



Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas
Universidad Nacional de La Plata

Tesis para obtener el grado académico de
Doctor en Astronomía

POLARIZACIÓN DEL FONDO CÓSMICO DE RADIACIÓN:
BUSCANDO LOS MODOS B UTILIZANDO EL EXPERIMENTO
QUBIC DE INTERFEROMETRÍA BOLOMÉTRICA

AUTOR: Martín Miguel Gamboa Lerena

DIRECTORA: Dra. Claudia Graciela Scóccola

JURADO EXAMINADOR:
Dra. Lucila Kraiselburd (Presidenta)
Dr. Alberto Etchegoyen
Dr. Matías Zaldarriaga

LA PLATA, ARGENTINA
- SEPTIEMBRE 2022-

Prefacio

Este trabajo de Tesis Doctoral es presentado como parte de los requisitos necesarios para obtener el grado académico de Doctor en Astronomía que otorga la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata.

Históricamente el desarrollo de los instrumentos para la observación del fondo cósmico de radiación, estuvo liderada por grupos en países como Francia, Italia, Reino Unido, Estados Unidos, entre otros. Hace 50 años la ciencia se realizaba, en la mayoría de los casos, en grupos que no se caracterizaban por tener una gran cantidad de personas. Hoy en día es común ver colaboraciones internacionales de cientos, y hasta miles, de personas. Por primera vez un instrumento que observará el fondo cósmico de radiación se instalará en Argentina. Como parte de ese proceso, diversos grupos de investigación e instituciones argentinas se sumaron a este proyecto. Así es que se da forma al grupo de Análisis de Datos y Simulaciones argentino que es encabezado, del lado argentino, por mi directora y en el cuál también me sumé yo. No ignoro la cuota de suerte que me tocó en coincidir en tiempo y espacio con la decisión de traer QUBIC a Argentina.

Estudiar el fondo cósmico de radiación en forma observacional, sin ir en desmedro de proyectos que observan otros cuerpos celestes, tiene múltiples y complejos ejes. Viniendo del lado astronómico a uno lo motiva entender la física del proceso que dio lugar a esa radiación fósil, y a entender cuáles son las estrategias estadísticas y matemáticas para observarla. Al utilizar un instrumento se incorporan nuevas facetas como por ejemplo qué es la señal que se mide en los detectores, cómo afecta el escaneo del cielo a los datos, cómo es el ruido del instrumento, qué implica observar una región del cielo, cómo se tratan los contaminantes de la señal, entre otros.

Estos años fueron una etapa de gran aprendizaje. Desde los aspectos teóricos que se abordan para entender qué es la polarización del fondo cósmico de radiación, pasando por el aprendizaje de técnicas de programación nuevas, y el desafío de abordar un experimento desde mi formación más bien teórica. Sin la presencia y las fructíferas discusiones con, además de Claudia Scóccola, colegas como Jean-Christophe Hamilton, Louise Mousset, Steve Torchinsky, Daniele Mennella, entre otros de los cientos que participan de la colaboración, este trabajo no hubiese sido posible.

Por otro lado, gran parte de este trabajo fue realizado durante la pandemia de la COVID-19. Esto significó largos períodos de aislamiento, no pudiendo compartir con las amistades, colegas/compañerxs de trabajo, la familia, o las actividades culturales que tanta felicidad dan. Esta etapa de soledad y distanciamiento físico generó etapas de incertidumbre y ansiedad con pocas formas de canalizarlas. En este marco es en el cuál se desarrollaron los últimos 2 años de la Tesis.

Esta Tesis es el resultado de cuatro años y medio de trabajo dentro de la colaboración internacional del instrumento "Q & U Bolometric Interferometer for Cosmology" (QUBIC). La misma tiene una fuerte componente en el estudio de las propiedades, características y desarrollo de las imágenes espectrales. Tuve la suerte de coincidir con la etapa en la que el demostrador tecnológico de QUBIC comenzó su calibración en el laboratorio APC de París y luego en Argentina, lo cual me permitió trabajar con datos reales. El trabajo presentado en esta Tesis fue realizado en estrecha colaboración con Louise Mousset, y publicado en "QUBIC II: Spectral polarimetry with bolometric interferometer" [1]. Además participé de simulaciones y discusiones volcadas en los artículos "QUBIC I: Overview and science program" [2] y "QUBIC III: Laboratory characterization" [3].

El capítulo 1 introduce la cosmología y en particular el modelo estándar, centrado en caracterizar los modos B de polarización. En este capítulo también se enumeran los experimentos (pasados, presentes y futuros) que tienen como objetivo medir los modos B de polarización. En este capítulo van a encontrar algunos recuadros rojos, no contienen información relevante para entender el hilo del capítulo pero creo que son resultados simpáticos para conceptualizar algunos aspectos. El capítulo 2 es una introducción conceptual al instrumento QUBIC y cómo funciona. Los capítulos del 3 al 6 son los capítulos de trabajo desarrollados durante mi doctorado. Por último el capítulo 7 sintetiza

el trabajo realizado, y propone algunas de las numerosas líneas futuras a realizar en el corto plazo.

Martín Miguel Gamboa Lerena.
e-mail: mgamboa@fcaglp.unlp.edu.ar
La Plata, Junio de 2022.

Resumen

El fondo cósmico de radiación (FCR) es uno de los observables más importantes para estudiar el universo temprano y la inflación. El paradigma de inflación provee un mecanismo para la generación de ondas gravitacionales primordiales imprimiendo modos B de polarización en el FCR. Para la cosmología moderna uno de los principales objetivos es la detección de los modos B primordiales. Para ello se necesita atender tres puntos esenciales: sensibilidad en los detectores, efectos sistemáticos del instrumento, y la señal contaminante de las componentes astrofísicas. QUBIC es un instrumento terrestre cuyo objetivo es medir los modos B de polarización del FCR a escalas angulares intermedias ($\ell = 30 - 400$), combinando la técnica de interferometría con la utilización de detectores bolométricos TES en su plano focal. Su particular haz sintético depende de la frecuencia por lo que observando en banda ancha (física) es posible reconstruir imágenes en sub-bandas dentro de la banda ancha observada, esta reconstrucción en sub-bandas lleva el nombre de imágenes espectrales. La ventaja de esta técnica es que se realiza completamente en el pos-procesamiento de los datos. QUBIC es el primer instrumento que utiliza esta técnica.

En esta Tesis Doctoral estudiamos las características y propiedades en la reconstrucción de imágenes espectrales. Por otro lado, trabajamos en la optimización de la tubería encargada de simular la una observación completa (desde la construcción de los datos ordenados en el tiempo hasta la reconstrucción en imágenes espectrales). Para ello analizamos estadísticamente el comportamiento del ruido utilizando simulaciones de extremo a extremo y simulaciones Monte-Carlo. Encontramos que el ruido está correlacionado con las sub-bandas adyacentes, por lo que es necesario encontrar un balance entre la resolución espectral deseada y el nivel del ruido. Por otro lado, estudiamos la resolución espacial y espectral a partir de simular observaciones de fuentes puntuales. Hallamos una excelente reconstrucción de las fuentes puntuales en cada sub-banda. En el caso de la frecuencia espectral realizamos simulaciones para caracterizarla y entender cómo se da el proceso de filtración de señal entre las sub-bandas adyacentes. Esto nos permitió definir por primera vez una nueva función de dispersión en puntos en el espacio de la frecuencia. Para realizar las simulaciones utilizamos la supercomputadora NERSC y técnicas de paralelización.

La colaboración cuenta actualmente con un demostrador tecnológico del instrumento, QUBIC-TD. Desde 2019 se realizaron campañas de calibración utilizando una fuente monocromática artificial. La reconstrucción en imágenes espectrales a partir de los datos ordenados en el tiempo (TOD) implica conocer en forma muy precisa la ubicación espacial y la amplitud de los picos del haz sintético en cada detector y cada frecuencia. Adaptando el software para las simulaciones (`qubicsoft`) pudimos reconstruir la fuente puntual monocromática en múltiples bandas, demostrando así la habilidad (o capacidad) única para QUBIC de hacer imágenes espectrales.

Por último, demostramos que QUBIC tiene la capacidad de medir píxel a píxel la distribución espectral de energía sobre mapas del polvo galáctico (en intensidad y polarización) con un año de observación. Para este estudio utilizamos cadenas de Markov-Monte Carlo en ambas configuraciones (instrumento completo y demostrador tecnológico), y considerando la anti-correlación entre las sub-bandas adyacentes dentro de cada banda de observación (150 y 220 GHz) en regiones de alta y baja intensidad de emisión galáctica.

Abstract

The cosmic microwave background radiation (CMB) is one of the most important observables for studying the early universe and inflation period. The inflation paradigm provides a mechanism generation of primordial gravitational waves by imprinting B modes polarization of CMB. For modern cosmology one of the main objectives is the detection of the primordial B modes. To detect these modes, three essential points need to be addressed: sensitivity in the detectors, systematic effects of the instrument, and the foreground signal of the astrophysical components. QUBIC is a ground-based instrument whose objective is to measure primordial B modes at intermediate angular scales ($\ell = 30 - 400$). QUBIC combines the interferometry technique with bolometer TES in its focal plane. The particular synthetic beam of QUBIC depends on the frequency, so observing in broad band (physics) it is possible to reconstruct images in sub-bands within the observed broad band, this reconstruction in sub-bands is called spectral images. The advantage of this technique is that it is done entirely in the post-processing of the data. QUBIC is the first instrument to use this technique.

In this Doctoral Thesis we study the features and properties in the reconstruction of spectral images, in addition to working on the optimization of the pipeline used for making them. For that, we study the noise behavior statistically using end-to-end simulations and Monte-Carlo simulations. We find that the noise is correlated with the adjacent sub-bands, so it is necessary to find a balance between the desired spectral resolution and the noise level. On the other hand, we study the spatial and spectral resolution by simulating observations of point sources. We find an excellent reconstruction of the point sources in each sub-band. In the case of the spectral frequency, we perform simulations to characterize it and understand how the signal filtering process between adjacent sub-bands occurs. This allowed us to define for the first time a new point spread function in frequency space. To perform the simulations we use the NERSC supercomputer and parallelization techniques.

The QUBIC collaboration currently has a technology demonstrator of the instrument. Since 2019, calibration campaigns have been carried out using an artificial monochrome source. Reconstruction in spectral images from time-ordered data (TOD) implies very precise knowledge of the spatial location and amplitude of the peaks of the synthetic beam in each detector and each frequency. By adapting the software for the simulations (`qubicsoft`) we were able to do reconstruct the monochromatic point source in multiple bands, thus demonstrating QUBIC's unique ability to make spectral images.

Finally, we show that QUBIC has the ability to measure pixel-to-pixel the spectral distribution of energy on maps of galactic dust (in intensity and polarization) with a year of observation. For this study we use Markov-Monte Carlo chains in both configurations of QUBIC (full instrument and technological demonstrator), and accounting the anti-correlation between the adjacent sub-bands within each observation band (150 and 220 GHz) in regions of high and low intensity of galactic emission.

Agradecimientos

Este trabajo de Tesis sólo fue posible por la perseverancia, la suerte, las instituciones argentinas y la gente que me rodeó durante muchos años. Y es a esas personas y entes a quien quiero agradecer.

En primer lugar quiero agradecerle al Liceo Víctor Mercante (Alta Gracia), la escuela Nro 31 (Vte. López), la escuela Nro 6 (Vte. López) y a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas. Todas las etapas educativas de mi vida fueron realizadas en instituciones públicas. Soy hijo de la educación pública Argentina y eso me llena de orgullo. En particular agradezco a la FCAG y a la UNLP que me dieron las condiciones de formarme durante esta última etapa, la del doctorado, garantizándome un espacio físico y las condiciones que posibilitaron poder desarrollar este trabajo durante los últimos 6 años. Por otro lado agradezco al CONICET que gracias a su beca doctoral pude dedicarme exclusivamente a la tarea de investigación. Agradezco también a ITeDA y al APC por haberme dado la posibilidad de realizar la estadía de investigación en París en donde nació la colaboración para el trabajo de investigación principal de esta Tesis.

Por otro lado agradezco a Claudia Scóccola por haber aceptado dirigirme y hacerme parte de la colaboración del instrumento QUBIC, afrontando el desafío que implicaba por tratarse de un instrumento novedoso en la comunidad cosmológica. Por otro lado agradezco al jurado examinador compuesto por Lucila, Alberto y Matías por haber leído con paciencia y dedicación este trabajo de Tesis. Sus comentarios, correcciones y discusiones sin lugar a dudas enriquecieron el texto final.

Indudablemente este trabajo fue posible gracias a las discusiones y participación con los integrantes de la colaboración internacional del proyecto QUBIC. En particular me gustaría mencionar a Louise Mousset, Jean-Christophe Hamilton, Steve Torchinsky y Daniele Mennella quienes me tutoraron informalmente, dedicándome su tiempo, paciencia y conocimiento. Me enseñaron a pensar, analizar, discutir y programar, entre otras cosas. A ellos les estoy inmensamente agradecido.

Además, el recorrido académico fue nutrido por Paula, Gabriel, Ignacio y Germán con quienes compartimos una etapa que no está plasmada en esta Tesis pero que sin lugar a dudas fue extremadamente enriquecedora. Así también agradecerle a las personas de Siberia y del Journal con quienes compartimos y nos acompañamos durante todos estos años.

Lo personal siempre me es más difícil ponerlo público porque lo agradezco en privado. Pero mención aparte merece la familia platense elegida durante estos años, mis amigos con quienes compartimos desde comienzos de la Facultad, a quienes conocí durante la militancia, y en la murga Tocando Fondo. Ustedes saben muy bien quienes son y el inmenso agradecimiento que tengo por las infinitas horas de escucha y consejos que me dieron y que posibilitaron que pueda terminar esta etapa. Solamente me tomo el atrevimiento, con las disculpas al resto, de mencionar al Tomi. Gracias por darle color a mi mundo y por estar ahí cada vez que necesité. La posibilidad de encontrar una persona así en la Galaxia es ridículamente chica, por lo que me considero infinitamente afortunado. Gracias hermano.

Finalmente, quiero agradecer a mi familia. En particular a mis hermanos Javi, Guille y Marce por el aguante, las palabras de ánimo y el apoyo incondicional. Por último agradezco a mi viejo y a mi vieja. Desde la locura mía por venirme a estudiar a La Plata no dudaron un segundo y solamente me apoyaron desde todo punto de vista. Viniendo de una familia sin antecedentes en formación universitaria siempre tuvieron claras las prioridades que me llevaron a este punto. La culminación de esta etapa es gracias a su apoyo, a sus palabras, a sus valores y a su amor sostenidos en el tiempo. Gracias. Esta Tesis está dedicada a ustedes.

Índice general

1. Introducción	3
1.1. Introducción histórica al modelo estándar	3
1.2. El modelo de Big Bang	4
1.2.1. Modelo cosmológico estándar	5
1.2.2. Ecuaciones de Friedmann-Lemaître	5
1.2.3. Distancias y horizontes	8
1.3. Breve historia térmica del universo	11
1.3.1. Nucleosíntesis del Big Bang	12
1.3.2. Recombinación y desacople	13
1.3.3. El modelo de Λ CDM	13
1.4. Fondo cósmico de radiación	14
1.4.1. Dipolo del FCR	15
1.4.2. Problemas del modelo	17
1.5. Inflación	18
1.5.1. Inflación de campo escalar	20
1.6. Anisotropías de Temperatura del FCR	23
1.6.1. Espectro de las anisotropías del FCR	25
1.6.2. Oscilaciones acústicas del fluido fotón-barión	25
1.7. Anisotropías de Polarización del FCR	29
1.7.1. Parámetros de Stokes	29
1.7.2. Polarización en el FCR	30
1.7.3. Modos E y B de polarización	32
1.8. Primeros planos o contaminantes de la señal del FCR	35
1.9. Detección de modos B hacia el 2022	38
1.9.1. Experimentos apuntando a medir los modos B de polarización	38
1.9.2. Desafío instrumental	41
2. Interferómetro bolométrico: QUBIC	43
2.1. Inicios y concepto	43
2.1.1. El proyecto QUBIC	43
2.1.2. Breve descripción del instrumento	44
2.1.3. Sitio de operación	49
2.2. ¿Cómo se produce la señal en un detector de QUBIC?	50
2.2.1. PSF en general	51
2.2.2. PSF de QUBIC	51
2.2.3. Haz sintético de QUBIC	52
2.2.4. Imagen sintética	53
2.2.5. Interferencia/interferometría	55
2.3. Haz sintético monocromático	59

2.4. Haz sintético policromático	61
2.4.1. Capacidad espectral	62
2.4.2. Mapas de haz sintético observados por el QUBIC-TD	62
2.5. Modelo de adquisición de QUBIC	63
2.6. Reconstrucción de mapas monocromáticos	65
2.7. Auto-calibración	68
2.8. Espectros de potencias a través de un instrumento	69
2.8.1. Funciones ventana del haz y de píxel	69
2.8.2. Barras de error teórica en el espectro de potencias	71
2.8.3. NaMaster	71
3. Resolución angular y en frecuencia de QUBIC	73
3.1. Resolución angular	73
3.2. Resolución en frecuencia	78
3.3. Resumen	82
4. Caracterización del ruido en las simulaciones de QUBIC	85
4.1. Propiedades generales del ruido	85
4.1.1. Ruido del detector	86
4.1.2. Ruido de fotones	86
4.2. Ruido a nivel de los mapas	87
4.3. Ruido en el espectro de potencia	89
4.3.1. Optimización del número de sub-bandas	91
4.4. Resumen	93
5. Reconstrucción píxel a píxel de la SED utilizando imágenes espectrales	95
5.1. SED a través de QUBIC	95
5.2. Perfil de la SED píxel a píxel	96
5.2.1. Resultados con QUBIC-TD	98
5.2.2. Resultados con QUBIC-FI	98
5.3. Resumen	99
6. Imágenes espectrales utilizando datos reales de QUBIC-TD	103
6.1. Reconstrucción	105
6.2. Resumen	106
7. Conclusiones y discusiones	109
A. Proyección sobre el plano de un mapa HEALPix	111
Bibliografía	115

A mi madre y a mi padre.

Capítulo 1

Introducción

Sonaba como los mosquitos en verano, aunque no era verano. Aquella noche de 1964, Arno Penzias y Robert Wilson no podían trabajar en paz. Desde una cresta de los montes Apalaches, los dos astrónomos estaban tratando de captar las ondas emitidas por quién sabe qué lejanísima galaxia, pero la antena les devolvía un zumbido que les atormentaba los oídos. Después, se supo. El zumbido era el eco de la explosión que había dado origen al universo. Aquella vibración de la antena no venía de los mosquitos, sino del estallido que había fundado el tiempo y el espacio y los astros y todo lo demás. Y quizá, quién sabe, digo yo, el eco estaba todavía ahí, resonando en el aire, porque quería ser escuchado por nosotros, terrestres personitas, que también somos ecos de aquel remoto llanto del universo recién nacido.

