) = \sqrt{A(f)} e^{i\theta_f} \quad (4.27)$$

Para que  $\text{IFFT}(g(f))$  sea real, se debe exigir además que  $g(f) = g^*(-f)$ .

- d) La señal de ruido simulado  $\mathbf{n}$  se recupera realizando la transformada de Fourier inversa de  $g(f)$  (con la normalización adecuada). Es decir,  $\mathbf{n} = \mathbf{P}\mathbf{b} + \mathbf{n}_w \propto \text{IFFT}(g(f))$ .

5. La señal simulada será finalmente la suma  $\mathbf{x} = \mathbf{P}\mathbf{m} + \mathbf{n}$ . Esta se almacena en sustitución de los datos reales en un archivo con el mismo formato del .ctod original.

A la luz de los resultados del análisis realizado en el capítulo anterior, el valor de la pendiente del ruido  $1/f$  se estableció en  $\alpha = 1.3$  para intensidad, y se estudiaron dos valores de la frecuencia de codo: 15 Hz y 50 Hz. En el caso de polarización los parámetros de la simulación son  $\alpha = 1.9$  y  $f_k = 0.3$  Hz.

### Intensidad

En total se generaron 299.5 horas de observaciones ( $1.8 \times 10^7$  datos bineados en 60 milisegundos) simuladas en la región del “Fan” (coordenadas centrales  $l=134^\circ$  y  $b=1.2^\circ$ ). Todos los resultados presentados corresponden a la bocina 3 a 11 GHz. El tiempo de observación no se distribuye uniformemente en la región, variando desde píxeles que se han observado unos 5 segundos hasta 2 minutos (figura 4.8). Este último es el caso de la zona alrededor de las coordenadas  $l=130.72^\circ$  y  $b=3.08^\circ$ , donde se encuentra el remanente de supernova 3C 58. En ella se realizaron observaciones específicas (cubriendo un área menor) dedicadas a la caracterización del plerión, que se han incluido en el conjunto de simulaciones.

En la figura 4.5 se muestra el espectro de potencias de la resta  $\mathbf{x} - \mathbf{F}\mathbf{b}$  (es decir, la señal de entrada menos la solución de las líneas de base dada por el

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

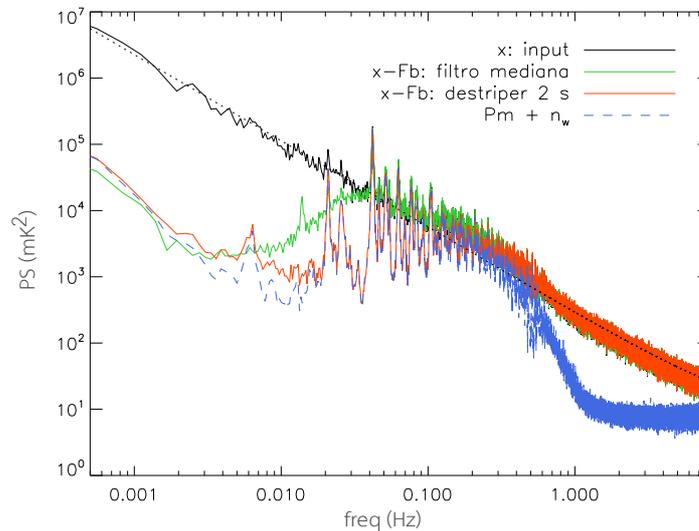


Figura 4.5: Espectros de potencias de datos de intensidad simulados y procesados por distintos métodos. *Línea negra continua*: espectro de potencias de un `.ctod` simulado con ruido correlacionado con  $f_k=15$  Hz y señal astronómica dada por *WMAP* escalada a 11 GHz con  $\beta_{sync}=2.7$ . *Línea naranja*: la misma señal menos las líneas de base (de longitud 2 segundos) devueltas por el código de “destriper”. *Línea verde*: la misma señal menos las líneas de base dadas por un filtro de mediana de 20 s. *Línea azul a trazos*: simulación con sólo señal astronómica y ruido blanco; en un caso ideal el residuo  $\mathbf{x} - \mathbf{Fb}$  sería igual a esta señal. Aquí se aprecia que la potencia a baja frecuencia debida a la señal de cielo. *Línea negra de puntos*: modelo analítico de espectro de potencias que se utilizó para generar las simulaciones.

destriper, con una longitud de 2 segundos) para el caso de intensidad. Este residuo correspondería, en un caso ideal, al ruido blanco más la señal astronómica, es decir,  $\mathbf{Pm} - \mathbf{n}_w$ . Por comparación se muestra así mismo el residuo si se utilizara solamente un filtro de mediana de 20 segundos (aproximadamente la longitud de un escaneado de la fuente) sobre el `.ctod` para eliminar el ruido  $1/f$ . Puede verse que el código de eliminación de franjas proporciona la mejor solución en este sentido, recuperando mejor la señal astronómica para las frecuencias intermedias y bajas, que corresponderían a las estructuras de mayor tamaño en el mapa. Para las frecuencias altas (a partir de unos 0.5 Hz, es de-

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

cir, el inverso de la longitud de las líneas de base), el destriper no es capaz de eliminar el  $1/f$ , como es de esperar. El espectro se corta en  $f_{s\text{amp}}/(2t_{\text{bin}})=8.3$  Hz debido al bineado del .ctod.

En la figura 4.6 se muestran los mapas de intensidad resultantes del código de eliminación de franjas y de aplicar un filtro de mediana a las simulaciones con  $f_k = 15$  Hz. El residuo (mapa devuelto por el código menos el mapa de entrada sin ruido) del “destriper” está compuesto fundamentalmente por ruido blanco, mientras que el filtro de mediana ha eliminado una gran parte de la emisión difusa en el lado izquierdo del mapa y en la zona donde se realizaron las observaciones centradas en 3C 58. Al pasar de  $f_k = 15$  Hz a  $f_k = 50$  Hz (figura 4.7) en el mapa de residuos del “destriper” aparece más ruido en escalas pequeñas, como es de esperar. En cambio los residuos a gran escala permanecen similares, y la emisión difusa sigue estando bien caracterizada.

La figura 4.8 muestra un mapa en escala logarítmica del número de veces que cada píxel ha sido observado. La zona etiquetada como “a” corresponde a la región centrada en 3C 58, que es la mejor caracterizada. En cambio, en la zona etiquetada como “c” el muestreo es bajo. En la figura se aprecian con claridad los diferentes rasters que se han hecho, tanto en toda la región como los de menor tamaño alrededor de 3C 58.

En la figura 4.9 se ha calculado el RMS del residuo en cada una de estas regiones, para distintas longitudes de las líneas de base. Se puede ver que:

- Para el caso de ruido blanco el RMS es igual al de la solución óptima (que en este caso corresponde simplemente al mapa bineado), excepto para las líneas de base de 10 ms ya que en este caso el código añade artificialmente franjas en el mapa.
- Para las regiones con menor número de muestras por píxel, cuando se emplean líneas de base largas (5-10 s) los residuos del código de “destriper” y el filtro de mediana son comparables. En el resto de casos, el “destriper” siempre devuelve un RMS inferior.
- La línea de base óptima parece estar entre 1 y 2.5 s. Sin embargo no podemos usar líneas de base  $< 2$  s ya que con una velocidad de escaneado de  $1^\circ/\text{s}$  estaríamos dentro del tamaño del haz del MFI, por lo que en la elaboración de los mapas reales se ha utilizado un tamaño de 2.5 s.
- El RMS devuelto por el código de eliminación de franjas disminuye con la raíz cuadrada del número de muestras por píxel, de manera que para cada uno de los tres casos estudiados el RMS en cada píxel del mapa se puede aproximar como  $\sigma_0/\sqrt{N_{\text{hits}}}$ . Calculado a partir de los resultados

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

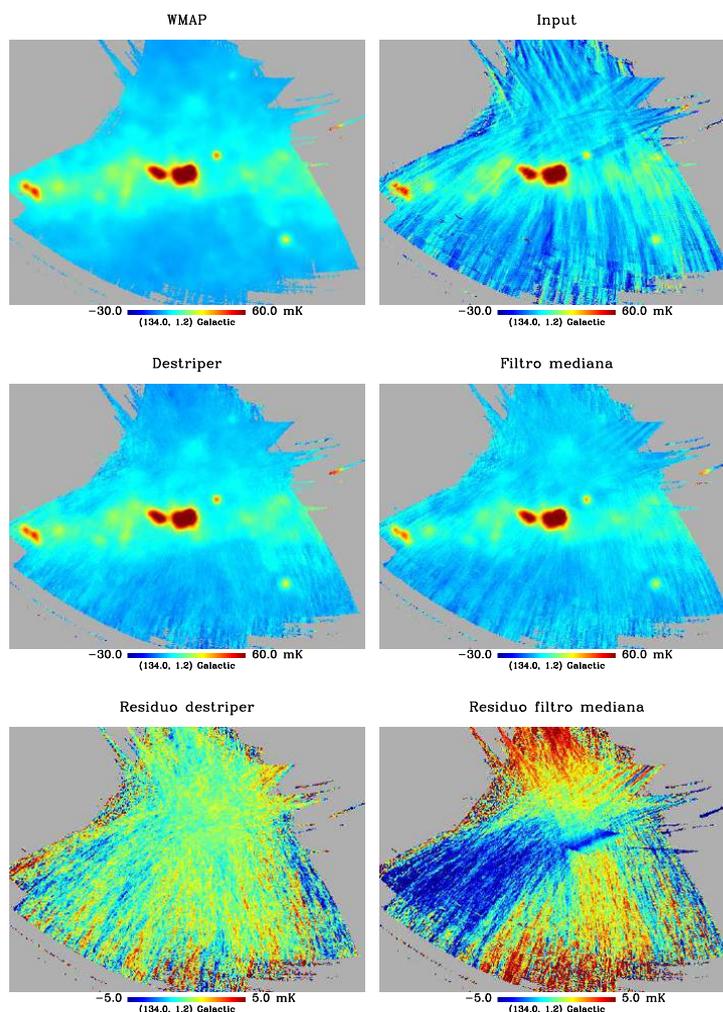


Figura 4.6: Mapas de intensidad generados con observaciones simuladas en la región del Fan. De izquierda a derecha y de arriba abajo: sólo señal astronómica; señal astronómica más ruido correlacionado con una pendiente de codo  $f_k=15$  Hz (este mapa se ha generado directamente con los datos de la simulación, sin aplicar filtro de mediana ni destriper); resultado de aplicar a lo anterior el código de eliminación de franjas con  $t_{base}=2.5$  s; resultado de aplicarle un filtro de mediana de 20 segundos; residuo del código de eliminación de franjas; residuo del filtro de mediana. Los mapas tienen un parámetro de resolución de HEALPix  $N_{side}=512$ , para el que el tamaño de píxel es  $\theta_{pix} \sim 6.9'$ .

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

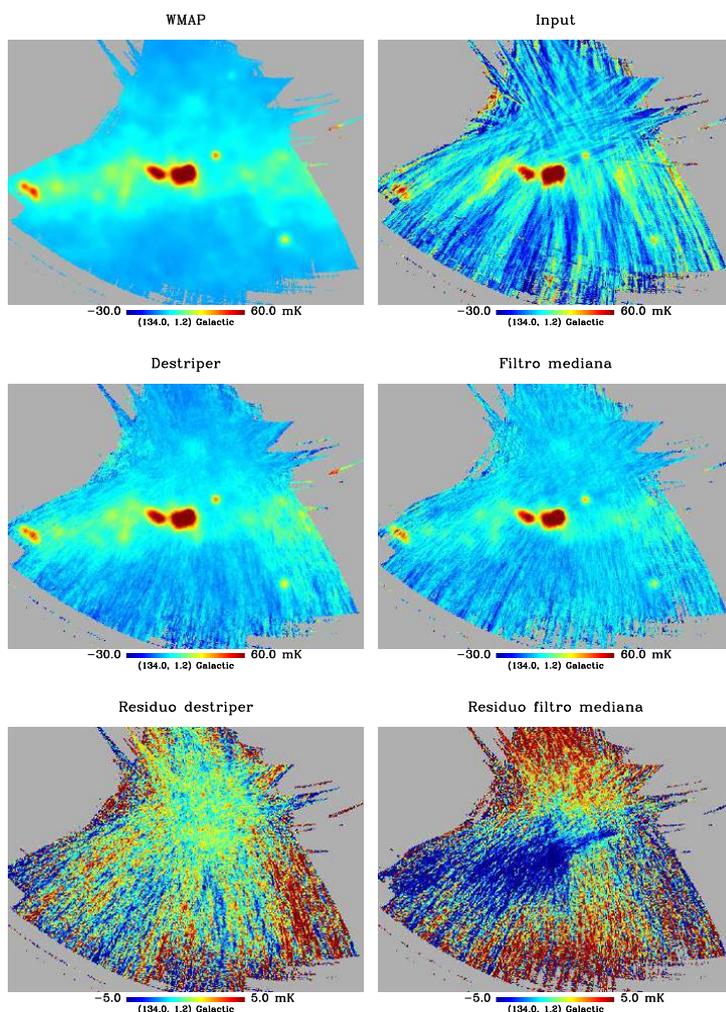


Figura 4.7: Misma que la figura anterior, con  $f_k=50$  Hz.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

con líneas de base de 2.5 s, en el caso de sólo ruido blanco  $\sigma_0 \simeq 2.8 \text{ mK}\sqrt{\text{s}}$  (aproximadamente igual al valor medido sobre el .ctod:  $\sigma_{ctod} = 2.7 \text{ mK}\sqrt{\text{s}}$ ). Para la frecuencia de codo de 15 Hz,  $\sigma_0 \simeq 15.8 \text{ mK}\sqrt{\text{s}}$  y para 50 Hz  $\sigma_0 \simeq 33.6 \text{ mK}\sqrt{\text{s}}$ . Estos resultados concuerdan con lo observado en los mapas reales, para los que en intensidad se obtiene un RMS en los mapas unas 5 veces superior al .ctod. Así mismo, concuerdan con lo obtenido en el capítulo 3 para los parámetros del ajuste del ruido 1/f. En efecto puede comprobarse que se cumple la aproximación  $\sigma_0 \sim \sigma_{ctod} \sqrt{1 + (f_k/f)^\alpha}$  para una frecuencia de  $f=1 \text{ Hz}$  (escala del haz en un ráster típico a  $1^\circ/\text{s}$ ).

- La afirmación de que el RMS escala con la raíz cuadrada del número de muestras por píxel no es válida para los mapas con filtro de mediana de 20 s. Tal y como podía apreciarse en las figuras 4.6 y 4.7, en las regiones con mayor señal astronómica, como en la zona central del mapa y alrededor de 3C 58, el residuo es mucho mayor de lo esperado. Esto se debe a que en estas regiones la amplitud de las líneas de base dada por el filtro de mediana está sobreestimada, eliminando buena parte de la emisión difusa circundante.

### Polarización

En el caso de polarización se utilizaron como señal astronómica los mapas de *WMAP* suavizados a un grado y la resolución elegida fue  $N_{side}=256$  (tamaño de píxel  $\theta_{pix} \sim 13.7'$ ), a fin de tener mayor señal a ruido por píxel.

En la figura 4.10 se muestran los resultados para el parámetro de Stokes  $Q$  en el caso de una simulación con sólo ruido blanco. Se puede apreciar que aunque el residuo del “dstrip” está compuesto fundamentalmente por ruido no correlacionado, aparecen algunas franjas en los bordes del mapa. En el caso del parámetro  $U$  aparece un gradiente a la izquierda del mapa del residuo (figura 4.11).

Estos gradientes en polarización son un problema de nuestra implementación del código que sigue sin ser resuelto: su origen está en variaciones de la línea de base en escalas mayores que el mapa. Al ser el código incapaz de determinar el nivel de cero, estas se propagan en los mapas como gradientes suavizados. Deben estar también presentes en los mapas de intensidad, pero en ese caso no son visibles debido a que los residuos del 1/f dominan el rango dinámico de los mapas. En algunos casos se soluciona aplicando el filtro de mediana antes del “dstrip”; sin embargo a la luz de los resultados en intensidad es de esperar que esa operación elimine algo de la emisión. Otra posibilidad es sustraer a

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

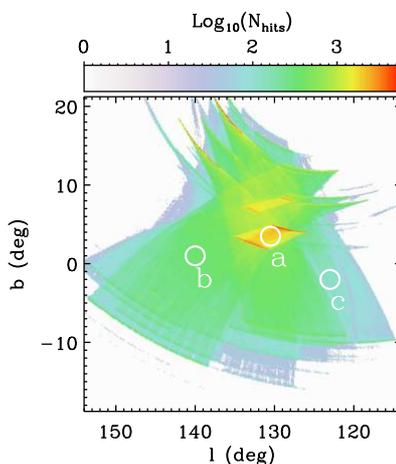


Figura 4.8: Número de veces que cada píxel del mapa ha sido observado, en escala logarítmica. Los círculos tienen un radio de 1.2 grados. La región “a” está centrada en el remanente de supernova 3C 58. Cada muestra o “hit” equivale a 60 ms de observación.

posteriori un plano con la emisión del gradiente, como se ha hecho en Poidevin et al. (2019).

En las figuras 4.12 y 4.13 se muestran los resultados para la simulación con frecuencia de codo de 0.3 Hz. Se aprecia que las franjas más intensas y de mayor tamaño del mapa de entrada han quedado en el residuo del “destriper”. En cambio, el residuo del filtro de mediana exhibe una mayor cantidad de franjas de menor tamaño. Como en el caso de intensidad, la zona donde la emisión es más fuerte (alrededor de 3C 58, fuente brillante en el mapa de  $Q$ ), queda mucho mejor caracterizada por el código de eliminación de franjas.

La velocidad del ráster en el conjunto de observaciones simulado era de 1 grado/segundo en el cielo. Como puede verse en los mapas de entrada, a esta velocidad la señal astronómica está totalmente dominada por el 1/f incluso a una frecuencia tan baja como 0.3 Hz. Posiblemente el incrementar la velocidad a 2 grados/segundo mejoraría los resultados en polarización para este modo de observación. Por otro lado, es muy probable que la inclusión de un “prior” en el código mejore el problema de los gradientes creados por el “destriper” en los mapas de polarización. Estos se deben seguramente a la baja señal a ruido en

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

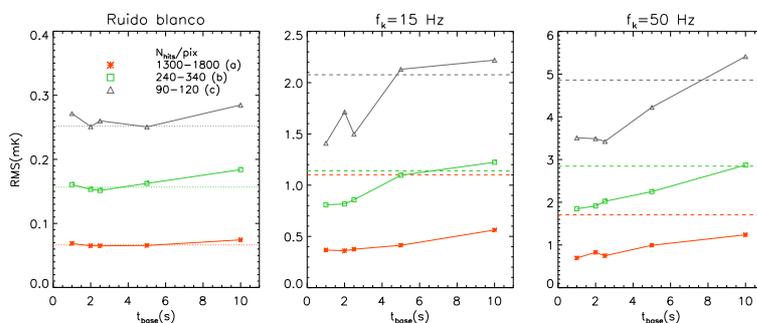


Figura 4.9: RMS píxel a píxel del residuo con el destriper en cada una de las regiones etiquetadas en la figura 4.8, para distintas longitudes de las líneas de base. De izquierda a derecha: caso de ruido blanco; ruido correlacionado con pendiente de codo de 15 Hz; y ruido correlacionado con pendiente de codo de 50 Hz. En el panel de la izquierda las líneas de puntos representan el nivel de ruido esperado a partir del ruido medido sobre el  $\sigma_{ctod}=2.7 \text{ mK}\sqrt{s}$ . En los otros dos paneles, las líneas discontinuas representan el RMS del residuo en los mapas con filtro de mediana de 20 s.

determinadas zonas del mapa, que hace que el código sea incapaz de discernir uno de otro. Hay que señalar que el caso que hemos simulado ha sido el más óptimo en cuanto a señal a ruido, ya que a 11 GHz se espera la señal más intensa del sincrotrón en las frecuencias del MFI.

En la figura 4.14 se representa el número de condición  $rcond$  en el mapa simulado, donde se han señalado las mismas tres regiones seleccionadas para el caso de intensidad. En la figura 4.15 se recogen los valores del RMS en dichas regiones. La etiquetada como “c” es la que tiene el valor medio de muestras por píxel más bajo además del valor más alto del número de condición. Las otras dos tienen un valor de  $rcond$  entre 1.2 y 1.5, como la mayor parte de píxeles del mapa.

Puede verse que:

- En el caso de sólo ruido blanco el RMS del “destriper” es aproximadamente igual al óptimo para las regiones mejor muestreadas y con  $rcond$  más bajo, siempre que se utilice una línea de base entre 2.5 y 5 s. El error por píxel óptimo se deduce de la ecuación 4.16 con  $rcond=1$ :  $\sigma(Q_i) = \sigma(U_i) = \sigma_{ctod}/\sqrt{2N_{hits}}$ . En nuestro caso,  $\sigma_{ctod}=2.7 \text{ mK}\sqrt{s}$ . En cambio, en la región con valor de  $rcond$  más alto el RMS se desvía mucho del óptimo, y los valores en  $Q$  son muy superiores a los de  $U$ . Esto ocurre

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

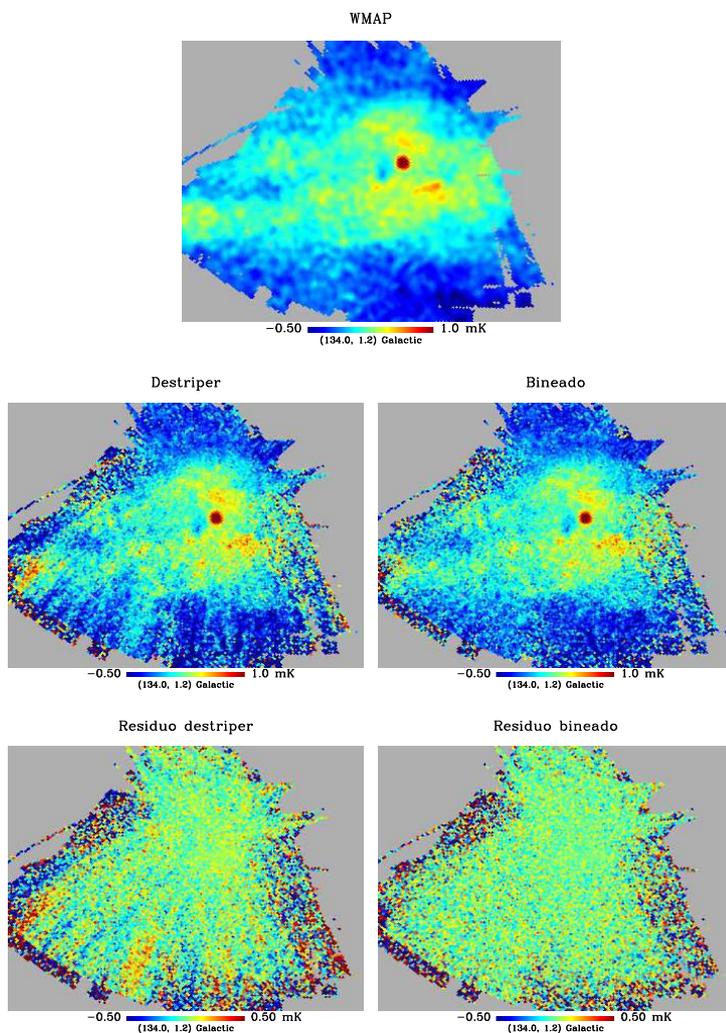


Figura 4.10: Mapas de  $Q$  generados con observaciones simuladas en la región del Fan con ruido blanco. De izquierda a derecha y de arriba abajo: sólo señal astronómica; resultado de aplicar a lo anterior el código de eliminación de franjas con  $t_{base}=2.5$  s; mapa bineado (solución óptima); residuo del código de eliminación de franjas; residuo del mapa bineado. Los mapas tienen un parámetro de resolución de HEALPix  $N_{side}=256$ , para el que  $\theta_{pix} \sim 13.7'$ .

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

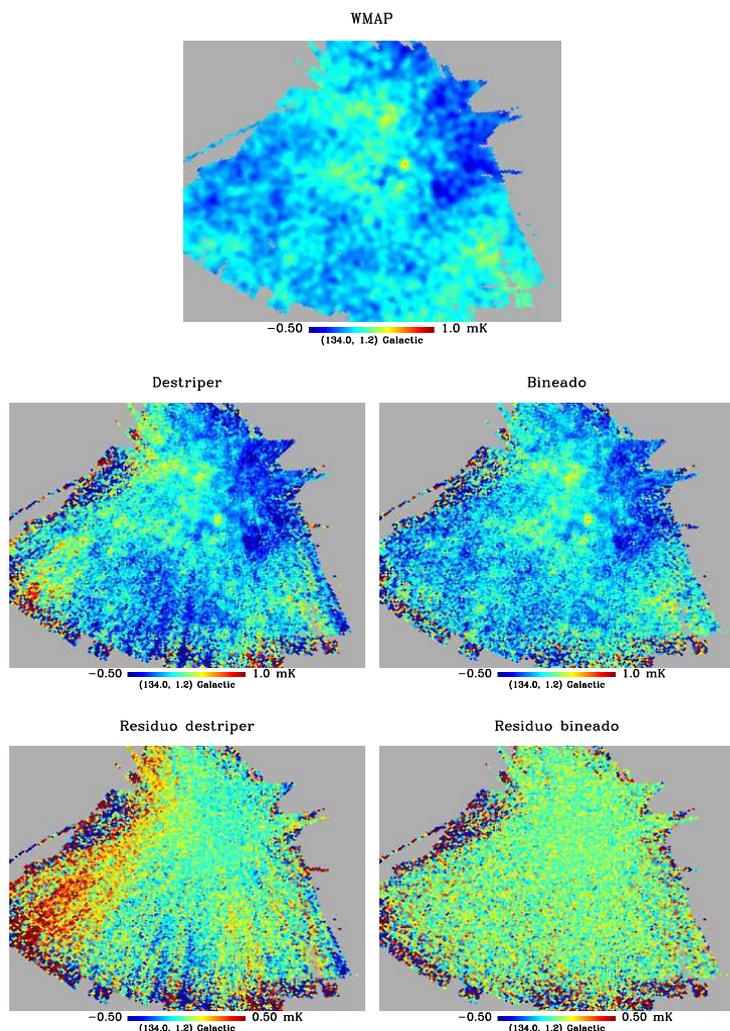


Figura 4.11: Misma que la figura anterior, para  $U$ .

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568      Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

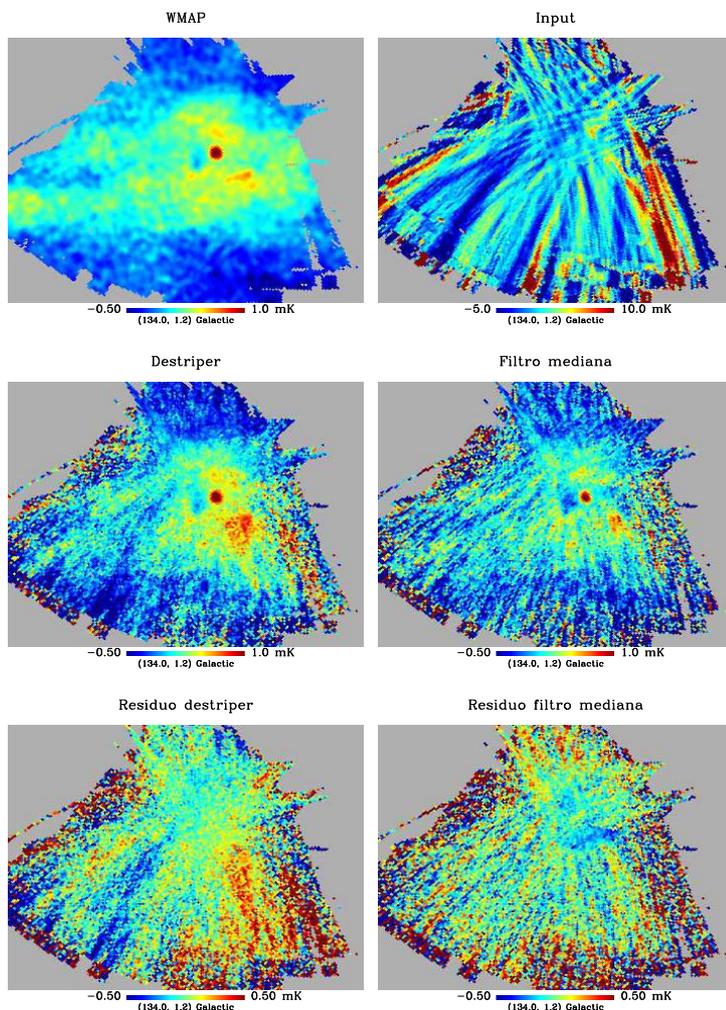


Figura 4.12: Mapas de  $Q$  generados con observaciones simuladas en la región del Fan con ruido correlacionado con frecuencia de codo  $f_k=0.3$  Hz. De izquierda a derecha y de arriba abajo: sólo señal astronómica; señal astronómica más ruido correlacionado con una pendiente de codo de 0.3Hz; resultado de aplicar a lo anterior el código de eliminación de franjas con  $t_{base}=2.5$  s; resultado de aplicarle un filtro de mediana de 20 s; residuo del código de eliminación de franjas; residuo del mapa bineado. Los mapas tienen un parámetro de resolución de HEALPix  $N_{side}=256$ , para el que  $\theta_{pix} \sim 13.7'$ .