Eduardo Galeano, Bocas del Tiempo.

1.1. Introducción histórica al modelo estándar

En 1915, Albert Einstein y David Hilbert establecieron las ecuaciones de campo de la teoría de la relatividad general y en 1917 Einstein encuentra la primer solución exacta para describir la estructura del universo utilizando el marco teórico de la relatividad general. Su modelo estaba basado en un universo homogéneo e isótropo, estático y sin bordes.

Hace tan sólo 100 años atrás, el físico y meteorólogo soviético Aleksandr Friedmann publica un trabajo en el cual obtiene soluciones en un universo dinámico, abandonando la idea de estaticidad de Einstein. En 1923, con la ayuda del físico soviético Yuri Krutkov (Friedmann no tenía permitido salir de la URSS), convence a Einstein de que el Universo era dinámico [4, 5, 6]. En paralelo a estas discusiones se planteaba entre colegas astrónomos "el gran debate". La relatividad general tuvo su período de desarrollo y consolidación desde fines de la década de 1920 hasta 1965 [7], por lo que la discusión en el plano teórico se daba, en algún punto, independientemente de lo que sucedía en el ámbito observacional. El gran debate enfrentó a un grupo de científicos liderado por el astrónomo Harlow Shapley que especulaba con la idea de que los objetos nebulosos se encontraban dentro de la Vía Láctea (el límite del Universo) contra un grupo de científicos que defendía la idea de que eran objetos que estaban fuera de nuestra galaxia. Este último grupo estaba encabezado por Heber Doust Curtis (el término utilizado no era el de Galaxia sino el de universo-isla, concepto propuesto originalmente en el s. XVIII por Immanuel Kant [8]).

Ese debate pareció quedar resuelto con el trabajo del sacerdote belga Georges Lemaître, discípulo de Arthur Eddington, y las observaciones realizadas por Edwin Hubble hacia 1925 y 1926. En 1926, a menos de 100 años de la publicación de esta tesis, Hubble demostró además la existencia de objetos extragalácticos modificando así la concepción que se tenía sobre el tamaño del Universo.

Fue en 1927 que Lemaître resolvió el rompecabezas con la publicación de su trabajo titulado *Un*

univers homogène de masse constante et de rayon croissant, rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extragalactiques [9] en donde calculó las soluciones exactas a las ecuaciones de Einstein asumiendo un espacio curvado positivamente, con densidad y presión como funciones del tiempo y constante cosmológica no nula. Además, dio una interpretación diferente al movimiento observado en las galaxias (corrimiento al rojo cosmológico) en términos de expansión del espacio y no del movimiento particular de las galaxias: el espacio está en constante expansión y consecuentemente crece la separación aparente entre galaxias. Lemaître encontró la relación entre la distancia y la velocidad de recesión de las nebulosas extragalácticas: $\dot{R}/R = 0.68 \times 10^{-27} \text{ cm}^{-1}$. Hubble encontró una relación similar de forma independiente y por ello se lo conoce como Ley de Hubble.¹ El trabajo de Lemaître pasó desapercibido entre los colegas del momento, incluso para su mentor Eddington, incluyendo a Einstein quien, en la conferencia *1927 Solway Conference* aceptó las matemáticas pero no el resultado físico de que el Universo se expandía (ver [7] y referencias internas). Para este trabajo Hubble utilizó la relación encontrada por la astrónoma estadounidense Henrietta Leavitt en 1912 para las estrellas variables Cepheidas conocida como relación período-luminosidad [10].

A principios de la década de 1930 Lemaître escribe dos trabajos llamados *The expanding Universe* [11] y *The beginning of the world from the point of view of quantum theory* [12] en donde postula lo que podría considerarse el inicio del modelo vigente del Big Bang. Plantea que si el universo está en expansión, en el pasado necesariamente tiene que haber estado toda la materia y la energía concentrada en lo que denomina un *quantum* (en clara referencia a la mecánica cuántica que por esos tiempos estaba en desarrollo). En 1934 Lemaître publica un artículo llamado *Evolution of the expanding universe* [13] en donde tuvo la primera intuición de la existencia de un fondo de radiación a sólo algunos grados Kelvin.² La disputa entre Lemaître y Hoyle, dicen, llevó a que en una entrevista radial con la cadena BBC el 28 de Marzo de 1949 Hoyle llamara a Lemaître "the big bang man" en forma despectiva. Este término quedó inmortalizado en el nombre del modelo que hoy está vigente.³

A mediados de 1960 Robert Dicke y James Peebles, de la Universidad de Princeton, estimaron la temperatura fósil de esa radiación, para un modelo periódico de universo, en 10 K. Fue en ese momento en que se enteran que en los Laboratorios Bell dos ingenieros, Arno Penzias y Robert Wilson, habían encontrado un ruido blanco superior al esperado en todas direcciones en la antena destinada a hacer observaciones astronómicas. Luego de sustraer el ruido de la antena y la absorción por la atmósfera, queda un remanente de 3.5 K. Este ruido debía ser de origen cósmico: la radiación fósil. Los equipos del Laboratorio Bell y de la Universidad de Princeton publicaron sus trabajos en forma independiente en el mismo volumen de *Astrophysical Journal*: Dicke *et al* [15] y Penzias y Wilson [16]. El primer trabajo da la interpretación cosmológica, mientras que el segundo trabajo son los resultados de la medición. Estos trabajos coinciden con el inicio de lo que Luminet llama el período de aceptación de la relatividad general [7].

1.2. El modelo de Big Bang

El modelo estándar es actualmente el modelo más simple y capaz de explicar las observaciones realizadas sobre el fondo cósmico de radiación (FCR), la estructura a gran escala y las supernovas. En los últimos años ha crecido considerablemente la cantidad de datos para analizar a partir del avance tecnológico y el desarrollo de nuevas técnicas de observación. En esta sección resumimos el marco teórico y cosmológico del modelo estándar incluyendo la inflación, la evolución de las

¹Actualmente dicha ley se la denomina como Ley de Hubble-Lemaître, nombre adoptado por la Asamblea de la UAI en 2018 (https://www.iau.org/static/resolutions/IAU2018_ResolB4_English.pdf)

²El primer cálculo del fondo de radiación lo realizaron en 1948 Ralph Alpher y Robert Herman en [14].

³Ver la colección especial de la Universidad de Cambridge: https://www.joh.cam.ac.uk/library/special_collections/hoyle/exhibition/radio/

perturbaciones primordiales, la formación de la superficie de última dispersión y cómo son afectados los fotones desde que comienzan a viajar libremente por el espacio hasta que llegan a nuestros *ojos*. Particularmente nos centramos en los modos B de polarización del FCR. Por otro lado, presentamos los desafíos observacionales y qué características instrumentales son necesarias para lidiar con la polarización del FCR. Por último hacemos un breve resumen de los instrumentos pasados, presentes y futuros que intentaron, intentan e intentarán detectar los modos B de polarización primordiales.

1.2.1. Modelo cosmológico estándar

Homogeneidad e isotropía. El modelo cosmológico estándar está basado en la idea del principio cosmológico: el universo puede considerarse homogéneo e isótropo a escalas suficientemente grandes. Esto significa que el Universo es estadísticamente indistinguible al mirar en cualquier dirección. La isotropía implica que estadísticamente no hay cambios ante rotaciones y la homogeneidad implica que no hay, estadísticamente hablando, cambios en la distribución de materia y radiación frente a translaciones. La escala característica a partir de la cuál podemos hablar de homogeneidad en la distribución de materia (galaxias) es de $100 h^{-1}$ Mpc [17]. ⁴ Este valor proviene de analizar los datos del *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS).

El Universo en expansión. El alejamiento de las galaxias lejanas, cuya velocidad de recesión aumenta con la distancia, es la evidencia más clara de que nuestro Universo se está expandiendo. Para describir dicha expansión se introduce el factor de escala a , cuyo valor en el presente, t_0 , es $a(t_0) = a_0 = 1$, siendo $a < 1$ en el pasado. Para describir la expansión del universo utilizamos dos tipos de coordenadas: *comóviles* y *físicas*. Las coordenadas *comóviles* se definen como puntos en una grilla que mantienen sus coordenadas fijas. Es decir que la distancia entre dos puntos no cambia a medida que el universo se expande. Las coordenadas *físicas* son proporcionales al factor de escala, la distancia física cambia con el tiempo. El factor de escala conecta la distancia entre coordenadas comóviles y coordenadas físicas.

1.2.2. Ecuaciones de Friedmann-Lemaître

En el modelo cosmológico Λ CDM el universo está descrito por un espacio tiempo de cuatro dimensiones (una temporal y tres espaciales) homogéneo e isótropo. Los puntos en el espacio tiempo se denominan eventos. La distancia entre dos eventos está determinada por la métrica g , a través del intervalo invariante ds definido como

$$ds^2 = \sum_{\mu, \nu=0}^3 g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad (1.1)$$

donde los índices μ y ν van de 0 a 3, con el primero reservado para la coordenada temporal ($dx^0 = dt$) y los restantes para las coordenadas espaciales. Para la segunda igualdad se utiliza la notación/convención de Einstein.

La métrica de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) puede ser escrita como

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - \kappa r^2} + r^2(d\theta^2 + \sin(\theta)^2 d\phi^2) \right], \quad (1.2)$$

se adopta $c = 1$ y donde κ es la constante adimensional de curvatura espacial la cual permite describir un espacio plano, positiva (cerrado) o negativamente (abierto) curvado según su valor sea igual, mayor o menor a cero respectivamente.

⁴1 Mpc = 3.0856×10^{24} cm = 3.2615×10^6 años luz.

1. Introducción

El término entre corchetes está dado en coordenadas comóviles (r, θ, ϕ) , donde t es el tiempo cósmico. Este es el tiempo propio de los observadores comóviles y se relaciona con el tiempo conforme τ mediante la relación $dt^2 \equiv a^2(t) d\tau^2$.

Cinemática en la métrica de Robertson-Walker. La propagación de la luz se da sobre una geodésica nula $ds^2 = 0$, de esa forma puede considerarse sólo una trayectoria radial ($d\theta = d\phi = 0$), quedando

$$dt^2 = \frac{a^2(t) dr^2}{1 - \kappa r^2}.$$

Un observador situado en el origen $r = 0$, recibe un pulso de luz en el instante $t = t_0$ emitido por una fuente a una distancia comóvil r_f y cuya emisión se produjo en un instante $t = t_e$. El siguiente pulso emitido por la fuente en el instante $t = t_e + \delta t_e$ entonces es medido por el observador a

$$\frac{\delta t_e}{a(t_e)} = \frac{\delta t_0}{a(t_0)}.$$

Convirtiendo estos tiempos a longitudes de onda, multiplicando por la velocidad de la luz c ($\lambda = c \delta t$), se obtiene una relación entre la longitud de onda emitida λ_e y la observada λ_0 ,

$$\frac{c \delta t_0}{c \delta t_e} = \frac{\lambda_0}{\lambda_e} = \frac{a(t_0)}{a(t_e)} = 1 + z,$$

donde z es el corrimiento al rojo cosmológico y es mayor a cero debido a que para $t_0 < t_e$, $a(t_0) > a(t_e)$. Por lo tanto, la longitud de onda medida por el observador es mayor a la longitud de onda emitida. Este resultado es debido solamente al efecto de expansión del universo.

Observar que el resultado obtenido involucra coordenadas comóviles y sólo contiene el efecto de expansión del universo en el factor de escala.

Para conocer la evolución del factor de escala es necesario resolver las ecuaciones de campo de Einstein y por lo tanto es necesario conocer la composición del universo, *i.e.* su densidad. Las ecuaciones de Einstein relacionan la materia-energía con su entorno, el espacio-tiempo, de la forma

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \mathcal{R} = 8\pi G T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}, \quad (1.3)$$

donde $G_{\mu\nu}$ es el tensor de Einstein (una medida de la curvatura del espacio-tiempo), $R_{\mu\nu}$ es el tensor de Ricci, \mathcal{R} es el escalar de Ricci ($\equiv g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$), G es la constante de gravitación de Newton y $T_{\mu\nu}$ es el tensor de energía-momento, el cual es simétrico y es una medida del contenido de materia y energía del Universo (radiación, materia, etc).

Tensor de energía-momento

El tensor de energía momento para un fluido ideal, y considerando isotropía y homogeneidad puede escribirse como

$$(T_{\nu}^{\mu}) = T^{\mu\lambda} g_{\lambda\nu} = \begin{pmatrix} -\rho(t) g_{00} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & P(t) g_{ij} \end{pmatrix}. \quad (1.4)$$

Por conservación de la densidad y la presión, de la componente 0_0 resulta

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + P) = 0. \quad (1.5)$$

Casos especiales ($\kappa = 0$) La densidad del universo cambia en función del factor de escala en cada etapa del universo según la especie dominante, *i.e.* materia, radiación o energía oscura.

La solución a la ecuación 1.5 se puede encontrar analíticamente proponiendo una ecuación de estado de la forma

$$P(t) = w\rho(t), \quad \text{siendo} \quad \rho(t) = \rho_0 \left(\frac{a_0}{a(t)} \right)^{3(1+w)},$$

donde ρ_0 y a_0 son la densidad de energía del universo y el factor de escala en la actualidad.

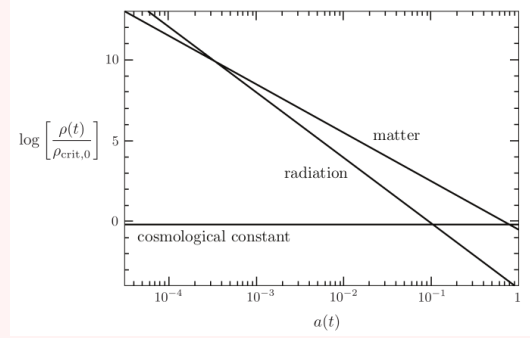


Figura 1.1: La amplitud de las líneas se estima por observaciones. Imagen tomada de [18].

- **Materia no relativista:** se considera materia a toda expresión de energía en la cual la presión sea mucho menor a la densidad de energía. $P \simeq 0 \Rightarrow w_M = 0 \Rightarrow \rho_M(t) \sim a^{-3}$. La dilución de la densidad de energía se refleja por la expansión del Universo, por lo que el elemento de volumen comóvil conserva la masa a medida que se expande. Ejemplos de materia son: bariones y materia oscura.
- **Radiación:** se considera radiación a toda entidad que cumpla $P = \frac{1}{3}\rho \Rightarrow w_R = 1/3 \Rightarrow \rho_R(t) \sim a^{-4}$. La potencia adicional se debe al corrimiento al rojo de los fotones a medida que el Universo se expande. Ejemplos de radiación: fotones, neutrinos y gravitones (aún no detectados).
- **Energía oscura:** las dos anteriores no son suficientes para explicar la evolución del universo, además se observa que hoy en día el universo está dominado por una entidad que aporta una componente negativa de la presión $P = -\rho \Rightarrow w_\Lambda = -1 \Rightarrow \rho_\Lambda(t) = \text{cte}$. Al no haber factor de dilución la energía podría crearse a medida que el universo se expande. Ejemplos: energía de vacío y, ¿algo más?

Curvatura del espacio-tiempo

Los términos de la izquierda de las ecuaciones de Einstein corresponden a los términos de curvatura. La traza del tensor de Einstein toma la forma

$$G_0^0 = 3 \left[\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + \frac{\kappa}{a^2} \right], \quad G_j^i = \left[2 \frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + \frac{\kappa}{a^2} \right] \delta_j^i. \quad (1.6)$$

Ecuaciones de Friedmann-Lemaître

Combinando las ecuaciones de la traza de las ecuaciones de Einstein se obtienen las ecuaciones de Friedmann-Lemaître

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{a^2} \quad (1.7)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} (\rho + 3P) + \frac{\Lambda}{3}, \quad (1.8)$$

1. Introducción

donde ρ y P son la densidad total de energía y la presión total respectivamente. La constante cosmológica Λ se comporta como un fluido cosmológico con densidad $\rho = \Lambda/8\pi G$ y presión $p = -\rho$. Las ecuaciones de Friedmann-Lemaître se pueden combinar de la siguiente forma

$$\frac{k}{a^2 H^2} = \frac{8\pi G}{3H^2} \rho - 1, \quad (1.9)$$

y, considerando un universo plano ($k = 0$), se obtiene la densidad crítica $\rho_c \equiv \frac{3H^2}{8\pi G}$. Utilizando el valor presente del parámetro de Hubble H_0 obtenido a partir de las observaciones, se puede estimar la densidad crítica en la actualidad

$$\rho_c|_0 = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1.9 \times 10^{-29} h^2 \text{gr cm}^{-3} = 2.8 \times 10^{11} h^2 M_\odot \text{Mpc}^{-3}. \quad (1.10)$$

Esta densidad crítica puede utilizarse para definir los parámetros de densidad adimensionales (en t_0) para cada especie e ,

$$\Omega_{e,0} \equiv \frac{\rho_{e,0}}{\rho_c|_0}.$$

La primer ecuación de Friedmann-Lemaître de 1.7 queda

$$H^2(a) = H_0^2 \left[\Omega_{r,0} \left(\frac{a_0}{a} \right)^4 + \Omega_{m,0} \left(\frac{a_0}{a} \right)^3 + \Omega_{k,0} \left(\frac{a_0}{a} \right)^2 + \Omega_{\Lambda,0} \right], \quad (1.11)$$

donde se define el parámetro de densidad de curvatura como $\Omega_{k,0} \equiv -k/(a_0 H_0)^2$ y los sub-índices r , m , y Λ corresponden a radiación, materia y constante cosmológica respectivamente.

Factor de escala. La evolución temporal del factor de escala depende de la especie e que domine en la densidad total de energía, y se obtiene resolviendo la ecuación

$$\frac{\dot{a}}{a} = H_0 \sqrt{\Omega_e} a^{-\frac{3}{2}(1+w_e)},$$

obteniendo como solución

$$a(t) \propto \begin{cases} t^{1/2} & \text{domina radiación } (w_R = 1/3) \\ t^{2/3} & \text{domina materia } (w_M = 0) \\ e^{Ht} & \text{domina } \Lambda (w_\Lambda = -1). \end{cases} \quad (1.12)$$

1.2.3. Distancias y horizontes

En cosmología hay, al menos, dos métodos para medir distancias: distancia de luminosidad y distancia de diámetro angular. En esta Tesis describimos solamente la distancia de diámetro angular en esta Tesis porque es la relevante para el tema de la misma.