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

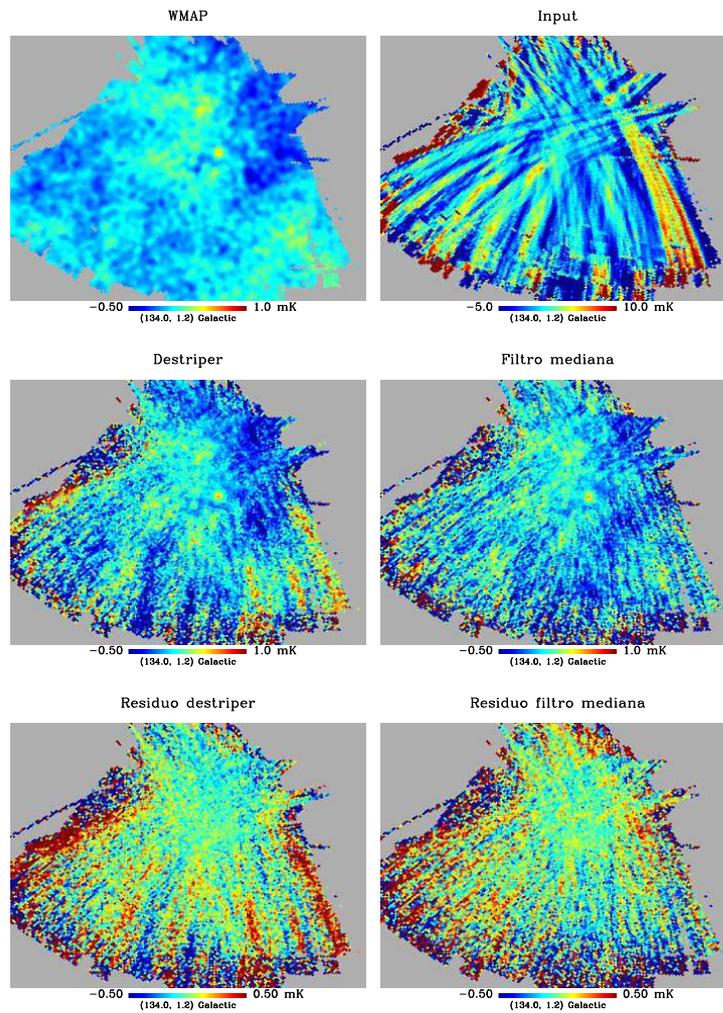


Figura 4.13: Misma que la figura anterior, para  $U$ .

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568      Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

no sólo para la solución del “destriper” sino también para el mapa bineado que, en este caso, daría la solución óptima. Por tanto se trata de un problema de falta de muestreo en los ángulos de polarización, que hace que la inversión de la matriz  $M$  sea deficiente.

- Para el caso con  $f_k = 0.3$  Hz, la línea de base óptima parece estar entre 2 s y 2.5 s. La línea de base de 1 s incrementa el RMS, probablemente debido a que el mapa está suavizado a un grado. Ya que el telescopio se mueve a 1 grado por segundo, escalas  $\lesssim 1$  s están mezcladas en el mapa.
- Para el caso con  $f_k = 0.3$ , Hz en las zonas con  $rcond$  más bajo el RMS devuelto por el código de eliminación de franjas disminuye con la raíz cuadrada del número de muestras por píxel, de manera que:  $\sigma(Q_i) \sim \sigma(U_i) \sim \sigma_0/\sqrt{2N_{hits}}$  con  $\sigma_0 \simeq 4.8$  mK $\sqrt{s}$  (calculado a partir de los resultados con líneas de base de 2.5 s). Este resultado concuerda con lo observado en los mapas reales, para los que se ha encontrado que el RMS a nivel de mapa de  $Q$  y  $U$  es entre 1.5 y 2 veces superior al del `.ctod`. Concuerda así mismo con lo obtenido en el capítulo 3, en el que se vio que el ruido correlacionado apenas afectaba al nivel de ruido blanco de la sustracción de canales. Es en la construcción de los mapas cuando este nivel aumenta por un factor  $\sqrt{2}$  debido a la estrategia de medida, que hace que de manera efectiva la mitad del tiempo de observación corresponda a  $Q$  y la otra mitad a  $U$ .
- La afirmación de que el RMS disminuye con la raíz cuadrada del número de muestras por píxel no es válida para la zona con  $rcond \gtrsim 3.5$ . Píxeles con valores del número de condición similares deberán descartarse de los mapas.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

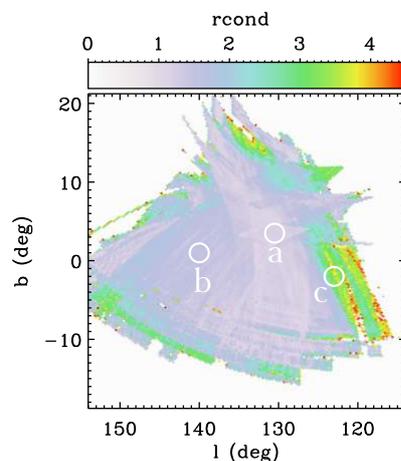


Figura 4.14: Número de condición *rcond* en la región observada. Las tres regiones señaladas son las mismas que en la figura 4.8, donde se ha calculado el RMS del mapa de residuos.

#### 4.4.2. Modo Nominal

El código de construcción de mapas presentado en este capítulo se utiliza para producir los mapas nominales dentro de la colaboración QIJOTE. En esta sección presentaremos los resultados de la validación del código con datos simulados del modo de observación nominal, así como con datos reales. Las simulaciones de todo el cielo en las frecuencias del MFI fueron realizadas por Mark A.J. Ashdown (Kavli Institute for Cosmology, Cambridge). El código de construcción de mapas fue ejecutado en el IAC por José Alberto Rubiño Martín.

#### Simulaciones del modo nominal

Para la simulación de la señal astronómica se empleó el “Planck Sky Model”<sup>1</sup>, en concreto el octavo “Full Focal Plane simulation set” (FFP8) (Planck Collaboration et al. 2016d). A esta señal se le añadió ruido no correlacionado al nivel de los *ctod* reales. En este caso no se incluyó ruido 1/f.

<sup>1</sup><http://www.apc.univ-paris7.fr/~delabrou/PSM/psm.html>

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

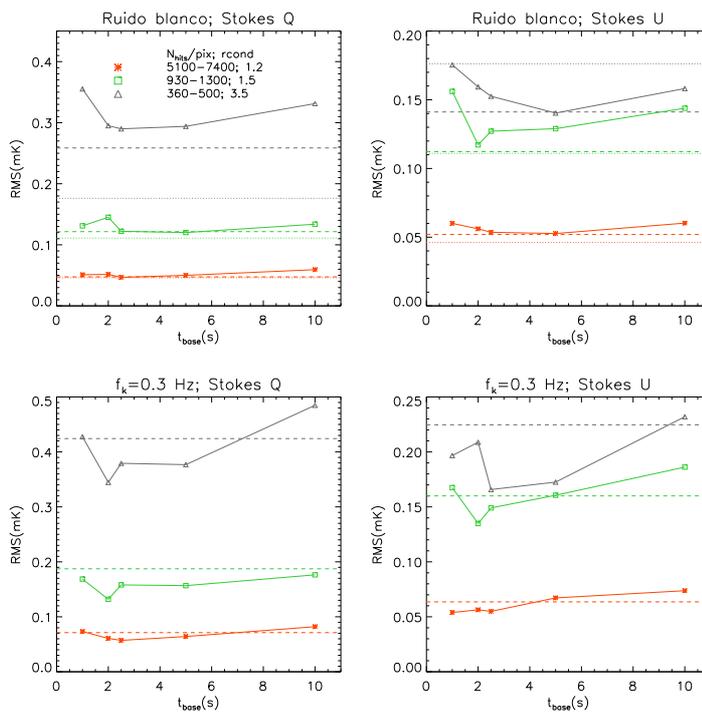


Figura 4.15: RMS del residuo en cada una de las regiones señaladas en la figura 4.14, para distintas longitudes de las líneas de base. *Arriba*: caso de sólo ruido blanco, parámetro  $Q$  (izquierda) y  $U$  (derecha). Las líneas de puntos representan el RMS óptimo deducido a partir del RMS del fichero .ctod. Las líneas discontinuas representan el RMS en el residuo del mapa bineado. *Abajo*: caso con ruido correlacionado con pendiente de codo de 0.3 Hz, parámetro  $Q$  (izquierda) y  $U$  (derecha). Las líneas discontinuas representan el RMS del residuo en los mapas con filtro de mediana de 20 s.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

En el caso del nominal, los mapas se efectúan separadamente por elevación de la observación y por período. La separación entre estos períodos corresponde a las fechas en las que se realizaron modificaciones significativas en el instrumento. Posteriormente se combinan todos los mapas aplicando un promedio pesado, utilizando como peso en cada píxel el nivel de ruido blanco. La elaboración de los mapas por elevación permite eliminar interferencias sustrayendo una función dependiente de la declinación, aunque esta corrección no se ha incluido en las simulaciones aquí presentadas.

En la figura 4.16 se representa el mapa simulado de intensidad devuelto por el código de “dstriping” en la bocina 3 a 11 GHz. Este mapa se ha realizado con unas 5300 horas de observaciones simuladas, con elevaciones de 30 a 70 grados. Así mismo se muestra la diferencia con la señal astronómica de entrada, compuesta de ruido homogéneo excepto por algunos residuos en la dirección del escaneado en las posiciones de las fuentes más brillantes. El nivel de ruido es algo diferente en torno al polo norte celeste, ya que el número de muestras es más bajo en esta región. En la figura 4.17 se muestra el pseudo-espectro de estos mapas: puede verse que el residuo se encuentra unos cuatro órdenes de magnitud por debajo de la señal en el rango de multipolos relevantes para el experimento ( $l \sim 10 - 200$ ), por lo que podemos aplicar este código de forma segura para construir los mapas en este modo de observación.

También en el caso de los parámetros  $Q$  y  $U$  los residuos se componen fundamentalmente de ruido homogéneo (figuras 4.18 y 4.19). Los pseudo-espectros del residuo en E y B están a un nivel unos dos órdenes de magnitud inferior a la señal de entrada (figura 4.20).

#### Mapas con datos reales

A modo de ilustración del funcionamiento del código con datos reales, en esta subsección presentamos los mapas de  $I, Q, U$  en la bocina 3 a 11 GHz del nominal obtenidos con el MFI (figura 4.21). Estos mapas están actualizados a enero de 2018, y se han realizado con unas 5300 horas de observaciones en elevaciones de 30 a 70 grados. Aparte de la diferencia de RMS visible alrededor del polo, puede apreciarse que en este modo de observación el código no produce apenas artefactos. En  $Q$  puede apreciarse claramente la emisión difusa de la Galaxia (en concreto, la emisión del “Fan”, la región que será objeto del capítulo 6 de esta tesis), así como el signo de varias fuentes puntuales en polarización.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

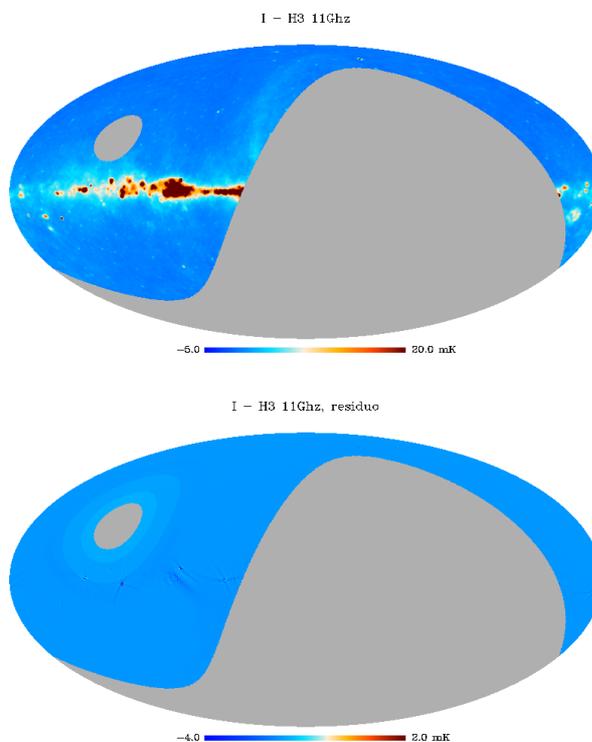


Figura 4.16: En la parte superior, mapa devuelto por el código de “destriping” con datos simulados del modo nominal para el parámetro  $I$ , en la bocina 3 a 11 GHz. Se ha enmascarado la región con  $DEC > 78^\circ$  y  $DEC < 5^\circ$ . En la parte inferior se representa el residuo (diferencia con la señal astronómica de entrada). La resolución del mapa es  $N_{side} = 256$ .

#### 4.5. Conclusiones

En este capítulo se ha descrito la implementación y verificación que se ha realizado del código de “destriping” para la colaboración de QUIJOTE. El código demuestra ser eficaz para reducir la componente  $1/f$  del ruido y reconstruye

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

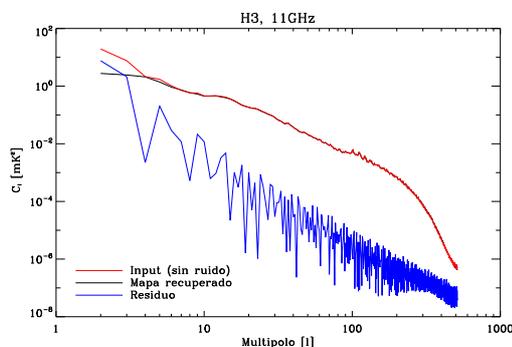


Figura 4.17: Pseudo-espectro de potencias angular en  $I$  obtenido a partir del mapa recuperado de la simulación (figura 4.16). Se muestra así mismo el pseudo-espectro de la entrada de la simulación (sin ruido) y del mapa residual.

la emisión difusa y las fuentes puntuales mejor que si se utiliza únicamente un filtro de mediana para eliminar esta componente. Su eficacia depende en gran medida del modo de observación, y en el caso del modo ráster produce algunos artefactos a gran escala en los mapas de polarización, que deben corregirse a posteriori. En el futuro se ha de mejorar este aspecto mediante la inclusión de un “prior”. En todo caso, la reconstrucción de la señal astronómica es siempre cualitativamente mejor que la del método del filtro de mediana. El nivel de ruido recuperado por el código es aproximadamente un factor 2 el del ruido blanco para polarización ( $f_k = 0.3$  Hz), y un factor 5 para intensidad ( $f_k = 50$  Hz), en el caso de una velocidad de escaneado de  $1^\circ/s$  en cielo. Estos resultados concuerdan con lo observado en los mapas reales. Se ha determinado que para las observaciones en modo ráster la línea de base óptima estaría alrededor de los 2.5 s segundos para intensidad, y entre los 2.5 y 5 segundos para polarización, para velocidades de escaneo  $\sim 1^\circ/s$  en cielo. En el modo nominal se ha comprobado con simulaciones que tanto en intensidad como en polarización el residuo de los mapas se encuentra varios órdenes de magnitud por debajo de la señal en el rango de multipolos relevantes para el experimento ( $l \sim 10 - 200$ ).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

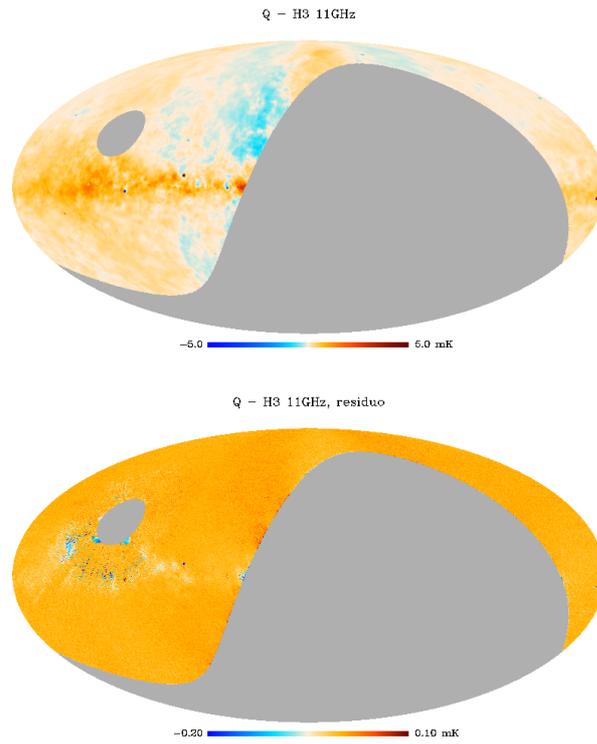


Figura 4.18: Misma que la figura 4.16, para el parámetro  $Q$ .

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

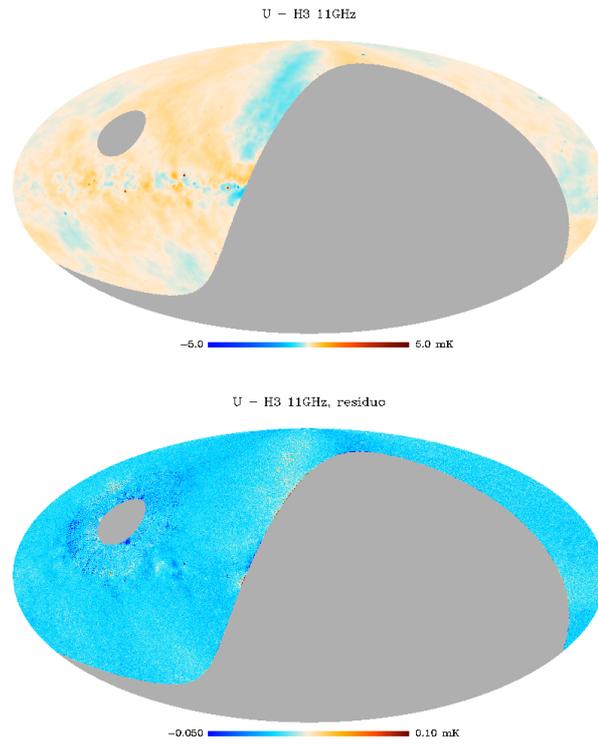


Figura 4.19: Misma que la figura 4.16, para el parámetro  $U$ .

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

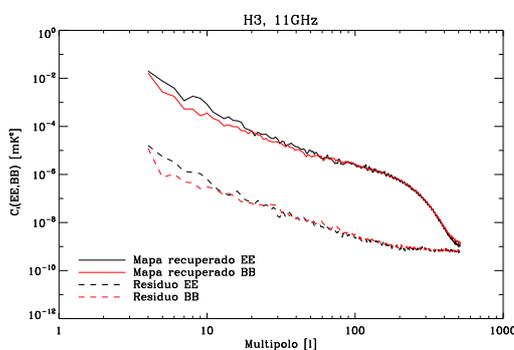


Figura 4.20: Pseudo-espectros de potencias angulares en los modos E y B obtenidos a partir de los mapas simulados del modo nominal en  $Q$  y  $U$  (figuras 4.18 y 4.19), así como de los mapas residuales (diferencia con el input de la simulación).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

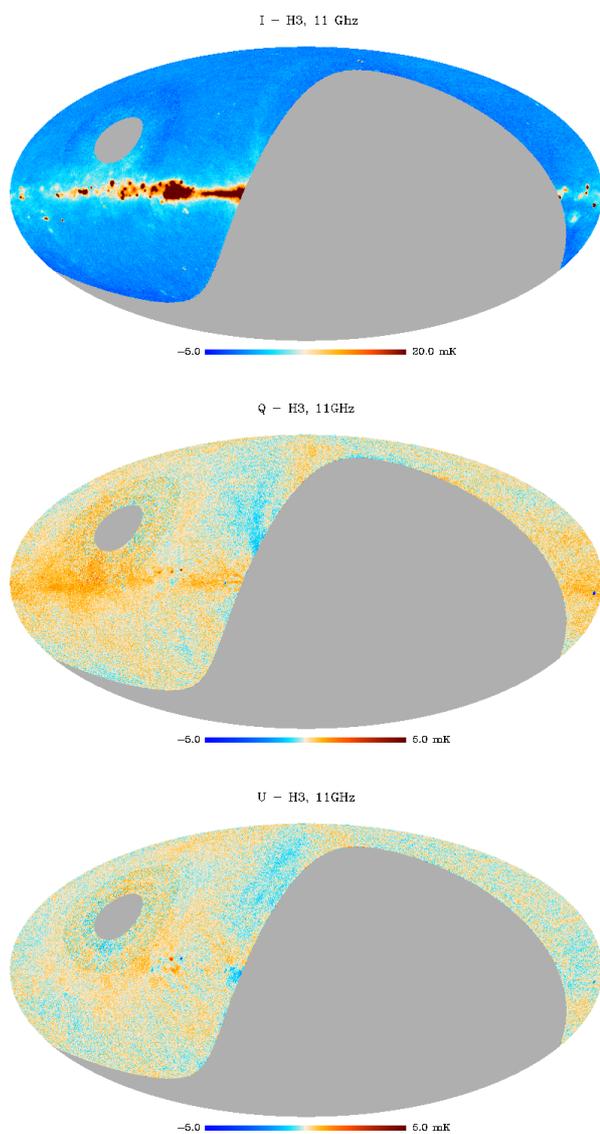


Figura 4.21: Mapas nominales en  $I$ ,  $Q$  y  $U$  obtenidos a 11 GHz en la bocina 3 con el MFI. Se ha enmascarado la región con  $DEC > 78^\circ$  y  $DEC < 5^\circ$ .

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568      Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40



Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
*Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>*

Identificador del documento: 2126568      Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

# 5

## Estimación de espectros de potencias de polarización del FCM

Tras la obtención de los mapas de I, Q y U del FCM, el siguiente paso es la extracción de los espectros de potencias de temperatura y polarización. Ya que QUIJOTE está principalmente enfocado a medidas de polarización, en este trabajo nos ocuparemos de los espectros de potencias EE y BB. En particular, se pretende obtener un método computacionalmente eficiente para su aplicación a los mapas nominales del MFI de QUIJOTE.

### 5.1. Estimadores de espectros de potencias de polarización del FCM

Como mencionamos en el capítulo anterior la transformación de los mapas observados de Q-U a E-B no es única en el caso de que se observe una fracción de cielo, lo que da lugar a la mezcla de los modos E y B. Los llamados “estimadores de espectros de potencias” son métodos que vienen a solventar este hecho, y que se pueden agrupar en las tres siguientes categorías:

1. *Métodos de máxima verosimilitud.* Estas técnicas, denominadas bayesianas, se basan en maximizar una función de verosimilitud (análoga a la ecuación 4.2) que esencialmente es la probabilidad de los datos condicionada al modelo que se quiere determinar. En su aplicación a estimación de espectros de potencias referimos al lector por ejemplo al trabajo de Bond et al. (1998). Aunque formalmente proporcionan la respuesta óptima en el sentido de tener mínima varianza, el mayor problema de estos métodos

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

es su gran coste computacional, ya que requieren la inversión y multiplicación de matrices de tamaño  $N_{pix} \times N_{pix}$ , donde  $N_{pix}$  es el tamaño del mapa. Para los mapas de WMAP ( $N_{side} = 512$ ) y Planck ( $N_{side} = 2048$ ) esto supone una tarea enormemente costosa, ya que  $N_{pix} \gtrsim 10^6 - 10^7$ . Bajo ciertas hipótesis simplificadoras es posible reducir esta complejidad utilizando técnicas como la del gradiente conjugado propuesta por Oh et al. (1999). Tegmark & de Oliveira-Costa (2001) propusieron un estimador cuadrático (QML) que asume cierta forma previamente conocida en los espectros de potencias de la temperatura y la polarización. La solución obtenida por este método es equivalente a la solución de máxima verosimilitud si las estimaciones previas de los espectros de potencias están próximas a sus valores verdaderos.

2. *Métodos de pseudo- $C_l$  y funciones de correlación.* La idea general de estos métodos consiste en estimar e invertir la matriz de mezcla que relaciona los pseudo- $C_l$  correspondientes al cielo enmascarado con los  $C_l$  verdaderos. Ejemplos de implementaciones de dicho método son MASTER (Hivon et al. 2002) y Xpol<sup>1</sup>, utilizado por la colaboración Planck en la derivación de los espectros de potencias de la emisión polarizada del polvo (Planck Collaboration et al. 2016h). Chon et al. (2004) ha desarrollado un método equivalente basado en la función de correlación a dos puntos, generalizando a polarización el trabajo realizado anteriormente para temperatura por Szapudi et al. (2001). Gracias al uso de transformadas armónicas sobre una equipixelización de la esfera como la propuesta por HEALPix, estas técnicas no son computacionalmente muy costosas por lo que se hacen necesarias en caso de manejar un volumen grande de datos, pero como veremos no son siempre las más óptimas. Una comparación con los métodos de QML puede encontrarse en Efstathiou (2006).
3. *Métodos de pseudo- $C_l$  “puros”.* El mayor inconveniente de los métodos “estándar” de pseudo- $C_l$  es que producen una mezcla bastante severa del modo E al modo B a bajos  $l$ , llegando a imponer incluso una cota en el valor de  $r$  mínimo que en la práctica podría ser detectado. Por ello en los últimos años se han buscado modificaciones a la matriz de mezcla que, por construcción, devuelvan estimadores “puros” en el sentido de que un mapa de FCM que sólo contenga modos E produzca un estimador nulo del espectro de potencias de B. Una descripción y validación de este método puede encontrarse en Grain et al. (2009), y remitimos así mismo al trabajo de Ferté et al. (2013) en el que se comparan distintos

<sup>1</sup><https://gitlab.in2p3.fr/tristram/Xpol/wikis/home>

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

## 5.2 Método basado en los pseudo-Cl estándar y función de correlación 133

algoritmos que usan este enfoque. En el caso de los modos E el método tiene la misma eficacia que el de pseudo-Cl estándar (Smith 2006). En Planck Collaboration et al. (2016h) se compara el método de pseudo-Cl puros con el de pseudo-Cl estándar para el caso de emisión polarizada del polvo, llegando a la conclusión de que ambos son comparables en una fracción de cielo  $f_{sky} \gtrsim 0.5$ , con la ventaja de este último sobre el primero de su menor coste computacional.

### 5.2. Método basado en los pseudo-Cl estándar y función de correlación

Debido a su menor coste computacional, en esta tesis hemos desarrollado un código en Fortran 90 que implementa el método de pseudo- $C_l$  estándar, al que en adelante nos referiremos como PCL. Hemos estudiado su viabilidad y la del método de función de correlación (CF) en la estimación de espectros de potencias de polarización a partir de los mapas de QUIJOTE, así como la comparación con los errores ideales.

#### 5.2.1. Definición de los pseudo-Cl estándar

En una observación parcial del cielo los pseudo- $a_{lm}$  para E y B se obtendrían a partir de las siguientes sumas sobre los píxeles del mapa (ecuación 1.34):

$$\begin{aligned}
 \tilde{a}_{lm}^E &= -\frac{1}{2}\Omega_{pix} \sum_i \left[ (Q + iU)_i W_{i2} Y_{lm}^* + (Q - iU)_i W_{i-2} Y_{lm}^* \right] \\
 \tilde{a}_{lm}^B &= \frac{i}{2}\Omega_{pix} \sum_i \left[ (Q + iU)_i W_{i2} Y_{lm}^* - (Q - iU)_i W_{i-2} Y_{lm}^* \right]
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

donde ya hemos supuesto la equipixelización de la esfera dada por HEALPix.  $W_i$  es el valor de la máscara (0 ó 1, para una máscara binaria) en cada píxel. A partir de estos coeficientes se obtienen los pseudo- $C_l$ :

$$\begin{aligned}
 \tilde{C}_l^E &= \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |\tilde{a}_{lm}^E|^2 \\
 \tilde{C}_l^B &= \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |\tilde{a}_{lm}^B|^2
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

Usaremos la siguiente notación:

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

134 *Estimación de espectros de potencias de polarización del FCM* 5.2

- $\tilde{C}_l$  : pseudo- $C_l$  obtenidos a partir de un mapa (una realización del FCM).
- $\hat{C}_l$  : estimador de los  $C_l$  verdaderos recuperado por el método a partir de una realización.