Distancia de diámetro angular

Este método utiliza una regla estándar. Para ello es necesario contar con objetos que tengan un tamaño físico D conocido. Uno de estos objetos podría ser, por ejemplo, las fluctuaciones de temperatura del FCR.

Considerar un objeto a una distancia comóvil χ emitiendo radiación en el instante t_1 y observada en el presente. Utilizando la aproximación de que los ángulos subtendidos en el cielo de los objetos son muy pequeños, se puede aproximar la distancia Euclídea a partir de la expresión

$$d_A = \frac{D}{\delta\theta}. \quad (1.13)$$

Esta cantidad d_A es llamada distancia de diámetro angular. La métrica de FLRW permite ir un paso más allá. La relación entre el tamaño físico del objeto y su tamaño angular está dada por

$$D = a(t_1)S_k(\chi)\delta\theta = \frac{d_m}{1+z}\delta\theta, \quad (1.14)$$

donde $S_k(\chi) = d_m$ es la distancia métrica.

Horizontes

Se define al horizonte como aquel límite o superficie desde el cual se puede enviar o recibir información en el universo. Para un espacio-tiempo isótropo se define un sistema de coordenadas donde los rayos de luz viajen radialmente ($\theta = \phi = 0$), por lo que el elemento de línea queda, expresado en tiempo conforme,

$$ds^2 = a^2(\tau)[d\tau^2 - d\chi^2], \quad (1.15)$$

y, para los fotones $ds^2 = 0$,

$$\Delta\chi(\tau) = \pm\Delta\tau. \quad (1.16)$$

Trabajar en tiempo conforme permite representar las geodésicas que siguen los rayos de luz como líneas rectas a 45°. A partir de esta expresión se definen dos tipos de horizontes:

- **Horizonte de partículas** La ecuación 1.16 da la máxima distancia que puede recorrer la luz entre dos instantes de tiempo $\Delta\tau \equiv \tau_2 - \tau_1$. Considerando un haz de luz emitido en el instante inmediatamente posterior al Big Bang $t_i = 0$, se puede conocer hasta donde pudo viajar ese haz de luz en un tiempo t_0 . La distancia comóvil recorrida será

$$\chi_p(\tau) = \tau - \tau_i = \int_0^{\tau} \frac{dt}{a(t)}. \quad (1.17)$$

La distancia χ_p que el fotón recorrió desde que fue emitido hasta que fue medido es conocida como el *horizonte comóvil de partícula* y es una distancia propia de quien lo mide. Este horizonte marca el tamaño del universo observable hoy en día. La superficie gris de la figura 1.2 representa el cono de luz pasado del/a observador/a p , su horizonte de partícula está determinado por la intersección de este cono con las hipersuperficies espaciales a tiempo τ y τ_i .

- **Horizonte de eventos** Para una entidad situada en p en el instante τ , hay una región delimitada sobre la cual va a poder influenciar en el futuro. Esa región está determinada por la máxima distancia (comóvil) para la cual un/a observador/a en τ_f va a poder recibir la señal y está dada por

$$\chi_h(\tau) = \tau_f - \tau = \int_{\tau}^{\tau_f} \frac{dt}{a(t)}. \quad (1.18)$$

Con $\chi_h(\tau)$ conocida como *horizonte comóvil de eventos*.

Ambos horizontes están expresadas en coordenadas comóviles y pueden ser traducidas a distancias físicas multiplicandolas por el factor de escala en el tiempo correspondiente t_* .

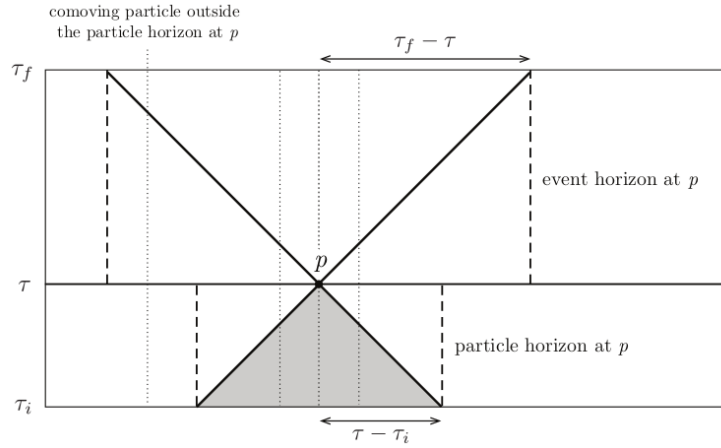


Figura 1.2: Plano $\chi - \tau$. Situamos a un/a observador/a en el punto espacial-temporal p a partir del cual definimos los horizontes comóviles de partícula y de eventos. Ambos horizontes quedan definidos por las geodésicas de los fotones (a 45°). Imagen tomada de Baumann [18].

Esfera de Hubble

Utilizando la ley de Hubble-Lemaître, $v(t) = H(t)r(t)$, se puede definir la *esfera de Hubble* como aquella cuyo radio a partir del cuál la velocidad de recesión de las galaxias es igual a la velocidad de la luz c , es decir,

$$r_h(t) = H^{-1}(t)c|_{c=1} = H^{-1}(t). \quad (1.19)$$

Reescribiendo la ecuación 1.17

$$\chi_p(\tau) = \int_{t_i}^{\tau} \frac{dt}{a(t)} = \int_{a_i}^{a_f} \frac{da}{a(t)\dot{a}(t)} = \int_{\ln a_i}^{\ln a_f} (a(t)H(t))^{-1} d \ln a, \quad (1.20)$$

donde $a_i = 0$ corresponde a la singularidad del Big Bang. La expresión 1.20 permite conocer la estructura causal del espacio-tiempo a partir de la evolución de lo que se conoce como radio comóvil de Hubble: $(aH)^{-1}$. Para un universo dominado por un fluido con ecuación de estado constante de la forma $w = P/\rho$ se puede calcular

$$(aH)^{-1} = H_0^{-1} a^{\frac{1}{2}(1+3w)}. \quad (1.21)$$

El factor del exponente satisface la condición fuerte de energía: $1 + 3w > 0$ por lo que el radio comóvil de Hubble crece a medida que se expande el universo (recordar que el factor de escala es proporcional al tiempo 1.2.2). La integral de 1.20 está dominada por el límite superior como demuestra Baumann [18] utilizando la expresión 1.21 en 1.20,

$$\chi_p(a) = \frac{2H_0^{-1}}{1+3w} \left[a^{\frac{1}{2}(1+3w)} - a_i^{\frac{1}{2}(1+3w)} \right] \equiv \tau - \tau_i \quad (1.22)$$

$$\chi_p(t) = \frac{2H_0^{-1}}{1+3w} a(t)^{\frac{1}{2}(1+3w)}, \quad \text{pues } \tau_i \equiv \frac{2H_0^{-1}}{1+3w} a_i^{\frac{1}{2}(1+3w)} \xrightarrow{a_i \rightarrow 0, 1+3w > w} 0 \quad (1.23)$$

$$\chi_p(t) = \frac{2}{1+3w} (aH)^{-1}. \quad (1.24)$$

Aquí se obtiene un resultado que suele utilizarse en la cosmología y es que $\chi_p \sim (aH)^{-1}$.

Edad del universo Utilizando la primera ecuación de Friedmann-Lemaître 1.7 y los tres modelos sencillos del universo vistos en el apartado de **Casos especiales** 1.2.2 se puede inferir la edad del universo o dejarla expresada en función de parámetros.

- Materia ($\rho_m \propto a^{-3}$):

$$\dot{a}^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_m a^2 - k \quad (1.25)$$

$$= H_0^2 a_0^2 \left[\Omega_m \frac{a_0}{a} - (\Omega_m - 1) \right]. \quad (1.26)$$

Para hallar la edad del universo se despeja y se integra, obteniendo

$$H_0 t_0 = \begin{cases} 2/3 & \text{si } \Omega_m = 1 \\ \text{numérico} & \text{si } \Omega_m \neq 1 \end{cases} \quad (1.27)$$

- Radiación ($\rho_r \propto a^{-4}$). Similar al caso anterior, queda

$$H_0 t_0 = \begin{cases} 1/2 & \text{si } \Omega_m = 1 \\ \text{numérico} & \text{si } \Omega_m \neq 1 \end{cases} \quad (1.28)$$

Derivando estas expresiones en forma generalizadas respecto a la densidad, se encuentra que mientras más materia o radiación haya en el universo, la edad (en términos de H_0) disminuye.

- Materia + constante cosmológica ($\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$) y espacialmente plano ($k = 0$) queda

$$H_0 t_0 = \frac{2}{3\sqrt{\Omega_\Lambda}} \ln \left(\frac{1 + \sqrt{\Omega_\Lambda}}{\sqrt{\Omega_m}} \right), \quad (1.29)$$

si $\Omega_\Lambda = 0.7$ y $\Omega_m = 0.3 \Rightarrow H_0 t_0 = 0.96$

Es decir que la edad promedio en que el universo estuvo (¿está?) dominada por materia principalmente estaría llegando a su fin y estaríamos actualmente en una etapa de transición hacia un universo dominado por constante cosmológica.

1.3. Breve historia térmica del universo

Con la teoría de la relatividad general consolidada como cimiento para estudiar el origen y evolución del universo, en las últimas décadas se dieron avances muy significativos para encontrar respuestas cuantitativas a preguntas como ¿cómo es posible explicar la homogeneidad observada en el Universo? ¿cómo se formaron las primeras galaxias? o ¿por qué el FCR está increíblemente termalizado?

En las secciones anteriores vimos el modelo utilizado para explicar los términos homogéneos en la descripción del universo observable. En esta sección vamos a hacer un resumen de la historia térmica del universo para describir brevemente las distintas etapas de su evolución.

La evolución del universo puede ser descrita a partir de la evolución del factor de escala $a(t)$, del tiempo t o de la temperatura $T(t)$. El universo temprano estuvo dominado por radiación mientras que hoy el término dominante es la materia o la energía oscura.

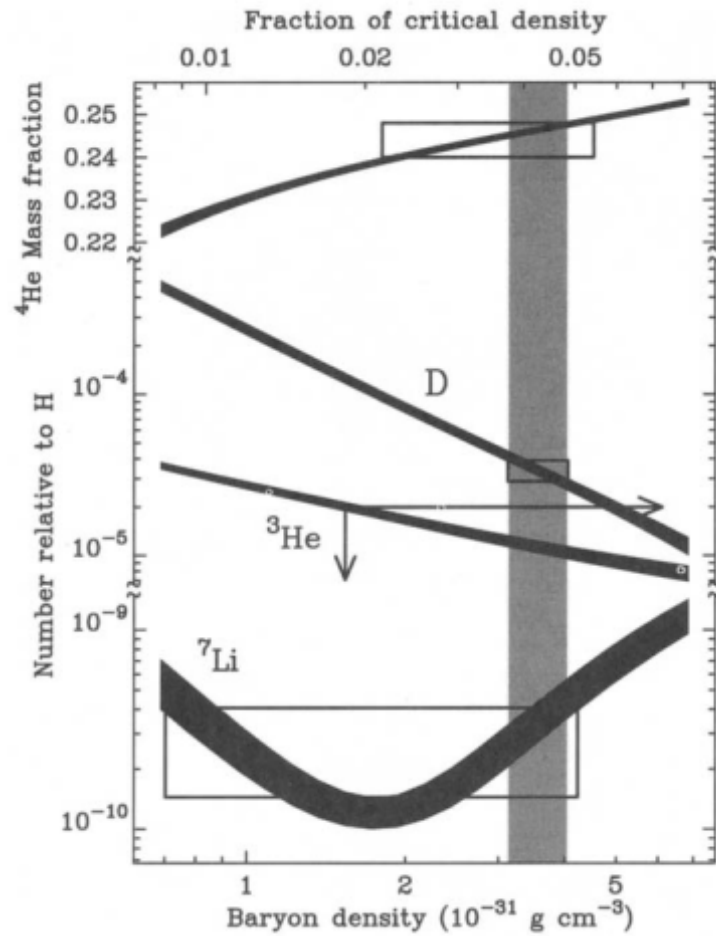


Figura 1.3: Abundancias de elementos livianos durante la etapa dominada por la radiación. Imagen extraída de [21].

Cuando el universo tiene una temperatura bastante mayor al MeV/k_B , la tasa de dispersión entre neutrinos y electrones es mayor a la tasa de expansión del universo. Por lo tanto, antes que el universo duplique su tamaño, un neutrino dispersa muchas veces a un electrón del fondo. Todas estas dispersiones llevaron a los neutrinos al equilibrio con el resto del plasma cósmico.

1.3.1. Nucleosíntesis del Big Bang

Cuando el universo es más denso y caliente ($T \sim \text{MeV}/k_B$) no hay átomos neutros ni núcleos de átomos formados. La radiación es suficientemente energética y destruye casi en forma instantánea a los núcleos de átomos que se forman. A medida que el universo se enfría por debajo de la energía de unión típica de un núcleo atómico, los elementos livianos comienzan a formarse. Modelando las condiciones del universo temprano, junto con el cálculo de las secciones eficaces nucleares, y la resolución de la ecuación de Boltzmann, se pueden calcular las abundancias de los elementos livianos como el D, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ y ${}^7\text{Li}$. La figura 1.3 muestra las predicciones de las abundancias de los elementos livianos.

El deuterio primordial determina la densidad bariónica con extrema precisión y puede ser observado por intermedio de cuásares a $z \sim 3 - 4$ cuando las abundancias primordiales no cambiaron significativamente.

Cuando la temperatura del universo es menor a 1 MeV, el plasma está formado por partícu-

las relativistas en equilibrio (fotones, electrones y positrones), partículas relativistas desacopladas (neutrinos) y partículas no relativistas (bariones). Las estimaciones de la densidad bariónica por nucleosíntesis primordial son $\Omega_b h^2 \simeq 0.0205 \pm 0.0018$ y por radiación cósmica de fondo $\Omega_b h^2 \simeq 0.02205 \pm 0.00028$, lo que muestra un excelente acuerdo. Este valor es significativamente más bajo que las estimaciones de la densidad total de materia Ω_m , lo que implica la existencia de materia oscura no bariónica.

1.3.2. Recombinación y desacople

Cuando la temperatura es mayor a la temperatura de ionización del hidrógeno ($T = 13.6 \text{ eV}/k_B$, donde k_B es la constante de Boltzmann), la escala de interacción entre fotones y electrones (dispersión Thomson) y entre electrones y protones (dispersión de Rutherford o de Coulomb) es mucho mayor a la tasa de expansión del Universo y por lo tanto la expansión es adiabática y hay equilibrio térmico entre electrones, protones, y fotones. Durante esta etapa los electrones y protones permanecen libres como consecuencia de la alta temperatura y densidad de fotones energéticos que disocian a los átomos de hidrógeno neutro que se logran formar. Por lo tanto es de esperar encontrar bajas cantidades de hidrógeno neutro.

A medida que la reacción $e^- + p \rightleftharpoons H + \gamma$ permanece en equilibrio, la ecuación de equilibrio químico (ecuación de Saha) es

$$\frac{n_e n_p}{n_H} = \frac{n_e^{(0)} n_p^{(0)}}{n_H^{(0)}}. \quad (1.30)$$

donde $n_e, n_p, y n_H$ es la densidad numérica de electrones, protones e Hidrógeno respectivamente. Para resolverla se considera un universo neutro ($n_e = n_p$) y se define la fracción de electrones libres como

$$X_e \equiv \frac{n_e}{n_e + n_H} = \frac{n_p}{n_p + n_H}.$$

A medida que cae X_e la tasa de recombinación cae también, por lo que se vuelve más difícil satisfacer la condición de equilibrio. Para obtener la evolución de X_e con el tiempo se resuelve la ecuación de Boltzmann

$$\frac{dX_e}{dt} = \left[(1 - X_e)\beta - X_e^2 n_b \alpha^{(2)} \right], \quad (1.31)$$

donde β es la tasa de ionización y α la tasa de recombinación a partir del nivel de energía electrónico $n = 2$ (el $n = 1$ no es relevante). La figura 1.4 muestra la resolución numérica de la ecuación de Boltzmann y la solución exacta de la ecuación de Saha.

La recombinación se da a $z \sim 1000$ y está directamente relacionada con el desacople de los fotones con la materia. El desacople ocurre cuando la tasa de dispersión Compton entre fotones y electrones se vuelve menor a la tasa de expansión. El desacople ocurre durante la recombinación. Cuando ésta se detiene, la fracción de ionización permanece constante, y los fotones comienzan a propagarse libremente formando el FCR. Este proceso no es instantáneo sino que dura $\sim \Delta z = 90$.

La temperatura a la que se da el desacople entre fotones y electrones se calcula en $T_{\text{dec}} \sim 0.26 \text{ eV}$ y corresponde a $z_{\text{dec}} \sim 1100$.

1.3.3. El modelo de Λ CDM

El modelo vigente más aceptado en la comunidad científica es el de un modelo de universo espacialmente plano, en expansión acelerada, con constante cosmológica Λ y materia oscura no relativista o fría. Este es el modelo más simple que permite explicar una gran cantidad de observaciones. La

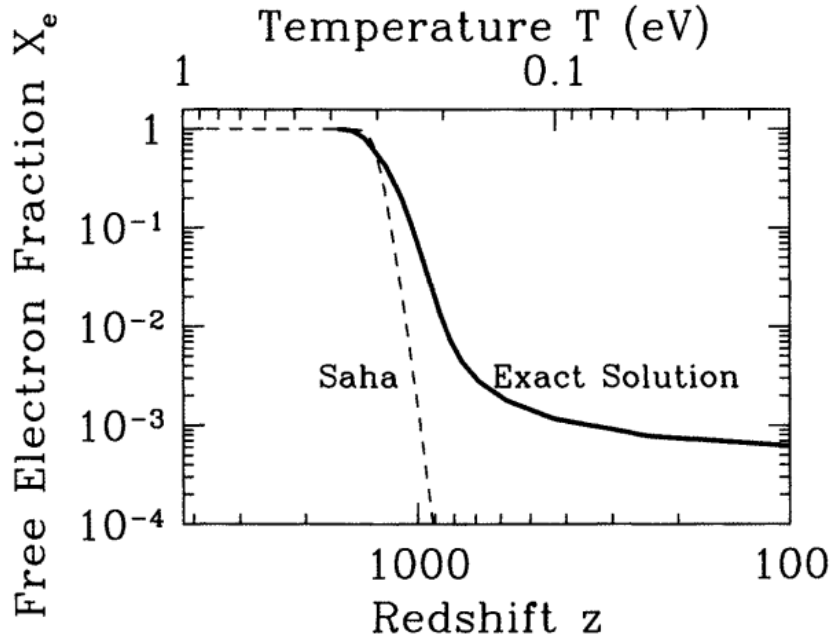


Figura 1.4: Evolución de la abundancia de la fracción de electrones X_e en función del corrimiento al rojo z . La recombinación ocurre en $z \sim 1000$. En la figura se muestra el resultado de resolver el proceso utilizando la aproximación de Saha (línea punteada) y la solución numérica para la ecuación de Boltzmann (línea continua). Extraído de [21].

vigencia de este modelo se sustenta en más de 60 años de observaciones y, si bien no es el único, es el más sencillo y robusto.

Las observaciones muestran que el universo tiene radiación, materia y energía oscura en las siguientes cantidades [22]:

$$\Omega_k \leq 1 \times 10^{-3}, \quad \Omega_r = 9.4 \times 10^{-5}, \quad \Omega_m = 0.31 \quad \Omega_\Lambda = 0.68. \quad (1.32)$$

De aquí se desprende que el universo está compuesto en un 5% de materia ordinaria (bariónica) y un 25% de materia oscura no relativista, una ecuación de estado consistente con $w = -1$ lo cual indicaría que estamos en un universo dominado por energía de vacío.

Hoy en día las observaciones de las oscilaciones acústicas de bariones, supernovas tipo IA y el FCR muestran un gran acuerdo con este modelo de universo.

1.4. Fondo cósmico de radiación

La etapa de recombinación, o igualdad materia-radiación, tiene una gran importancia pues permite estudiar la generación de estructura a gran escala y las anisotropías en temperatura del FCR, debido a que, cuando las perturbaciones reingresan al radio de Hubble, evolucionan de forma diferente dependiendo la etapa del universo en que lo hacen.

Luego del desacople fotón-barión los fotones se propagan libremente hasta llegar a la Tierra, es decir que viajan ~ 13.8 mil millones de años. Estos fotones fueron observados por primera vez por Penzias y Wilson [16] con su antena instalada en los Laboratorios Bell.

Luego, en los años '90, las observaciones realizadas por el instrumento FIRAS del satélite COBE permitieron determinar que el espectro del FCR se ajusta casi a la perfección (hasta una parte en cien mil) al espectro de cuerpo negro con temperatura $T_{\text{FCR}} = 2.7255$ K [23]. La figura 1.5 muestra

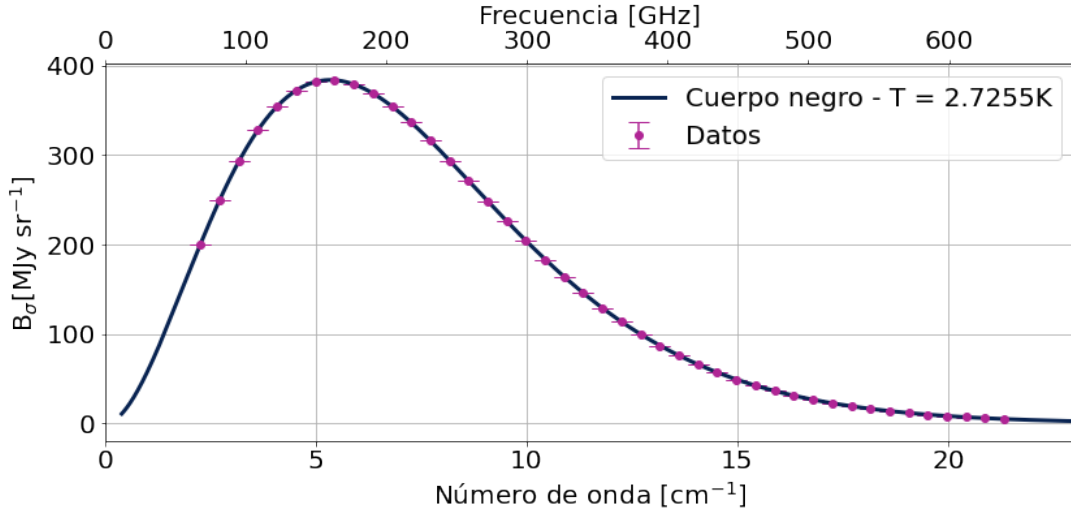


Figura 1.5: Espectro del FCR. En magenta se muestran los datos del espectro de cuerpo negro por número de onda medido por el instrumento FIRAS del satélite COBE [23]. En azul oscuro se muestra el modelo de cuerpo negro con $T = 2.7255$ K. Las barras de error están incluidas.

la densidad espectral de energía del FCR medida por el satélite COBE ⁵ (magenta). En azul oscuro se muestra la densidad espectral de energía para un cuerpo negro con temperatura T_{FCR} siguiendo la cual se modela mediante la ley de Planck,

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1}, \quad (1.33)$$

donde h es la constante de Planck, ν la frecuencia de radiación y T la temperatura del cuerpo negro.

1.4.1. Dipolo del FCR

El FCR es una radiación isotrópica. La superficie de última dispersión observada permite definir un marco de referencia en el cual la Tierra está en movimiento. Observadores con velocidad $\beta = v_\odot/c$, con v_\odot velocidad del Sistema Solar respecto a la superficie de última dispersión, medirán una temperatura de ⁶

$$T(\theta) = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta} T_{\text{FCR}}, \quad (1.34)$$

donde θ es el ángulo entre la dirección de movimiento y la dirección de observación. A segundo orden la ecuación 1.34 puede escribirse como

$$\frac{T(\theta)}{T_{\text{FCR}}} = 1 + \beta \cos \theta + \frac{1}{2} \beta^2 \cos 2\theta + \mathcal{O}(\beta^3). \quad (1.35)$$

El primer término corresponde al monopolio (temperatura media del campo de radiación) y permite definir $\Delta T(\theta) = T(\theta) - T_{\text{FCR}}$, mientras que el segundo término corresponde al dipolo

⁵Datos extraídos de https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/firas_monopole_get.html.

⁶Peebles, P. J. E., & Wilkinson, D. T. (1968). Comment on the Anisotropy of the Primeval Fireball. Physical Review, 174(5), 2168–2168. doi:10.1103/physrev.174.2168

1. Introducción

producido por el movimiento del observador. COBE midió la amplitud del dipolo ~ 3 mK y un $\Delta T(\theta) = 3.358 \times 10^{-5} \cos \theta$ K.

Medir la radiación La unidad básica para calcular la radiación es la intensidad específica o brillo I_ν . Se considera un rayo, y un detector de área dA normal al rayo incidente. Si se toman todos los rayos que pasan a través de dA cuya dirección está contenida dentro de un ángulo sólido $d\Omega$ del rayo. La energía que atraviesa dA en un tiempo dt en un rango de frecuencias $d\nu$ está definida como

$$dE = I_\nu dA dt d\Omega d\nu. \quad (1.36)$$

Las unidades involucradas son $[I_\nu] = \text{erg seg}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}$. Integrando en el ángulo sólido, se obtiene la densidad de flujo S_ν . En radioastronomía la unidad estándar de la densidad de flujo es el Jansky Jy , donde $1 Jy = [10^{-26} \text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}] = [10^{-23} \text{ergs seg}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}]$.

Si la fuente de emisión es un cuerpo negro (como el FCR, o cualquier fuente térmica), entonces la intensidad sólo se especifica a través de su temperatura utilizando la ley de cuerpo negro 1.33. Desarrollando en Taylor la ecuación alrededor de una temperatura media T_{FCR} K para una frecuencia ν

$$I_\nu(\theta) = B_\nu(T(\theta)) = B_\nu(T_{\text{FCR}}) + T_{\text{FCR}} \left. \frac{\partial B_\nu(T)}{\partial T} \right|_{T_{\text{FCR}}} \beta \cos \theta + \mathcal{O}(\beta^2), \quad (1.37)$$

donde el primer término es el monopolo y el segundo término es el dipolar. Los mapas del FCR se suelen utilizar en términos de la temperatura diferencial del FCR:

$$\Delta T = \frac{\Delta I_\nu}{(\partial B_\nu / \partial T)_{T_{\text{FCR}}}}, \quad (1.38)$$

En radio astronomía se caracteriza la temperatura de brillo en una determinada frecuencia como la temperatura de un cuerpo negro que posee el mismo brillo a esa frecuencia. Se identifica $I_\nu = B_\nu(T_b)$, donde T_b es la temperatura de brillo. En el límite de Rayleigh-Jeans ($h\nu \ll k_B T$), queda

$$I_\nu(T_b) = \frac{2\nu^2}{c^2} k_B T_b. \quad (1.39)$$

Esta definición permite definir dos formas de escribir el denominador de la ecuación 1.38:

- Si utilizamos la ley de Planck sin aproximaciones, definimos las unidades de FCR-Kelvin, entonces

$$\left. \frac{\partial B_\nu(T)}{\partial T} \right|_{T_{\text{FCR}}} = \frac{2h^2\nu^4}{k_B T^2 c^2} \frac{e^x}{(e^x - 1)^2} \Big|_{T_{\text{FCR}}}, \quad \text{con} \quad x = \frac{h\nu}{k_B T}. \quad (1.40)$$

- Si utilizamos la aproximación de R-J-Kelvin 1.39 ,

$$\left. \frac{\partial B_\nu(T)}{\partial T} \right|_{T_{\text{FCR}}} = \frac{2k_B\nu^2}{c^2}. \quad (1.41)$$

Pasar de unidades de FCR-Kelvin a RJ-Kelvin o viceversa no es trivial (ver seccion 3.4.4 de [24]). La velocidad baricéntrica del Sistema Solar es $v_\odot \simeq 369.82 \pm 0.11$ km/seg, en la dirección $(l, b) = (264.021^\circ \pm 0.011^\circ, 48.253^\circ \pm 0.005^\circ)$. La velocidad del Sistema Solar implica una composición de la velocidad de la Galaxia y la velocidad del grupo local respecto al FCR. El dipolo establece un

marco de referencia especial en donde el dipolo del FCR es nulo. El dipolo ahora se usa como un calibrador primario para experimentos de mapeo, ya sea a través del movimiento orbital de la Tierra que varía con el tiempo, o a través del dipolo cosmológico medido por experimentos satelitales [25].

En el caso de la figura 1.5 se utiliza como unidad la frecuencia espacial. Si f es la frecuencia que usualmente se define utilizando los Hz ($= \text{seg}^{-1}$), ω será $\omega = 2\pi f$ en unidades de radianes/seg.

Si consideramos que el argumento del campo electrostático suele ser escrito como kz (asumiendo z la dirección de propagación de la onda monocromática y evaluada a $t = 0$), entonces la onda repite su forma en forma periódica a intervalos $kz = 2\pi m$ ($m \in \mathbb{N}$). El período de una variación espacial de una onda monocromática λ será entonces definida mediante $k\lambda = 2\pi$. El número de variaciones espaciales por unidad de distancia es

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (1.42)$$

Llamamos k a la frecuencia espacial, que caracteriza las variaciones espaciales de la intensidad del campo, similar a la frecuencia temporal que caracteriza las variaciones temporales de la intensidad del campo. La frecuencia espacial también se denomina número de onda, ya que es igual al número de longitudes de onda en una distancia 2π y $[k] = [\text{longitud}^{-1}]$.

Sin embargo, una tercera unidad espectral, comúnmente utilizada en espectroscopia, es el número de onda, el número de ondas por cm^{-1} : $\sigma = \nu/100/c$ [cm^{-1}], la ley de Planck puede reescribirse:

$$B_\sigma = \left| \frac{d\nu}{d\sigma} \right| B_\nu, \quad (1.43)$$

en unidades de $[\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{cm}^{-1}]$. Este es el sistema de unidades utilizado para graficar la figura 1.5.

Los fotones del FCR viajaron hacia la Tierra desde una esfera, centrada en quien observa y conocida como superficie de última dispersión, cuyo radio es esencialmente el universo observable 10^4 Mpc o 10^{10} años luz. Los fotones perdieron energía con la expansión del universo, y ahora forman un cuerpo negro a $T \sim 2.7255$ K. Se puede pensar a la temperatura de los fotones del fondo cósmico de radiación como la temperatura del universo.

1.4.2. Problemas del modelo

Hasta el año 1981 el modelo cosmológico vigente tenía dos problemas no resueltos. Cerca de 400000 años después del Big Bang el universo se enfrió lo suficiente dando paso a la formación de los primeros átomos de Hidrógeno neutro. Esto permitió que se desacoplen los fotones de la materia y se formara la superficie de última dispersión o FCR. Esta radiación es extremadamente isotrópica con anisotropías menores a una parte en cien mil. Ahora bien, el diámetro angular de la esfera de Hubble en ese instante visto hoy en día, y asumiendo $\kappa = 0$, resulta de $\sim 1^\circ$ en el cielo. El poco tiempo transcurrido entre el Big Bang y la formación del FCR hace emerger un problema, ¿cómo pudo la información estar interconectada causalmente (*i.e.* temperatura termalizada) en escalas que sólo pudieron estar en contacto causal luego de la formación del FCR? Este problema se conocía como el **problema del horizonte**.

Esto puede observarse graficando la evolución de las escalas físicas y el radio de Hubble. Sea λ_c una escala comóvil arbitraria, la escala física resulta $\lambda_f \sim a(t)\lambda_c$ ⁷. Por otro lado, de la ecuación de Friedmann-Lemaître $H^2(t) \propto \rho$, dependiendo el tipo de universo (dominado por materia o radiación) el radio de Hubble queda

$$H^2(t) \propto \rho = \begin{cases} a^{-3} & \Rightarrow H^{-1} \sim a^{3/2} \quad \text{cuando domina la materia (DM)} \\ a^{-4} & \Rightarrow H^{-1} \sim a^2 \quad \text{cuando domina la radiación (DR).} \end{cases} \quad (1.44)$$

⁷En el espacio de Fourier cuando se convierten coordenadas comóviles a físicas se multiplica por $a^{-1}(t)$.

1. Introducción

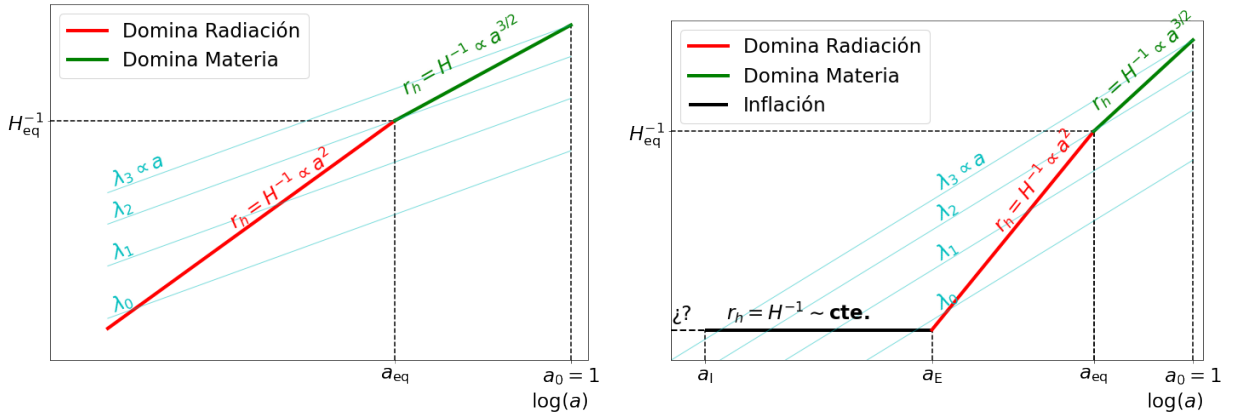


Figura 1.6: Escalas físicas λ_i (cyan) y tamaño del radio de Hubble según la época del Universo (rojo radio de Hubble cuando domina radiación, verde radio de Hubble cuando domina materia y negro radio de Hubble durante la etapa inflacionaria). *Izq.:* Sin la etapa inflacionaria las escalas físicas están desconectadas y sin un pasado en común para intercambiar información como para reingresar al radio de Hubble (es decir, cuando cruzan la línea de radio de Hubble $\lambda_i < r_h$). *Der.:* Al incluir la etapa inflacionaria, las escalas más grandes que vemos hoy en día estuvieron en contacto causal con el resto de las escalas. Esto último permite explicar la termalización observada en el FCR más allá del radio de la esfera de Hubble al momento de desacople (1°).

En la imagen de la izquierda de la figura 1.6 se representa la evolución de estas cantidades físicas en función del factor de escala sin considerar un período inflacionario, *i.e.* sólo universo dominado por materia y por radiación. De la figura interesa la siguiente lectura: las escalas físicas que pueden comunicarse causalmente son aquellas que sean menor al radio de Hubble, es decir, $\lambda_i < r_h$. En la figura se representan cuatro escalas: λ_1 del tamaño de r_h al principio de la etapa DR, λ_2 tiene un tamaño tal que ingresó al radio de Hubble durante plena etapa DR, λ_3 del tamaño del r_h al momento de desacople y λ_4 del tamaño del Universo observable hoy en día. En este simple grafico se observa que sin una etapa inflacionaria las escalas se encuentran sin contacto causal hasta que reingresan a la esfera de Hubble. Cuando se incluye la etapa inflacionaria (figura derecha de 1.6) se logra hacer que todas las escalas estén en contacto causal ($\lambda_i < r_h$), luego salgan del horizonte ($\lambda_i > r_h$) y reingresen al mismo, lo que permitiría explicar la termalización observada en el FCR.

Por otro lado, en un universo en expansión la densidad total de energía $\Omega = 1$ es inestable ya que si $\Omega > 1$ la densidad de energía total de universo crece, mientras que si $\Omega < 1$ la densidad total del universo decrece. Por otro lado, si se calcula la densidad total de energía en la escala de Planck (t_p) se obtiene $|\Omega(t_p) - 1| < 10^{-60}$. ¿Cómo es posible que se mantenga del orden de la unidad tanto tiempo después? Este problema se conoce como **problema de la planitud**. Con una etapa inflacionaria, este punto deja de ser un problema porque el universo se expande exponencialmente en un período de tiempo muy acotado por lo que la geometría, cualquiera que sea, se vuelve plana a las escalas medibles hoy en día.

1.5. Inflación

El modelo estándar de Big Bang provee una excelente estructura dentro del cual se puede entender la historia térmica del universo y el crecimiento de la estructura a gran escala, pero era incompleto ya que tenía problemas. Guth presentó una solución a esos problemas proponiendo una etapa de expansión acelerada en el Universo temprano [26]. La tasa de expansión de Hubble, $H = \dot{R}/R$, de la cosmología de Robertson-Walker (RW) está dada por las ecuaciones de Friedmann-

Lemaître con constante cosmológica Λ ,

$$H^2 = \frac{8\pi\rho}{mM_P^2} + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{a^2}, \quad (1.45)$$

donde el último término es la curvatura espacial. En el universo temprano domina la radiación o la materia no relativista por sobre el término de energía oscura (Λ) por lo que se obtiene una expansión que se desacelera o $\ddot{a} < 0$.