Sobre un colectivo de realizaciones los pseudo- $C_l$  se relacionan con el espectro de potencias real,  $C_l$ , por:

$$\left\langle \begin{bmatrix} \tilde{C}^E \\ \tilde{C}^B \end{bmatrix} \right\rangle = \begin{bmatrix} M^{EE} & M^{EB} \\ M^{BE} & M^{BB} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C^E \\ C^B \end{bmatrix} \quad (5.3)$$

donde  $\langle \rangle$  denota el promedio sobre el colectivo. En esta ecuación está implícita la mezcla de modos E y B. Los vectores  $C^E$  y  $C^B$  tienen dimensión  $l_{max}$ , con el límite en  $l$  impuesto por la pixelización ( $l_{max} \lesssim 3N_{side}$ ). Las matrices  $M^{XX}$  de dimensión  $l_{max} \times l_{max}$  tienen la forma (Kogut et al. 2003):

$$\begin{aligned} M_{l'l''}^{EE} &= M_{l'l''}^{BB} = \frac{2l'+1}{16\pi} \sum_{l''} (2l''+1) W_{l''} [1 + (-1)^{L_l}]^2 \begin{pmatrix} l & l' & l'' \\ -2 & 2 & 0 \end{pmatrix}^2 \\ M_{l'l''}^{EB} &= M_{l'l''}^{BE} = \frac{2l'+1}{16\pi} \sum_{l''} (2l''+1) W_{l''} [1 - (-1)^{L_l}]^2 \begin{pmatrix} l & l' & l'' \\ -2 & 2 & 0 \end{pmatrix}^2 \end{aligned} \quad (5.4)$$

donde  $L = l + l' + l''$ . El último factor en el sumatorio denota el símbolo 3j de Wigner, que en nuestra implementación fue calculado con la subrutina DRC3JJ de la librería SLATEC de Fortran <sup>2</sup>.  $W_l$  es el espectro de potencias de la máscara  $W$ , obtenido como:

$$W_l = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |w_{lm}|^2 ; \quad w_{lm} = \int W(\hat{\mathbf{n}}) Y_{lm}^*(\hat{\mathbf{n}}) d\Omega_n \quad (5.5)$$

Por tanto, la matriz de mezcla definida en 5.3 depende solamente de la geometría de la máscara. Si dicha matriz es no singular, invirtiéndola podremos obtener los estimadores  $\langle \tilde{C}^E \rangle$  y  $\langle \tilde{C}^B \rangle$ . Cuando la fracción de cielo observada es pequeña esto no siempre es posible: el criterio para poder invertirla es que se puedan estimar las funciones de correlación para todas las separaciones angulares (Chon et al. 2004). Una condición suficiente es por tanto que la región observada tenga píxeles separados todos los ángulos entre  $0^\circ$  y  $180^\circ$ .

<sup>2</sup><http://www.netlib.org/slatec/index.html>.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

5.2 Método basado en los pseudo-Cl estándar y función de correlación 135

5.2.2. Estimador de PCL con ruido

Suponiendo que la señal del cielo y el ruido no estén correladas (ecuación 1.31), la relación 5.3 debe sustituirse ahora por:

$$\left\langle \begin{bmatrix} \tilde{C}^E \\ \tilde{C}^B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M^{EE} & M^{EB} \\ M^{BE} & M^{BB} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C^E \\ C^B \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \tilde{N}^E \\ \tilde{N}^B \end{bmatrix} \right\rangle \quad (5.6)$$

donde los  $\langle \tilde{N}_l \rangle$  son los espectros de potencias del ruido considerando la máscara. La matriz de mezcla viene de nuevo dada por 5.4. Invirtiéndola obtenemos los estimadores:

$$\begin{bmatrix} \langle \tilde{C}^E \rangle \\ \langle \tilde{C}^B \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M^{EE} & M^{EB} \\ M^{BE} & M^{BB} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \langle \tilde{C}^E \rangle - \langle \tilde{N}^E \rangle \\ \langle \tilde{C}^B \rangle - \langle \tilde{N}^B \rangle \end{bmatrix} \quad (5.7)$$

En este trabajo consideraremos que la señal del ruido en los mapas es no correlada de píxel a píxel,  $\langle n_i n_j \rangle = \sigma_i^2 \delta_{ij}$ , es decir que la matriz de covarianza del ruido es diagonal:

$$\mathbf{N}_{ij}^Q = (\sigma_i^Q)^2 \delta_{ij} ; \quad \mathbf{N}_{ij}^U = (\sigma_i^U)^2 \delta_{ij} \quad (5.8)$$

En ese caso los  $\tilde{N}_l$  se simplifican a (Efstathiou 2006):

$$\langle \tilde{N}_l^E \rangle = \langle \tilde{N}_l^B \rangle = \frac{1}{8\pi} \sum_i [(\sigma_i^Q)^2 + (\sigma_i^U)^2] W_i^2 \Omega_i^2 \quad (5.9)$$

Si además consideramos ruido uniforme en todo el mapa e igual tanto para Q como para U, tendremos que  $\sigma_i^Q = \sigma_i^U = \sigma_{pix}$ . Consideramos también una equipixelización del mapa tal que  $\Omega_i = \Omega_{pix}$ . Definiendo:

$$\sigma_{pix}^2 \Omega_{pix} \equiv \omega^{-1} \quad (5.10)$$

y teniendo cuenta que para una máscara binaria,

$$\frac{\sum_i W_i^2 \Omega_{pix}}{4\pi} = f_{sky} \quad (5.11)$$

se llega a:

$$\langle \tilde{N}_l^E \rangle = \langle \tilde{N}_l^B \rangle = \frac{f_{sky}}{\omega} \quad (5.12)$$

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

**136** *Estimación de espectros de potencias de polarización del FCM* 5.2

La ecuación 5.10 define la “sensibilidad efectiva”, que es un valor efectivo del ruido del detector independiente del tamaño del haz o del píxel (Knox 1995). En efecto,

$$\omega = (\sigma_{pix}^2 \Omega_{pix})^{-1} = (\sigma_{beam}^2 \Omega_{beam})^{-1} \quad (5.13)$$

Si  $f_{sky}=1$ , de la ecuación 5.12 se tiene:

$$\langle N_l^E \rangle = \langle N_l^B \rangle = \frac{1}{\omega} \quad (5.14)$$

Se comprobó con simulaciones que este es también el resultado de multiplicar la inversa de la matriz de mezcla por  $(\langle \tilde{N}_l^E \rangle \langle \tilde{N}_l^B \rangle)$ . Por tanto, en el caso de ruido uniforme y no correlado la ecuación 5.7 se reduce a:

$$\begin{bmatrix} \langle \hat{C}^E \rangle \\ \langle \hat{C}^B \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M^{EE} & M^{EB} \\ M^{BE} & M^{BB} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \langle \tilde{C}^E \rangle \\ \langle \tilde{C}^B \rangle \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 1/\omega \\ 1/\omega \end{bmatrix} \quad (5.15)$$

Recalamos que este resultado sólo es válido en el caso de que el ruido sea no correlado y uniforme. En el caso general en que haya una componente  $1/f$  la contribución del ruido deberá determinarse mediante el método de Monte Carlo.

**5.2.3. Análisis con simulaciones**

Para poner a prueba el método PCL se ha implementado una rutina en Fortran90 que hace lo siguiente:

1. Dada una máscara calcula su matriz de mezcla.
2. Genera una realización de temperatura y polarización del FCM con la rutina SYNFAST de HEALPix, utilizando como entrada un espectro de potencias teórico. A cada mapa de Q y U le suma un mapa de ruido gaussiano uniforme simulado con la subrutina RAND\_GAUSS de HEALPix.
3. Multiplica el mapa resultante por la máscara, y con la rutina ANAFast de HEALPix calcula los pseudo- $C_l$  de los modos E y B.
4. Repite los pasos 2 y 3 para  $N_{sim}=10000$  simulaciones.
5. Promedia los  $\tilde{C}_l^{(n)}$  sobre el total de simulaciones:

$$\langle \tilde{C}_l \rangle = \frac{\sum_n \tilde{C}_l^{(n)}}{N_{sim}} \quad (5.16)$$

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

## 5.2 Método basado en los pseudo- $C_l$ estándar y función de correlación 137

donde  $n$  etiqueta el número de la simulación.

6. Multiplica el resultado anterior por la inversa de la matriz de mezcla.
7. Resta al resultado el nivel de ruido dado por 5.14, recuperando así los estimadores  $\langle \hat{C}_l \rangle$ .
8. El error del método para cada  $l$  se estima como la varianza:

$$\sigma^2(\hat{C}_l) = \langle \hat{C}_l^2 \rangle - \langle \hat{C}_l \rangle^2 \quad (5.17)$$

La media recuperada,  $\langle \hat{C}_l \rangle$ , constituye simplemente un test de consistencia, es si como suponemos el método es no sesgado y el algoritmo funciona correctamente, dicho resultado debe ser igual al espectro de potencias de entrada. Es la varianza 5.17 la que contiene la información relevante. Cada realización es una simulación de un experimento real en el que lo único que cambia es el FCM, que se genera aleatoriamente a partir del espectro de potencias teórico de entrada, y el ruido instrumental simulado. Por tanto, la varianza de las simulaciones representa el error intrínseco del FCM medido por el experimento, debido a la máscara, a la ineficacia del método de pseudo- $C_l$  y a los efectos del ruido y del haz. Ese valor nos da por tanto la medida del nivel de precisión con el que el espectro de potencias del FCM puede ser determinado con las características de nuestro experimento.

### 5.2.4. PolSpice: estimador basado en la función de correlación (CF)

Para una descripción teórica de este método en su aplicación a polarización remitimos al trabajo de Chon et al. (2004). Básicamente el método es análogo al descrito en la sección anterior pero utilizando funciones de correlación (CF) como la definida en 1.13. La recuperación del espectro de potencias a partir de dichas funciones requiere una integración adicional. En el caso de una máscara de ceros y unos puede verse que el método estándar de pseudo- $C_l$  es equivalente al de CF. Una demostración formal puede encontrarse en el apéndice de Hinshaw et al. (2007).

Utilizaremos el código PolSpice<sup>3</sup> (*Spatially Inhomogeneous Correlation Estimator for Temperature and Polarisation*) que implementa este método en Fortran90 (también está disponible una rutina para poder utilizarlo desde IDL). El código devuelve las funciones de correlación  $C(\theta)$  y los espectros de potencias  $C_l$ , tanto los autocorrelados TT, EE, BB como los TE, TB y EB. Al igual que

<sup>3</sup>PolSpice: <http://www2.iap.fr/users/hivon/software/PolSpice/>

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

los códigos de pseudo- $C_l$ , PolSpice está basado en las transformadas armónicas rápidas que permiten una pixelización equidistante como la propuesta por HEALPix.

Entre sus muchas opciones,<sup>4</sup> PolSpice permite tomar como entrada máscaras y mapas del número de veces que cada píxel ha sido observado (que se utilizarán como pesos en cada píxel), o bien dos mapas para eliminar la componente de ruido mediante una correlación de los mismos, corregir los resultados por el efecto del haz y de la pixelización, restar la componente de ruido, devolver la matriz de covarianza de  $C_l^{TT}$ , restar las componentes del monopolo ( $l=0$ ) y dipolo ( $l=1$ ) antes del análisis, etc.

Hemos utilizado el código PolSpice como una “caja negra” que devuelve el estimador del espectro de potencias a partir de un mapa de entrada que incluye una máscara y ruido. Las únicas opciones del programa que hemos utilizado son la de introducir una máscara de entrada, y restar las componentes del monopolo y el dipolo al FCM. Las deconvoluciones por la ventana del haz y del píxel se han realizado a posteriori de la misma forma que con el método de pseudo- $C_l$ . Tampoco se ha efectuado ningún tratamiento del ruido con PolSpice: esta componente se ha sustraído como en el caso anterior, restando al estimador devuelto por PolSpice el nivel de ruido 5.14. El error del método para cada  $l$  se ha estimado con la ecuación 5.17.

### 5.2.5. Error mínimo de un estimador

Compararemos el error de cada uno de los métodos anteriores con la estimación de la varianza en cada  $C_l$  dada por:

$$\sigma^2(\hat{C}_l) = \langle (\hat{C}_l - C_l) \rangle \langle (\hat{C}_l - C_l) \rangle = \frac{2}{(2l+1)f_{sky}} \left( C_l + \frac{1}{\omega B_l^2} \right)^2 \delta_{ll'} \quad (5.18)$$

Donde  $B_l'$  representa el efecto conjunto de la función ventana de píxel y del haz (ecuación 1.30). Una deducción de esta ecuación para  $f_{sky}=1$  puede encontrarse en Knox (1995), y para  $f_{sky} < 1$  en Hobson & Magueijo (1996). Esta aproximación tiene las siguientes características:

- El primer término de la suma corresponde a la varianza cósmica de la que se habló en la introducción, y el segundo término corresponde al ruido instrumental.

<sup>4</sup>Ver [ftp://ftp.iap.fr/pub/from\\_users/hivon/PolSpice/latest/README](ftp://ftp.iap.fr/pub/from_users/hivon/PolSpice/latest/README) para una descripción completa de las opciones del programa.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

### 5.3 Aplicación de los métodos de pseudo-Cl estándar a simulaciones 139

- En los multipolos altos la señal del cielo se atenúa por la convolución con el haz, pero el ruido no (ecuación 1.31). Se ha supuesto que el perfil del haz es perfectamente conocido, y que se puede deconvolucionar su efecto. Esta deconvolución tiene la consecuencia de hacer aparecer el factor exponencial  $B_l^2$  en el término del ruido, que por tanto dominará a alto  $l$ .
- Considera ruido isótropo y no correlado, caracterizado por la sensibilidad efectiva del detector  $\omega$  (ecuación 5.10).
- Para  $f_{sky}=1$  corresponde al error óptimo, es decir, intrínseco a un espectro de potencias con ruido instrumental. Para  $f_{sky} < 1$  es una aproximación que supone que la distribución  $\chi_{2l+1}^2$  de los  $C_l$  en el cielo completo puede generalizarse a una fracción del mismo escalando el número de grados de libertad por  $f_{sky}$ , es decir  $(2l+1)f_{sky}$  (Scott et al. 1994).
- Es genérica en el sentido de que no tiene en cuenta ninguna característica específica del método de separación de los modos. Por tanto, las desviaciones respecto a este error óptimo darán una idea de la eficiencia del método.

Las expresiones de las covarianzas de los estimadores PCL o CF pueden encontrarse en Challinor & Chon (2005). Estas expresiones son difíciles de calcular ya que implican productos de matrices de tamaño  $(l_{max} \times (2l_{max} + 1)) \times (l_{max} \times (2l_{max} + 1))$ , por lo que lo habitual es aproximarlas. Puede verse que específicamente para los métodos de PCL o CF calculando las matrices de covarianza aparecen en la expresión de  $\sigma^2(\hat{C}_l^B)$  términos de gradiente en la máscara que serán relevantes en los bordes de la misma (Challinor & Chon 2005). Para una máscara binaria (sin suavizar) como la que consideraremos aquí estos gradientes no pueden calcularse de forma analítica. Por tanto, tomaremos la expresión 5.18 como una cota inferior al error del método, en el que simplemente se cuentan los modos que teóricamente podrían ser observados.

#### 5.3. Aplicación de los métodos de pseudo-Cl estándar a simulaciones

En este proyecto se ha implementado el método de pseudo-Cl y se ha comparado con el de función de correlación (en su implementación PolSpice) para estimar los espectros de potencias de los modos E y B en el caso de máscaras sencillas binarias, aplicándolos a mapas simulados de Q y U del FCM. Queda pendiente la implementación de un método basado en la función de máxima

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

140 *Estimación de espectros de potencias de polarización del FCM* 5.3

verosimilitud como el descrito en la sección 5.1 y la extensión a máscaras complejas. En el futuro estos métodos serán aplicados a los mapas de polarización obtenidos por el survey cosmológico de QUIJOTE, que se efectuará con los instrumentos de 30 y 40 GHz (TGI y FGI). Por ello, los parámetros instrumentales (haz, nivel de ruido) de las simulaciones se han establecido como los correspondientes a estos instrumentos.

En toda esta sección los parámetros de entrada en las simulaciones de los mapas de Q y U del FCM han sido:

- $N_{simu}=10000$
- FWHM = 60'. La propia rutina SYNFAST que generaba los mapas simulados los suavizaba con un haz gaussiano de esa anchura. Aunque los instrumentos del TGI y el FGI tienen haces de menor tamaño (tabla 2.1), los mapas deberán ser suavizados a una resolución común dada por la frecuencia más baja del MFI para poder corregir la señal del FCM de las emisiones contaminantes.
- Espectro de potencias teórico con  $r=0.1$ . Este fue generado con el código CMBFAST<sup>5</sup> para generación de espectros de potencias del FCM a partir de parámetros cosmológicos de entrada. En este caso utilizamos:  $\Omega_b h^2=0.022$  (densidad física de materia bariónica),  $\Omega_c h^2=0.105$  (densidad física de materia oscura fría),  $\Omega_\Lambda=0.71$  (constante cosmológica),  $H_0=73$  km s<sup>-1</sup>Mpc<sup>-1</sup> (constante de Hubble),  $T_{CMB}=2.726$  K (temperatura del CMB),  $\tau=0.09$  (profundidad óptica hasta la época de la reionización). No se ha considerado la señal de los modos B proveniente del efecto lente gravitatoria.
- $N_{side}=128$ , es decir:  $\theta_{pix}=27.4'$  y  $N_{pix}=196608$ . Los espectros de potencias se recuperaron hasta el multipolo  $l_{max}=2N_{side}=256$ , cumpliendo con el límite impuesto por el tamaño del píxel  $l_{max} \lesssim 3N_{side}$ . Aunque con las anchuras de los haces de QUIJOTE se puede tener una resolución superior, a multipolos > 100 en los modos B domina la emisión contaminante proveniente del efecto lente gravitatoria.
- En los casos en que se considera ruido instrumental este se estableció como gaussiano y homogéneo con  $\sigma_Q=\sigma_U=0.45$   $\mu$ K por haz de 1° de FWHM. Esta es la sensibilidad que se espera alcanzar en tres años de operación con el TGI y el FGI.

<sup>5</sup>CMBFAST: [http://lambda.gsfc.nasa.gov/toolbox/tb\\_cmbfast\\_ov.cfm](http://lambda.gsfc.nasa.gov/toolbox/tb_cmbfast_ov.cfm).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

5.3 Aplicación de los métodos de pseudo-Cl estándar a simulaciones 141

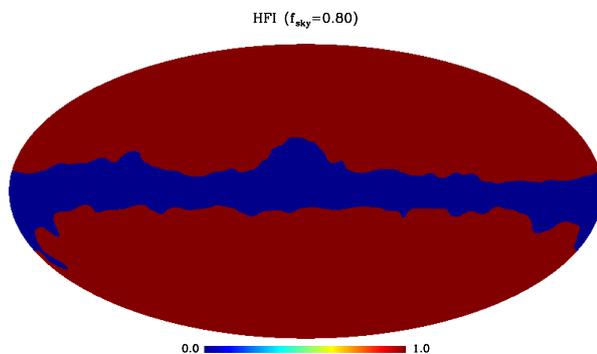


Figura 5.1: Máscara para el procesamiento de los datos del instrumento HFI de Planck que permite conservar un 80 % del cielo, en coordenadas galácticas. La máscara elimina píxeles con alta emisión galáctica en microondas.

Tras la recuperación de los espectros de potencias estos se deconvolucionaron por la ventana del haz y del píxel. Los resultados se binearón, estableciéndose el dato como la media en cada bin y su error como:

$$\sigma(C_{bin}) = \frac{\sqrt{\sum_l \sigma^2(C_l)}}{\Delta l} \quad (5.19)$$

siendo  $\Delta l$  el número de multipolos que caen en el bin. Concretamente, en los modos B los bins son: [2-10], [11-36], [37-62], [63-88], [89-114]. No nos interesan multipolos superiores pues como hemos dicho se espera que en ellos domine la señal del efecto lente gravitatoria que transforma los modos E en modos B.

En primer lugar, para ilustrar los métodos estos se aplicaron con una de las máscaras binarias utilizadas en el procesamiento de los mapas del instrumento de alta frecuencia (HFI) de Planck. El objetivo es comparar nuestros resultados con los obtenidos por Efstathiou (2006) en un caso similar. En concreto, la máscara utilizada fue la que puede verse en la imagen 5.1, llamada `HFI_Mask_GalPlane_2048_R1.10`<sup>6</sup>. Permite mantener una fracción de cielo  $f_{sky}=0.80$  eliminando el plano galáctico, donde las emisiones contaminantes son mayores.

<sup>6</sup>Descargable desde: [http://irsa.ipac.caltech.edu/data/Planck/release\\_1/ancillary-data/](http://irsa.ipac.caltech.edu/data/Planck/release_1/ancillary-data/)

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

### Pseudo-CI

(a) *Sin ruido instrumental*

En la figura 5.2 se muestran los resultados obtenidos con el método de pseudo-CI en el caso de no añadir ruido a la señal del FCM. Se recupera un estimador no sesgado del espectro de potencias teórico tanto en E como en B. Sin embargo, la mezcla de los modos E y B se manifiesta en errores grandes, sobre todo en escalas  $l \lesssim 30$ , siendo los modos B los más afectados. Recordamos que en la expresión teórica 5.18 no considerábamos los términos de gradiente en la máscara que resultarían de la mezcla de los modos E y B, por lo que podíamos tomarla como una cota inferior al error. En el caso de no considerar ruido, sólo la varianza cósmica contribuye a esta expresión teórica, y vemos que estima en buena aproximación el error del método en E para  $l \gtrsim 30$ , pero en el caso de B lo subestima hasta en un factor 5. La razón es que a partir de  $l \gtrsim 30$  los modos B son hasta dos órdenes de magnitud inferiores a los E, por lo que estos últimos no se ven apenas afectados por la mezcla, pero los B sí.

En la figura 5.3 se representan los resultados obtenidos por Efstathiou (2006) sobre 10000 simulaciones del FCM con el mismo método para la máscara Kp0 de WMAP <sup>7</sup>. Esta máscara es muy similar a la utilizada aquí, y permite observar una fracción de cielo  $f_{sky} \sim 0.79$ . En sus simulaciones emplea un haz de  $2^\circ$  y un espectro teórico con un cociente tensor-escalar  $r=0.2$ . En el lado izquierdo de la imagen se representan los resultados para la máscara binaria, que son muy similares a los nuestros. En el lado derecho se representa el caso de suavizar la máscara convolucionándola con una función gaussiana efectiva con  $\text{FWHM}=20^\circ$ . Como vemos este proceso (denominado “apodización”) mejora el error en la recuperación de los modos B hasta en un factor 2, ya que reduce los efectos de borde que presenta la máscara y que son los principales causantes de la mezcla de los modos (Challinor & Chon 2005) debido a la naturaleza no local de la transformación entre Q y U. Aunque el apodizado de la máscara conlleva la pérdida de algo de información en las zonas cercanas a su borde, esta pérdida se compensa con la mejora en la recuperación de los modos B en multipolos altos.

(b) *Con ruido instrumental*

En la figura 5.4 se muestran los resultados en el caso de añadir ruido instrumental gaussiano y homogéneo con  $\sigma_Q=\sigma_U=0.45 \mu\text{K}/\text{haz}$ . La con-

<sup>7</sup>Descargable desde: <http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/dr1/imask.cfm>

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

5.3 Aplicación de los métodos de pseudo-Cl estándar a simulaciones 143

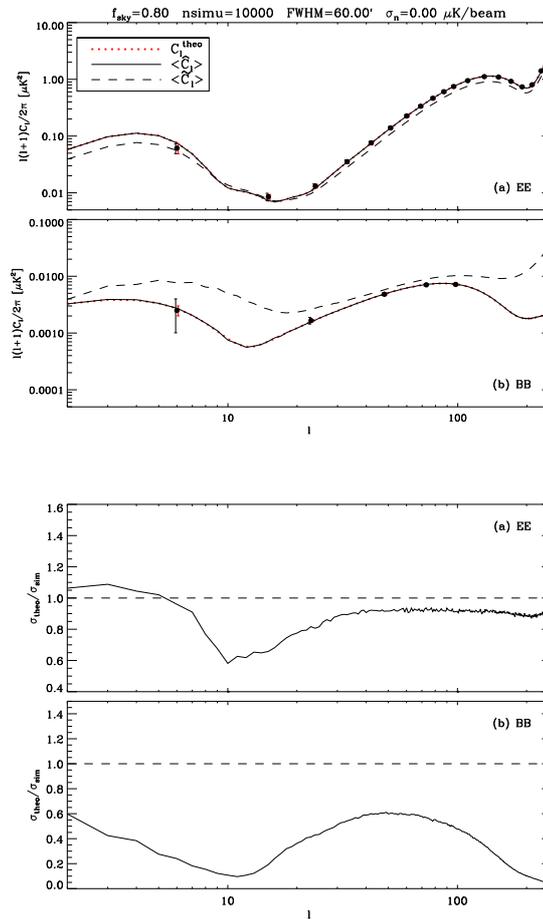


Figura 5.2: *Arriba*: Resultado de aplicar el método de pseudo-Cl a 10000 simulaciones de polarización del FCM, sin añadir ruido instrumental, para una máscara que permite conservar el 80 % del cielo. La línea roja punteada corresponde al espectro teórico que se ha introducido a las simulaciones, la línea negra a trazos al promedio del los pseudo-Cl, y la línea negra continua al estimador recuperado. Los puntos negros están binned como se describe en el texto. Se recupera una estimación no sesgada del espectro de potencias teórico tanto en E como en B. *Abajo*: Cociente entre el error teórico dado por 5.18 y el del método dado por 5.17. En este caso sólo la varianza cósmica contribuye al error teórico. La mezcla de los modos se manifiesta en valores grandes en el error devuelto por el método, especialmente en escalas  $l \lesssim 30$  y en los modos B.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

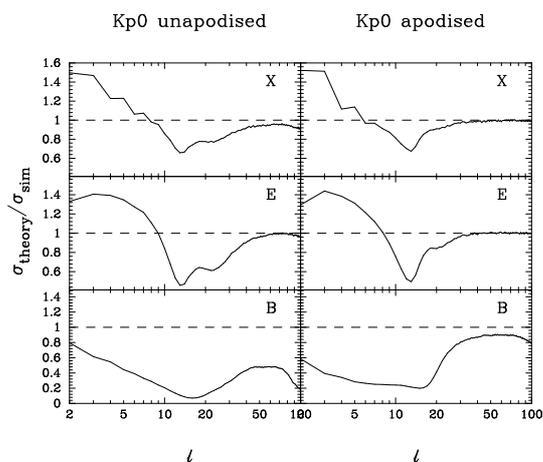


Figura 5.3: Cociente entre el error mínimo estimado y el devuelto por el método obtenido por Efstathiou (2006) con el método de pseudo-CI estándar aplicado a la máscara Kp0 de WMAP ( $f_{sky} \sim 0.79$ ), sobre 10000 simulaciones del FCM sin ruido instrumental. A la izquierda se muestran los resultados en T, E y B para la máscara binaria. A la derecha para la máscara apodizada por una gaussiana de FWHM=20°. Los errores en la estimación de los modos B disminuyen notablemente con el apodizado. El haz es de 2° y el espectro de potencias teórico tiene un cociente tensor-escalar  $r=0.2$ . Figura extraída de Efstathiou (2006)

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

### 5.3 Aplicación de los métodos de pseudo-Cl estándar a simulaciones 145

tribución del ruido instrumental (sin varianza cósmica) al error se ha representado por la línea amarilla, que corresponde al segundo término de la suma en el lado derecho de la ecuación 5.18.

También en este caso se ve claramente que se recupera un estimador no sesgado. A partir de  $l \sim 50$  comienza a dominar el ruido sobre los modos B, lo que se refleja en la figura inferior, en la que la expresión teórica dada por 5.18 estima ahora en buena aproximación el error, ya que domina el término del ruido. La conclusión para este tipo de máscara y con este nivel de ruido es que los modos B podrían recuperarse razonablemente bien entre  $30 \lesssim l \lesssim 50$ .

#### PolSpice

El método de PolSpice se aplicó también en las mismas condiciones sobre 10000 simulaciones. Se encontró que los espectros de potencias recuperados con PolSpice eran idénticos a los recuperados con el método de pseudo-Cl, tanto en media como en error. Este resultado era esperable pues como se demuestra en Hinshaw et al. (2007), en el caso de una máscara binaria ambos métodos son idénticos. No obstante, para máscaras apodizadas los resultados serán diferentes en general.