La inflación postula una etapa del universo temprano en la que la expansión se acelera $\ddot{a} > 0$, anterior a la etapa dominada por radiación, y ofrece un modelo físico para el origen de las condiciones iniciales. Esta expansión acelerada conduce a un universo espacialmente curvo de RW a uno espacialmente plano, y expande el horizonte de causalidad más allá del radio de Hubble actual, lo que permite que todas las escalas observadas en el universo hayan tenido un pasado común. El modelo más simple para inflación considera un campo escalar único y rodamiento lento. Las predicciones realizadas por inflación incluyen [27]:

- perturbaciones primordiales adiabáticas;
- espectro de las perturbaciones primordiales (casi) invariante de escala;
- distribución de perturbaciones primordiales con distribución Gaussiana;
- al final de la etapa de desacople debió haber perturbaciones primordiales fuera del radio de Hubble.

Duración de la inflación – Las regiones del FCR separadas por escalas mayores a H^{-1} al momento de desacople no tiene razón para estar a la misma temperatura. Como se puede ver en la figura 1.6, una escala física λ_i crece más lento que el radio de Hubble o, dicho matemáticamente,

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\lambda_i}{H^{-1}} \right) < 0. \quad (1.46)$$

Para que todas las escalas entren en H^{-1} a tiempos tempranos es necesario que

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\lambda_i}{H^{-1}} \right) \propto \frac{d}{dt} (aH) = \ddot{a} > 0. \quad (1.47)$$

Esto significa que se necesita una época de aceleración. Durante esta etapa si la densidad de energía del universo está dominada por energía de vacío, entonces $\rho \approx$ constante y $H^2 \approx$ constante $\Rightarrow a \propto e^{Ht}$, lo que da una expansión exponencial.

¿Qué duración debe tener la etapa inflacionaria? lo suficientemente larga como para que las escalas más grandes observadas hoy en día permanezcan adentro del radio de Hubble durante esa etapa, es decir que

$$\frac{a_0}{a_I} H_{\text{inf}}^{-1} \geq H_0^{-1} \Rightarrow \frac{a_0}{a_I} = \frac{a_0}{a_E} \frac{a_E}{a_I} = \frac{a_0}{a_E} e^N \Rightarrow e^N \geq \frac{H_0^{-1}}{H_{\text{inf}}^{-1}} \frac{a_E}{a_0}, \quad (1.48)$$

con N el número de *e-folds*. ^a Utilizando el modelo de inflación de *slow roll* (rodamiento suave). Para el modelo de *slow-roll* ese parámetro puede estimarse en $e^N \geq 62 + \ln(V_0^{1/4}/10^{16} \text{ GeV})$. Además se puede calcular que la escala del radio de Hubble durante inflación es $H_{\text{inf}}^{-1} \sim 10^{-28} \text{ cm}$ por lo que cualquier escala considerada tiene que contenida ahí, lo que implica que los campos involucrados deben ser cuánticos.

^aUn *e-fold* es la escala temporal en la cuál el espacio-tiempo crece un factor e .

1.5.1. Inflación de campo escalar

En esta subsección vamos a desarrollar el marco teórico que configura las condiciones iniciales para los modelos que explican la distribución de materia y radiación que hoy se observa en el Universo. El modelo de rodamiento lento propone un campo escalar ϕ con potencial $V(\phi)$. Se puede dividir el desarrollo en dos: una parte homogénea y una parte perturbativa. Lo mismo para el campo ϕ , $\phi(\mathbf{x}, t) = \phi_0(t) + \delta\phi(\mathbf{x}, t)$.

Evolución homogénea

La etapa denominada inflación resuelve los problemas antes mencionados y, además, es un mecanismo para explicar el origen o condiciones iniciales de las fluctuaciones que hoy se observan. La propuesta es que la mecánica cuántica genera fluctuaciones en todas las escalas y luego de inflación estas se vuelvan macroscópicas. La solución más común a los problemas enunciados, es mediante un período en donde la dinámica del universo es dominada por un campo escalar $\phi(t, \mathbf{x})$, denominado inflatón. El Lagrangiano del campo es

$$\mathcal{L}_\phi = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi) \sim \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 - V(\phi). \quad (1.49)$$

A partir de \mathcal{L} la densidad de energía y la presión de ϕ es

$$\rho_\phi = \frac{\dot{\phi}^2}{2} + V(\phi), \quad P_\phi = \frac{\dot{\phi}^2}{2} - V(\phi). \quad (1.50)$$

Durante esta etapa la presión y la energía están dominadas sólo por la contribución del campo inflatón. Para que a se expanda exponencialmente y con ello H_{inf}^{-1} sea aproximadamente constante debe satisfacerse que $P_\phi \sim -\rho_\phi \Rightarrow V(\phi) \gg \dot{\phi}^2/2$. Esta última se conoce como condición de rodamiento suave (o *slow roll*).

Esta es la idea de inflación: el universo temprano, durante un período suficientemente largo, es dominado por el potencial de un campo escalar que varía muy suavemente. Durante inflación el espacio-tiempo se expande exponencialmente, el horizonte causal se vuelve muy grande, $\Omega(t)$ tiende a 1 y la curvatura se vuelve despreciable.

A partir del Lagrangiano se puede deducir una ecuación de movimiento para ϕ quedando,

$$\ddot{\phi} + 3\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)\dot{\phi} + V'(\phi) = 0, \quad (1.51)$$

donde $'$ denota derivada respecto al campo escalar ϕ . De la condición de *slow roll* y considerando que se cumple para todo instante que dura inflación se puede demostrar que $V'(\phi) \gg \ddot{\phi}$ y resulta que 1.51 queda

$$3\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)\dot{\phi} + V'(\phi) \approx 0. \quad (1.52)$$

Por lo tanto las dos condiciones para que se cumpla el rodamiento suave son

$$\frac{\dot{\phi}}{2} \ll V(\phi), \quad \text{y}, \quad (1.53)$$

$$|\ddot{\phi}| \ll 3H|\dot{\phi}|. \quad (1.54)$$

Estas condiciones forman la base para la definición de los parámetros adimensionales, que están relacionados con la primera y segunda derivada del potencial V

$$\epsilon(\phi) \equiv \frac{M_p^2}{16\pi} \left(\frac{V'}{V} \right)^2, \quad (1.55)$$

$$\eta(\phi) \equiv \frac{M_p^2}{8\pi} \left(\frac{V''}{V} \right). \quad (1.56)$$

M_p es la masa de Planck y $\epsilon(\phi) \ll 1$ y $\eta(\phi) \ll 1$. Estos parámetros se denominan parámetros de rodadura lenta del potencial.

Fluctuaciones durante inflación

La teoría que explica las fluctuaciones es extremadamente importante ya que permite explicar la formación de la estructura a gran escala que se observa a partir de pequeñas fluctuaciones iniciales. La evolución de las fluctuaciones originadas en inflación permiten describir en forma muy precisa a las anisotropías en temperatura T que se observan en el FCR.

El Universo no es perfectamente isótropo ni homogéneo, pues existen aglomeraciones de galaxias, cúmulos, filamentos, vacíos inter-cúmulos y diferentes objetos y personas. Las perturbaciones a la métrica se pueden descomponer en escalares, vectoriales y tensoriales. Cada uno de estos tipos evoluciona en forma independiente.

Para describir las inhomogeneidades se parte de una métrica perturbada linealmente de la forma

$$g_{\mu\nu} = \bar{g}_{\mu\nu} + a^2 \delta g_{\mu\nu}, \quad (1.57)$$

donde \bar{g} es la métrica que describe un fondo suave y δg la perturbación sobre ese fondo suave, con componentes

$$\begin{cases} \delta g_{00} &= -1/a^2 \\ \delta g_{0i} &= \delta g_{i0} = 0 \\ \delta g_{ij} &= \begin{pmatrix} 1+h_+ & h_\times & 0 \\ h_\times & 1-h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \mathbb{I}_{3 \times 3} + \begin{pmatrix} h_+ & h_\times & 0 \\ h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \mathbb{I}_{3 \times 3} + h_{ij}. \end{cases} \quad (1.58)$$

El tensor de perturbación h_{ij} puede ser descripto mediante dos estados de polarización h_+ y h_\times elegidos de tal forma que ocurren en el plano $x-y$ mientras que la onda viaja en la dirección de z . Este tensor es simétrico, $|h_{ij}| \ll 1$, y posee divergencia y traza nula. Para derivar las ecuaciones de Einstein se calculan los símbolos de Christoffel, el tensor de Ricci y el escalar de Ricci. La ecuación tiempo-tiempo de Einstein no posee perturbaciones tensoriales, por eso estas perturbaciones suelen denominarse indistintamente perturbaciones 'escalares' o 'en densidad'.

Utilizando la componente $\frac{1}{2}$ y $\frac{2}{2}$ por un lado, y la componente $\frac{1}{2}$ por otro lado, se obtiene la siguiente ecuación para las componentes tensoriales perturbativas en el espacio de Fourier,

$$\ddot{h}_\alpha + 2\frac{\dot{a}}{a}\dot{h}_\alpha + k^2 h_\alpha = 0, \quad (1.59)$$

donde $\alpha = +, \times$. Las derivadas son respecto al tiempo conforme. La ecuación 1.59 es una ecuación de onda plana y por lo tanto las soluciones serán ondas, por ello a las perturbaciones tensoriales se las conoce como las causantes de las ondas gravitacionales primordiales. Estas perturbaciones no son causantes de la estructura a gran escala del Universo pero sí inducen anisotropías en la temperatura y son la única evidencia de inflación que pueden observarse hasta el momento.

1. Introducción

Las perturbaciones (escalares o tensoriales, ya que las vectoriales son despreciables si fueron generadas durante inflación) producidas en momentos muy tempranos cuando todas las escalas estaban causalmente conectadas, persisten mucho después de que termina la inflación.

En el caso de las perturbaciones escalares, están acopladas a la densidad de materia y radiación y son las responsables de las inhomogeneidades presentes en Universo.

Las fluctuaciones cuánticas del campo, durante inflación, son las responsables de las variaciones alrededor de un fondo suave. Durante la época de inflación, el universo se compone de un sólo campo escalar y una métrica de fondo uniforme. A cualquier tiempo el promedio temporal de las oscilaciones es nulo mientras que el promedio cuadrático, la varianza, es distinto de cero.

La ecuación de ondas puede reescribirse haciendo un cambio de variables de la forma

$$u^\alpha = \frac{M_{\text{Pl}} h_\alpha}{\sqrt{32\pi}}. \quad (1.60)$$

Esta transformación es conforme y permite reescribir la ecuación en la forma

$$\ddot{u}^\alpha(k, \tau) + \left(k^2 - \frac{\ddot{a}}{a}\right)u(k, \tau) = 0. \quad (1.61)$$

donde τ es el tiempo conforme. Durante el rodamiento lento

$$\frac{\ddot{a}}{a} \simeq (2 - \epsilon)a^2 H^2. \quad (1.62)$$

Esto hace posible cuantizar las fluctuaciones métricas lineales, $u(k, \tau) \Rightarrow \hat{u}(k, \tau)$, en escalas dentro del radio de Hubble, $k^2/a^2 \gg H^2$, donde la expansión puede ser despreciada. Durante la etapa de expansión acelerada, el radio comóvil de Hubble decrece con el tiempo $H^{-1}/a = 1/\dot{a}$ ($\ddot{a} > 0$). Todos los modos comienzan dentro del radio de Hubble y es posible considerar que las fluctuaciones iniciales del campo están en un estado de vacío en tiempos tempranos o en escalas pequeñas.

La varianza de las perturbaciones en términos de la variable $u(k, t)$ es

$$\langle h^\dagger(k, \tau)h'(k, \tau) \rangle = \frac{16\pi G}{a^2}|u(k, \tau)|^2(2\pi^2)\delta(k - k'), \quad (1.63)$$

$$\equiv P_h(k, \tau)(2\pi)^3\delta(k - k'), \quad (1.64)$$

donde en la segunda línea se define el espectro primordial de perturbaciones tensoriales (para una dirección de polarización). Una cantidad relacionada es el espectro de potencias sin dimensiones $\Delta_h^2(k, \tau) \equiv \frac{k^3}{2\pi^2}P_h(k, \tau)$ lo cual da la varianza de los modos tensoriales en intervalos logarítmicos de longitud de onda. A partir de las expresiones 1.63 se define

$$P_h(k, \tau) = 16\pi G \frac{u(k, \tau)}{a^2}. \quad (1.65)$$

La ecuación 1.61 puede resolverse para tiempos muy tempranos, es decir modos bien adentro del horizonte, donde se cumple que $k|\tau| \gg 1$ o su equivalente $k \gg aH$. La solución es un oscilador armónico de la forma

$$u = \frac{\exp(-ik\tau)}{\sqrt{2k}} \left[1 - \frac{i}{k\tau} \right]. \quad (1.66)$$

Luego de que inflación trabajó las suficientes $e - folds$, $k|\tau|$ se vuelve muy chicos y los modos salen del horizonte. A tiempos tempranos, la inflación atenúa la amplitud de las ondas gravitacionales pues $h \propto u/a$. Una vez que $k\tau$ es más chico que la unidad, el modo deja el horizonte, h permanece constante ($1/\tau \propto a$), y se vuelve observable una vez que reingresa al horizonte. Esta producción de

ondas gravitacionales es una consecuencia debido a que las dos soluciones de la ecuación de onda se separan en modos constantes y decaen en un espacio-tiempo que se expande exponencialmente.

Como u está normalizado, ahora se puede determinar la varianza de la amplitud de la onda gravitacional de los modos fuera del horizonte, que escala como $|u|^2/a^2$. Es constante en el tiempo después de que la inflación ha estirado el modo para que sea más grande que el horizonte. Esta constante determina la condición inicial para las ondas gravitacionales, h_+ y h_\times , en algún instante antes de que el modo vuelva a entrar en el horizonte. Para la versión final del espectro, las amplitudes son evaluadas en el momento que el modo deja el horizonte, a tiempo t_* y por lo tanto $k|\tau_*| = 1$. El espectro de potencias para las ondas gravitacionales queda

$$P_h(k) = 2 \times \frac{16\pi G}{a} \frac{1}{2k^3\tau^2}, \quad (1.67)$$

$$= \frac{160\pi GH^2}{k^3}, \quad (1.68)$$

donde el factor 2 viene de considerar ambas direcciones de polarización. Recordar que el factor de Hubble es casi-constante durante la etapa inflacionaria y por lo tanto el espectro de potencias tensoriales es invariante de escala fuera del radio de Hubble. Una detección de estas ondas y una medición de $P_h(k)$ permitiría medir la tasa de expansión de Hubble durante inflación. Como la energía potencial es la que domina en modelos inflacionarios, una medida de H permitiría estimar la energía potencial V .

Convencionalmente, el espectro de potencias de los modos tensoriales se pueden parametrizar vía el espectro de potencia total $P_T(k)$ (fuera del horizonte) definido como

$$P_T(k) = \frac{32\pi}{k^3} \frac{H^2}{M_{\text{pl}}^2} \Big|_{aH=k} \equiv 2\pi^2 \mathcal{A}_T k^{-3} \left(\frac{k}{k_p}\right)^{n_T}, \quad (1.69)$$

permitiendo definir la amplitud y el índice espectral de los modos tensoriales \mathcal{A}_T y n_T respectivamente. Un espectro tensorial invariante de escala sería cuando $n_T = 0$. En la práctica, \mathcal{A}_T se reemplaza por la relación entre amplitud tensorial respecto a la amplitud del espectro primordial generado por los modos escalares \mathcal{A}_S , r ,

$$r(k) \equiv \frac{P_T(k)}{P_R(k)} = \Big|_{k=k_p} \frac{\mathcal{A}_T}{\mathcal{A}_S}. \quad (1.70)$$

1.6. Anisotropías de Temperatura del FCR

Los experimentos de FCR miden las fluctuaciones de temperatura $\Delta T(\hat{n})$ ⁸ con respecto a la temperatura media del FCR, $T_{\text{FCR}} = 2.7255$ K. Las fluctuaciones de temperatura observadas siguen una ley de distribución aleatoria gaussiana. En el marco del modelo estándar vimos que las anisotropías provienen de las fluctuaciones cuánticas del campo inflatón. Toda la información estadística de una distribución Gaussiana está contenida en la función de correlación de dos puntos definida como

$$C(\hat{n}_1, \hat{n}_2) = \langle \Delta T(\hat{n}_1) \Delta T(\hat{n}_2) \rangle, \quad (1.71)$$

donde \hat{n}_1 y \hat{n}_2 son dos direcciones diferentes del cielo y donde el promedio se realiza sobre realizaciones del Universo. El principio cosmológico implica que la correlación sólo depende de la diferencia angular entre las dos direcciones de observación, es decir, $\cos \theta = \hat{n}_1 \cdot \hat{n}_2$. Luego de que

⁸ \hat{n} vector unitario apuntando a una dirección particular del cielo.

1. Introducción

el dipolo es restado, el tamaño de las fluctuaciones es de 1 parte en 100000. Matemáticamente se puede describir el campo escalar de las anisotropías en temperatura utilizando una base completa de funciones, los armónicos esféricos $Y_{\ell m}$,

$$\frac{\Delta T}{T}(\hat{n}) = \sum_{\ell=2}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\hat{n}), \quad (1.72)$$

donde ℓ se llama multipolo y es el conjugado de la escala angular $\ell \sim \theta^{-1}$ para ℓ 's grandes. Los coeficientes $a_{\ell m}$ son los coeficientes de la transformada de Fourier de una proyección curva del cielo. Además, por definición el valor medio de los $a_{\ell m}$ son cero. El monopolo ($\ell = 0$) corresponde a la temperatura media del cielo, T_0 . El dipolo ($\ell = 1$) resulta del efecto Doppler consecuencia de la velocidad relativa del observador respecto a la superficie de última dispersión (ver 1.4.1). Los multipolos mayores a $\ell = 2$ contienen la información del plasma primordial.

La teoría provee información estadística del cielo, no permite calcular la temperatura exacta en una dada dirección del cielo. Por esta razón las cantidades de interés son estadísticas del patrón de temperatura observado. El estadístico más común y útil es la función de correlación a 2 puntos de la temperatura $C(\theta) = C(\hat{n}_1, \hat{n}_2)$. La varianza de los coeficientes $a_{\ell m}$ se puede expresar como

$$\langle a_{\ell m}^T a_{\ell' m'}^{T*} \rangle = \left\langle \int \frac{\Delta T}{T}(\hat{n}_1) Y_{\ell m}^*(\hat{n}_1) d\hat{n}_1 \int \frac{\Delta T}{T}(\hat{n}_2) Y_{\ell' m'}(\hat{n}_2) d\hat{n}_2 \right\rangle, \quad (1.73)$$

$$= \int \int C(\theta) Y_{\ell m}^*(\hat{n}_1) Y_{\ell' m'}(\hat{n}_2) d\hat{n}_1 d\hat{n}_2. \quad (1.74)$$

La expansión en multipolos permite aislar la física en forma más robusta y simplifica los cálculos,

$$C(\theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\ell} (2\ell + 1) C_{\ell} P_{\ell}(\cos\theta) \quad (1.75)$$

donde $P_{\ell}(\cos\theta)$ son los polinomios de Legendre y C_{ℓ} es la cantidad de interés denominada espectro angular de potencia de la anisotropía en temperatura. En términos de $a_{\ell m}$ quedan definidos como

$$\langle a_{\ell m}^T a_{\ell' m'}^{T*} \rangle = C_{\ell}^T \delta_{\ell\ell'} \delta_{mm'}. \quad (1.76)$$

Como la temperatura es un campo real, podemos relacionar los coeficientes como

$$a_{\ell m}^T = (-1)^m a_{\ell -m}^{T*}, \quad (1.77)$$

lo que implica que el número de coeficientes independientes es $2\ell + 1$ por cada ℓ . El estimador sin sesgo, para datos sin ruido, del espectro de potencias viene dado por la varianza de estos $2\ell + 1$ coeficientes independientes

$$\hat{C}_{\ell}^T = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell m}^T|^2. \quad (1.78)$$

En esta ocasión la incerteza es proporcional a la raíz cuadrada de la cantidad de muestras, esta cantidad se denomina 'varianza cósmica'.

$$\frac{\Delta C_{\ell}^T}{C_{\ell}^T} = \sqrt{\frac{2}{2\ell + 1}}, \quad (1.79)$$

donde el 2 en el numerador proviene de que C_ℓ es el cuadrado de una variable aleatoria Gaussiana ($a_{\ell m}$).⁹ Para observaciones realizadas en una fracción f_{sky} del cielo completo, las barras de error se incrementan en un factor $1/\sqrt{f_{\text{sky}}}$.

Considerando un campo estocástico $\Psi(\mathbf{k}, t)$, las cantidades que se pueden determinar son sus momentos, en particular el momento de orden cero (media) y su varianza

$$\langle \Psi(\mathbf{k}, t) \rangle = 0 \quad \langle \Psi(\mathbf{k}, t) \Psi^*(\mathbf{k}', t) \rangle.$$

Considerando que el proceso aleatorio que genera las fluctuaciones (Ψ o h) tiene isotropía y homogeneidad estadística, los valores de los parámetros tienen una correlación a 2-puntos nula para diferentes valores de \mathbf{k} . La cantidad que se utiliza para ajustar un modelo y compararlo con las observaciones es el espectro de potencias. En cosmología, y en particular el FCR, no se puede medir un valor de espectación debido a que el Universo es único, *i.e.* una realización del proceso estocástico que genera las fluctuaciones observadas. Lo mejor que se puede hacer cuando se quiere determinar el valor medio cuadrático de la fluctuación a una dada escala λ es promediar sobre muchas regiones inconexas de tamaño λ , asumiendo que este promedio espacial se corresponde a promediar sobre un ensamble (hipótesis ergódica). Este procedimiento funciona muy bien cuando las escalas consideradas son pequeñas debido a que el número de regiones inconexas e independientes es grande, pero cuando se toman regiones grandes el número de regiones inconexas decrece y por lo tanto la estimación puede estar muy lejos del valor promedio. Este problema es conocido como varianza cósmica.

1.6.1. Espectro de las anisotropías del FCR.

La forma del espectro de potencia angular de las anisotropías en temperatura se explica principalmente por la física del plasma primordial, por la geometría del universo y por la naturaleza de las fluctuaciones de las densidades primordiales.

1.6.2. Oscilaciones acústicas del fluido fotón-barión

La mecánica de oscilaciones se describe más fácilmente en el espacio de Fourier. Antes de la formación del H neutro, los electrones funcionaron como un pegamento entre los fotones (dispersión Thomson) y bariones (interacción de Coulomb).

Sin entrar en los detalles matemáticos, sino concentrándose en descripciones cualitativas, a gran escala se observan sólo las fluctuaciones primordiales, mientras que a pequeña escala las fluctuaciones primordiales son moduladas por las oscilaciones acústicas con picos en $k_n s_\star = n\pi$, donde s_\star es el horizonte de sonido comóvil al momento de la recombinación. Esta oscilación se produce por la tensión entre la presión de radiación y la interacción gravitatoria. La masa de los bariones desequilibra la oscilación cambiando la relación entre la presión y la gravedad dentro del fluido, la amplitud de las sobredensidades es por lo tanto mayor que la de las subdensidades. La relación Ω_b/Ω_m está estrechamente relacionada con la amplitud relativa de los picos pares e impares.

Los modos k afectados son aquellos que se encuentran dentro del radio de Hubble al momento del desacople. Los múltiples picos acústicos están relacionados armónicamente. Los picos impares corresponden a los modos congelados por la recombinación en la fase de compresión, los picos pares corresponden a los modos congelados en la fase de expansión.

Los picos acústicos del espectro de potencia de las anisotropías en temperatura en el FCR se dan en

⁹La varianza de x^2 es el doble del cuadrado de x si ésta es una variable aleatoria y Gaussiana.

$$\ell_1 \equiv k_1 d_A \quad (1.80)$$

$$\theta_1 \equiv \frac{2\pi}{\ell_1} = \frac{2\pi}{k_1 d_A}, \quad (1.81)$$

donde ℓ es el multipolo de Legendre.¹⁰ Para calcular la posición del primer pico acústico se considera que el camino recorrido por un fotón (geodésica nula) en un universo plano es $d_A = \chi = \tau$ y, considerando que el horizonte comóvil de sonido $s_* = c_*/\sqrt{3}$, la posición del primer pico acústico proyectada en el cielo es de $\sim 2^\circ$ o en espacio de armónicos esféricos $\ell \sim 200$. Para tener un panorama completo de los efectos que contribuyen al espectro de potencias de las anisotropías del FCR es necesario incluir y describir varios efectos físicos que ocurren en el camino de los fotones hasta nosotros. Estos efectos afectan la forma del espectro en distintas escalas angulares y por lo tanto a distintos k 's (ó ℓ 's).

Efecto Sachs-Wolfe El efecto Sachs-Wolfe es el mecanismo por el cual las fluctuaciones de densidad del fluido fotón-barión dejan una huella en la temperatura de los fotones del FCR. Resulta de la combinación de dos procesos opuestos. La temperatura promedio de los fotones que caen dentro de un pozo de potencial gravitacional es mayor por un factor

$$\frac{\Delta T}{T} \Big|_{\text{entrada}} = \frac{2}{3} \frac{\delta\Psi}{c^2}, \quad (1.82)$$

donde $\delta\Psi$ es la variación relativa del potencial gravitatorio. Sin embargo los fotones sufren un corrimiento al rojo al escapar del pozo de potencial, la suma de ambos efectos da un resultado neto de

$$\frac{\Delta T}{T} \Big|_{\text{salida}} = -\frac{1}{3} \frac{\delta\Psi}{c^2}. \quad (1.83)$$

Efecto Doppler La velocidad relativa entre el observador y el fluido fotón-barión a lo largo de la línea de la visual induce un corrimiento Doppler.

Efectos que atenúan el espectro de potencias

Amortiguación Silk Se debe a la difusión de los fotones de las regiones calientes a las regiones frías durante la época de recombinación. Los fotones empujan a los electrones mediante la difusión Compton y los electrones atraen a los protones mediante la atracción de Coulomb, reduciendo las anisotropías. Las faltas de homogeneidad a muy pequeña escala ($\theta < 0.2^\circ$) se suavizan.

Ancho de la superficie de última dispersión La atenuación en el espectro también se da debido a que la superficie de última dispersión tiene un ancho, es decir que no es instantánea. Por lo tanto la temperatura se promedia en ese ancho en la línea de la visual. Este efecto afecta a multipolos que se corresponden con el tamaño de la superficie de última dispersión ($\Delta z \sim 90$) y es aproximadamente ~ 0.1 lo que corresponde a $\ell \geq 2000$.

¹⁰Esto es así debido a que el mapeo en 2-dimensiones del cielo puede descomponerse en armónicos esféricos.

Reionización A $z \sim 10$ comienzan a formarse las primeras estrellas produciendo fotones muy energéticos (UV) que ionizan el gas de hidrógeno neutro produciendo la reionización del Universo. Una parte de los fotones del FCR se dispersan con los electrones liberados durante la reionización. El efecto es que produce una atenuación exponencial (al igual Silk) en las pequeñas escalas de las anisotropías en temperatura.

En polarización el efecto no es el mismo. Los electrones ven las anisotropías cuadrupolares de los fotones del FCR, al igual que se observa hoy en día (con algún escaleo de las distancias comóviles entre el $z \sim 6 - 10$ y $z \sim 0$). Este mecanismo genera una señal de polarización adicional durante la época de reionización. Si bien el efecto no es igual al que se produce durante la recombinación (caída de los electrones al pozo de potencial), el efecto observado es el mismo. Zaldarriaga mostró que este efecto produce un patrón característico en el espectro angular de potencias [29]. La posición central del pico se hace notar a gran escala en los espectros de polarización y viene dada, aproximadamente por la expresión [29]:

$$\ell_p = 2(\sqrt{z_{\text{reio}} + 1} - 1) \quad (1.84)$$

donde z_{reio} es el corrimiento al rojo cuando se da la reionización.

Luego de estos efectos hay otros que hacen que una minoría de fotones vuelvan a interactuar en su viaje entre la superficie de última dispersión y la Tierra. Las amplitudes son más bajas que las anteriores y pueden considerarse secundarias.

Sachs-Wolfe integrado La energía de los fotones del FCR se modifica cuando atraviesa un pozo gravitatorio de estructuras de gran escala que son sometidas a una expansión acelerada. Dada la velocidad de propagación de un fotón en comparación con las escalas propias de la variación del potencial gravitatorio local, este efecto sólo es significativo a grandes escalas angulares donde puede alcanzar $\Delta T/T \sim 10^{-6}$. La amplitud de la señal y la ubicación en el espectro angular degenera con la varianza cósmica aunque puede detectarse por su correlación positiva con los catálogos de galaxias cercanas.

Lentes gravitacionales Los fotones del FCR interactúan con las inhomogeneidades en la distribución de masa y por lo tanto sus direcciones se deflejan por efecto gravitatorio. El resultado de este es una distorsión en la anisotropía en temperatura. Las estructuras del universo no están correlacionadas a gran escala por lo que el efecto de lente gravitacional solo tiene efectos a pequeñas escalas. En el espectro angular de potencias esto se ve reflejado en un suavizado de los picos acústicos a pequeña escala [30]. El estudio de este efecto permite restringir parámetros cosmológicos. Los interferómetros que observan las escalas pequeñas permiten estudiar este efecto.

El efecto de lente gravitacional conserva el brillo de la superficie, y remapea la temperatura y polarización del FCR. Este remapeo se describe matemáticamente introduciendo un campo vectorial $\mathbf{d}(\hat{n})$ (campo de deflección) de tal forma que los campos de temperatura y polarización antes y después del efecto lente se relacionan como [31] ¹¹

$$T_{\text{len}}(\hat{n}) = T_{\text{unlen}}(\hat{n} + \mathbf{d}(\hat{n})) \quad (1.85)$$

$$(Q \pm iU)_{\text{len}}(\hat{n}) = (Q \pm iU)_{\text{unlen}}(\hat{n} + \mathbf{d}(\hat{n})). \quad (1.86)$$

donde Q y U son dos de los cuatro parámetros de Stokes (estas cantidades las introduciremos en la sección 1.7.1). En estas expresiones $\hat{n} + \mathbf{d}$ representa un desplazamiento angular $|\mathbf{d}|$ desde \hat{n} a lo

¹¹Si bien la polarización la introduciremos en la sección 1.7, condensaremos la información de la reionización (incluyendo el análisis en la polarización) en esta sección. El/la lector/a puede consultar la sección de polarización y volver aquí si es necesario.

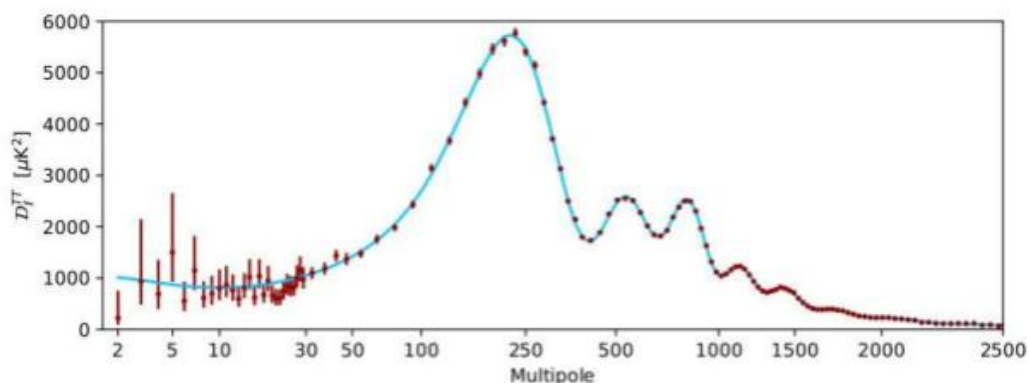


Figura 1.7: Espectro angular de potencias de la temperatura (C_ℓ^T) medido por la colaboración del satélite Planck. Figura extraída de [32].

largo de la geodésica en \mathbf{d} , y hay un transporte paralelo implícito del pseudo-vector ($Q \pm iU$). El espectro de potencia de los modos B de polarización están dados por [31]:

$$C_\ell^{B_{\text{len}}} = \frac{1}{2\ell_1 + 1} \sum_{\ell_2 \ell} |f_{\ell_1 \ell_2 \ell}^{EB}|^2 C_{\ell_2}^E C_\ell^\phi, \quad (1.87)$$

donde $f_{\ell_1 \ell_2 \ell}^{EB}$ son coeficientes de acople, $C_{\ell_2}^E$ es el espectro angular de potencias del modo E y C_ℓ^ϕ es el espectro angular de potencias del potencial ϕ del lente.

En el límite de bajo ruido instrumental, la fuente más grande de ruido garantizado en los modos B en las grandes escalas es el potencial gravitacional de la estructura a gran escala, el cual convierte modos E generados durante recombinación en una mezcla de modos E y B. El espectro angular de potencias de los modos B luego de atravesar la lente $C_\ell^{B_{\text{len}}}$ es constante en las grandes escalas, y puede ser interpretado como una fuente de ruido blanco extra, cuya amplitud es de $4.4 \mu\text{K}$. Cuando los ruidos instrumentales lleguen a ese nivel o lo superen, los experimentos van a estar limitados por el efecto de lente: el factor limitante de la restricción del parámetro r serán los modos B producidos por la lente gravitacional, el cual actúa como una fuente de ruido [31]. La señal de los modos B_{len} , si bien es interesante estudiarla cosmológicamente en derecho propio, es también necesario hacerlo pues actúa como un contaminante en cualquier búsqueda que se quiera hacer de las ondas gravitacionales primordiales.

Efecto Sunyaev-Zel'dovich (SZ) Algunos fotones del FCR interactúan por efecto Compton inverso con los electrones libres del gas caliente de los cúmulos de galaxias que se encuentran en la línea de visión. Al ser la colisión elástica, el número de fotones se conserva pero el espectro del cuerpo negro se distorsiona ligeramente. La particular señal espectral característica de este efecto térmico permite la detección de cúmulos en forma muy eficaz, ya que se puede demostrar que la amplitud de la huella SZ en la señal del FCR no depende de la distancia. A escalas muy pequeñas ($\ell \sim 2500$), este efecto se convierte en una de las contribuciones dominantes al espectro de potencia. Cuando el cúmulo está en movimiento, se agrega un efecto Doppler secundario, llamado cinético, al efecto térmico.

En la figura 1.7 se muestra el espectro angular de potencias medido por la colaboración Planck en su último análisis de datos realizado en 2018. La línea en cian es un ajuste del modelo, el cual contempla todas las contribuciones y efectos nombrados anteriormente, a las observaciones (en morado).

1.7. Anisotropías de Polarización del FCR

1.7.1. Parámetros de Stokes

Antes de la recombinación, la polarización de la radiación es borrada debido al acoplamiento fuerte. La polarización del FCR es generada gracias al hecho de que la recombinación no se da en forma instantánea sino que la duración (breve en términos cosmológicos) tiene un efecto importante.

Un campo de radiación puede ser completamente caracterizado a partir de cuatro parámetros, llamados parámetros de Stokes. Estos son: la temperatura o intensidad I , la polarización lineal en direcciones particulares dadas por los parámetros Q y U y la polarización circular V .

Introduciremos las herramientas para el análisis estadístico de la polarización CMB, antes de dar una descripción cualitativa de los procesos físicos que la generan y las consiguientes limitaciones en el modelo cosmológico.