En la tabla 5.1 se muestran los tiempos de ejecución del código pseudo-Cl y PolSpice en los casos ilustrados en esta sección. Cuando se introducen simulaciones de ruido los tiempos se incrementan de manera notable, probablemente debido a la demora en generar los mapas simulados de ruido. El método de pseudo-Cl demuestra ser computacionalmente más eficiente que PolSpice en un factor dos o más, debido a que la transformada armónica es una operación de orden  $N_{pix}^{3/2}$  mientras que el cálculo de la función de correlación es de orden  $N_{pix}^2$ . Aún así, ambos métodos demuestran ser excepcionalmente rápidos en comparación con otras técnicas como por ejemplo la basada en el cálculo de la función de máxima verosimilitud. Por otro lado, se comprobó que el paso que más tarda con diferencia en la ejecución del código de pseudo-Cl estándar es el cálculo de la matriz de mezcla. Dicha matriz es diagonal por bloques, como puede apreciarse de las ecuaciones 5.3 y 5.4, y como ya mencionamos depende únicamente de la geometría de la máscara. Nuestra implementación del código almacena las matrices  $M_{EE}$  y  $M_{EB}$  para cada máscara, de modo que la ejecución es prácticamente inmediata si estas ya han sido calculadas con anterioridad.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

146 Estimación de espectros de potencias de polarización del FCM 5.3

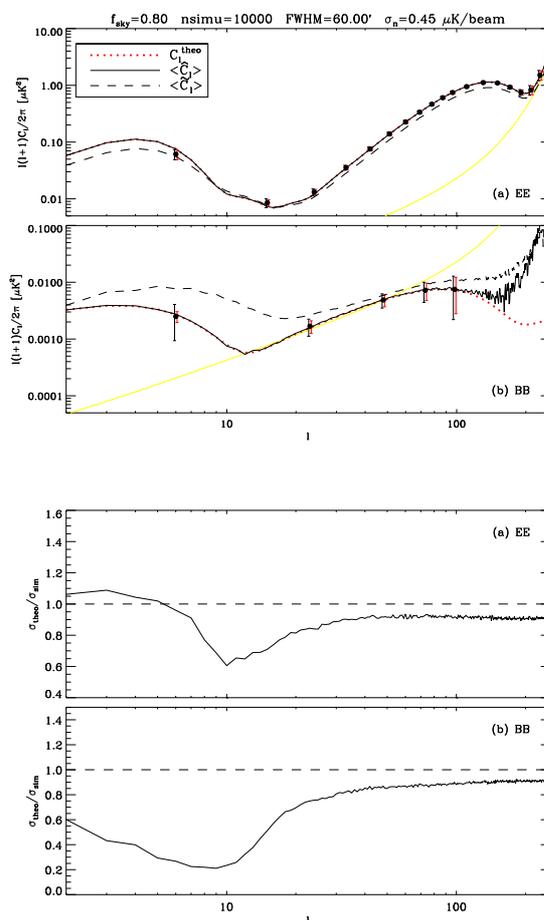


Figura 5.4: *Arriba*: Mismo que la figura 5.2, pero añadiendo ruido instrumental en los mapas de Q y U al nivel representado por la línea amarilla ( $\sigma=0.45 \mu\text{K}$  por haz de  $1^\circ$ ). En media se recupera una estimación no sesgada del espectro de potencias teórico tanto en E como en B. La señal de los modos B está dominada por el ruido para  $l \gtrsim 50$ . *Abajo*: Cociente entre el error teórico dado por 5.18 y el del método dado por 5.17. En este caso el error del método se aproxima bastante bien al teórico, ya que en ambos domina el ruido.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

### 5.3 Aplicación de los métodos de pseudo-Cl estándar a simulaciones 147

Tabla 5.1: Tiempo (en horas) de ejecución de los códigos de pseudo-Cl y PolSpice, en el caso de diez mil simulaciones del FCM con un parámetro de resolución  $N_{side}=128$ . La máscara utilizada es la del HFI con  $f_{sky}=0.80$ . El caso con ruido corresponde a sumar a los mapas del FCM realizaciones de ruido gaussiano homogéneo con  $\sigma_Q=\sigma_U=0.45 \mu\text{K/haz}$ .

	PCL	POLSPICE
Ruido	Tiempo[h]	Tiempo[h]
NO	1.75	3.08
SÍ	2.69	6.20

#### 5.3.1. Aplicación con $f_{sky}$ pequeño

A continuación hemos aplicado los métodos de pseudo-Cl y PolSpice a una máscara binaria diseñada para el experimento QUIJOTE. Esta se representa en la figura 5.5 en coordenadas galácticas. Cubre unos 8000 grados cuadrados ( $f_{sky}=0.20$ ) distribuidos en tres parches elegidos por su baja contaminación de emisión galáctica. Inicialmente fue diseñada para el survey cosmológico que se hará con los instrumentos de 30 y 40 GHz, simulando rásteres a elevación constante en cada una de las tres zonas (en “subida” y “bajada” del campo a observar). Un estudio interno realizado en el grupo QUIJOTE determinó que esta era la mejor estrategia observacional si en tres años se querían alcanzar con el TGI y el FGI sensibilidades de  $\sigma=0.45 \mu\text{K}$  por haz de  $1^\circ$ .

(a) *Sin ruido instrumental*

En la figura 5.6 se muestran los resultados en el caso de no añadir ruido instrumental a la señal del FCM. El espectro recuperado por ambos métodos es idéntico, como era de esperar, así como las barras de error devueltas. Las barras de error teóricas son ahora un factor 2 mayores que en el caso de la máscara anterior, ya que la fracción de cielo observada es 4 veces menor. Las devueltas por el método son muy superiores a este error mínimo, en un factor 10 o más en el caso de los modos B. Los errores son tan grandes que en multipolos bajos ( $l \lesssim 30$ ) no se ha alcanzado la convergencia del estimador. En definitiva la estimación falla en todos los multipolos, dejando patente que al disminuir la fracción de cielo observada los efectos de mezcla de los modos E y B aumentan.

(b) *Con ruido instrumental*

En la figura 5.7 se muestran los resultados en el caso de añadir ruido instrumental al nivel representado por la línea amarilla ( $\sigma=0.45 \mu\text{K}$  por

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

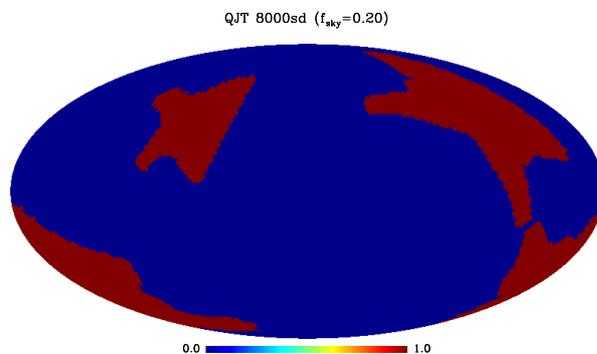


Figura 5.5: Máscara binaria diseñada inicialmente para el survey cosmológico de QUIJOTE. El área que permite observar corresponde a tres zonas de baja contaminación en intensidad y polarización, simulando el modo de observación de ráster a elevación constante.

haz de  $1^\circ$ ). El ruido domina sobre todos los multipolos en los modos B, haciendo que los errores devueltos por el método sean muy superiores al caso sin ruido. Para los modos E las barras de error también aumentan respecto al caso sin ruido para  $l > 200$ . La estimación del error dada por 5.18 falla en todos los multipolos debido a la mezcla de modos. La conclusión es que con el nivel de ruido esperado tras tres años de observación con el TGI o el FGI de QUIJOTE, el método de pseudo-Cl para la estimación de espectros de potencias no lo recupera adecuadamente a ninguna escala, en el caso de una máscara binaria con  $f_{sky}=0.20$  (o inferior).

En este caso en que la fracción de cielo observada es pequeña, es muy posible que la forma de la máscara sea así mismo un factor a tener en cuenta. En efecto, como se demuestra en trabajos anteriores como en la tesis de Preece (2011), la forma de la máscara es determinante cuando la fracción de cielo es  $\lesssim 20\%$ . La conclusión en este trabajo es que cuanto mayor es el borde de la máscara, mayor es la mezcla entre los modos E y B, por lo que para una misma fracción de cielo una máscara azimutal (es decir, una máscara que en coordenadas esféricas considera una franja de la esfera comprendida entre dos valores del ángulo polar y todos los ángulos de azimut) produce mejores resultados que una distribuida en parches como la presentada en este apartado. Por tanto, en algunos casos puede ser preferible la inclusión de la mayor cantidad de cielo posible en el

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

5.3 Aplicación de los métodos de pseudo-Cl estándar a simulaciones 149

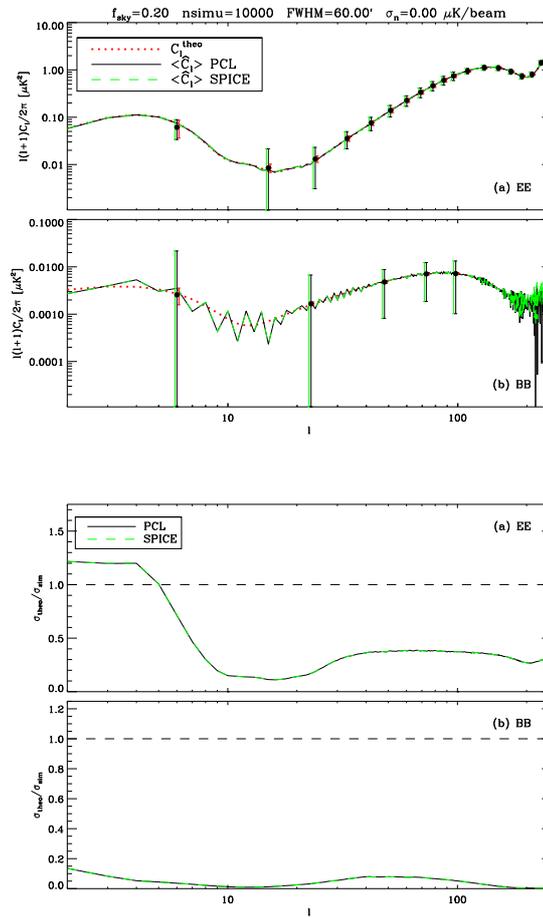


Figura 5.6: *Arriba*: Resultado de aplicar los métodos de pseudo-Cl y PolSpice a 10000 simulaciones de polarización del FCM, sin añadir ruido instrumental, con una máscara que permite considerar un 20 % del cielo. La línea roja punteada corresponde al espectro teórico que se ha introducido a las simulaciones, la línea verde a trazos al promedio del estimador recuperado por PolSpice, y la línea negra continua al estimador recuperado por el método de pseudo-Cl. Los puntos negros están bineados como se describe en el texto. *Abajo*: Cociente entre el error teórico dado por 5.18 y el del método. La mezcla de los modos se manifiesta en errores grandes en todas las escalas. En los modos B el error devuelto es un factor 10 o más superior al teórico, al que en este caso sólo contribuye la varianza cósmica.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

**150** *Estimación de espectros de potencias de polarización del FCM* 5.4

cálculo frente a la selección de pequeñas regiones por su baja contaminación. Aunque en esta tesis no hemos realizado un análisis de este factor, será algo a tener en cuenta en la elección definitiva del procedimiento de obtención de los espectros de potencias de polarización de QUIJOTE, así como en la selección de campos cosmológicos que finalmente se observarán.

**Mejora del método: bineado**

Como se ha visto en el caso anterior, para  $f_{sky}$  pequeños el método de pseudo-Cl recupera los modos B con un error muy elevado para todos los multipolos. Esto es de esperar ya que dimensiones superiores a la mayor escala angular que la máscara permite observar no pueden ser muestreadas, y supone que para un valor dado de  $f_{sky}$  los valores de pseudo- $C_l$  están correlados en un rango  $\Delta l \lesssim 1/\sqrt{f_{sky}}$  (“aliasing”). Este problema puede corregirse parcialmente combinando los pseudo- $C_l$  en bins de tamaño  $\sim \Delta l$  (Brown et al. 2005). El bineado no supone apenas pérdida de información ya que la correlación entre los pseudo- $C_l$  hace que muy poca información útil quede en los multipolos dentro de cada bin.

La manera habitual de combinar los  $C_l$  en bins es en unidades de  $l(l+1)C_l/2\pi$  (“bandpower”, o potencia en la banda), ya que de esa manera se asegura que el término sumado es aproximadamente constante en el bin, requisito para que la deconvolución por la matriz de mezcla sea correcta (Hivon et al. 2002):

$$C_b = \sum_{l=(b-1)\Delta l+2}^{b\Delta l+1} \frac{l(l+1)}{2\pi\Delta l} C_l \quad (5.20)$$

Nótese que además se excluyen  $l = 0$  y  $l = 1$  del bineado. La matriz de mezcla y los pseudo- $C_l$  también deben ser bineados. Suponiendo un bineado análogo a 5.20 para los pseudo- $C_l$ , la matriz de mezcla debe binearse como:

$$M_{bb'} = \sum_{l=(b-1)\Delta l+2}^{b\Delta l+1} \sum_{l'=(b'-1)\Delta l+2}^{b'\Delta l+1} \frac{l(l+1)M_{ll'}}{l'(l'+1)\Delta l} \quad (5.21)$$

Nuestra implementación del código de pseudo-Cl acepta un valor del parámetro  $\Delta l$  como input que permite el bineado de los pseudo-espectros de entrada y la matriz de mezcla.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

5.4 Aplicación de los métodos de pseudo-Cl estándar a simulaciones 151

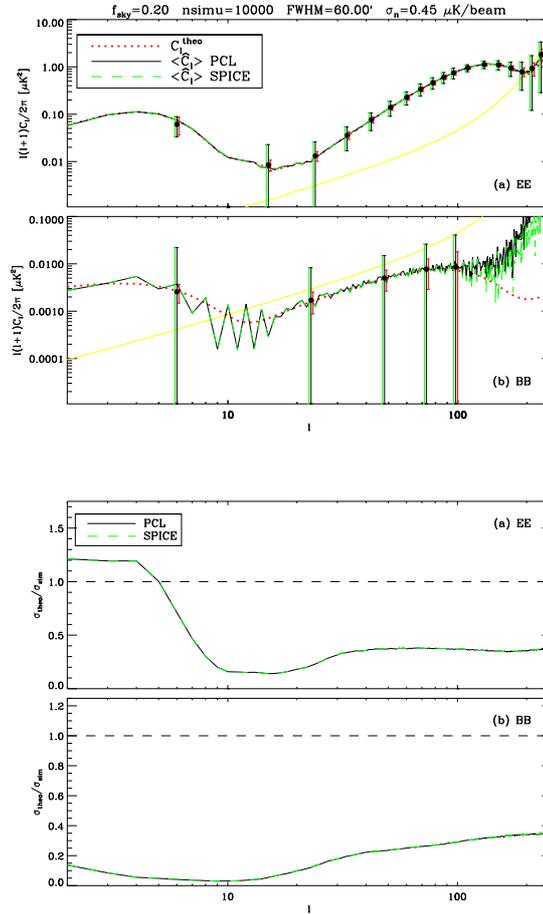


Figura 5.7: Arriba: Mismo que la figura 5.6, pero añadiendo ruido instrumental en los mapas de Q y U al nivel representado por la línea amarilla ( $\sigma=0.45 \mu K$  por haz de  $1^\circ$ ). La señal de los modos B está dominada por el ruido a todas las escalas. Abajo: Cociente entre el error teórico dado por 5.18 y el del método dado por 5.17. Los errores devueltos por los métodos son muy superiores al mínimo estimado debido a la mezcla de modos a todas escalas.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

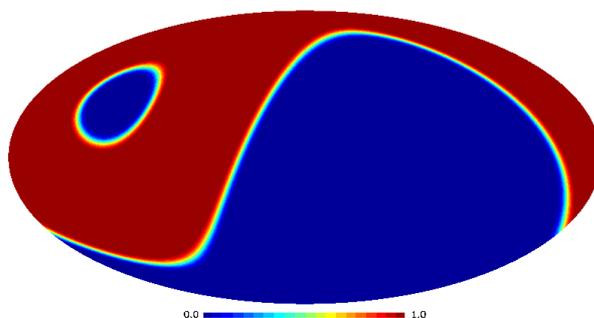


Figura 5.8: Máscara utilizada para obtener el espectro de potencias de los mapas nominales del MFI, en coordenadas galácticas, y que comprende toda la región observable por el experimento evitando las declinaciones inferiores a 10 grados y superiores a 65 grados. La máscara ha sido apodizada suavizándola con una función gaussiana de FWHM=5°.

#### 5.4. Aplicación a mapas nominales del MFI

En esta sección hemos aplicado el método de pseudo-Cl a los mapas nominales obtenidos con el MFI para la bocina 3 a 11 GHz, correspondientes a unas 5300 horas de observaciones realizadas hasta octubre de 2018 y ya descritas en el capítulo 4 (figura 4.21). Se han usado dos máscaras: una que evita las declinaciones inferiores a 10 grados y superiores a 65 grados (figura 5.8), y otra en la que además se ha enmascarado la emisión del plano galáctico en una franja con  $|b| < 10^\circ$  (figura 5.9). La fracción de cielo es  $f_{\text{sky}} \simeq 0.42$  en el primer caso, y  $f_{\text{sky}} \simeq 0.34$  en el segundo. En ambos casos las máscaras han sido apodizadas suavizándolas con una gaussiana de FWHM igual a 5 grados. Dada la baja fracción de cielo observada, se han binnedo todos los espectros que aquí se calculan con  $\Delta l=10$ .

Los espectros obtenidos con cada una de las máscaras para las autocorrelaciones de los modos E y B se representan en la figura 5.10. Así mismo se ha representado el espectro del ruido calculado a partir de mapas de “jackknife”, esto es, correspondientes a dividir los datos en dos mitades y estimar que el mapa de ruido es igual a la semirresta de los mapas producidos con ambos (ya que suponemos que con dicha resta se elimina la señal astronómica, que debe ser igual en ambos). El RMS por haz de un grado en estos mapas de ruido (de  $Q$  y

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

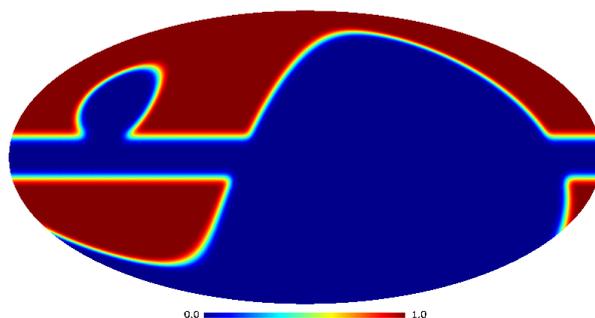


Figura 5.9: Máscara utilizada para obtener el espectro de potencias de los mapas nominales del MFI, en coordenadas galácticas, evitando las declinaciones inferiores a 10 grados y superiores a 65 grados, además de la emisión del plano galáctico en una franja con  $|b| < 10^\circ$ . La máscara se ha apodizado suavizándola con una función gaussiana de  $\text{FWHM}=5^\circ$ .

$U$ ) es de  $50 \mu\text{K}$ . Estos espectros se procesaron de la misma forma que los mapas totales de  $Q$  y  $U$ . Todos los casos se han corregido por la función ventana del haz del MFI y por la función ventana del píxel, esta última correspondiente a la devuelta por HEALPix para la resolución del mapa ( $N_{\text{side}}=512$ ), tomándose el promedio de ambas funciones en cada bin  $\Delta l$ .

En el caso de no enmascarar la emisión del plano galáctico, los resultados concuerdan con la predicción de Planck para la contribución del sincrotrón en escalas de  $1^\circ$  ( $l \sim 180$ ), con un temperatura de brillo de unos  $100 \mu\text{K}$  en frecuencias alrededor de 10 GHz (Planck Collaboration et al. 2016c, y figura 1.9 de esta tesis). A partir de  $l \sim 250$  prácticamente sólo se ve ruido en ambos modos, y no se detecta señal, mientras que cuando el plano se enmascara la potencia total disminuye y el ruido domina a partir de  $l \sim 70$  para los modos B. Los modos E tienen más potencia que los B, especialmente cuando sólo se consideran las altas latitudes galácticas. Considerando únicamente los multipolos desde  $l=20$  a  $l=70$ , se obtiene que para el caso que comprende toda la región observable por el MFI en promedio  $\langle BB \rangle / \langle EE \rangle = 0.67 \pm 0.10$ , mientras que con el plano galáctico enmascarado se tiene un cociente de  $\langle BB \rangle / \langle EE \rangle = 0.47 \pm 0.17$ . Los mapas del MFI de QUIJOTE muestran por tanto un exceso de potencia en el modo E respecto al B, para la componente de sincrotrón. Estos resultados son compatibles con los obtenidos por S-PASS en el hemisferio sur a 2.3 GHz

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

(Krachmalnicoff et al. 2018), donde determinan, ajustando cada modo a una ley  $C_l = A_s(l/80)^\alpha$ , que el cociente  $A_s^{BB}/A_s^{EE}$  disminuye desde  $0.87 \pm 0.02$  para  $|b| > 20^\circ$  hasta  $0.50 \pm 0.06$  para  $|b| > 40^\circ$ . Una asimetría similar entre E y B ha sido observada así mismo en todo el cielo en la emisión térmica del polvo por Planck a 353 GHz (Planck Collaboration et al. 2016h). Para esta última se ha propuesto una explicación física en términos de filamentos alineados con el campo magnético galáctico (Planck Collaboration et al. 2016i), que podría ser extendida al caso del sincrotrón. Estos resultados ampliados formarán parte de una de las próximas publicaciones científicas de QUIJOTE (Vansyngel et al., en preparación).

### 5.5. Conclusiones y trabajo futuro

- Se ha implementado un código de pseudo-Cl estándar para la estimación de espectros de potencias, y se ha aplicado a simulaciones del FCM con máscaras binarias. Se ha comprobado que el método devuelve un estimador no sesgado de los modos E y B, pero del análisis de los errores se deduce que está afectado por la mezcla de modos en todos los multipolos, sobre todo en los bajos ( $l \lesssim 30$ ), y especialmente para los modos B. Tal y como se comprobó con una máscara que permitía observar un 80% del cielo cubriendo el plano de la galaxia, en el caso de observar una fracción suficiente de cielo los modos B podrían recuperarse en ciertos multipolos  $l > 30$ .
- El método anterior se ha comparado con el de “pseudo” funciones de correlación para la estimación de espectros de potencias, empleando para ello el código PolSpice desarrollado por Chon et al. (2004). Se ha comprobado que para el caso de máscaras binarias devuelve estimadores idénticos a los del método de pseudo-Cl con el mismo error (Hinshaw et al. 2007). Sin embargo, los tiempos de ejecución son un factor 2 o más superiores a los del código de pseudo-Cl desarrollado por nosotros. Aún así, ambos métodos demuestran ser excepcionalmente rápidos en comparación con otras técnicas como por ejemplo la basada en el cálculo de la función de máxima verosimilitud.
- Para la estrategia observacional de QUIJOTE para el análisis cosmológico consistente en observar tres parches que cubren aproximadamente un 20% de cielo, la mezcla de modos conduce a errores en la determinación de los modos B que son en un factor 10 o más superiores al error mínimo que teóricamente se podría tener con esa fracción observada. La introduc-

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

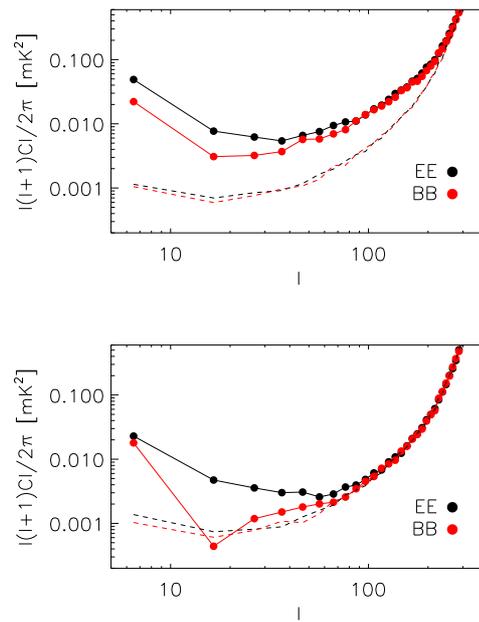


Figura 5.10: Espectros de potencias de los modos E y B de polarización para los mapas nominales del MFI a 11 GHz, binned en  $\Delta l=10$ . Las líneas a trazos representan la contribución del ruido. *Arriba*: caso de la máscara que comprende toda la región observable por QUIJOTE (figura 5.8). *Abajo*: caso de la máscara en la que se ha eliminado la emisión del plano galáctico en una franja con  $|b| < 10^\circ$  (figura 5.9).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

ción de ruido instrumental correspondiente al nivel de sensibilidad que se espera alcanzar en tres años con el TGI y el FGI ( $\sigma_Q = \sigma_U = 0.45 \mu\text{K}$  por haz de  $1^\circ$ ) devuelve el mismo estimador no sesgado pero lo empeora en el sentido de que los errores son mucho más grandes, especialmente en los modos B y para  $l > 200$  en el caso de los modos E. La conclusión es que con una máscara binaria el método de pseudo-Cl para la estimación de espectros de potencias no es válido aplicado a mapas de tres años de QUILJOTE que cubran una fracción de cielo del 20% (o menor), ya que existe una importante mezcla de los modos E y B en todos los multipolos. En casos como este en que la región observada es pequeña (por ejemplo, si se quisiera calcular el espectro de potencias de una región galáctica del tamaño del “Fan”) se recomendaría la implementación de un método de máxima verosimilitud (QML). Se sabe sin embargo que el método de pseudo-Cl es más eficiente si se apodiza la máscara (Efstathiou 2006) y si se agrupa el pseudo-espectro de potencias de entrada en bins de tamaño  $\Delta l \sim 1/\sqrt{f_{sky}}$ .

- Se ha implementado una mejora del código de pseudo-Cl estándar que admite un binnedo. Este código se ha utilizado para generar los espectros de potencias en polarización a 11 GHz a partir del mapa nominal del MFI, con máscaras apodizadas que cubren toda el área observable por QUILJOTE con  $f_{sky} > 0.3$ . Los resultados obtenidos son coherentes con la predicción para el sincrotrón galáctico. En consistencia con resultados obtenidos por otros grupos (Krachmalnicoff et al. 2018; Planck Collaboration et al. 2016h) se obtiene evidencia de que los modos E tienen más potencia que los B, especialmente cuando sólo se consideran las altas latitudes galácticas, de tal forma que cuando se enmascara el plano galáctico en una franja con  $|b| < 10^\circ$  se tiene en promedio que  $\langle BB \rangle / \langle EE \rangle_{l=20-70} = 0.47 \pm 0.17$ .
- La conclusión para la próxima explotación científica de los mapas nominales del MFI de QUILJOTE es que para máscaras de cielo suficientemente amplias la degradación del error del estimador de pseudo-Cl respecto al valor óptimo es pequeña. Por tanto, y considerando la eficiencia computacional de este método, sería legítimo utilizar códigos como Xpo1 para el procesado de los espectros de potencias de los mapas nominales del MFI. Quedaría como trabajo pendiente la comprobación con simulaciones de un modo similar al presentado en este capítulo del efecto del binnedo y el apodizado sobre el error del estimador, considerando el nivel actual de ruido de los mapas nominales en polarización (40-60  $\mu\text{K}$ /haz de  $1^\circ$ ), y la

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

máscara del modo nominal de observación.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40



Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
*Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>*

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

# 6

## Observaciones con el MFI en la región de Fan

En este capítulo se aborda la explotación científica de los datos adquiridos con el MFI. En particular, consideraremos la región galáctica conocida como el “Fan”. El objetivo es analizar la emisión sincrotrón difusa en intensidad y polarización, así como buscar evidencias de emisión anómala en microondas. Se estudiarán dos de las fuentes presentes en la región: W5 y 3C 58. Este estudio, ampliado, formará parte de una publicación de la colaboración QUIJOTE (Ruiz-Granados et al., en preparación).

### 6.1. La región de Fan

Fan es, junto con el “North Polar Spur”, la región con la emisión sincrotrón difusa polarizada más intensa de nuestra galaxia. Tiene un tamaño de  $\sim 80^\circ \times 30^\circ$  alrededor de la longitud galáctica  $l \approx 140^\circ$ , extendiéndose hasta el anticentro galáctico, y estando su centro ligeramente por encima del plano de la Galaxia a  $b \approx 1^\circ$ . Destaca por la regularidad de su ángulo de polarización, siendo este perpendicular al plano galáctico (figura 6.1). La emisión polarizada en esta región es evidente desde los 100 MHz (Iacobelli et al. 2013) hasta los 353 GHz (Planck Collaboration et al. 2015). Sin embargo, la emisión en el parámetro de Stokes  $I$  no destaca respecto a las áreas circundantes.

Algunos autores la han considerado una característica local ( $d \lesssim 500$  pc), apoyándose en la existencia de un anillo depolarizado en las coordenadas galácticas ( $138^\circ, +7^\circ$ ). Iacobelli et al. (2013) situó esta “pantalla de Faraday” (una región que por acción de su campo magnético depolariza la emisión proveniente

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

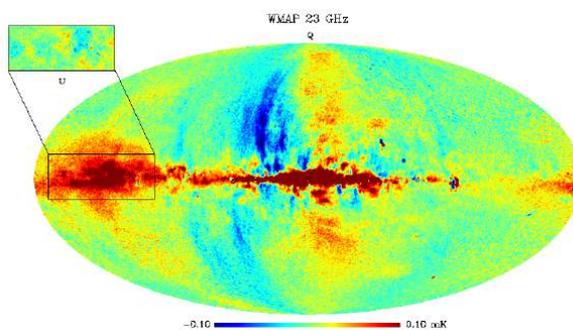


Figura 6.1: Mapa de 9 años de *WMAP* del parámetro de Stokes  $Q$  (Bennett et al. 2013). Se ha señalado la región del Fan. En la imagen superior izquierda se ha representado la misma región en  $U$ . Nótese la fuerte emisión en  $Q > 0$ , mientras que en  $U$  no muestra apenas estructura, lo que indica que está muy polarizada en perpendicular al plano galáctico. Esto implica una alta coherencia del campo magnético.