El campo electrostático de una onda plana monocromática con vector de onda \mathbf{k} puede descomponerse en dos direcciones perpendiculares a la dirección de propagación, de la forma

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \Re\{E_x(t)\hat{e}_x + E_y(t)\hat{e}_y\}, \quad (1.88)$$

donde \hat{e}_x y \hat{e}_y son direcciones perpendiculares a la dirección de propagación y forma una terna directa con la dirección de \mathbf{k} . Las componentes E_x y E_y son campos complejos. Los parámetros de Stokes permiten caracterizar completamente un campo EM. Quedan definidos como

$$I = \langle |E_x|^2 \rangle + \langle |E_y|^2 \rangle \quad (1.89)$$

$$Q = \langle |E_x|^2 \rangle - \langle |E_y|^2 \rangle \quad (1.90)$$

$$U = \langle |E_x E_y^* \rangle + \langle |E_x^* E_y \rangle = 2\Re\{E_x E_y^*\} \quad (1.91)$$

$$V = i\left(\langle |E_x E_y^* \rangle - \langle |E_x^* E_y \rangle\right) = -2i\Im\{E_x E_y^*\}. \quad (1.92)$$

La dispersión Thomson tiene simetría axial sin generar polarización circular ($V = 0$) y será ignorada en adelante. Los promedios $\langle \rangle$ son temporales. El promedio temporal, en caso de instrumentos, está asociado al período que se utiliza para escanear, el cual debe ser mayor a la constante de tiempo del detector. Si el campo de radiación no está polarizado el único parámetro no nulo será I . Un bolómetro no es sensible a la polarización y por lo tanto medirá directamente este parámetro, en caso de utilizar un radiómetro (sensible a la polarización) es necesario sumar ambas contribuciones. Los parámetros Q y U describen la polarización lineal. Q puede medirse a partir de la diferencia en los detectores polarizados, mientras que el parámetro U está definido como una correlación entre los dos campos ortogonales. No puede medirse en forma directa pero su valor es equivalente al parámetro Q' medido en un marco de referencia rotado 45° . En el nuevo marco de referencia los nuevos campos E'_x y E'_y se pueden escribir como

$$E'_x = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_x + E_y), \quad (1.93)$$

$$E'_y = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_y - E_x). \quad (1.94)$$

Queda en evidencia que los parámetros Q y U , a diferencia de I y V son cantidades locales que dependen de la definición del marco de referencia del observador y observadora. Se puede generalizar las expresiones anteriores si se consideran una rotación θ del marco de referencia (del instrumento de medición) quedando,

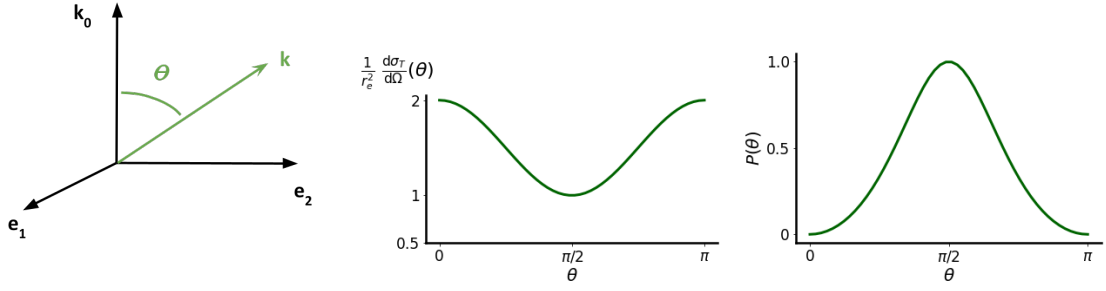


Figura 1.8: Esquema de direcciones de propagación de onda incidente \hat{k}_0 , onda transmitida \hat{k} junto con las direcciones de polarización de la onda incidente \hat{e}_1, \hat{e}_2 . En las 2da y 3er figura se muestra donde la sección transversal a la dispersión Thomson es máxima y cuál es el grado de polarización de la onda dispersada. En el primer caso se observa un máximo cuando $\theta = 0, \pi$ por lo que las ondas dispersadas son aquellas que inciden a lo largo de \hat{e}_1 en su mayoría y la dirección de la onda dispersada, en promedio, se da a lo largo del eje \hat{e}_2 .

$$\begin{pmatrix} Q' \\ U' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ -\sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Q \\ U \end{pmatrix} \Rightarrow (Q' \pm iU') = e^{\mp 2i\theta} (Q \pm iU), \quad (1.95)$$

lo que se conoce como una transformación de *spin* 2 del objeto (Q, U) . Q' y U' son los nuevos parámetros de Stokes en el sistema rotado. Esta dependencia con la dirección y marco de referencia hace que no sea apropiado estudiar la polarización del FCR a través de estos parámetros. Es por esto que en la sección 1.7.3 se describirán unos nuevos parámetros relacionados con éstos que sí lo son.

1.7.2. Polarización en el FCR

La sección transversal de la dispersión Thomson es

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = r_e (1 - |\hat{k} \cdot \hat{e}_0|^2),$$

donde r_e es el 'radio clásico del electrón', \hat{e}_0 la dirección de polarización de la onda incidente y \hat{k} la dirección de la onda propagada. El plano de dispersión queda definido por \hat{k}_0 (dirección de propagación de la onda incidente) y \hat{k} (ver figura 1.8).

Se puede demostrar que la intensidad de la radiación dispersada con parámetros de Stokes I', Q' y U' permite escribir $I'_x = d\sigma_x/d\Omega = (I' + Q')/2$ y $I'_y = d\sigma_y/d\Omega = (I' - Q')/2$ siendo

$$\frac{d\sigma_x}{d\Omega} = r_e^2 \quad \frac{d\sigma_y}{d\Omega} = r_e^2 \cos^2 \theta \quad (1.96)$$

quedando la sección transversal para una onda no polarizada como

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{nopolar}} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma_x}{d\Omega} + \frac{d\sigma_y}{d\Omega} \right) = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta). \quad (1.97)$$

Para una onda polarizada se define el grado de polarización como

$$P(\theta) = \frac{\frac{d\sigma_y}{d\Omega} - \frac{d\sigma_x}{d\Omega}}{\frac{d\sigma_y}{d\Omega} + \frac{d\sigma_x}{d\Omega}} = \frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta}. \quad (1.98)$$

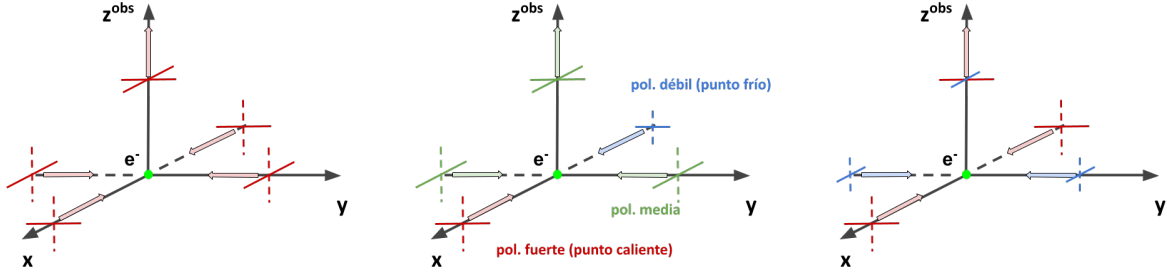


Figura 1.9: Esquema de la dispersión Thomson. En las ondas incidentes se sitúan sobre los ejes $\pm x$ y $\pm y$ con dirección de movimiento hacia el centro donde se sitúa el electrón e^- en donde se realiza la dispersión. La onda EM dispersada tiene velocidad en la dirección del semieje positivo z . En línea punteada la componente del campo eléctrico que se anula luego de la dispersión, en línea sólida la componente diferente de cero en la onda dispersada. Ver texto para más detalles.

En la figura 1.8 se puede observar que el pico del grado de polarización ocurre en la dirección $\theta = \pi/2$ en donde la polarización es completamente lineal a lo largo de la dirección \hat{e}_x . Además se observa que las ondas dispersadas tienen picos en $d\sigma_T/d\Omega$ en 0 y π .

Por otro lado la intensidad de la radiación va con $I \propto T^4$ tal que

$$I \propto (T + \delta T)^4 \simeq T_0^4 + 4T_0^3 \delta T + \mathcal{O}(\delta T^2) = T_0^4 \left(1 + 4 \frac{\delta T}{T} + \dots \right), \quad (1.99)$$

Se puede demostrar que si δT depende de la dirección \hat{k}_0 ($\delta T(\hat{k}_0)$) el tensor de polarización es distinto de cero. Por esta razón es necesario este término cuadrupolar en la anisotropía en temperatura para tener términos no nulos en el tensor de polarización.

La figura 1.9 muestra un esquema de lo que significa la anisotropía cuadrupolar en la distribución de los fotones. Se considera el sistema de referencia de un e^- en reposo a partir del cual se define un sistema de ejes cartesianos con origen en el e^- , el eje z apuntando en dirección al observador y xy en terna directa. La dispersión Thomson es máxima cuando la onda incidente tiene 90° respecto a la dispersada (ver figura 1.8). Además se considera que se acercan hacia el origen cuatro ondas EM de las direcciones $\pm x$ e $\pm y$. Una de cada semieje como se muestra en la figura. Las ondas incidentes de las direcciones $\pm x$ dispersan su componente y sobre el eje z . En forma contraria, la componente que no se anula de las ondas incidentes de las direcciones $\pm y$ es la componente x .

Las anisotropías cuadrupolares de los fotones en la superficie de última dispersión proviene del gradiente de su velocidad. En el marco de referencia del fluido fotón-barión las velocidades de las partículas vecinas tienden a diverger radialmente o a converger transversalmente al punto de dispersión (posición del electrón) cuando el fluido es acelerado desde un punto caliente (pico de potencial, pozo en densidad) a un punto frío (pozo de potencial, pico en densidad). El mismo esquema en reversa se aplica cuando el fluido se desacelera a partir de un punto frío. El corrimiento por efecto Doppler induce la anisotropía cuadrupolar del flujo en la superficie de última dispersión, generando una polarización radial en el primer caso y una polarización transversal en el segundo. Este efecto descrito aplica para las fluctuaciones en densidad o escalares. Cuando sumamos pequeñas deformaciones del espacio-tiempo, producidas por las ondas gravitacionales primordiales, la geometría es más complicada y aparecen polarizaciones en otras direcciones.

En resumen solo una anisotropía cuadrupolar de la temperatura permite la generación de polarización lineal a partir de un fondo de fotones no polarizados.

1.7.3. Modos E y B de polarización

Los parámetros Q y U dependen del marco de referencia elegido. En 1997 se propuso un nuevo abordaje al tratamiento de la polarización del FCR introduciendo dos nuevos conceptos: los modos E y B [33, 34, 35]. Estos modos tienen la propiedad de no ser locales (no dependen del marco de referencia elegido) y son espacialmente adecuados para el estudio de la física del FCR. De la combinación de Q y U descrita en la ecuación 1.95 es posible escribirlos en términos de los armónicos esféricos de espín-2 y, reescribiendo la temperatura también utilizando los armónicos esféricos, se tiene

$$T(\mathbf{n}) = \sum_{\ell} \sum_m a_{T,\ell m} Y_{\ell m}(\mathbf{n}) \quad (1.100)$$

$$(Q + iU)(\mathbf{n}) = \sum_{\ell} \sum_m a_{2,\ell m} {}_2Y_{\ell m}(\mathbf{n}) \quad (1.101)$$

$$(Q - iU)(\mathbf{n}) = \sum_{\ell} \sum_m a_{-2,\ell m} {}_{-2}Y_{\ell m}(\mathbf{n}). \quad (1.102)$$

$$(1.103)$$

El principal problema con esta descripción es que los parámetros de Stokes no son invariantes ante rotaciones en el plano perpendicular a \mathbf{n} , además que las diferentes escalas requieren que se sumen las contribuciones para tener la polarización resultante [36]. En lugar de utilizar esta definición, se utilizan los operadores espines para subir y bajar índices $\bar{\partial}$ y $\bar{\partial}$ para obtener cantidades de espín 0. Esto implica la ventaja de ser cantidades invariantes ante rotaciones y no hay ambigüedades en el sistema de referencia. Actuando dos veces los operadores $\bar{\partial}, \bar{\partial}$ sobre $Q \pm iU$ se obtiene

$$\bar{\partial}^2(Q + iU)(\mathbf{n}) = \sum_{\ell m} \left[\frac{(\ell + 2)!}{(\ell - 2)!} \right]^{1/2} a_{2,\ell m} Y_{\ell m}(\mathbf{n}) \quad (1.104)$$

$$\bar{\partial}^2(Q - iU)(\mathbf{n}) = \sum_{\ell m} \left[\frac{(\ell + 2)!}{(\ell - 2)!} \right]^{1/2} a_{-2,\ell m} Y_{\ell m}(\mathbf{n}). \quad (1.105)$$

Las expresiones para los coeficientes son

$$a_{T,\ell m} = \int d\Omega Y_{\ell m}^*(\mathbf{n}) T(\mathbf{n}) \quad (1.106)$$

$$a_{2,\ell m} = \int d\Omega {}_2Y_{\ell m}^*(\mathbf{n}) (Q + iU)(\mathbf{n}) \quad (1.107)$$

$$= \left[\frac{(\ell + 2)!}{(\ell - 2)!} \right]^{-1/2} \int d\Omega Y_{\ell m}^*(\mathbf{n}) \bar{\partial}^2(Q + iU)(\mathbf{n}) \quad (1.108)$$

$$a_{-2,\ell m} = \int d\Omega {}_{-2}Y_{\ell m}^*(\mathbf{n}) (Q - iU)(\mathbf{n}) \quad (1.109)$$

$$= \left[\frac{(\ell + 2)!}{(\ell - 2)!} \right]^{-1/2} \int d\Omega Y_{\ell m}^*(\mathbf{n}) \bar{\partial}^2(Q - iU)(\mathbf{n}). \quad (1.110)$$

$$(1.111)$$

Luego, en lugar de utilizar $a_{\pm 2,\ell m}$ se pueden construir combinaciones lineales

$$a_{\ell m}^E = -(a_{2,\ell m} + a_{-2,\ell m})/2 \quad (1.112)$$

$$a_{\ell m}^B = i(a_{2,\ell m} - a_{-2,\ell m})/2, \quad (1.113)$$

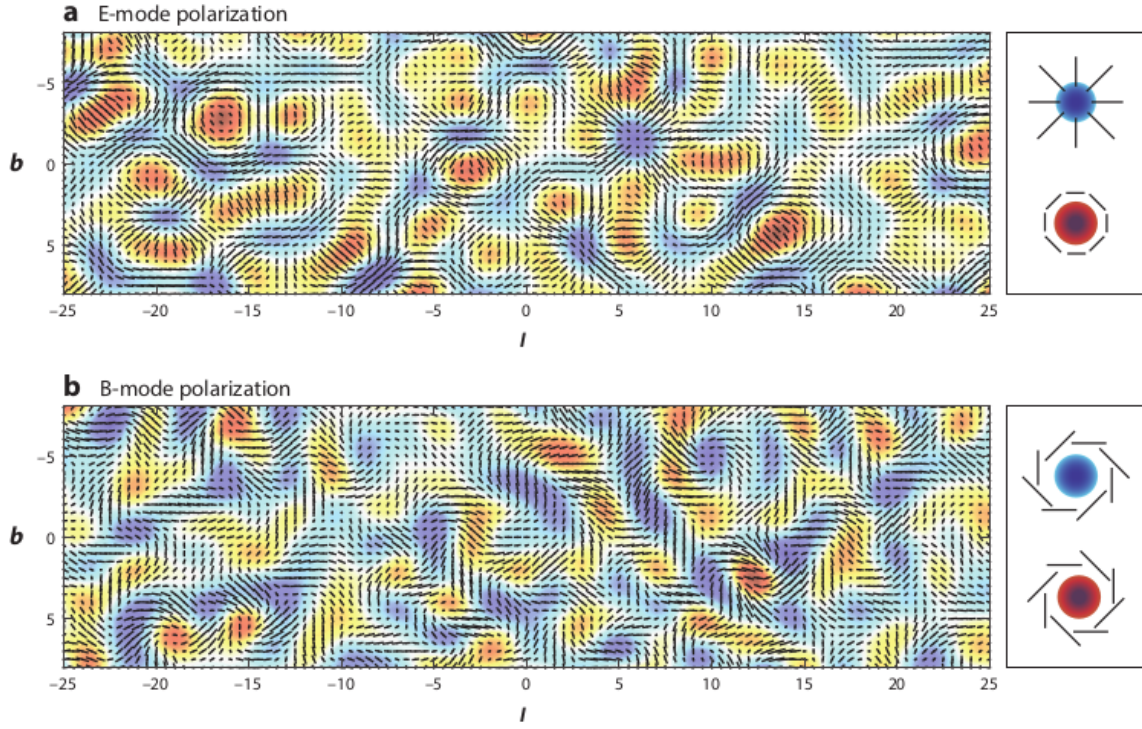


Figura 1.10: Patrón de polarización considerando sólo modos E (panel superior) y B (panel inferior). Como se indica a la derecha, según la temperatura del punto central el patrón que tiene cada modo. En el caso del modo E el patrón puede ser tangencial o radial mientras que para los modos B el patrón está rotado. Figura extraída de [27].

permitiendo definir las cantidades en el espacio real

$$E(\mathbf{n}) = \sum_{\ell,m} a_{\ell m}^E Y_{\ell m}(\mathbf{n}) \quad (1.114)$$

$$B(\mathbf{n}) = \sum_{\ell,m} a_{\ell m}^B Y_{\ell m}(\mathbf{n}). \quad (1.115)$$

$$(1.116)$$

Estos campos no se pueden reconstruir a partir de la medición de Q y U en una sola dirección del cielo. Los vectores de la base de los armónicos esféricos ya no son ortogonales entre sí cuando se observa una fracción f_{sky} del cielo, y por lo tanto el campo de polarización no puede describirse completamente por los modos E y B . Este problema, conocido como "problema de separación E/B ", genera una dificultad. Hoy en día hay aproximaciones que permiten estimar los espectros a partir de pseudo espectros (ver sección 2.8).

Se pueden caracterizar los modos E y B según el patrón que dejan en el cielo como se observa en la figura 1.10. En las direcciones del cielo en donde el patrón de polarización es tangencial se corresponden a puntos calientes en E , y el patrón es radial si los puntos son fríos. Los patrones que dibujan los modos B son diferentes en naturaleza, mientras que los patrones radiales y tangenciales son simétricos ante rotaciones, los patrones creados por los modos B no lo son. Un patrón se transforma en el otro ante un cambio de paridad. Esto significa que los modos B son pseudo escalares, cuando se observa el patrón de polarización creado por los modos B alrededor de un punto caliente, cuando es reflejado se transforma en el patrón alrededor de un punto frío.

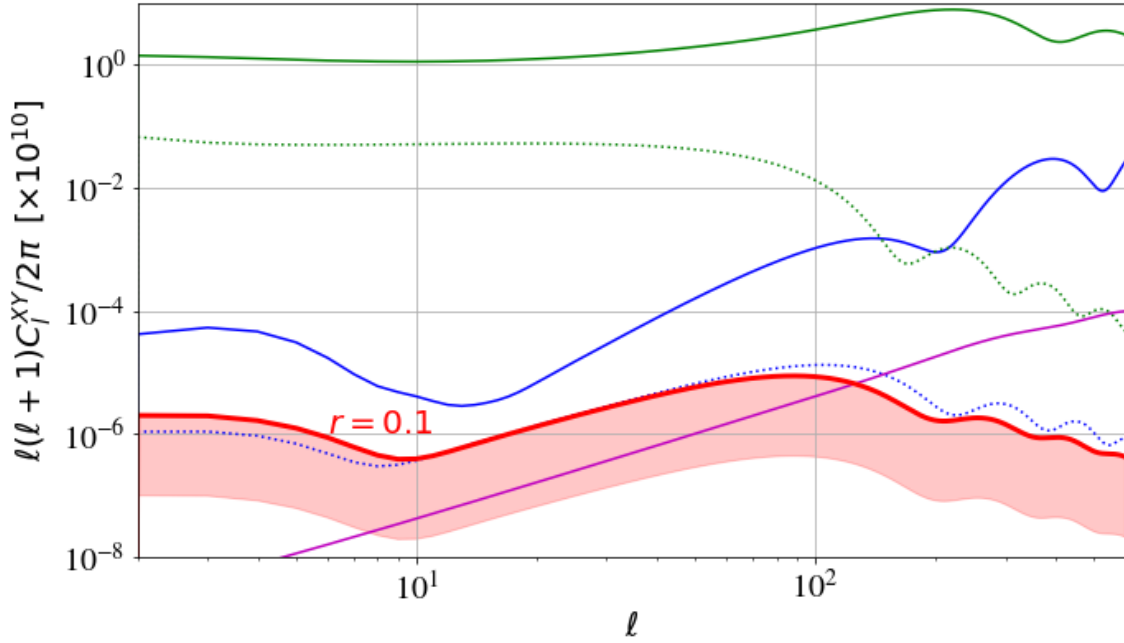


Figura 1.11: Espectros de potencia teórico de la temperatura (línea sólida verde), modo E de polarización (línea sólida azul) y modo B de polarización (línea sólida roja + región). Además se grafican las contribuciones tensoriales a la temperatura (línea punteada verde) y al modo E de polarización (línea punteada azul). En línea magenta se agraga la contribución en los modos B producto de la lente gravitacional. La región roja está delimitada por arriba por el espectro $BB(r = 0.1)$ y por abajo por el espectro $BB(r = 0.005)$. Las amplitudes de cada espectro dependen de los parámetros iniciales utilizados en esta simulación. Figura realizada con CLASS [37].