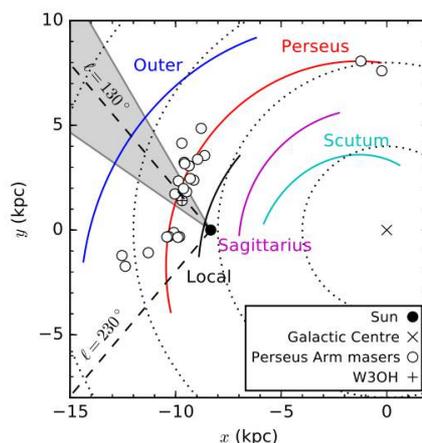


Figura 6.2: Vista de la Galaxia desde arriba con sus brazos espirales. El rango de longitudes galácticas  $120^\circ < l < 145^\circ$ , correspondiente a la región donde la emisión del Fan es más brillante, está sombreado en gris. Imagen extraída de Hill et al. (2017)

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

del fondo en la línea de visión) a  $\approx 200$  pc basándose en observaciones a 150-350 MHz, e igualmente Bernardi et al. (2009) apunta que a 150 MHz el origen de este anillo está en alguna región ionizada próxima. La línea de visión en dirección al Fan atraviesa el Brazo de Perseo (figura 6.2), en el que se encuentran varias regiones HII: la cadena formada por W3 (133.95, +1.06), W4 (134.73, +0.92) y W5 (137.19, +0.89) (Gray et al. 1998, 1999), y las tres fuentes LBN 676, LBN 677 y LBN 679, bautizadas por Gao et al. (2010) como “Drumstick” por su apariencia conjunta. Observaciones con el DRAO (*Dominion Radio Astrophysical Observatory*) han encontrado depolarización en la emisión del fondo galáctico producida por estas regiones, concluyendo así que la emisión a 1.4 GHz ocurre en un rango de distancias desde  $\approx 500$  pc a unos pocos kpc (Wolleben et al. 2006). Hill et al. (2017) han encontrado diferencias morfológicas entre la emisión a alta frecuencia ( $>1$  GHz) y a baja frecuencia, concluyendo que  $\gtrsim 30$  % de la emisión a 1.5 GHz está depolarizada por el gas ionizado en el Brazo de Perseo, por lo que esta fracción de la emisión debe originarse a una distancia superior a 2 kpc (Xu et al. 2006; Chauhan et al. 2011). Recientemente Gaia ha establecido esta distancia en  $2.17 \pm 0.11$  kpc (Navarete et al. 2019). En definitiva, debe concluirse que el Fan es una estructura de escala galáctica, no local. El hecho de que esté descentrada respecto al plano galáctico, situándose alrededor de  $b = +1$ , se debería a la deformación de la parte externa del disco de la Vía Láctea (Hill et al. 2017). El ángulo de polarización perpendicular al plano Galáctico indicaría un campo magnético alineado con este en escalas de kpc. Además, ya que a frecuencias  $>1$  GHz la fracción de polarización es de hasta el 50 %, no muy inferior al máximo teórico del 70 %, el campo magnético debe ser muy uniforme y presentar poca depolarización a lo largo de una línea de visión muy larga que se extendería a través del brazo de Perseo (Wolleben et al. 2006).

A continuación describiremos las dos fuentes presentes en la región que se han estudiado en este trabajo: W5 y 3C 58.

### W5

W5 (*Westerhout 5*, también conocida como LBN 667 o “Nebulosa del Alma”) se encuentra formando junto con W3 y W4 una cadena de regiones HII muy brillantes en el brazo de Perseo, a unos 2 kpc de distancia. En el óptico e infrarrojo se puede apreciar que en realidad W5 está formada por dos regiones HII adyacentes (denominadas W5-E y W5-W por Karr & Martin (2003)) cada una de ellas rodeando un cúmulo estelar ionizado. En el caso de W5-E se trata del cúmulo IC 1848, nombre por el que también se identifica la región. Estas regiones de formación estelar son ricas en los electrones necesarios para que se

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

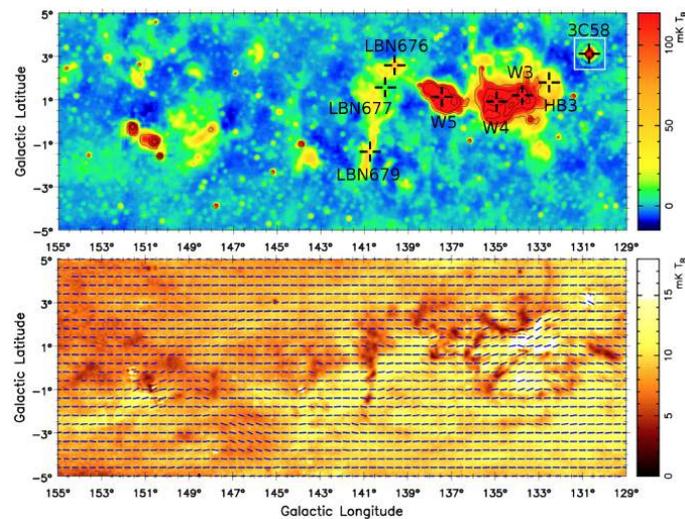


Figura 6.3: Imagen en intensidad total (arriba) y en intensidad polarizada  $PI$  (abajo) de la región del plano galáctico situada entre  $155 < l < 129$  obtenida por el survey Urumqi a una longitud de onda de 6 cm (5 GHz). En la imagen en intensidad se han indicado las posiciones de las fuentes más notables presentes en la región estudiada en este trabajo: los remanentes de supernova 3C 58 y HB3, y las regiones HII W3, W4 y W5. Los contornos se muestran a 70, 200, 500 y 800  $mK T_B$ . En el mapa de  $PI$  se han superpuesto vectores de polarización indicando la dirección del campo magnético  $B$ , sólo en los casos en que la emisión en  $PI$  excede 6  $mK T_B$ . Imagen procedente de Gao et al. (2010).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

Tabla 6.1: Fuentes en la región del Fan estudiada.

Fuente	$l$ [°]	$b$ [°]	Tipo	Referencia
3C 58	130.7	3.1	Plerión	Green (1986)
HB3	132.7	1.3	Plerión	Green (2004)
W3	133.9	1.1	Región HII	Gray et al. (1999)
W4	134.7	0.9	Región HII	Gray et al. (1999)
W5	137.6	1.1	Región HII	Gray et al. (1999)
LBN 676	139.6	2.7	Región HII	Gao et al. (2010)
LBN 677	140.1	1.6	Región HII	Gao et al. (2010)
LBN 679	140.8	-1.4	Región HII	Gao et al. (2010)

produzca rotación de Faraday. Gray et al. (1998) detectaron una pantalla de Faraday de forma elíptica en W5 a 1.4 GHz. Gao et al. (2010) a 5 GHz no detectaron dicha estructura, pero sí lo que parecen ser dos pantallas de Faraday en los bordes de la región, similares a las observadas por Wolleben & Reich (2004) en la nube molecular de Tauro.

### 3C 58

3C 58 (G130.7+3.1) es un remanente de supernova de tipo plerión o de centro lleno (“filled-center”), siendo Crab el prototipo de esta clase. Se encuentra a una distancia de unos 3.2 kpc (Roberts et al. 1993) y, al igual que Crab, muestra una estructura externa filamentar en radio (Green 1986; Reynolds & Aller 1988). Históricamente se le ha asociado con el evento astronómico registrado en el año 1181 d.C., aunque su lenta velocidad de expansión sugiere una edad muy superior (Bietenholz et al. 2001). Tiene un espectro relativamente plano a bajas frecuencias ( $S(\nu) \propto \nu^\alpha$ , con  $\alpha_{0.04}^{15} = -0.10 \pm 0.02$ , Green (1986)), debido a la inyección de partículas energéticas en la nebulosa por parte del púlsar con un espectro de energía  $N(E) \propto E^{-s}$  con  $s = 1 - 2\alpha$ . La emisión sincrotrón en este tipo de objetos sufre un cambio de pendiente (típicamente  $\alpha \rightarrow \alpha - 0.5$ ) por encima de cierta frecuencia que depende del campo magnético y de la edad, debido a la pérdida de energía (“synchrotron losses”) de los rayos cósmicos más energéticos. Para fuentes no homogéneas es posible incluso tener varios cambios de pendiente (Reynolds 2009). En 3C 58 el cambio de pendiente en la emisión se detectó por primera vez por Salter et al. (1989) con una medida a 84 GHz y se confirmó con los límites superiores proporcionados por Green & Scheuer (1992) en el infrarrojo, los cuales determinaron que se producía alrededor de

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

$\sim 50$  GHz. Weiland et al. (2011) analizando los datos de 7 años de WMAP determinaron que la variación era  $\alpha \rightarrow \alpha - 0.9$ . Slane et al. (2008) han sugerido la existencia un segundo cambio de pendiente en el infrarrojo.

## 6.2. Datos observacionales

Las observaciones fueron realizadas entre diciembre de 2012 y noviembre de 2015. Además de la región completa se llevaron a cabo observaciones centradas en el remanente de supernova 3C 58, con el fin de incrementar la señal a ruido en esta zona. Para minimizar el impacto de la variación de la atmósfera se realizaron en modo ráster a elevación constante, permitiendo que la fuente atravesara el campo con el movimiento aparente del cielo. Se intentó realizar dos observaciones diarias, una en “ascenso” y otra en “descenso” de la fuente, para garantizar suficientes cruces en cada píxel del mapa.

En total, se realizaron  $\sim 405$  horas de observaciones de la región completa, y  $\sim 100$  horas centradas en 3C 58. De ellas, finalmente sólo unas 320 horas totales se utilizaron para los mapas (tabla 6.2), lo que representa aproximadamente el 64% del total. El descarte de observaciones se realizó en parte de manera automática en función de varios criterios: valores de temperatura y presión del criostato fuera de límites, apuntado a menos de  $10^\circ$  del Sol o a menos de  $5^\circ$  de satélites, mal tiempo, dispersión de los datos demasiado alta (calculada en el intervalo de binado, 60 ms), o variación significativa en la línea de base. Además de este descarte automático, se realizó otro basado en la inspección visual de los mapas de cada observación individual. Las observaciones en el modo nominal cubren también la región del Fan (figura 4.21). Aunque en esta tesis no se han utilizado, probablemente en el futuro se utilizarán en combinación con las de modo ráster, lo que además de incrementar la señal a ruido permitirá una mejor determinación de las líneas de base, siendo este un aspecto especialmente crítico en polarización.

## 6.3. Construcción de mapas

Los mapas se realizaron con el código de “destriping” descrito en el capítulo 4 de esta tesis. Se utilizaron los datos calibrados por las variaciones de ganancia (señal de diodo), por lo que la entrada para el código fueron archivos `.ctod`. En las figuras 6.4, 6.5 y 6.6 se representan respectivamente los mapas obtenidos en  $I$ ,  $Q$  y  $U$  para la región completa en las 4 frecuencias de QUIJOTE (bocinas 2 y 3). En la figura 6.7 se han representado por comparación los mapas análogos de 9 años de WMAP. En intensidad se detecta claramente la cadena de regiones HII formada por W5, W4 y W3: estas dos últimas no se resuelven espacialmente

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

Tabla 6.2: Coordenadas centrales (J2000), amplitud de escaneado y horas de observación efectivas (tras eliminar datos no útiles) en cada una de las bocinas del MFI empleadas en la construcción de los mapas de este capítulo.

Campo	$l$ [°]	$b$ [°]	Amp [°]	H1 [horas]	H2 [horas]	H3 [horas]	H4 [horas]
Fan	134.34	1.59	~ 20	274	247	254	252
3C 58	131.03	3.42	~ 4	76	73	72	72

y aparecen como una única fuente. Toda esta emisión se localiza ligeramente por encima del plano galáctico, alrededor de  $b \sim 1^\circ$ . Saturando la imagen a un nivel inferior se aprecia también la emisión del denominado “Drumstick” por (Gao et al. 2010) al este de W5. Así mismo es visible 3C 58 en la parte superior derecha de las imágenes.

La emisión en  $Q$  de 3C 58 es claramente visible en las 4 frecuencias; así mismo se aprecia depolarización en una región de unos  $2 \times 3$  grados alrededor de las coordenadas galácticas (133, +3), ligeramente por encima de la posición de W3 y W4 (figura 6.8). Aparte de estas dos características no hay otras emisiones que tengan correspondencia con los mapas de *WMAP* en polarización. En los mapas se aprecian varios artefactos: residuos de filtrado de intensidad a polarización a 13 GHz y 19 GHz; un exceso de emisión en  $Q$  a 11 GHz en la parte izquierda del mapa con una contrapartida negativa en  $U$ , y estrías y píxeles calientes en los mapas de 19 GHz. Además, al no tener un prior implementado el “dstrip” es incapaz de determinar el nivel de cero en estos mapas: todo ello hace que sea difícil valorar mediante inspección visual el nivel promedio de la emisión difusa en los mapas de  $Q$  y  $U$ . Aunque esto podría resolverse combinando estos mapas con los obtenidos en el modo nominal, no sería necesario para los análisis realizados en este capítulo (cálculo de SEDs y “TT plots”) si suponemos que el nivel de cero es constante en todo el mapa.

En la tabla 6.3 se recogen los valores del RMS por haz de un grado de FWHM calculados tanto sobre el mapa como sobre “jackknifes” o “null tests”. Estos últimos se elaboraron separando la lista de observaciones en 2 mitades A y B, distribuidas de manera similar en el tiempo. La resta  $(A - B)/2$  proporciona una estimación del ruido instrumental (Zacchei et al. 2011), mientras que el ruido calculado sobre el mapa incluye además las contribuciones debidas a interferencias o emisión atmosférica. Los cálculos se realizaron sobre una región libre de emisión alrededor de (134, -3.5) con radio  $2.5^\circ$ . En las bocinas de alta frecuencia vemos que no hay una gran diferencia entre los valores calculados

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

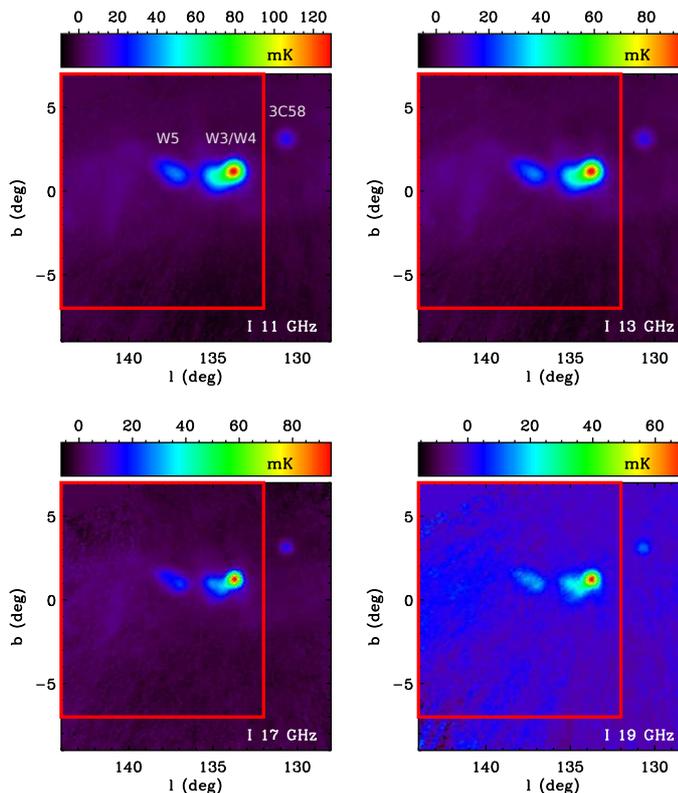


Figura 6.4: Mapas de la región del Fan en  $I$ , obtenidos en las 4 frecuencias de QUIJOTE. Se han representado los mapas en la bocina 3 para 11 y 13 GHz, y en la bocina 2 para 17 y 19 GHz. El rectángulo representa la región utilizada en la sección 6.4 para realizar los “TT plots”. En la imagen a 11 GHz se han indicado la cadena de regiones HII formada por W3, W4 y W5, y el remanente de supernova 3C 58. La resolución de HEALPix es  $N_{side} = 512$  (equivalente a  $\theta_{pix} \sim 7'$ ).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568      Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

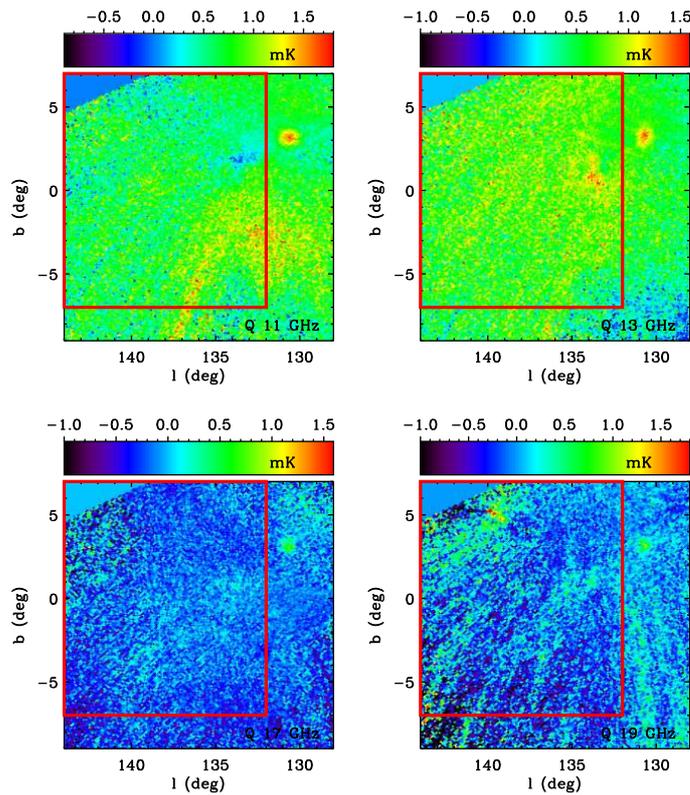


Figura 6.5: Mismo que la figura 6.4, pero para el parámetro  $Q$ .

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

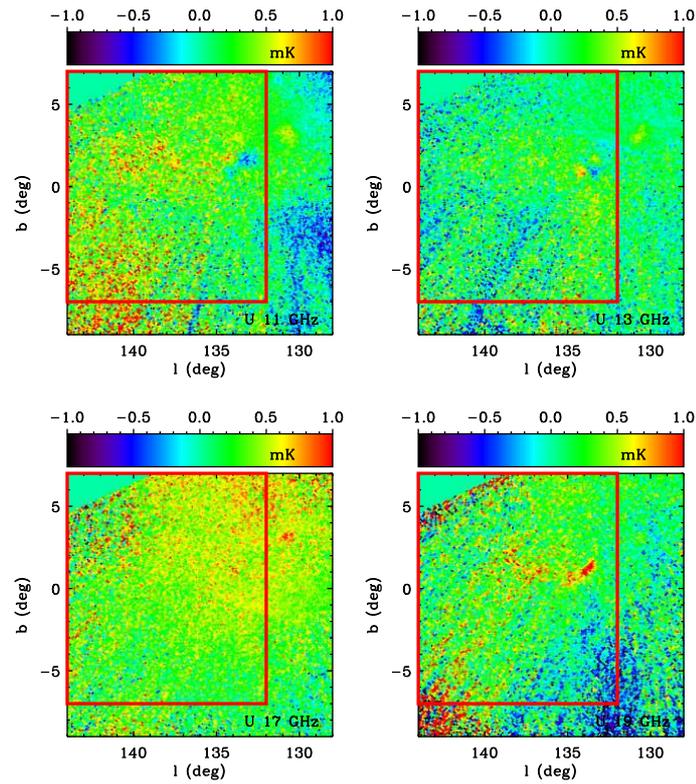


Figura 6.6: Mismo que la figura 6.4, pero para el parámetro  $U$ .

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568      Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

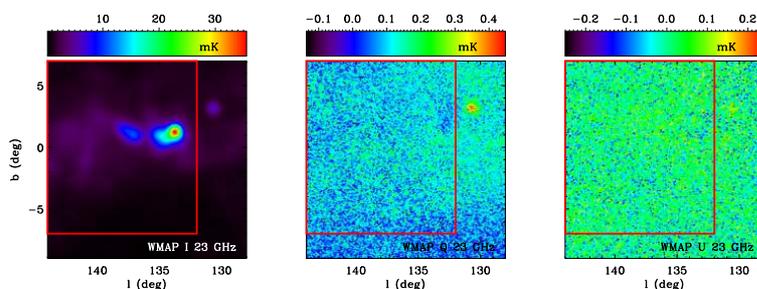


Figura 6.7: Mapas de la región del Fan en  $I$  (izquierda),  $Q$  (centro) y  $U$  (derecha), obtenidos por *WMAP*. El rectángulo representa la región utilizada en la sección 6.4 para realizar los “TT plots”. La resolución de HEALPix es  $N_{side} = 512$  (equivalente a  $\theta_{pix} \sim 7'$ ).

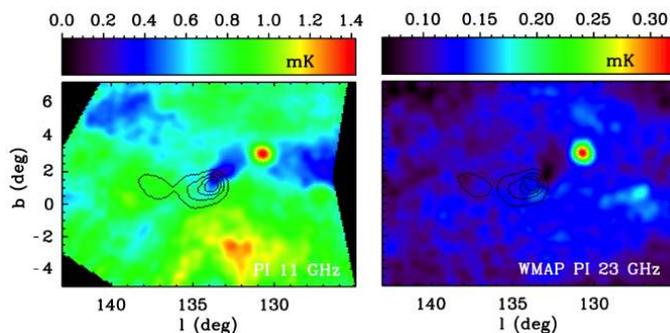


Figura 6.8: Mapas de intensidad polarizada suavizados a 1 grado en la región del Fan, obtenidos a 11 GHz por QUIJOTE (izquierda) y a 23 GHz por *WMAP*. Los contornos representan la emisión en intensidad total en las mismas frecuencias.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

170 *Observaciones con el MFI en la región de Fan* 6.4

Tabla 6.3: RMS por haz de un grado en los mapas del Fan en  $I, Q, U$ , calculados alrededor de la región libre de emisión centrada en las coordenadas galácticas (134, -3.5) con radio  $2.5^\circ$ . Se han calculado tanto sobre los mapas como sobre “jackknife” (JK). Debido a los problemas del modulador 1 en el período en que se efectuaron las observaciones no existen medidas de polarización con esta bocina.

Bocina	Frec [GHz]	$\sigma_I$ [ $\mu\text{K}/\text{grado}$ ]		$\sigma_Q$ [ $\mu\text{K}/\text{grado}$ ]		$\sigma_U$ [ $\mu\text{K}/\text{grado}$ ]		$\sigma_{Q,U}$ [mK $\sqrt{s}$ ] JK
		Mapa	JK	Mapa	JK	Mapa	JK	
1	11	158	-	-	-	-	-	-
	13	125	-	-	-	-	-	-
2	17	105	82	17	16	19	18	1.1
	19	121	125	26	26	28	27	1.5
3	11	192	81	30	26	28	27	1.1
	13	137	62	27	24	28	27	1.1
4	17	148	130	23	23	23	24	1.2
	19	155	148	31	30	31	31	1.5

sobre los mapas o los “jackknives” (dentro del error de la varianza), por lo que podemos concluir que los mapas están dominados por ruido instrumental. En cambio en la bocina 3 sí que hay una clara contribución de señal. En la tabla se recoge así mismo el valor de la NET  $\sigma_{Q,U}$ , calculada multiplicando el RMS por haz por la raíz cuadrada del tiempo de integración por haz. Los valores son aproximadamente un factor  $\sqrt{2}$  mayores que los obtenidos en el capítulo 3 para la sustracción de canales (tabla 3.3), como es de esperar ya que el tiempo de observación total se distribuye a medias entre  $Q$  y  $U$ . Como mencionamos anteriormente, alrededor de 3C 58 el tiempo de observación fue mayor: los valores del RMS correspondientes se recogen en la tabla 6.4. Especialmente notable es la mejora de sensibilidad en la bocina 3 (alrededor de un factor 2 en intensidad y casi un factor 3 en polarización) y en la bocina 4, la más afectada por ruido instrumental.

#### 6.4. Índice espectral de la emisión difusa mediante correlaciones

Los mapas de la figura 6.4 muestran que la emisión en  $I$  está dominada por las fuentes en la franja  $|b| < 3^\circ$ , por lo que en las frecuencias de QUIJOTE esperamos que la emisión dominante en intensidad total sea el libre-libre, especialmente a bajas latitudes. A medida que nos alejamos del plano galáctico

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568      Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS      Fecha: 13/09/2019 19:35:01  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN      13/09/2019 23:46:40  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

6.4 *Índice espectral de la emisión difusa mediante correlaciones* 171

Tabla 6.4: RMS por haz de un grado en los mapas del Fan en  $I, Q, U$ , calculados alrededor de 3C 58 en las coordenadas galácticas (130.7, +3.1) en test de "jackknife".

Bocina	Frec [GHz]	$\sigma_I$ [ $\mu\text{K}/\text{grado}$ ]	$\sigma_Q$ [ $\mu\text{K}/\text{grado}$ ]	$\sigma_U$ [ $\mu\text{K}/\text{grado}$ ]
2	17	75	20	16
	19	100	27	23
3	11	40	11	11
	13	30	10	10
4	17	79	16	15
	19	88	20	20

se espera que el índice sea más pronunciado, al aumentar la contribución del sincrotrón (Fuskeland et al. 2014). La intensidad polarizada estaría únicamente caracterizada por el sincrotrón, al tratarse el libre-libre de una emisión no polarizada.

Tanto el libre-libre como el sincrotrón tienen una dependencia en frecuencia que puede ser modelada por una función exponencial,

$$\mathbf{d}_\nu = \mathbf{A}_{\nu_0} \nu^\beta \quad (6.1)$$

con un índice  $\beta < 0$ . Una manera de caracterizar este índice es utilizar la llamada técnica de "TT - plots" o de correlaciones. En nuestro caso cada elemento del vector  $\mathbf{d}_\nu$  correspondería a uno de los píxeles en un mapa de cualquiera de los parámetros de Stokes  $I, Q$  o  $U$ . El vector  $\mathbf{A}_{\nu_0}$  contiene una amplitud que cambia de píxel a píxel, para una cierta frecuencia de referencia  $\nu_0$ . Por tanto, si tenemos dos mapas correspondientes a dos frecuencias diferentes, el índice espectral puede calcularse simplemente como:

$$\frac{d_{\nu_1}(p)}{d_{\nu_2}(p)} = \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^\beta \Rightarrow \beta = \frac{\log(d_{\nu_1}(p)/d_{\nu_2}(p))}{\log(\nu_1/\nu_2)} \quad (6.2)$$

Es decir: los datos en la primera frecuencia dependen linealmente de los datos en la segunda, con una pendiente dada por  $(\nu_1/\nu_2)^\beta$ . Nótese que esto corresponde a un caso ideal en el que no hay ruido en el mapa. Cualquier offset constante añadido a  $d_{\nu_1}$  o  $d_{\nu_2}$  (como por ejemplo ruido o determinaciones incorrectas del nivel de cero) se traducirá únicamente en una ordenada en el origen distinta a cero en la recta de ajuste, pero no cambiará el valor de su pendiente. Ya que nuestros datos tienen incertidumbres tanto en  $d_{\nu_1}$  como en

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568      Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	Fecha: 13/09/2019 19:35:01
JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA	13/09/2019 23:46:40

$d_{r,2}$ , usaremos la rutina FITEXY de IDL, en lugar de los mínimos cuadrados estándar que nos darían una solución sesgada al considerar errores en un solo eje.

Los mapas de las distintas frecuencias se suavizaron a una resolución común de 1 grado de FWHM y se degradaron a  $N_{side}=64$  ( $\theta_{pix} \sim 53.7'$ , un tamaño similar al FWHM del haz), tanto para incrementar la señal a ruido como para evitar la correlación píxel a píxel. Se utilizaron también los mapas de las bandas K (23 GHz) y Ka (33 GHz) de *WMAP*, a los que se aplicó el mismo preprocesado. La estimación de errores se realizó a partir de los mapas de “jackknife” descritos en la sección anterior, tomando el RMS en los mismos escalado por la raíz cuadrada del número de veces que cada píxel fue observado. Estas cantidades se multiplicaron por el factor  $\sqrt{\frac{\Omega_{pix}}{4\pi\sigma_{conv}^2}}$ , que da cuenta del suavizado, donde  $\Omega_{pix}$  es el ángulo sólido subtendido por píxel y  $\sigma_{conv}$  es el valor correspondiente a una gaussiana de 1 grado de FWHM. Este factor considera que el ruido es uniforme en todo el mapa, por lo que en este caso sería una aproximación. Los mapas de errores así construidos se degradaron a continuación así mismo a  $N_{side}=64$ .

#### 6.4.1. Intensidad

La región analizada fue el rectángulo  $133^\circ < l < 144^\circ$ ,  $-7^\circ < b < 7^\circ$ , señalado en la figura 6.4. Esta área incluye la cadena de regiones HII formada por W3, W4 y W5, así como el denominado “Drumstick”, pero excluye a 3C 58 y evita los bordes del mapa. El análisis se repitió excluyendo las regiones HII con una máscara que descartaba los píxeles con  $I > 5$  mK a 11 GHz.

Los resultados de los ajustes se recogen en la tabla 6.5. En el caso de las frecuencias de QUIJOTE se utilizaron las bocinas 2 y 3, evitando la correlación instrumental que afectaría a la correlación de datos de la misma bocina. En el análisis sin máscara (es decir, eliminando W3, W4, W5 Y el “Drumstick”) puede verse que el ajuste está dominado por la alta emisión libre-libre de las regiones HII (figura 6.9). Con los datos de las bandas K y Ka de *WMAP* se obtiene un índice  $\beta = -2.1$ , el valor predicho teóricamente para la emisión libre-libre. En cambio utilizando las frecuencias de QUIJOTE en el ajuste se obtienen valores ligeramente superiores a  $-2$  en la práctica totalidad de los casos, especialmente cuando se enmascaran las regiones HII, lo que podría ser indicativo de la presencia de Emisión Anómala de Microondas (AME). Esto es compatible con la presencia del “turn-over” de este tipo de emisión alrededor de las frecuencias de QUIJOTE, como se ha confirmado en otras regiones (Génova-Santos et al. 2017). Por otro lado, se esperaría que de ser cierta la presencia de AME el índice entre 23 y 33 GHz se volviera más pronunciado, en lugar de

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

6.4 Índice espectral de la emisión difusa mediante correlaciones 173

obtenerse el valor  $\beta = -2.1$  correspondiente al caso en que sólo existe emisión libre-libre.

Cuando se enmascaran las regiones HII el índice obtenido en las frecuencias de WMAP se hace más pronunciado (es decir, más negativo), indicativo del aumento de la contribución del sincrotrón. Esto ocurre también en el ajuste entre las frecuencias de QUIJOTE y la banda Ka de WMAP, así como entre los 19 GHz de QUIJOTE y la banda K de WMAP. Los valores obtenidos entre 19 GHz y los mapas de WMAP ( $\sim -2.6$ ) son similares a los obtenidos por Vidal et al. (2015) en las bandas de K y Ka a partir de medidas de intensidad polarizada, lo que sugiere que el proceso de emisión dominante en  $I$  es el mismo que en  $PI$  (emisión sincrotrón).

6.4.2. Intensidad polarizada

En la figura 6.10 se representan los ajustes para la intensidad polarizada ( $PI$ , por sus sigas en inglés), calculada en cada píxel con el “estimador asintótico modificado” derivado por Plaszczynski et al. (2014). Este estimador reduce el sesgo que se introduce en esta medida debido a la operación no lineal que supone el cálculo  $PI = \sqrt{Q^2 + U^2}$ , y que es particularmente crítico cuando la señal a ruido es baja. En este caso se enmascaron las regiones HII, ya que estas introducen depolarización o alteración del ángulo de polarización por rotación de Faraday. Debido a los residuos en los mapas de polarización, como ilustración se muestran únicamente los resultados para la frecuencia de 13 GHz con las bandas K y Ka de WMAP. El filtrado de intensidad que era visible en  $Q$  en esta frecuencia queda eliminado por la máscara.

El valor de  $\beta_P^{23-33} = -2.82 \pm 0.16$  obtenido entre las dos bandas de WMAP es idéntico al resultado de Fuskeland et al. (2014) en una región similar. Vidal et al. (2015) obtienen un valor de  $-2.64$  en una banda alrededor de  $|b| < 3^\circ$ , donde se espera un aplanamiento del índice en relación a latitudes mayores. Los valores obtenidos con la frecuencia de 13 GHz de QUIJOTE parecen estar en desacuerdo con lo anterior y arrojan índices mucho más pronunciados,  $\beta_P^{13-23} = -3.35 \pm 0.08$ ,  $\beta_P^{13-33} = -3.26 \pm 0.07$ , más propios de latitudes alejadas del plano galáctico, mostrando que existe una curvatura del índice espectral con la frecuencia. Una posible explicación radicaría en la escala galáctica de la emisión en el Fan. Si es cierto que la emisión se extiende más allá del brazo de Perseo, cabe la posibilidad de que reciba emisiones de origen extragaláctico que darían lugar a dos distribuciones de electrones en la región. Esta posibilidad deberá ser explorada con detenimiento en el futuro, pero está fuera de los objetivos de esta tesis. Especialmente importante sería determinar un método que fijara el nivel del cero en los mapas de  $Q$  y  $U$ , ya que esta indeterminación puede y

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

Tabla 6.5: Resultados del análisis de “TT-plot” en la región  $133^\circ < l < 144^\circ$ ,  $-7^\circ < b < 7^\circ$ . Los índices  $\beta_I$  corresponden a los mapas de intensidad, los  $\beta_P$  a la intensidad polarizada  $P = \sqrt{Q^2 + U^2}$ , con la corrección de sesgo (“estimador asintótico modificado”) de Plaszczyński et al. (2014). El primer bloque corresponde a los ajustes entre medidas de las bocinas 2 y 3 de QUIJOTE; el segundo, a medidas de QUIJOTE (columna 1) y medidas de las bandas K y Ka de WMAP (columna 2); la última línea corresponde a medidas sólo de WMAP. Se presentan los casos con y sin enmascarar las regiones HII (W3, W4, W5, “Drumstick”).

		Sin máscara		Con máscara			
$\nu_1$ [GHz]	$\nu_2$ [GHz]	$\beta_I$	$\chi_{red}^2$	$\beta_I$	$\chi_{red}^2$	$\beta_P$	$\chi_{red}^2$
11.15	16.74	$-1.945 \pm 0.015$	2.51	$-1.68 \pm 0.08$	2.55		
11.15	18.71	$-1.946 \pm 0.019$	2.36	$-1.48 \pm 0.09$	2.35		
12.88	16.74	$-1.861 \pm 0.023$	2.42	$-1.48 \pm 0.13$	2.58		
12.88	18.71	$-1.887 \pm 0.027$	2.27	$-1.25 \pm 0.13$	2.34		
11.15	22.69	$-1.926 \pm 0.005$	1.54	$-1.83 \pm 0.03$	1.06		
11.15	32.94	$-1.982 \pm 0.004$	1.56	$-2.04 \pm 0.02$	1.42		
12.88	22.69	$-1.884 \pm 0.007$	1.03	$-1.82 \pm 0.04$	0.81	$-3.35 \pm 0.08$	2.55
12.88	32.94	$-1.965 \pm 0.004$	1.37	$-2.07 \pm 0.02$	1.25	$-3.26 \pm 0.07$	1.82
16.74	22.69	$-1.895 \pm 0.018$	2.69	$-1.84 \pm 0.09$	2.86		
16.74	32.94	$-2.006 \pm 0.008$	2.16	$-2.28 \pm 0.04$	2.04		
18.71	22.69	$-1.876 \pm 0.049$	2.24	$-2.59 \pm 0.22$	2.33		
18.71	32.94	$-2.020 \pm 0.017$	2.16	$-2.63 \pm 0.08$	1.98		
22.69	32.94	$-2.100 \pm 0.008$	1.43	$-2.46 \pm 0.04$	0.64	$-2.82 \pm 0.16$	1.18

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

6.4 Índice espectral de la emisión difusa mediante correlaciones 175

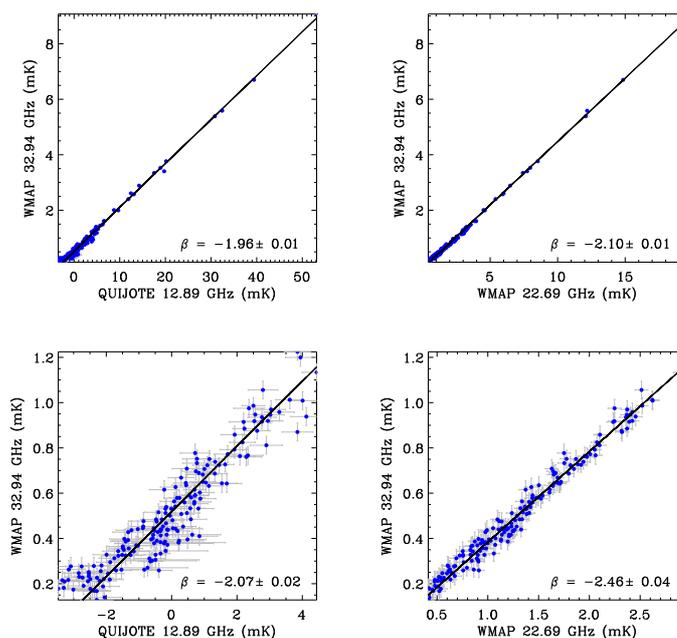


Figura 6.9: Ejemplo del ajuste de “TT-plot” en la región  $133^\circ < l < 144^\circ$ ,  $-7^\circ < b < 7^\circ$  para intensidad. *Arriba*: caso sin enmascarar las regiones HII. Se puede ver que el ajuste está dominado por los puntos de más intensidad, que corresponden a las regiones HII, y por tanto dan lugar a un índice característico de la emisión libre-libre. *Abajo*: mismo caso enmascarando las regiones HII. El índice se vuelve más pronunciado al incrementarse la contribución de la emisión sincrotrón, especialmente en el ajuste entre las frecuencias de *WMAP*.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

probablemente introduce algún tipo de sesgo en el valor de  $PI$ .

### 6.5. Análisis de la emisión en W5 y 3C 58

En esta sección hemos analizado la emisión en dos de las fuentes presentes en la región: W5 y el remanente de supernova 3C 58. El resto de las fuentes (W3 y W4, y la región formada por LBN 676, LBN 677 y LBN 679) no se pueden resolver individualmente en las frecuencias de QUIJOTE.

#### 6.5.1. Estimación de flujos mediante fotometría de apertura

Se utilizó el método de fotometría de apertura para determinar los flujos en las fuentes a partir de los mapas, utilizando para ello un código preexistente dentro de la colaboración QUIJOTE. La técnica de fotometría de apertura consiste en integrar la señal de todos los píxeles dentro de un círculo centrado en la fuente y restarle la contribución de un anillo exterior que represente la señal de fondo de cielo (Rubiño-Martín et al. 2012a). Es decir, el flujo se calcularía como:

$$S_\nu = a(\nu) \left[ \frac{\sum_{i=1}^{n_1} T_i}{n_1} - \frac{\sum_{j=1}^{n_2} T_j}{n_2} \right] \quad (6.3)$$

donde  $n_1$  y  $n_2$  son el número total de píxeles en la apertura interior y en el anillo exterior, respectivamente; y  $T_i$  y  $T_j$  son las temperaturas en los píxeles correspondientes del mapa (en cualquiera de los parámetros de Stokes  $I$ ,  $Q$  o  $U$ ). La función  $a(\nu)$  representa el factor de conversión de temperatura a flujo,

$$a(\nu) = \frac{h^2 \nu^4}{2k_B T_0 c^2} \sinh^{-2} \left( \frac{h\nu}{k_B T_0} \right) n_1 \Omega_{pix} \quad (6.4)$$

siendo  $\Omega_{pix}$  el ángulo sólido subtendido por cada píxel de HEALPix,  $T_0=2.725$  K la temperatura del FCM a  $z=0$ . El error asociado con la estimación 6.3 puede evaluarse analíticamente a partir de la función de correlación píxel a píxel, como se detalla en Rubiño-Martín et al. (2012a). Ya que no conocemos dicha función, usaremos la relación aproximada:

$$\sigma(S_\nu) \simeq a(\nu) \sigma(T_{bg}) \left[ \frac{1}{n_{ap}} + \frac{1}{n_{bg}} \right]^{1/2} \quad (6.5)$$

donde  $\sigma(T_{bg})$  representa la desviación estándar píxel a píxel en el fondo de cielo;  $n_{ap}$  y  $n_{bg}$  son el número de píxeles independientes en la apertura y en el fondo de cielo, respectivamente. En una estimación conservadora en la que

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568      Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

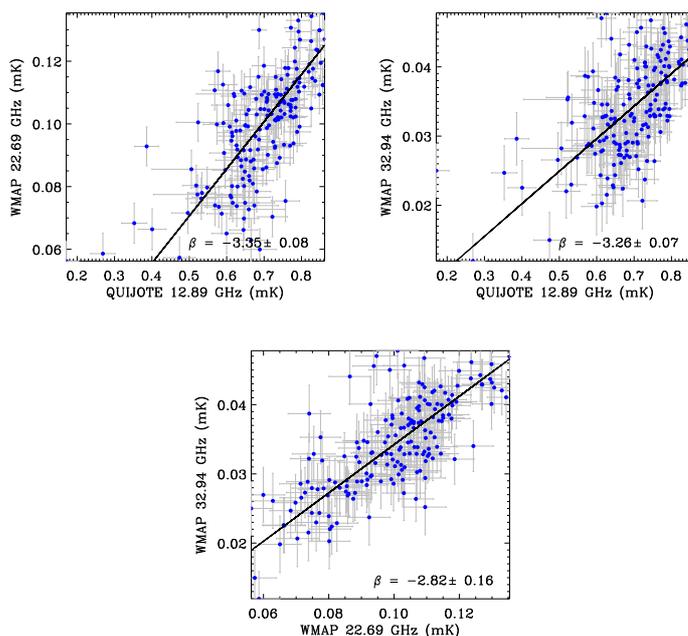


Figura 6.10: Ajuste de “TT-plot” en la región  $133^\circ < l < 144^\circ$ ,  $-7^\circ < b < 7^\circ$  para intensidad polarizada entre la frecuencia 13 GHz de QUIJOTE y las bandas K y Ka de WMAP. Se han enmascarado las regiones HII.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

consideramos que los píxeles dentro de un haz están totalmente correlados, estas cantidades se calculan como el número de haces dentro de cada apertura.

En la tabla 6.6 se recogen los flujos en intensidad obtenidos para las dos fuentes, y en las tablas 6.9 y 6.11 los flujos en  $Q$  y  $U$  correspondientes a W5 y 3C 58, respectivamente. W5 está espacialmente resuelta en los datos de QUIJOTE, por ello se utilizó un tamaño de apertura de 100 arcmin de radio, y un anillo exterior entre 110 y 130 arcmin (figura 6.11). Se enmascaró la región adyacente formada por W3 y W4, como se muestra en la figura 6.11, con una máscara circular de  $2^\circ$  de radio centrada en (134.4, +0.95). En el caso de 3C 58, siendo esta fuente puntual, se escogió una apertura de 60 arcminutos y un anillo exterior entre 80 y 100 arcminutos (figura 6.12). Todos los mapas se suavizaron a una resolución común de 1 grado.

A fin de extender en frecuencia el análisis, hemos aplicado el mismo procedimiento de extracción de flujos a otros mapas disponibles públicamente. A baja frecuencia se han considerado los mapas a 408 MHz de Haslam et al. (1982), un experimento que cubre todo el cielo y se llevó a cabo utilizando diferentes instalaciones (telescopios Bonn-100m, Parkes-64m y Jodrell Bank MkI). A 820 MHz empleamos las medidas de Berkhuijsen (1972), obtenidas con el telescopio de 25 m Dwingeloo (Países Bajos), y a 1420 MHz consideramos el mapa de Reich & Reich (1986) realizado con el telescopio de 25 m Stockert (Alemania). En el caso de este último los flujos se multiplicaron por un factor 1.55, como se indica en Reich & Reich (1988), ya que los mapas están calibrados tomando en consideración los lóbulos laterales del haz y se debe multiplicar por este factor para la conversión al haz principal del experimento. Otras medidas disponibles a baja frecuencia serían las de Jonas et al. (1998) con el radiotelescopio HartRAO, pero su área observada no cubre la región del Fan, o las de Urumqi a 5 GHz (Gao et al. 2010), pero hemos detectado incompatibilidades con su calibración que requerirán de una inspección más cuidadosa. A altas frecuencias utilizamos datos de tres misiones espaciales: las cinco bandas de *WMAP* a 23, 33, 41, 61 y 94 GHz, en los mapas de 9 años (Bennett et al. 2013); los nueve mapas individuales de *Planck* (Planck Collaboration et al. 2016b) a las frecuencias de 30, 44, 70, 100, 143, 217, 353, 545 y 857 GHz; y tres canales de alta frecuencia del instrumento DIRBE de la misión COBE a 1249, 2141 y 2998 GHz (Hauser et al. 1998). En la polarización, además de los datos de QUIJOTE, utilizamos las cinco bandas de *WMAP* y las tres bandas LFI de *Planck* (corregidos estos últimos mapas de “leakage”). Para que los resultados fueran comparables, antes de calcular los flujos por fotometría de apertura todos los mapas se degradaron a una resolución común de 1 grado.

En las siguientes secciones estudiaremos en detalle las distribuciones espectrales de energía en intensidad y polarización de estas regiones, a partir de los

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

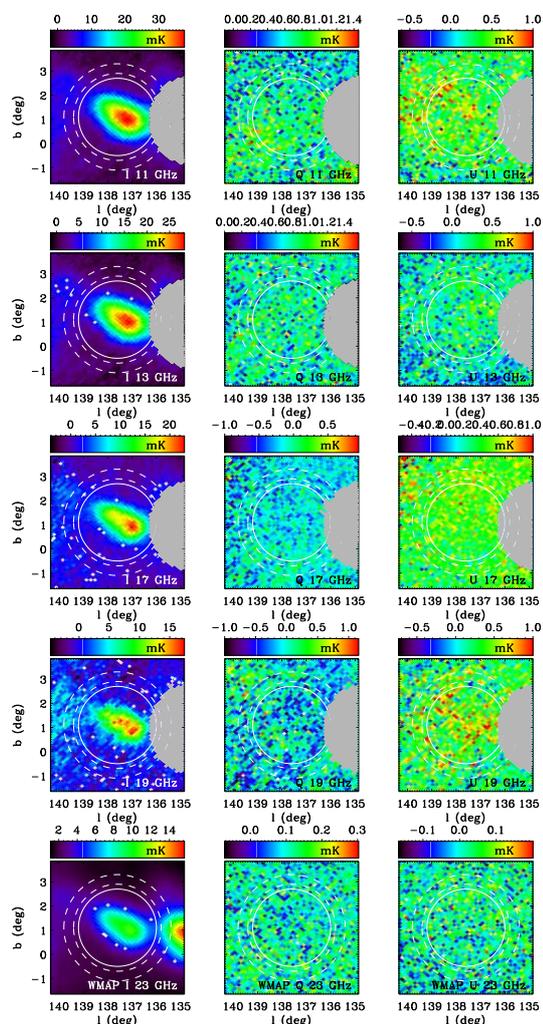


Figura 6.11: Mapas centrados en W5 en  $I$  (izquierda),  $Q$  (centro) y  $U$  (derecha), obtenidos en las 4 frecuencias de QUIJOTE. Se han representado los mapas en la bocina 3 para 11 y 13 GHz, y en la bocina 2 para 17 y 19 GHz. En la última fila se muestran por comparación los mapas de 9 años de *WMAP* en la misma fuente. En círculo con línea continua representa la apertura utilizada para estimar el flujo de la fuente; el disco con línea de trazos representa el área donde se ha calculado la emisión del fondo. La región sombreada en gris representa la máscara circular de  $2^\circ$  de radio utilizada para enmascarar la emisión de W3 y W4 (también en los mapas de *WMAP*). Los mapas se suavizaron a 1 grado para la estimación de flujos; aquí se muestran en su resolución original.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

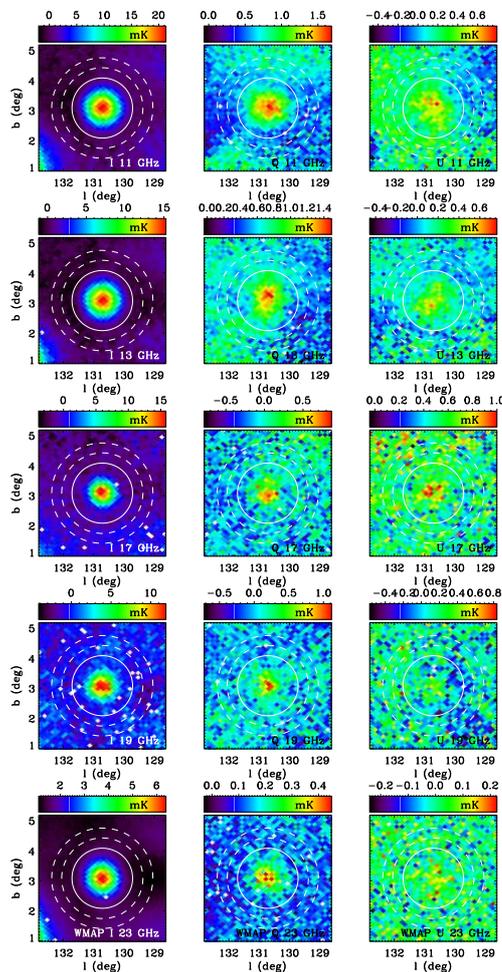


Figura 6.12: Mapas centrados en 3C 58 en  $I$  (izquierda),  $Q$  (centro) y  $U$  (derecha), obtenidos en las 4 frecuencias de QUIJOTE. Se han representado los mapas en la bocina 3 para 11 y 13 GHz, y en la bocina 2 para 17 y 19 GHz. En la última fila se recogen por comparación los mapas de 9 años de *WMAP* en la misma fuente. El círculo con línea continua representa la apertura utilizada para estimar el flujo de la fuente; el disco de trazos representa el área donde se ha calculado la emisión del fondo. Los mapas se suavizaron a 1 grado para la estimación de flujos; aquí se muestran en su resolución original.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

Tabla 6.6: Flujos en intensidad calculados con fotometría de apertura en las fuentes W5 y 3C 58. Para QUIJOTE se utilizaron los mapas descritos en la sección 6.3, en los demás casos se utilizaron mapas disponibles públicamente de otros experimentos. Todos los mapas se degradaron a una resolución común de 1 grado antes de extraer los flujos.

Frec [GHz]	W5 [Jy]	3C 58 [Jy]	Experimento
0.41	118 ± 4	16.6 ± 5.6	Haslam
0.82	112 ± 9	21.7 ± 2.1	Dwingeloo
1.42	110 ± 3	27.5 ± 2.3	Reich
11.15	86 ± 2	19.4 ± 0.9	QUIJOTE
11.23	82 ± 2	19.6 ± 1.5	QUIJOTE
12.84	83 ± 3	18.6 ± 1.2	QUIJOTE
12.89	85 ± 2	19.0 ± 0.7	QUIJOTE
16.75	85 ± 3	19.2 ± 2.4	QUIJOTE
17.00	86 ± 3	20.5 ± 1.1	QUIJOTE
18.71	87 ± 3	21.4 ± 4.6	QUIJOTE
19.00	82 ± 5	21.3 ± 1.6	QUIJOTE
22.69	95 ± 3	17.9 ± 0.8	WMAP
28.40	93 ± 3	16.9 ± 0.7	Planck
32.94	93 ± 3	17.0 ± 0.7	WMAP
40.62	87 ± 3	16.5 ± 0.9	WMAP
44.10	84 ± 3	16.3 ± 1.1	Planck
60.52	75 ± 4	16.3 ± 2.2	WMAP
70.40	74 ± 5	15.9 ± 3.1	Planck
92.99	79 ± 8	15.1 ± 5.0	WMAP
100.00	95 ± 12	6.9 ± 5.8	Planck
143.00	151 ± 21	10.5 ± 12.9	Planck
217.00	608 ± 75	-	Planck
353.00	2658 ± 276	-	Planck
545.00	9012 ± 879	-	Planck
857.00	$(2.9 \pm 0.3) \times 10^4$	-	Planck
1249.14	$(6.9 \pm 0.5) \times 10^4$	-	Dirbe
2141.37	$(13.3 \pm 0.6) \times 10^4$	-	Dirbe
2997.92	$(9.5 \pm 0.3) \times 10^4$	-	Dirbe

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

flujos obtenidos.

### 6.5.2. Estudio de W5

#### Ajuste multicomponente de la distribución espectral de energía en intensidad

La distribución espectral de energía (SED, por sus siglas en inglés) en intensidad de W5 obtenida a partir de los resultados de fotometría se muestra en la figura 6.13. Se observa la contribución debida a distintas componentes astrofísicas: la dependencia lineal a baja frecuencia característica del sincrotrón y/o la emisión libre-libre, y la forma típica de la emisión térmica del polvo a alta frecuencia. Además, puede apreciarse un exceso de emisión entre 10 y 50 GHz que es característico de la Emisión Anómala de Microondas (AME, por sus siglas en inglés).

La SED se ajustó a un modelo teórico que considera estas distintas componentes, utilizando para ello un código preexistente en la colaboración QUIJOTE. El procedimiento seguido fue análogo al descrito en Génova-Santos et al. (2017). Ya que se trata de una región HII, en el ajuste sólo hemos considerado a baja frecuencia la contribución de la emisión libre-libre, aunque como se verá en el siguiente apartado hay una detección no nula en polarización que posiblemente provenga de un residuo de sincrotrón.

Para el espectro de emisión libre-libre se utilizó la ecuación (Rohlf & Wilson 1996):

$$S_{\text{ff}} = T_e (1 - \exp^{-\tau_{\text{ff}}}) 2k_B \left(\frac{\nu}{c}\right)^2 \quad (6.6)$$

donde la profundidad óptica  $\tau_{\text{ff}}$  y el factor de Gaunt  $g_{\text{ff}}$  vienen dados por:

$$\tau_{\text{ff}} = 3.014 \times 10^{-2} \left(\frac{T_e^{-1.5}}{\text{K}}\right) \left(\frac{\nu^{-2}}{\text{GHz}}\right) \left(\frac{\text{EM}}{\text{pc} \cdot \text{cm}^{-6}}\right) g_{\text{ff}} \quad (6.7)$$

$$g_{\text{ff}} = \ln \left[ 4.95 \times 10^{-2} \left(\frac{\nu^{-1}}{\text{GHz}}\right) \left(\frac{T_e^{1.5}}{\text{K}}\right) \right] \quad (6.8)$$

La temperatura electrónica se ha mantenido fija en el ajuste, con un valor típico de 8000 K, y el único parámetro que se ha dejado libre es la medida de emisión EM. Esta corresponde a la integral del cuadrado de la densidad electrónica a lo largo de la línea de visión.

El AME se ha ajustado asumiendo un modelo fenomenológico de emisión del polvo en rotación consistente en una parábola en el espacio logarítmico, como se propone en Bonaldi et al. (2007):

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

$$\log S_{\text{AME}}(\nu) = \log S_{\text{AME}}^{\text{peak}} - \left( \frac{m_{60} \log \nu_{\text{AME}}^{\text{peak}}}{\log(\nu_{\text{AME}}^{\text{peak}}/60)} \right) \log \nu + \frac{m_{60}}{2 \log(\nu_{\text{AME}}^{\text{peak}}/60)} (\log \nu)^2 \quad (6.9)$$

Este modelo está definido por tres parámetros: (1) la frecuencia correspondiente al máximo de emisión,  $\nu_{\text{AME}}^{\text{peak}}$ , (2) la amplitud máxima,  $S_{\text{AME}}^{\text{peak}}$ , y (3) la pendiente a 60 GHz,  $m_{60}$ , que cuantifica la anchura de la parábola a ajustar. Según Bonaldi et al. (2007) este último parámetro debiera estar limitado a los valores  $1 \leq m_{60} \leq 5$ , para ser consistente con las anchuras típicas de los espectros de emisión dipolar eléctrica.

La componente térmica del polvo se ajusta a través del modelo de emisión de un cuerpo negro modificado por efectos de absorción:

$$S_{\text{dust}}(\nu) = \tau_{250} \left( \frac{250 \mu\text{m}}{\lambda} \right)^{\beta_{\text{dust}}} \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{(h\nu/k_B T_{\text{dust}})} - 1} \quad (6.10)$$

Los parámetros del ajuste son la temperatura del polvo,  $T_{\text{dust}}$ , la profundidad óptica a  $250 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{250}$ , y el índice espectral de la emisividad,  $\beta_{\text{dust}}$ .

Los parámetros obtenidos en el ajuste se muestran en la tabla 6.7. Los errores se derivaron mediante Monte Carlo. La medida de emisión  $\text{EM}=378 \text{ cm}^{-6}\text{pc}$  es muy inferior a los  $2900 \text{ cm}^{-6}\text{pc}$  reportados por Gao et al. (2010), ya que su resolución angular es de 9.5 arcossegundos mientras que en nuestro caso la EM se diluye en una apertura mucho mayor. Este efecto se podría cancelar incluyendo una dependencia en el ángulo sólido subtendido por la fuente respecto al ángulo sólido subtendido por la apertura. Nótese también el alto error en la amplitud de la Emisión Anómala de Microondas,  $S_{\text{AME}}^{\text{peak}}$ , que la hace compatible con una detección nula, aunque su presencia parece bastante probable a la luz de los resultados obtenidos en los “TT-plots”. Posiblemente la alta barra de error se deba a las degeneraciones con  $\nu_{\text{AME}}^{\text{peak}}$  y  $m_{60}$ . El ajuste realizado sin la componente de AME (es decir, con cuatro parámetros) da como resultado  $\chi_{\text{red}}^2 = 4$ , donde la chi-cuadrado reducida se calcula como  $\chi_{\text{red}}^2 = \chi^2/(N_{\text{param}}-1)$ , siendo  $N_{\text{param}}$  el número de parámetros utilizados en el ajuste. En el ajuste con los siete parámetros, incluyendo AME, se obtiene  $\chi_{\text{red}}^2 = 0.71$ , lo que favorece de manera clara la evidencia de AME. A partir de los flujos recogidos en la tabla 6.6 puede verse que entre los 12 y los 30 GHz hay un incremento en la emisión de  $\Delta = 8.8 \pm 5.6 \text{ Jy}$  ( $\Delta = 9.5 \pm 4.9 \text{ Jy}$  si se incluye la medida de WMAP a 22 GHz), algo menos de  $2\sigma$ , poco significativa pero no despreciable. Un análisis más detallado de la emisión a frecuencias bajas e intermedias pasaría por la mejor caracterización del rango  $< 10 \text{ GHz}$ .

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

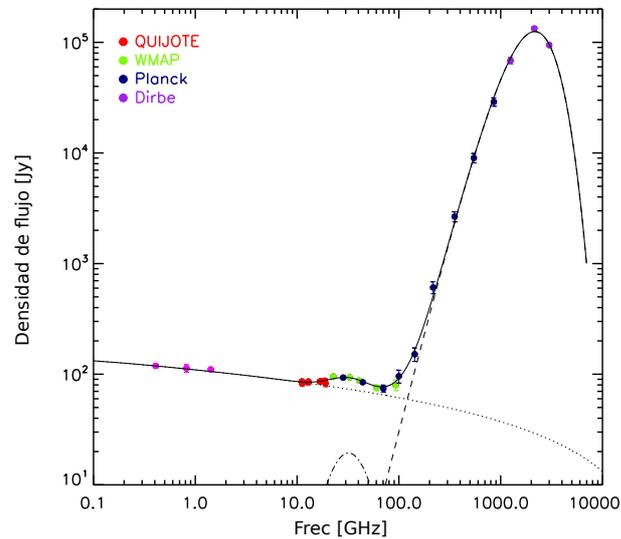


Figura 6.13: SED en intensidad de W5. Los tres puntos de baja frecuencia corresponden a Haslam et al. (1982), Dwingeloo (Berkhuijsen 1972) y Stockert (Reich & Reich 1986). Se han superpuesto las distintas contribuciones dadas por el modelo de mejor ajuste: libre-libre (línea de puntos), emisión térmica del polvo (línea a trazos) y AME (línea a trazo y punto). La línea continua representa la suma de las tres contribuciones.

Tabla 6.7: Parámetros del ajuste multicomponente a la SED en intensidad total de W5.

EM [cm <sup>-6</sup> pc]	378 ± 22
S <sub>AME</sub> <sup>peak</sup> [Jy]	19 ± 78
m <sub>60</sub>	3.3 ± 0.7
ν <sub>AME</sub> <sup>peak</sup> [GHz]	32 ± 3
10 <sup>3</sup> τ <sub>250</sub>	0.12 ± 0.04
β <sub>dust</sub>	1.7 ± 0.2
T <sub>dust</sub> [K]	22 ± 3
χ <sub>red</sub> <sup>2</sup>	0.71

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

### Polarización

Como puede verse en la figura 6.3, W5 contiene una región central depolarizada a 5 GHz, lo que parece indicar que actúa como pantalla de Faraday para la emisión polarizada del fondo interestelar. En los mapas de la región obtenidos con el MFI (figura 6.11) no se observa emisión polarizada en W5 ni en  $Q$  ni en  $U$ . Aunque en los mapas suavizados sí es posible ver emisión en algunos casos, esta es prácticamente indistinguible de la emisión difusa circundante. Por este motivo, se decidió determinar el error en polarización tomando aperturas aleatorias alrededor de la fuente, integrando los flujos en cada una de ellas (con la misma apertura utilizada al realizar la fotometría), y posteriormente calculando la dispersión de estas medidas, de una manera similar a como se procede en López-Caraballo et al. (2011). En la tabla 6.8 se recogen las coordenadas centrales de las 6 aperturas elegidas para este fin. Hemos tomado dichas aperturas en la región donde el tiempo de integración ha sido similar, y por tanto representativo de las propiedades del ruido en W5, evitando la vecindad de 3C 58 donde el tiempo de integración ha sido mucho mayor.

En la tabla 6.9 se muestran los flujos en  $Q$  y  $U$  obtenidos mediante fotometría de apertura en W5, así como las cantidades derivadas a partir de ellos: intensidad polarizada (corregida de *bias* con el estimador mencionado anteriormente), porcentaje de polarización y ángulo de polarización. En el cálculo de estas cantidades se utilizó como error en los flujos de  $Q$  y  $U$  el obtenido tomando aperturas aleatorias alrededor de la fuente, según el método que acabamos de describir. Como puede verse en la tabla, estos errores son en general un factor dos superiores a los obtenidos con la ecuación 6.5.

Las medidas de  $Q$  y  $U$  en las frecuencias 13, 17 y 19 GHz de QUIJOTE y a 40.6 y 44.1 GHz son compatibles con  $Q = U = 0$ , por lo que en este caso sólo se han indicado límites superiores a  $2\sigma$  en la intensidad polarizada y la fracción de polarización. En nuestro caso obtenemos flujo polarizado por debajo de 30 GHz (figura 6.14), si bien las detecciones a 11 y 23 GHz son a poco más de un sigma, y el único caso significativo (con una detección de casi 3-sigma) son los  $0.37 \pm 0.13$  Jy de Planck a 28.4 GHz. Ya que como explica Gao et al. (2010) W5 actúa como pantalla de Faraday a 5 GHz para la emisión circundante,

Tabla 6.8: Coordenadas de las 6 regiones utilizadas para calcular el error en las medidas de los flujos en  $Q$  y  $U$  de W5.

$l$ [°]	138.42	127.98	135.51	143.87	130.95	143.15
$b$ [°]	10.27	-6.22	-7.54	-7.26	7.28	5.58

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

probablemente se trate de sincrotrón proveniente de la sustracción del fondo, mientras que no hay emisión en la propia fuente al estar dominada por libre-libre (no polarizada). En cualquier caso, se puede afirmar que por debajo de 40 GHz la fracción de polarización en W5 es inferior al 4%, e inferior al 0.5% si consideramos sólo las frecuencias entre 20 y 40 GHz. En frecuencias superiores comienza a ser visible la polarización del polvo. Debido a la depolarización neta en la región, los valores del ángulo fluctúan y están afectados por una gran incertidumbre, aunque en apariencia podrían seguir una tendencia compatible con un modelo de rotación de Faraday como el que se indica en Gao et al. (2010),  $\gamma = \gamma_0 + RM \times \lambda^2$ . En efecto, si consideramos el modelo propuesto por ellos, con  $RM=970 \text{ rad} \cdot \text{m}^{-2}$ , el valor del ángulo obtenido a 11 GHz con QUIJOTE es el esperado dentro de la incertidumbre. En cualquier caso, este tipo de medidas requeriría de un análisis espacial y mejor cobertura espectral a bajas frecuencias.

### 6.5.3. Estudio de 3C 58

#### Ajuste multicomponente de la distribución espectral de energía en intensidad

La distribución espectral de energía en intensidad de 3C 58 obtenida a partir de los resultados de fotometría se muestra en la figura 6.15. En este caso se ajustó únicamente una componente de sincrotrón, incluyendo una curvatura en el espectro de la forma:

$$S(\nu) = S_{\text{sync}}^{1\text{GHz}} \nu^\beta e^{-\nu/\nu_0} \quad (6.11)$$

Este modelo supone un cambio en el índice de la emisión a partir de cierta frecuencia  $\nu_0$ . Los parámetros del ajuste se recogen en la tabla 6.10, obteniéndose un índice  $\beta = -0.05 \pm 0.03$ . Este valor concuerda con el obtenido a baja frecuencia por Weiland et al. (2011) ( $\beta = -0.053 \pm 0.013$ ) usando datos de 7 años de *WMAP* y valores de la literatura; en su caso utilizan un modelo de “roll-off” que comprende también las medidas en el infrarrojo de Slane et al. (2008). En la figura 6.15 puede apreciarse cómo nuestras medidas fotométricas difieren en amplitud de las suyas en las bajas frecuencias, y por otro lado dan lugar a un espectro notablemente más plano a frecuencias  $> 50 \text{ GHz}$ , curvándose a una frecuencia muy superior a los  $\nu_0 = 33.7 \pm 0.7 \text{ GHz}$  reportados por Weiland et al. Sería determinante en este caso comparar nuestro método fotométrico de aperturas con el método utilizado por Weiland et al. en su análisis sobre *WMAP*. Mientras que en nuestro caso integramos en la apertura tras degradar los mapas a una resolución común, en el suyo mantienen la resolución original y realizan

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

Tabla 6.9: Flujos en  $Q$  y  $U$  extraídos mediante fotometría de apertura en W5. El error corresponde a la dispersión de los flujos procedentes de varias aperturas aleatorias alrededor de la fuente; entre paréntesis se recoge el error calculado con la ecuación 6.5. Las medidas en 11 y 13 GHz corresponden a la bocina 3; en 17 y 19 GHz se recoge la media de las bocinas 2 y 4. Se recogen así mismo la intensidad polarizada ( $PI$ ), porcentaje de polarización ( $\Pi$ ) y ángulo de polarización ( $\gamma$ ) calculados a partir de los flujos. Las medidas de  $Q$  y  $U$  a 12.89, 16.75, 18.71, 40.6 y 44.1 GHz son compatibles con  $Q = U = 0$ , por lo que en este caso sólo se han indicado límites superiores al 95% de confianza ( $2\sigma$ ) en la intensidad polarizada y la fracción de polarización.

Frec [GHz]	$Q$ [Jy]	$U$ [Jy]	$PI$ [Jy]	$\Pi$ [%]	$\gamma$ [°]	Experimento
11.15	$0.56 \pm 0.33(0.31)$	$0.66 \pm 0.68(0.33)$	$0.72 \pm 0.56$	$0.84 \pm 0.65$	$24 \pm 20$	QULJOTE
12.89	$0.41 \pm 0.62(0.22)$	$0.64 \pm 0.78(0.25)$	$< 2.03$	$< 2.36$	$28 \pm 31$	QULJOTE
16.75	$0.46 \pm 0.69(0.70)$	$0.63 \pm 0.97(0.29)$	$< 2.29$	$< 2.68$	$26 \pm 34$	QULJOTE
18.71	$-0.17 \pm 1.39(0.63)$	$1.32 \pm 1.28(0.91)$	$< 3.46$	$< 3.97$	$48 \pm 40$	QULJOTE
22.69	$0.04 \pm 0.24(0.14)$	$0.30 \pm 0.19(0.15)$	$0.22 \pm 0.20$	$0.23 \pm 0.21$	$41 \pm 29$	WMAP
28.40	$0.34 \pm 0.13(0.17)$	$0.16 \pm 0.08(0.15)$	$0.37 \pm 0.13$	$0.39 \pm 0.14$	$12 \pm 8$	Planck
32.94	$-0.20 \pm 0.13(0.13)$	$0.12 \pm 0.32(0.22)$	$0.15 \pm 0.20$	$0.16 \pm 0.21$	$75 \pm 64$	WMAP
40.62	$0.12 \pm 0.38(0.22)$	$0.02 \pm 0.30(0.21)$	$< 0.83$	$< 0.94$	$4 \pm 46$	WMAP
44.10	$0.14 \pm 0.37(0.27)$	$-0.12 \pm 0.25(0.16)$	$< 0.75$	$< 0.89$	$-20 \pm 42$	Planck
60.52	$-1.22 \pm 0.52(0.55)$	$0.10 \pm 0.56(0.48)$	$1.10 \pm 0.52$	$1.46 \pm 0.72$	$87 \pm 78$	WMAP
70.40	$-0.24 \pm 0.66(0.44)$	$1.31 \pm 0.85(0.33)$	$1.17 \pm 0.84$	$1.58 \pm 1.16$	$50 \pm 29$	Planck
92.99	$-4.70 \pm 1.41(2.17)$	$0.28 \pm 1.75(1.02)$	$4.38 \pm 1.41$	$5.49 \pm 2.22$	$88 \pm 81$	WMAP

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

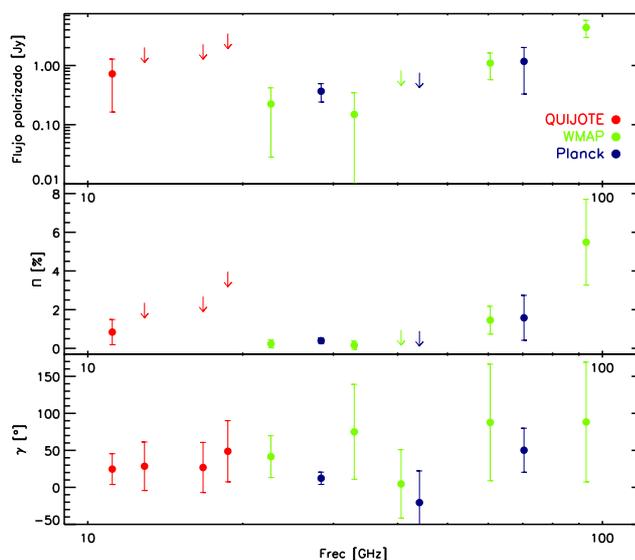


Figura 6.14: De arriba a abajo: flujo polarizado ( $PI$ ), porcentaje de polarización y ángulo de polarización en W5, calculados a partir de los flujos obtenidos con fotometría de apertura.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

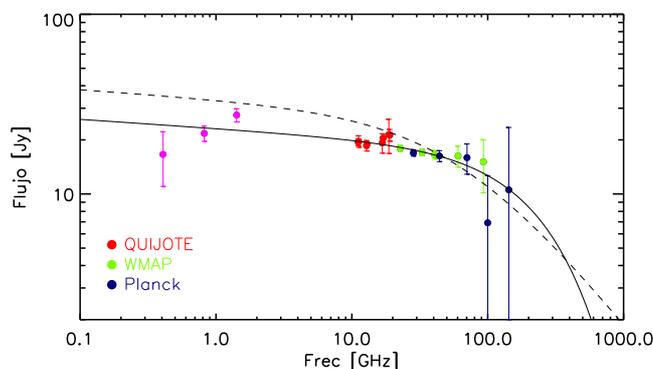


Figura 6.15: SED en intensidad de 3C 58. Los tres puntos de baja frecuencia corresponden a Haslam et al. (1982), Dwingeloo (Berkhuijsen 1972) y Stockert (Reich & Reich 1986). La línea continua representa el modelo de mejor ajuste, dado por un sincrotrón curvado. La línea a trazos representa el modelo de “roll-off” de Weiland et al. (2011), que se ajusta a flujos extraídos con otro procedimiento (ver texto).

un ajuste a la forma de la fuente. El degradado podría tener el efecto de introducir señal del sincrotrón del fondo en la fuente, que contribuiría a aplanar el espectro a frecuencias altas. Nótese también que nuestras medidas de flujo a 0.41 y a 1.42 GHz son inconsistentes con el modelo ajustado y siguen una tendencia anómala, si bien las incertidumbres en estas medidas son grandes.

### Polarización

En la tabla 6.11 se muestran los flujos en  $Q$  y  $U$  obtenidos mediante fotometría de apertura en 3C 58, así como la intensidad polarizada (corregida de *bias*), porcentaje de polarización y ángulo de polarización. La fracción de polarización (figura 6.16) no sigue la tendencia esperada en una fuente dominada únicamente por sincrotrón: en efecto, en las frecuencias de QUIJOTE parece inferior a lo esperado, como si hubiera una contribución de libre-libre a la intensidad total, mientras que a frecuencias  $> 50$  GHz parece exhibir la dependencia típica de la polarización del polvo. Aunque las incertidumbres son grandes, esta posible contribución del fondo explicaría el espectro plano que obtenemos en la intensidad total en estas frecuencias. El valor promedio de la fracción de polarización es  $\Pi = 4.9 \pm 0.2\%$ , inferior al 6% obtenido por Weiland et al. (2011),

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

Tabla 6.10: Parámetros del ajuste a una función de sincrotrón curvado de la SED en intensidad total de 3C 58.

$S_{\text{sync}}^{1\text{GHz}}$ [Jy]	$23.1 \pm 1.4$
$\beta_{\text{sync}}$	$-0.05 \pm 0.03$
$\nu_0^{\text{sync}}$ [GHz]	$272 \pm 146$
$\chi_{\text{red}}^2$	0.925

lo que viene a confirmar la existencia de residuos en la medida de la intensidad total. En cambio en el ángulo de polarización, descartando el valor a 93 GHz, se obtiene un promedio  $\gamma = 10.3 \pm 0.9^\circ$ , el mismo valor obtenido por Weiland et al. (2011) (nótese que su definición de la polarización tiene el signo en  $U$  cambiado,  $\gamma = \frac{1}{2}\text{atan}(-U/Q)$ , por lo que obtienen ángulos de signo contrario).

### 6.6. Conclusiones

En este capítulo se han presentado los primeros mapas de la región galáctica conocida como “Fan” con datos del MFI, y se han realizado análisis de correlaciones sobre ellos. Así mismo se han estudiado mediante fotometría de apertura las emisiones en la región HII W5 y el remanente de supernova 3C 58, presentes en la zona. Los principales resultados han sido:

- En el análisis de correlaciones sobre una región de 150 grados cuadrados centrada en las coordenadas galácticas (138.5,0) se determinó que el ajuste en intensidad está dominado por la alta emisión libre-libre de las regiones HII. En las frecuencias de QUIJOTE se obtienen valores del índice espectral ligeramente superiores a -2, lo que es indicativo de la presencia de Emisión Anómala de Microondas (AME). Se repitió el análisis enmascarando las regiones HII, y en la mayoría de correlaciones entre las frecuencias de QUIJOTE y las de WMAP se obtuvo un índice más pronunciado, indicativo del aumento de la contribución del sincrotrón. Los valores obtenidos entre 19 GHz y los mapas de WMAP ( $\sim -2.6$ ) son similares a los obtenidos por Vidal et al. (2015) en las bandas de K y Ka a partir de medidas de intensidad polarizada, lo que confirmaría que la mayor parte de la emisión difusa en la región está polarizada.
- En el caso de intensidad polarizada, los valores obtenidos con la frecuencia de 13 GHz de QUIJOTE arrojan índices muy pronunciados,  $\beta_P^{13-23} = -3.35$ ,  $\beta_P^{13-33} = -3.26$ , más propios de latitudes más altas (Fuskeland

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568      Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

Tabla 6.11: Flujos en  $Q$  y  $U$  extraídos mediante fotometría de apertura en 3C 58. Las medidas en 11 y 13 GHz corresponden a la bocina 3; en 17 y 19 GHz se recoge la media de las bocinas 2 y 4. Se recogen así mismo la intensidad polarizada ( $PI$ ), porcentaje de polarización ( $\Pi$ ) y ángulo de polarización ( $\gamma$ ) calculados a partir de los flujos.

Frec [GHz]	$Q$ [Jy]	$U$ [Jy]	$P$ [Jy]	$\Pi$ [%]	$\gamma$ [°]	Experimento
11.15	$0.97 \pm 0.17$	$0.23 \pm 0.16$	$0.99 \pm 0.17$	$5.1 \pm 0.9$	$6.8 \pm 4.6$	QUIJOTE
12.89	$0.91 \pm 0.20$	$0.58 \pm 0.09$	$1.07 \pm 0.17$	$5.6 \pm 0.9$	$16.4 \pm 3.6$	QUIJOTE
16.75	$0.83 \pm 0.17$	$0.22 \pm 0.12$	$0.85 \pm 0.16$	$4.4 \pm 1.0$	$7.5 \pm 4.3$	QUIJOTE
18.71	$1.00 \pm 0.18$	$0.05 \pm 0.22$	$0.98 \pm 0.18$	$4.6 \pm 1.3$	$1.4 \pm 6.3$	QUIJOTE
22.69	$0.96 \pm 0.09$	$0.40 \pm 0.06$	$1.04 \pm 0.09$	$5.8 \pm 0.6$	$11.1 \pm 1.9$	WMAP
28.40	$1.06 \pm 0.06$	$0.38 \pm 0.06$	$1.12 \pm 0.06$	$6.6 \pm 0.4$	$9.8 \pm 1.5$	Planck
32.94	$0.75 \pm 0.11$	$0.41 \pm 0.08$	$0.85 \pm 0.11$	$5.0 \pm 0.7$	$14.3 \pm 3.0$	WMAP
40.62	$0.56 \pm 0.11$	$0.23 \pm 0.10$	$0.59 \pm 0.10$	$3.6 \pm 0.7$	$11.2 \pm 4.8$	WMAP
44.10	$0.56 \pm 0.15$	$-0.14 \pm 0.13$	$0.56 \pm 0.15$	$3.4 \pm 1.0$	$6.9 \pm 7.1$	Planck
60.52	$0.35 \pm 0.22$	$0.38 \pm 0.27$	$0.46 \pm 0.25$	$2.8 \pm 1.6$	$23.6 \pm 16.4$	WMAP
70.40	$0.50 \pm 0.24$	$-0.03 \pm 0.20$	$0.46 \pm 0.24$	$2.9 \pm 1.6$	$-1.5 \pm 15.3$	Planck
92.99	$0.12 \pm 0.69$	$-1.02 \pm 0.60$	$0.83 \pm 0.60$	$5.5 \pm 4.3$	$-41.8 \pm 25.1$	WMAP

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

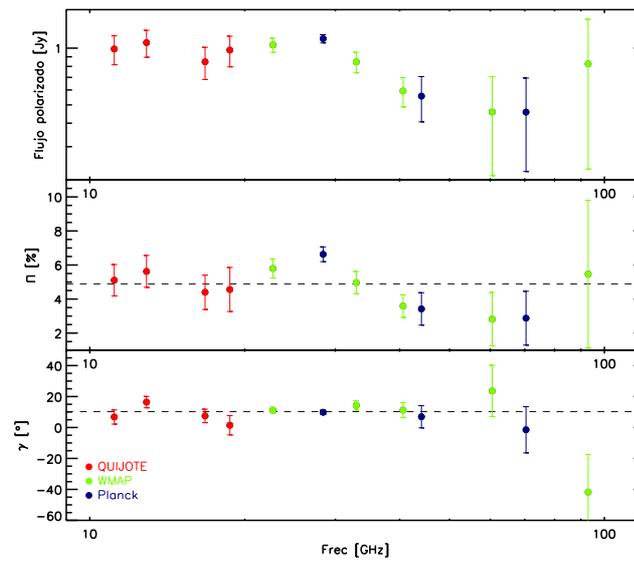


Figura 6.16: De arriba a abajo: flujo polarizado ( $PI$ ), porcentaje de polarización y ángulo de polarización en 3C 58, calculados a partir de los flujos obtenidos con fotometría de apertura. Las líneas discontinuas representan el promedio de la fracción de polarización y el ángulo de polarización. El punto a 93 GHz se ha descartado en el cálculo del  $\gamma$  promedio.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

et al. 2014), mostrando una curvatura del espectro respecto a los índices que se obtienen entre 23 y 33 GHz. Aunque esto podría ser indicativo de contribución de emisiones extragalácticas, debido a la presencia de numerosas pantallas de Faraday en la región y a los residuos en los mapas, en el futuro sería necesario repetir el estudio en una región más amplia, combinando los mapas de ráster con los obtenidos en el modo nominal.

- Combinando las medidas de flujos obtenidos sobre los mapas de QUIJOTE con los de otros experimentos, se llega a que en intensidad la SED de W5 ajusta bien a un modelo con tres componentes: libre-libre, emisión térmica del polvo, y AME. Aunque la amplitud del AME obtenida es compatible con una detección nula, el valor de la  $\chi^2_{\text{red}}$  favorece la inclusión de esta componente en el ajuste. El “turn-over” del AME se produciría alrededor de unos 11 GHz, la frecuencia más baja del MFI.
- Hemos encontrado que por debajo de 40 GHz la polarización en W5 es inferior al 4 %, e inferior al 0.5 % si consideramos sólo las frecuencias entre 20 y 40 GHz. Esto concuerda con lo esperado en una región dominada por emisión libre-libre, no polarizada. La detección de flujo polarizado probablemente se deba a la sustracción del fondo, ya que se sabe que la fuente actúa como pantalla de Faraday alrededor de 5 GHz (Gao et al. 2010).
- En el caso del remanente de supernova 3C 58, la SED se ajustó únicamente a una componente de sincrotrón con un modelo curvado, obteniéndose un índice  $\beta = -0.05 \pm 0.03$ . Este valor concuerda con el obtenido a baja frecuencia por Weiland et al. (2011). Sin embargo, nuestras medidas fotométricas difieren en amplitud de las suyas en las bajas frecuencias, y por otro lado dan lugar a un espectro notablemente más plano a frecuencias  $> 50$  GHz. Estas diferencias se deben probablemente a que el hecho de degradar los mapas a una resolución común introduce en la apertura parte de la emisión del fondo. Este hecho se confirma en el flujo polarizado, que no sigue la tendencia esperada en una fuente dominada únicamente por sincrotrón, y en la fracción de polarización, inferior a la esperada. En cambio en el ángulo de polarización se obtuvo un valor análogo al obtenido por Weiland et al. (2011).

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40



Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
*Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>*

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

# 7

## Conclusiones

En esta tesis se han abordado varios de los pasos necesarios para el procesado de los datos de un experimento de polarización del Fondo Cósmico de Microondas (FCM), enfocándolos a la explotación del experimento QUIJOTE. Así mismo se han analizado los primeros datos científicos obtenidos con el Instrumento Multifrecuencias (MFI).

### Caracterización de las propiedades del ruido del MFI

- Se ha realizado el primer estudio de las propiedades del ruido correlacionado del MFI, correspondiente al primer período de observación del instrumento. En el caso de los canales individuales, para las bocinas de baja frecuencia (11-13 GHz) las frecuencias de codo típicas en intensidad están entre 3 y 10 Hz, siendo superiores en general a 10 Hz para las bocinas de alta frecuencia (17-19 GHz). La pendiente del ruido  $1/f$  toma valores entre 0.94 y 1.51.
- Se ha comprobado que la obtención de las medidas de polarización mediante sustracción de canales es una estrategia efectiva en la reducción de la componente  $1/f$  del ruido. En concreto, conduce a una reducción de la frecuencia de codo en unos dos órdenes de magnitud respecto a los canales individuales ( $f_k = 0.1 - 0.5$  Hz), de tal forma que el ruido correlacionado apenas afecta a las medidas de polarización, y si lo hace sólo afectará a escalas angulares muy grandes. Los valores de la NET calculados a partir del nivel de ruido blanco son en general comparables a los nominales para medidas de polarización.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

- Se ha establecido un método para estudiar la estabilidad de los parámetros a lo largo de la vida del experimento, promediando los espectros de potencias entre activaciones del diodo (método de Bartlett). Este método conduce a estimaciones sesgadas de  $f_k$  y  $\alpha$  pero permite diagnosticar eficazmente alteraciones en la respuesta del instrumento. Se ha encontrado que la pendiente del ruido correlacionado,  $\alpha$ , es el parámetro más estable con dispersiones inferiores al 10 %, mientras que la frecuencia de codo presenta dispersiones de hasta el 100 %. Las altas frecuencias son las que presentan mayor dispersión en los parámetros, probablemente debido a las contribuciones de atmósfera.

### Construcción de mapas para el experimento QUIJOTE

- Se ha implementado y verificado un código de “destriping” para QUIJOTE. Este es el código de referencia para la colaboración y se ha empleado en la elaboración de los mapas en la segunda (Génova-Santos et al. 2017) y tercera (Poidevin et al. 2019) publicaciones científicas. Con algunas modificaciones (que consideran la inclusión de un “prior” sobre las líneas de base) está siendo usado así mismo para la generación de los mapas del modo nominal del MFI.
- El código demuestra ser eficaz para reducir la componente  $1/f$  del ruido y reconstruye la emisión difusa y las fuentes puntuales mejor que si se utilizara únicamente un filtro de mediana para eliminar esta componente. Su eficacia depende en gran medida del modo de observación, y en el caso del modo ráster produce algunos artefactos a gran escala en los mapas de polarización, que deben corregirse a posteriori.
- Se ha encontrado que el nivel de ruido recuperado por el código es aproximadamente un factor 2 el del ruido blanco para polarización (con  $f_k = 0.3$  Hz), y un factor 5 para intensidad (con  $f_k = 50$  Hz), en el caso de una velocidad de escaneado de  $1^\circ/s$  en cielo. Estos resultados concuerdan con lo observado en los mapas reales.
- Se ha determinado que para las observaciones en modo ráster la línea de base óptima estaría alrededor de los 2.5 segundos para intensidad, y entre los 2.5 y 5 segundos para polarización, para velocidades de escaneo  $\sim 1^\circ/s$  en cielo.
- En el modo nominal se ha comprobado con simulaciones que tanto en intensidad como en polarización el residuo de los mapas se encuentra va-

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568

Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

rios órdenes de magnitud por debajo de la señal en el rango de multipolos relevantes para el experimento ( $l \sim 10 - 200$ ).

### Estimación de espectros de potencias de polarización del FCM

- Se ha implementado un código de pseudo-Cl estándar para la estimación de espectros de potencias, aplicándolo a simulaciones del FCM con máscaras binarias. Se ha comprobado que el método devuelve un estimador no sesgado de los modos E y B, pero del análisis de los errores se deduce que está afectado por la mezcla de modos en todos los multipolos, sobre todo en los bajos ( $l \lesssim 30$ ), y especialmente para los modos B. En el caso de observar una fracción suficiente de cielo los modos B podrían recuperarse en ciertos multipolos  $l > 30$ .
- Se ha comparado el método anterior con el de “pseudo” funciones de correlación para la estimación de espectros de potencias, empleando para ello el código PolSpice desarrollado por Chon et al. (2004). Se ha comprobado que para el caso de máscaras binarias devuelve estimadores idénticos a los del método de pseudo-Cl con el mismo error (Hinshaw et al. 2007). Sin embargo, los tiempos de ejecución son un factor 2 o más superiores a los del código de pseudo-Cl desarrollado por nosotros.
- Se ha comprobado que con una máscara binaria el método de pseudo-Cl para la estimación de espectros de potencias del Fondo Cósmico de Microondas no es óptimo cuando es aplicado a mapas de tres años de QUIJOTE que cubran una fracción de cielo del 20% (o menor), y que en casos como este en que la región observada es pequeña se recomendaría y sería viable la implementación de un método de máxima verosimilitud (QML).
- Se ha implementado una mejora del código de pseudo-Cl estándar que admite un bineado. Este código se ha utilizado para generar los espectros de potencias en polarización a 11 GHz a partir del mapa nominal del MFI, con máscaras apodizadas que cubren toda el área observable por QUIJOTE con  $f_{sky} > 0.3$ . Los resultados obtenidos son coherentes con la predicción para el sincrotrón galáctico (Planck Collaboration et al. 2016c). En consistencia con los resultados obtenidos por otros grupos (Krachmalnicoff et al. 2018; Planck Collaboration et al. 2016h) se obtiene evidencia de que los modos E tienen más potencia que los B, con  $\langle BB \rangle / \langle EE \rangle_{l=20-70} = 0.67 \pm 0.10$ . Este efecto parece acentuarse cuando sólo se consideran las altas latitudes galácticas, de tal forma que cuando

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJMF

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

se enmascara el plano galáctico en una franja con  $|b| < 10^\circ$  se tiene en promedio que  $\langle EE \rangle / \langle BB \rangle_{l=20-70} = 0.47 \pm 0.17$ .

- La conclusión para la próxima explotación científica de los mapas nominales del MFI de QUIJOTE es que para máscaras de cielo suficientemente amplias con  $f_{sky} \gtrsim 0.3$  la degradación del error del estimador de pseudo-CI respecto al valor óptimo es pequeña. Por tanto, y considerando la eficiencia computacional de este método, sería legítimo utilizar códigos como Xpo1 (Planck Collaboration et al. 2016h) para el procesado de los espectros de potencias de los mapas nominales del MFI.

### Observaciones con el MFI en la región de Fan

- Se han presentado los primeros mapas de la región galáctica conocida como “Fan” con datos del MFI, y se han realizado análisis de correlaciones sobre ellos. En el análisis de correlaciones sobre una región de 150 grados cuadrados centrada en las coordenadas galácticas  $(138.5^\circ, 0^\circ)$  se determinó que el ajuste en intensidad está dominado por la alta emisión libre-libre de las regiones HII. En las frecuencias del MFI se obtienen valores del índice espectral ligeramente superiores a -2, lo que es indicativo de la presencia de Emisión Anómala de Microondas (AME). Se repitió el análisis enmascarando las regiones HII, y en la mayoría de correlaciones se obtuvo un índice más pronunciado, indicativo del aumento de la contribución del sincrotrón. Los valores obtenidos entre 19 GHz y los mapas de WMAP ( $\sim -2.6$ ) son similares a los obtenidos por Vidal et al. (2015) entre las bandas de K y Ka a partir de medidas de intensidad polarizada, lo que confirmaría que la mayor parte de la emisión en la región corresponde a sincrotrón (polarizado).
- En el caso de intensidad polarizada, los valores obtenidos con la frecuencia de 13 GHz de QUIJOTE arrojan índices muy pronunciados,  $\beta_P^{13-23} = -3.35 \pm 0.08$ ,  $\beta_P^{13-33} = -3.26 \pm 0.07$ , más propios de zonas más alejadas del plano de la Galaxia (Fuskeland et al. 2014), mostrando una curvatura del espectro respecto a los índices que se obtienen entre 23 y 33 GHz. Esto podría ser indicativo de contribución de rayos cósmicos extragalácticos.
- Se ha estudiado mediante fotometría de apertura la emisión en la región HII W5 presente en el área del “Fan”. Combinando las medidas de flujos obtenidos sobre los mapas de QUIJOTE con los de otros experimentos, se concluye que en intensidad la SED de W5 se ajusta bien a un modelo con tres componentes: libre-libre, emisión térmica del polvo, y AME. Aunque

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
 Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
 UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

la amplitud del AME obtenida es compatible con una detección nula, el valor de la  $\chi_{\text{red}}^2$  favorece la inclusión de esta componente, siendo la primera vez que se detectaría en la región. El máximo del AME se obtendría alrededor de los 32 GHz, con un flujo de  $93 \pm 3$  Jy en los 32.94 GHz de WMAP, y el “turn-over” de la emisión se produciría alrededor de unos 11 GHz, la frecuencia más baja del MFI. En polarización, se ha encontrado que por debajo de 40 GHz la fracción de polarización en W5 es inferior al 4%, e inferior al 0.5% si consideramos sólo las frecuencias entre 20 y 40 GHz. Esto concuerda con lo esperado en una región dominada por emisión libre-libre, que es no polarizada. La detección de flujo polarizado probablemente se deba a la sustracción del fondo, ya que se sabe que la fuente actúa como pantalla de Faraday para la emisión circundante alrededor de 5 GHz (Gao et al. 2010).

- Se ha ajustado la SED del remanente de supernova 3C 58 a una componente de sincrotrón con un modelo curvado, obteniéndose un índice  $\beta = -0.05 \pm 0.03$ . Este valor concuerda con el obtenido a baja frecuencia por Weiland et al. (2011). Sin embargo, nuestras medidas fotométricas difieren en amplitud de las suyas en las bajas frecuencias, y a frecuencias  $> 50$  GHz. Estas diferencias se deben probablemente a que el hecho de degradar los mapas a una resolución común antes de integrar en la apertura introduce en esta parte de la emisión del fondo. Para el ángulo de polarización se obtuvo un valor  $\gamma = 10.3 \pm 0.9^\circ$ , compatible con el obtenido por Weiland et al. (2011).

### Trabajo futuro

- Inclusión de un prior en el código de “destriping”, a fin de mejorar los resultados en el caso de los mapas de polarización. Esta mejora ya está siendo implementada por la colaboración QUIJOTE en el IAC, utilizando para ello los resultados obtenidos en esta tesis en la caracterización de las propiedades del ruido del MFI como valores indicativos para calcular la matriz de covarianza del ruido.
- Implementación de un código de máxima verosimilitud (QML) para la estimación de espectros de potencias de polarización a partir de mapas de regiones pequeñas.
- Comprobación con simulaciones de un modo similar al presentado en esta tesis del efecto del bineado y el apodizado sobre el error del estimador

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

de pseudo-CI estándar, considerando el nivel actual de ruido de los mapas nominales en polarización ( $40-60 \mu\text{K}/\text{haz de } 1^\circ$ ). Comprobación del efecto de la geometría de la máscara en la obtención de los espectros de potencias.

- Repetición de los análisis de correlación en la región del Fan, combinando los mapas de ráster con los obtenidos en el modo nominal. Este trabajo ya está siendo realizado por la colaboración en el IAC y los resultados formarán parte de una próxima publicación (Ruiz-Granados et al., en preparación). Así mismo, se ha establecido un método para determinar la emisión del fondo en regiones como W5 que aparecen depolarizadas en la línea de visión, y que requieren la determinación de los niveles de cero en los mapas de polarización.

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

## Bibliografía

- Alpher, R. A., & Herman, R. 1948, Nature, 162, 774
- Anderson, M. C., & Rudnick, L. 1996, ApJ, 456, 234
- Ashdown, M. A. J., Baccigalupi, C., Balbi, A., et al. 2007, A&A, 471, 361
- Aumont, J., Conversi, L., Thum, C., et al. 2010, A&A, 514, A70
- Baars, J. W. M., Genzel, R., Pauliny-Toth, I. I. K., & Witzel, A. 1977, A&A, 61, 99
- Baumann, D., Jackson, M. G., Adshead, P., et al. 2009, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 1141, American Institute of Physics Conference Series, ed. S. Dodelson, D. Baumann, A. Cooray, J. Dunkley, A. Fraisse, M. G. Jackson, A. Kogut, L. Krauss, M. Zaldarriaga, & K. Smith, 10–120
- Bennett, C. L., Larson, D., Weiland, J. L., et al. 2013, ApJS, 208, 20
- Berkhuijsen, E. M. 1972, A&AS, 5, 263
- Bernardi, G., de Bruyn, A. G., Brentjens, M. A., et al. 2009, A&A, 500, 965
- BICEP2 Collaboration, Ade, P. A. R., Aikin, R. W., et al. 2014a, ApJ, 792, 62
- . 2014b, Physical Review Letters, 112, 241101
- BICEP2 Collaboration, Keck Array Collaboration, Ade, P. A. R., et al. 2016a, ApJ, 833, 228
- . 2016b, Physical Review Letters, 116, 031302
- BICEP2/Keck and Planck Collaborations. 2015, Physical Review Letters, 114, 101301

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

- Bietenholz, M. F., Kassim, N. E., & Weiler, K. W. 2001, ApJ, 560, 772
- Blanchard, A., & Schneider, J. 1987, A&A, 184, 1
- Bonaldi, A., Ricciardi, S., Leach, S., et al. 2007, MNRAS, 382, 1791
- Bond, J. R., Jaffe, A. H., & Knox, L. 1998, Phys. Rev. D, 57, 2117
- Bond, J. R., & Szalay, A. S. 1983, ApJ, 274, 443
- Brentjens, M. A., & de Bruyn, A. G. 2005, A&A, 441, 1217
- Brown, M. L., Castro, P. G., & Taylor, A. N. 2005, MNRAS, 360, 1262
- Cantalupo, C. M., Borrill, J. D., Jaffe, A. H., Kisner, T. S., & Stompor, R. 2010, ApJS, 187, 212
- Carretti, E., Crocker, R. M., Staveley-Smith, L., et al. 2013, Nature, 493, 66
- Carrettoni, M., & Cremonesi, O. 2010, Computer Physics Communications, 181, 1982
- Casassus, S., Dickinson, C., Cleary, K., et al. 2008, MNRAS, 391, 1075
- Castro-Almazán, J. A., Muñoz-Tuñón, C., García-Lorenzo, B., et al. 2016, in Proc. SPIE, Vol. 9910, Observatory Operations: Strategies, Processes, and Systems VI, 99100P
- Challinor, A. 2013, in IAU Symposium, Vol. 288, Astrophysics from Antarctica, ed. M. G. Burton, X. Cui, & N. F. H. Tothill, 42–52
- Challinor, A., & Chon, G. 2005, MNRAS, 360, 509
- Chauhan, N., Pandey, A. K., Ogura, K., et al. 2011, MNRAS, 415, 1202
- Chon, G., Challinor, A., Prunet, S., Hivon, E., & Szapudi, I. 2004, Mon.Not.Roy.Astron.Soc., 350, 914
- Corey, B. E., & Wilkinson, D. T. 1976, in BAAS, Vol. 8, Bulletin of the American Astronomical Society, 351
- Couchot, F., Delabrouille, J., Kaplan, J., & Revenu, B. 1999, A&AS, 135, 579
- Dobler, G. 2012, ApJ, 750, 17
- Doroshkevich, A. G., & Novikov, I. D. 1964, Soviet Physics Doklady, 9, 111

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

- Draine, B. T., & Lazarian, A. 1999, ApJ, 512, 740
- Durrer, R. 2008, The Cosmic Microwave Background (Cambridge University Press)
- Efstathiou, G. 2006, MNRAS, 370, 343
- Estalella, R., & Anglada, G. 2008, Introducción a la física del medio interestelar (Universitat de Barcelona)
- Ferté, A., Grain, J., Tristram, M., & Stompor, R. 2013, Phys. Rev. D, 88, 023524
- Finkbeiner, D. P. 2004, ApJ, 614, 186
- Fixsen, D. J., & Mather, J. C. 2002, ApJ, 581, 817
- Fuskeland, U., Wehus, I. K., Eriksen, H. K., & Næss, S. K. 2014, ApJ, 790, 104
- Gamow, G. 1946, Physical Review, 70, 572
- Gao, X. Y., Reich, W., Han, J. L., et al. 2010, A&A, 515, A64
- Génova-Santos, R., Rubiño-Martín, J. A., Rebolo, R., et al. 2015, MNRAS, 452, 4169
- Génova-Santos, R., Rubiño-Martín, J. A., Peláez-Santos, A., et al. 2017, MNRAS, 464, 4107
- Gomez, A., Murga, G., Etxeita, B., et al. 2010, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7733, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Gómez-Reñasco, M. F., Martín, Y., Aguiar-González, M., et al. 2016, in Proc. SPIE, Vol. 9914, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 991432
- González-Nuevo, J., Argüeso, F., López-Caniego, M., et al. 2006, MNRAS, 369, 1603
- Górski, K. M., Hivon, E., Banday, A. J., et al. 2005, ApJ, 622, 759
- Grain, J., Tristram, M., & Stompor, R. 2009, Phys. Rev. D, 79, 123515
- Gray, A. D., Landecker, T. L., Dewdney, P. E., & Taylor, A. R. 1998, Nature, 393, 660

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

- Gray, A. D., Landecker, T. L., Dewdney, P. E., et al. 1999, ApJ, 514, 221
- Green, D. A. 1986, MNRAS, 218, 533
- . 2004, Bulletin of the Astronomical Society of India, 32, 335
- . 2009, Bulletin of the Astronomical Society of India, 37, 45
- Green, D. A., & Scheuer, P. A. G. 1992, MNRAS, 258, 833
- Guth, A. H. 1981, Phys. Rev. D, 23, 347
- Hafez, Y. A., Davies, R. D., Davis, R. J., et al. 2008, MNRAS, 388, 1775
- Hanson, D., Hoover, S., Crites, A., et al. 2013, Physical Review Letters, 111, 141301
- Haslam, C. G. T., Salter, C. J., Stoffel, H., & Wilson, W. E. 1982, A&AS, 47, 1
- Hauser, M. G., Arendt, R. G., Kelsall, T., et al. 1998, ApJ, 508, 25
- Herranz, D., López-Caniego, M., Sanz, J. L., & González-Nuevo, J. 2009, MNRAS, 394, 510
- Hill, A. S., Landecker, T. L., Carretti, E., et al. 2017, MNRAS, 467, 4631
- Hinshaw, G., Nolta, M. R., Bennett, C. L., et al. 2007, ApJS, 170, 288
- Hinshaw, G., Larson, D., Komatsu, E., et al. 2013, ApJS, 208, 19
- Hivon, E., Górski, K. M., Netterfield, C. B., et al. 2002, ApJ, 567, 2
- Ho, S., Hirata, C., Padmanabhan, N., Seljak, U., & Bahcall, N. 2008, Phys. Rev. D, 78, 043519
- Hoang, T., & Lazarian, A. 2016, ApJ, 831, 159
- Hoang, T., Lazarian, A., & Martin, P. G. 2013, ApJ, 779, 152
- Hobson, M. P., & Magueijo, J. 1996, MNRAS, 283, 1133
- Hoyland, R., Aguiar-González, M., Génova-Santosa, R., et al. 2014, in Proc. SPIE, Vol. 9153, Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VII, 915332

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

- Hoyland, R. J., Aguiar-González, M., Aja, B., et al. 2012, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 8452, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Hu, W., & Dodelson, S. 2002, *ARA&A*, 40, 171
- Hu, W., & White, M. J. 1997, *New Astron.*, 2, 323
- Iacobelli, M., Haverkorn, M., & Katgert, P. 2013, *A&A*, 549, A56
- Irfan, M. O., Dickinson, C., Davies, R. D., et al. 2015, *MNRAS*, 448, 3572
- Jarosik, N., Bennett, C. L., Halpern, M., et al. 2003, *ApJS*, 145, 413
- Jonas, J. L., Baart, E. E., & Nicolson, G. D. 1998, *MNRAS*, 297, 977
- Kamionkowski, M., Kosowsky, A., & Stebbins, A. 1997, *Phys.Rev.*, D55, 7368
- Karr, J. L., & Martin, P. G. 2003, *ApJ*, 595, 900
- Keihänen, E., Keskitalo, R., Kurki-Suonio, H., Poutanen, T., & Sirviö, A.-S. 2010, *A&A*, 510, A57
- Keihänen, E., Kurki-Suonio, H., & Poutanen, T. 2005, *MNRAS*, 360, 390
- Keihänen, E., Kurki-Suonio, H., Poutanen, T., Maino, D., & Burigana, C. 2004, *A&A*, 428, 287
- Keisler, R., Hoover, S., Harrington, N., et al. 2015, *ApJ*, 807, 151
- Keskitalo, R., Ashdown, M. A. J., Cabella, P., et al. 2010, *A&A*, 522, A94
- Knox, L. 1995, *Phys.Rev.*, D52, 4307
- Kogut, A., Banday, A. J., Bennett, C. L., et al. 1996, *ApJ*, 464, L5
- Kogut, A., et al. 2003, *Astrophys.J.Suppl.*, 148, 161
- Kogut, A., Dunkley, J., Bennett, C. L., et al. 2007, *ApJ*, 665, 355
- Kovac, J. M., Leitch, E. M., Pryke, C., et al. 2002, *Nature*, 420, 772
- Krachmalnicoff, N., Carretti, E., Baccigalupi, C., et al. 2018, *A&A*, 618, A166
- Lazarian, A. 2007, *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.*, 106, 225
- Lazarian, A., & Draine, B. T. 2000, *ApJ*, 536, L15

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

- Leitch, E. M., Readhead, A. C. S., Pearson, T. J., & Myers, S. T. 1997, ApJ, 486, L23
- Linde, A. D. 1982, Physics Letters B, 108, 389
- . 1983, Physics Letters B, 129, 177
- López-Caraballo, C. H., & Génova-Santos, R. 2013, in Highlights of Spanish Astrophysics VII, 256–257
- López-Caraballo, C. H., Rubiño-Martín, J. A., Rebolo, R., & Génova-Santos, R. 2011, ApJ, 729, 25
- Lubin, P. M., Epstein, G. L., & Smoot, G. F. 1983, Physical Review Letters, 50, 616
- Macellari, N., Pierpaoli, E., Dickinson, C., & Vaillancourt, J. E. 2011, MNRAS, 418, 888
- Macías-Pérez, J. F., Mayet, F., Aumont, J., & Désert, F.-X. 2010, ApJ, 711, 417
- Martin, J., Ringeval, C., & Vennin, V. 2013, ArXiv e-prints, arXiv:1303.3787
- . 2014, Physics of the Dark Universe, 5, 75
- Mayer, C. H., & Hollinger, J. P. 1968, ApJ, 151, 53
- Mennella, A., Butler, R. C., Curto, A., et al. 2011, A&A, 536, A3
- Mukhanov, V. F., & Chibisov, G. V. 1981, Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 33, 532
- Murphy, E. J., Helou, G., Condon, J. J., et al. 2010, ApJ, 709, L108
- Natoli, P., de Gasperis, G., Gheller, C., & Vittorio, N. 2001, A&A, 372, 346
- Navarete, F., Galli, P. A. B., & Daminieli, A. 2019, MNRAS, 487, 2771
- O’Dea, D., Challinor, A., & Johnson, B. R. 2007, MNRAS, 376, 1767
- Oh, S. P., Spergel, D. N., & Hinshaw, G. 1999, ApJ, 510, 551
- Padmanabhan, T. 1993, Structure Formation in the Universe, 499
- Page, L., Hinshaw, G., Komatsu, E., et al. 2007, ApJS, 170, 335

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

- Pardo, J. R., Cernicharo, J., & Serabyn, E. 2001, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 49, 1683
- Peacock, J. A., Schneider, P., Efstathiou, G., et al. 2006, ESA-ESO Working Group on "Fundamental Cosmology", Tech. rep., arXiv:astro-ph/0610906
- Peebles, P. J. E. 1968, ApJ, 153, 1
- Penzias, A. A., & Wilson, R. W. 1965, ApJ, 142, 419
- Pérez-de-Taoro, M. R., Aguiar-González, M., Génova-Santos, R., et al. 2014, in Proc. SPIE, Vol. 9145, Ground-based and Airborne Telescopes V, 91454T
- Pérez-de-Taoro, M. R., Aguiar-González, M., Cózar-Castellano, J., et al. 2016, in Proc. SPIE, Vol. 9906, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 99061K
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al. 1999, ApJ, 517, 565
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2013, A&A, 554, A139
- Planck Collaboration, Aghanim, N., Armitage-Caplan, C., et al. 2014a, A&A, 571, A2
- Planck Collaboration, Abergel, A., Ade, P. A. R., et al. 2014b, A&A, 571, A11
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2014c, A&A, 571, A16
- . 2015, A&A, 576, A104
- Planck Collaboration, Adam, R., Ade, P. A. R., et al. 2016a, A&A, 594, A1
- . 2016b, A&A, 594, A1
- . 2016c, A&A, 594, A10
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2016d, A&A, 594, A12
- . 2016e, A&A, 594, A13
- . 2016f, A&A, 594, A15
- Planck Collaboration, Adam, R., Aghanim, N., et al. 2016g, A&A, 596, A108
- Planck Collaboration, Adam, R., Ade, P. A. R., et al. 2016h, A&A, 586, A133

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

- . 2016i, A&A, 586, A135
- Plaszczynski, S., Montier, L., Levrier, F., & Tristram, M. 2014, MNRAS, 439, 4048
- Poidevin, F., Rubiño-Martín, J. A., Dickinson, C., et al. 2019, MNRAS, 486, 462
- Polnarev, A. G. 1985, Soviet Ast., 29, 607
- Preece, M. 2011, PhD thesis, The University of Manchester
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing
- Proakis, J. G., & Manolakis, D. G. 1996, Digital signal processing: principles, algorithms, and applications
- Rees, M. J., & Sciama, D. W. 1968, Nature, 217, 511
- Reich, P., & Reich, W. 1986, A&AS, 63, 205
- . 1988, A&AS, 74, 7
- Reynolds, S. P. 2009, ApJ, 703, 662
- Reynolds, S. P., & Aller, H. D. 1988, ApJ, 327, 845
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, AJ, 116, 1009
- Roberts, D. A., Goss, W. M., Kalberla, P. M. W., Herbstmeier, U., & Schwarz, U. J. 1993, A&A, 274, 427
- Robertson, B. E., Ellis, R. S., Dunlop, J. S., McLure, R. J., & Stark, D. P. 2010, Nature, 468, 49
- Robertson, B. E., Ellis, R. S., Furlanetto, S. R., & Dunlop, J. S. 2015, ApJ, 802, L19
- Rohlfs, K., & Wilson, T. L. 1996, Tools of Radio Astronomy, 127
- Rubiño-Martín, J. A., López-Caraballo, C. H., Génova-Santos, R., & Rebolo, R. 2012a, Advances in Astronomy, 2012
- Rubiño-Martín, J. A., Rebolo, R., & Mediavilla, E. 2009, The Cosmic Microwave Background

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

- Rubiño-Martín, J. A., Rebolo, R., Aguiar, M., et al. 2012b, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 8444, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1986, Radiative Processes in Astrophysics
- Sachs, R. K., & Wolfe, A. M. 1967, ApJ, 147, 73
- Salter, C. J., Reynolds, S. P., Hogg, D. E., Payne, J. M., & Rhodes, P. J. 1989, ApJ, 338, 171
- Sánchez-de-la-Rosa, V., Vega-Moreno, A., Cózar-Castellano, J., et al. 2016, in Proc. SPIE, Vol. 9914, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 99142N
- Sanquircce, R., Etxeita, B., Murga, G., et al. 2014, in Proc. SPIE, Vol. 9145, Ground-based and Airborne Telescopes V, 914524
- Scaife, A. M. M., Nikolic, B., Green, D. A., et al. 2010, MNRAS, 406, L45
- Scott, D., Srednicki, M., & White, M. 1994, ApJ, 421, L5
- Seager, S., Sasselov, D. D., & Scott, D. 2000, ApJS, 128, 407
- Seljak, U., & Zaldarriaga, M. 1996, ApJ, 469, 437
- Shewchuk, J. R. 1994, An introduction to the conjugate gradient method without the agonizing pain, Tech. rep.
- Silk, J. 1968, ApJ, 151, 459
- Slane, P., Helfand, D. J., Reynolds, S. P., et al. 2008, ApJ, 676, L33
- Smith, K. M. 2006, Phys. Rev. D, 74, 083002
- Smoot, G. F., Bennett, C. L., Kogut, A., et al. 1992, ApJ, 396, L1
- Springel, V., White, S. D. M., Frenk, C. S., et al. 2008, Nature, 456, 73
- Starobinsky, A. A. 1979, Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 30, 682
- . 1982, Physics Letters B, 117, 175
- Sugiyama, N., Silk, J., & Vittorio, N. 1993, ApJ, 419, L1

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

- Sunyaev, R. A., & Zeldovich, Y. B. 1972, *Comments on Astrophysics and Space Physics*, 4, 173
- . 1980, *MNRAS*, 190, 413
- Szapudi, I., Prunet, S., & Colombi, S. 2001, *ApJ*, 561, L11
- Tegmark, M., & de Oliveira-Costa, A. 2001, *Phys.Rev.*, D64, 063001
- Tegmark, M., Taylor, A. N., & Heavens, A. F. 1997, *ApJ*, 480, 22
- The Polarbear Collaboration, Ade, P. A. R., Akiba, Y., et al. 2014, *ApJ*, 794, 171
- Trujillo-Bueno, J., Moreno-Insertis, F., & Sánchez, F., eds. 2002, *Astrophysical spectropolarimetry*
- Tucci, M., & Toffolatti, L. 2012, *Advances in Astronomy*, 2012, 624987
- Vidal, M., Dickinson, C., Davies, R. D., & Leahy, J. P. 2015, *MNRAS*, 452, 656
- Vignaga, R. 2018, PhD thesis, Universidad de La Laguna
- Watson, R. A., Rebolo, R., Rubiño-Martín, J. A., et al. 2005, *ApJ*, 624, L89
- Weiland, J. L., Odegard, N., Hill, R. S., et al. 2011, *ApJS*, 192, 19
- Weinberg, S. 1972, *Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity*, 688
- Wolleben, M., Landecker, T. L., Reich, W., & Wielebinski, R. 2006, *A&A*, 448, 411
- Wolleben, M., & Reich, W. 2004, *A&A*, 427, 537
- Wright, M., Dickel, J., Koralesky, B., & Rudnick, L. 1999, *ApJ*, 518, 284
- Wu, F., Li, Y., Lu, Y., & Chen, X. 2014, *Science China Physics, Mechanics, and Astronomy*, 57, 1449
- Xu, Y., Reid, M. J., Zheng, X. W., & Menten, K. M. 2006, *Science*, 311, 54
- Zacchei, A., Maino, D., Baccigalupi, C., et al. 2011, *A&A*, 536, A5
- Zaldarriaga, M. 2001, *Phys.Rev.*, D64, 103001

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40

Zaldarriaga, M., & Seljak, U. 1997, Phys.Rev., D55, 1830

Zel'dovich, Y. B., Kurt, V. G., & Syunyaev, R. A. 1969, Soviet Journal of  
Experimental and Theoretical Physics, 28, 146

Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNJmf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40



Este documento incorpora firma electrónica, y es copia auténtica de un documento electrónico archivado por la ULL según la Ley 39/2015.  
*Su autenticidad puede ser contrastada en la siguiente dirección <https://sede.ull.es/validacion/>*

Identificador del documento: 2126568 Código de verificación: ByiHNMJf

Firmado por: ALBA EVA PELAEZ SANTOS  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

Fecha: 13/09/2019 19:35:01

JOSE ALBERTO RUBIÑO MARTIN  
UNIVERSIDAD DE LA LAGUNA

13/09/2019 23:46:40