A partir de los coeficientes para los campos T , E y B se pueden calcular los siguientes espectros angulares de potencias:

$$\begin{aligned}
 C_\ell^{TT} &= \langle |a_{\ell m}^T|^2 \rangle, \\
 C_\ell^{EE} &= \langle |a_{\ell m}^E|^2 \rangle, \\
 C_\ell^{BB} &= \langle |a_{\ell m}^B|^2 \rangle, \\
 C_\ell^{TE} &= \langle a_{\ell m}^T a_{\ell m}^{E*} \rangle, \\
 C_\ell^{TB} &= \langle a_{\ell m}^T a_{\ell m}^{B*} \rangle, \\
 C_\ell^{EB} &= \langle a_{\ell m}^E a_{\ell m}^{B*} \rangle.
 \end{aligned}$$

En la figura 1.11 se muestra la forma del espectro de potencias de la temperatura (verde), modos E (azul) y modos B (rojo) de polarización del FCR. Como se observa, la intensidad de la temperatura es varios órdenes de magnitud mayor a la de los modos E de polarización y aún más si se la compara con la intensidad de los modos B de polarización. Dentro de ese margen, la señal de los modos B dependen de la amplitud de los modos tensoriales A_T , la cual se parametriza relativa a la amplitud primordial de los modos escalares A_S utilizando el parámetro r . El límite superior de la región roja corresponde a $r = 0.1$ mientras que el inferior corresponde a $r = 0.005$. En línea magenta se muestra la contribución del efecto de lente gravitacional.

Perturbaciones escalares Las fluctuaciones en densidad generan anisotropías cuadrupolares mediante el siguiente mecanismo. Un electrón que cae en un pozo de potencial gravitatorio ve, por un lado, que el fluido cósmico circundante se aleja en dirección radial y, por otro lado, el fluido cósmico se acerca en dirección tangencial. Es decir, que en el marco de referencia del electrón aparece una anisotropía cuadrupolar, produciendo una polarización lineal radial del flujo de fotones dispersos (ver patrón del punto azul de la figura de arriba en 1.10). Si el fotón está saliendo de una cresta del potencial, se produce una polarización lineal en dirección tangencial (patrón del punto rojo de la figura de arriba en 1.10).

Perturbaciones vectoriales Este tipo de perturbaciones son insignificantes en los modelos inflacionarios.

Perturbaciones tensoriales Las ondas gravitacionales primordiales generadas durante inflación distorsionan la métrica del espacio-tiempo. Esto produce que los contornos de los pozos y crestas de potencial gravitacional se deformen en elipses en lugar de hacerlo en círculos. Por lo tanto, en el marco de referencia de los fotones que dispersan, el patrón formado por las anisotropías cuadrupolares estaría rotado (ver figura 1.10 abajo).

Resumen. Hasta aquí se hizo un resumen de la teoría a partir de la cual se forman los modos B de polarización del FCR. Para eso partimos de la métrica de FLRW perturbada y estudiamos la evolución de esas perturbaciones junto con el fluido fotón-barión. En inflación se establecen las condiciones iniciales a partir de las cuales el espectro de potencias evoluciona para aquellos modos (espacio de Fourier) que están dentro del radio de Hubble en cada instante de tiempo, mientras que los modos que salen del radio de Hubble no son afectados por los procesos físicos que ocurren en el universo.

Por otro lado, describimos el período del universo en que domina la radiación en donde dos procesos dominan las interacciones: efecto Coulomb y dispersión Thomson. Cuando la temperatura decae lo suficiente se da la recombinación y posteriormente el desacople entre la radiación y la materia. En ese momento debido al gradiente en las velocidades del fluido los fotones tienen una distribución cuadrupolar y la dispersión Thomson produce una polarización lineal.

Esta polarización puede ser caracterizada por dos tipos de modos: E y B . Estos modos no dependen del sistema de referencia local. Además caracterizan la distribución de temperatura alrededor de una dirección del cielo y, según el patrón que sigue, el tipo de polarización medida. Por último, las perturbaciones en densidad producen modos E de polarización mientras que las perturbaciones tensoriales u ondas gravitacionales primordiales producen también modos B. La figura 1.12 es un esquema de las etapas del universo junto con los procesos físicos que ocurren durante su historia.

1.8. Primeros planos o contaminantes de la señal del FCR

La varianza cósmica es el error mínimo que puede ser obtenido por mirar el cielo y no puede mejorarse. A ese error, debe agregarse el ruido instrumental, el ruido atmosférico, y la señal contaminante de los primeros planos, entre otros. Estos últimos deben poder modelarse y sacar o reducir considerablemente para tener la señal objetivo.

Para medir los modos B de polarización del FCR y sus anisotropías, los primeros planos o señal contaminante (contaminantes de aquí en más) deben ser removidos a través de un algoritmo de separación de componentes a ser aplicado durante la etapa de análisis de datos y estimación del espectro de potencias y de los parámetros cosmológicos [40, 41, 42]. Estos métodos consisten en un conocimiento previo de los mapas de intensidad y polarización de los contaminantes, la información

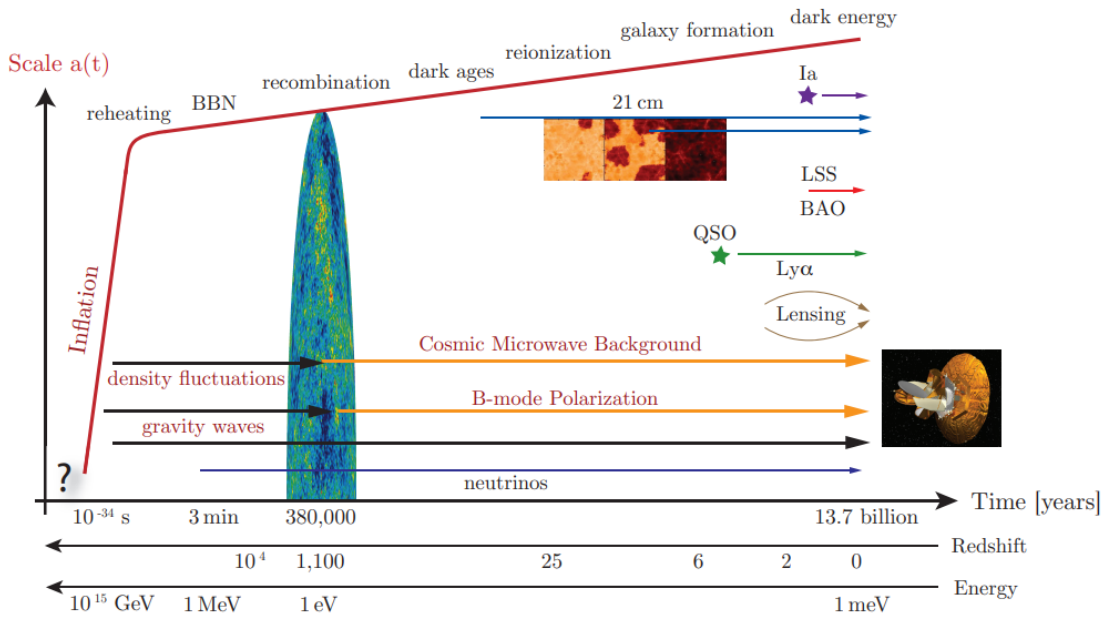


Figura 1.12: Esquema de la historia del universo. Contiene las distintas etapas a medida que evoluciona el factor de escala. Figura extraída de [38].

estadística de sus fluctuaciones, y en particular su información espectral (para detalles de separación de componentes se puede ver [43, 43, 44]).

La figura 1.13 muestra la amplitud relativa de los espectros de los principales contaminantes. La ventana de medición para el FCR está entre 40 y 150 GHz, aunque las mediciones a frecuencias más bajas y más altas permiten caracterizar mejor los niveles de contaminación debido a los diferentes tipos de contaminantes.

Hay al menos cuatro componentes en los mapas de temperatura y dos componentes principales que emiten luz polarizada en la Galaxia, éstas son: la emisión térmica de los granos elongados de polvo y la radiación no-térmica producida por el efecto sincrotrón [45, 41, 46, 47]. Estas contribuciones provienen de nuestra propia Galaxia y son dominantes en las escalas angulares más grandes ($> 1^\circ$) en polarización. Daremos una breve descripción de éstos.

Polvo térmico. El campo magnético de la Galaxia tiende a alinear el eje mayor de los granos de polvo asimétricos con la dirección del campo magnético. El polvo galáctico puede modelarse con dos componentes de cuerpo gris las cuales poseen emisividad y temperatura constante. Este modelo no es estadísticamente más relevante que un modelo de cuerpo gris con una sola componente. La radiación térmica del medio interestelar domina la señal en frecuencias más altas que 100 GHz y está parcialmente polarizada. El espectro en frecuencia de la radiación del polvo puede ser descrita por una componente única de cuerpo gris, $I_{\text{dust}} \propto \nu^{\beta_{\text{dust}}} B_\nu(T_{\text{dust}})$, donde $B_\nu(T_{\text{dust}})$ es el espectro de cuerpo negro a temperatura T_{dust} . Los valores de temperatura e índice espectral del polvo son $T_{\text{dust}} \sim 19.6 \text{ K}$ y $\beta_{\text{dust}} \sim 1.59$ [45] respectivamente, aunque estos valores varían en distintas regiones del cielo y poseen correlaciones que aún no son conocidas [48].

La fracción de polarización media de la emisión térmica puede llegar a ser del 20 %, alcanzando valores medios del 10 % a altas latitudes galácticas [49, 50].

Sincrotrón. El efecto sincrotrón se genera por la aceleración de electrones relativistas en las líneas del campo magnético de la Galaxia. Esto produce radiación altamente polarizada, siendo mayor en el plano de movimiento del electrón que en su dirección perpendicular. WMAP estimó la polarización

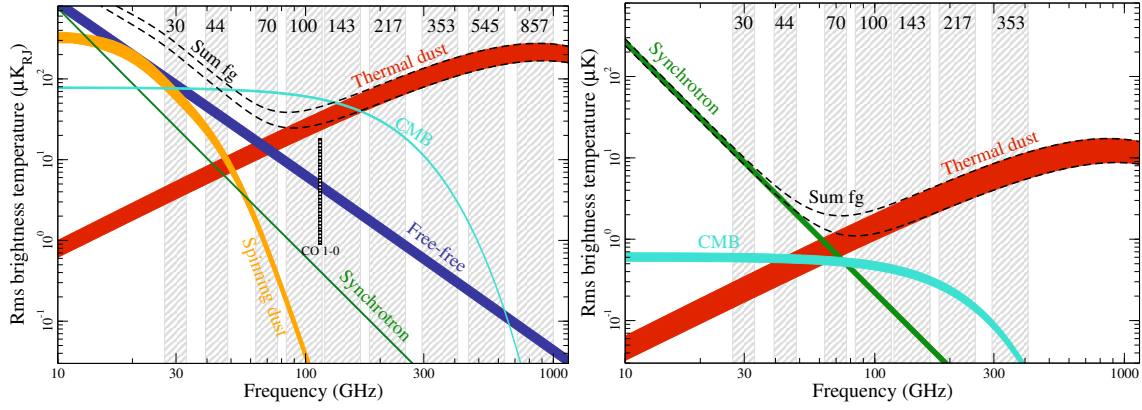


Figura 1.13: Amplitud del espectro en temperatura (*izq.*) y polarización (*der.*) de las contribuciones de los principales contaminantes + FCR. Se observa en la figura de la izquierda que la contribución de todos los contaminantes es menor a la señal del FCR para un intervalo de frecuencias entre 40 y 150 GHz, esto no sucede en polarización en donde las anisotropías del FCR son menores a la de los contaminantes en todas las frecuencias. Estas figuras están construidas con mapas suavizados a 1° . Los límites inferiores y superiores de los bordes de cada línea corresponde con máscaras de cobertura considerando 81 y 93% del cielo respectivamente. Imágen extraída de figura 51 de [41].

en el plano galáctico es de aproximadamente el 3% mientras que a altas latitudes Galácticas llega al 20% [51]. Esta radiación domina las bajas frecuencias (< 100 GHz), está altamente polarizada, hasta 20% en latitudes galácticas intermedias [45], y muestra una dependencia espectral siguiendo una ley de potencias cuyo índice es $\beta_{\text{sinc}} \sim -3$, ver [52]. En ese mismo artículo se estudia la variación del índice espectral del efecto sincrotrón en distintas sub-regiones del plano galáctico. En particular se estima un valor de $\beta_{\text{sinc}} \sim -2.98 \pm 0.01$ y $\beta_{\text{sinc}} \sim -3.12 \pm 0.04$ en el plano galáctico y a altas latitudes galácticas. También es posible adoptar un modelo sinusoidal para ajustar la variación del parámetro con la coordenada galáctica longitudinal [52].

A $\nu > 160$ GHz la contribución del sincrotrón a la señal es despreciable en latitudes galácticas mayores a 20° mientras que para frecuencias bajas ($\nu < 100$ GHz) no es posible despreciar el efecto sincrotrón en los análisis para ningún experimento y ninguna región del cielo si se busca r debajo de 0.03 [45]. QUBIC observará a altas frecuencias ($\nu > 130$ GHz) pudiéndose despreciar el efecto sincrotrón si el nivel de amplitud es de $r > 0.01$ ($r_{\text{sinc}} < 0.005$). Sin embargo la detección de la señal débil de ondas gravitacionales primordiales requerirá instrumentos que observen y utilicen canales de frecuencias bajas y altas. Por la sensibilidad de los experimentos modernos, sólo tres componentes difusas son consideradas para polarización: FCR, polvo galáctico, y efecto sincrotrón [41].

Radiación libre-libre Los iones positivos del gas galáctico caliente (~ 108 K) frenan los electrones libres. La energía liberada por los electrones ralentizados se transforma en radiación térmica, conocida como libre-libre, con un índice espectral $\beta \simeq 2.1$. El efecto es significativo a bajas frecuencias.

Polvo galáctico El espacio intergaláctico presenta polvo frío de los restos de colisiones o explosiones. Este polvo emite por radiación térmica y por excitación rotacional del momento dipolar eléctrico. La radiación térmica tiene la forma de un cuerpo gris a una temperatura de unos 17 K y está en el infrarrojo lejano. En el dominio radio-milimétrico, su espectro puede ser aproximado por una ley de potencia ν^2 . La emisión por rotación está presente entre los 10 y 100 GHz, con pico hacia 20 GHz (más detalles en [47, 41, 46]).

Fuentes puntuales Algunas fuentes puntuales, como los cuásares o las radio galaxias, emiten en frecuencias CMB. Los píxeles contaminados por fuentes puntuales resueltas se pueden enmascarar antes de la estimación del espectro de potencia. El caso de las fuentes no resueltas es más delicado y puede dar lugar a un exceso de potencia a pequeñas escalas. Para mitigar este efecto se intenta estimar el aporte mediante catálogos [53].

1.9. Detección de modos B hacia el 2022

Desde su detección en 1960 y hasta nuestros días el FCR ha sido observado por una decena de instrumentos. Los estudios del FCR conectan la física de alta energía que ocurre a pequeña escala con las grandes escalas del Universo.

Para calcular el espectro angular de potencias de los modos B de polarización C_ℓ^B (así como C_ℓ^E) se construían los mapas de los parámetros de Stokes Q y U . Anteriormente el estudio del parámetro r se hacía indirectamente a través de los espectros C_ℓ^{TT} , C_ℓ^{TE} y C_ℓ^{EE} estudiando la degeneración entre r y el índice espectral del espectro primordial de las perturbaciones escalares n_s . Esto se debe a que el espectro angular de potencia de los modos B es varios órdenes de magnitud menor al de la temperatura o modo E de polarización. Recién en el año 2002 el interferómetro DASI midió por primera vez los modos E de polarización [54]. Luego el satélite WMAP y más tarde Planck midieron tanto el modo E de la polarización como el espectro angular C_ℓ^{TE} .

La restricción vigente más acotada del parámetro r está dada por la colaboración del instrumento BICEP-Keck Array en [55]

$$r < 0.036(95\% \text{ CL}). \quad (1.117)$$

En la figura 1.14 se muestran las observaciones de todos los experimentos que midieron y miden la amplitud de r .

1.9.1. Experimentos apuntando a medir los modos B de polarización

Actualmente es posible caracterizarlos en dos grandes grupos: telescopios de pequeña apertura (SAT) y telescopios de gran apertura (LAT). Los telescopios del tipo SAT poseen resoluciones bajas y apuntan a medir las grandes escalas angulares (bajos ℓ 's), mientras que los LAT poseen gran resolución y apuntan a medir escalas angulares chicas (grandes ℓ 's). Estos telescopios pueden ser instrumentos situados en satélites, en balones o sobre la superficie terrestre. Los experimentos actuales y futuros del FCR están buscando incrementar la sensibilidad para la detección de la polarización del FCR. La etapa 4 de instrumentos para medir el FCR utilizará 100000 detectores con el objetivo de alcanzar sensibilidades de $1 \mu\text{K-arcmin}$.¹²

La descripción que sigue de cada instrumento se basa en la referencias respectivas y en el sitio de la NASA con los detalles de cada instrumento (muy recomendable).¹³

SPTpol y SPT-3G [56, 57, 58] El *south pole telescope - polarization* (SPTpol) es un telescopio situado en tierra de tipo Gregoriano "fuera del eje" que observa en el rango $52 < \ell < 2301$ en dos bandas 95 y 150 GHz con resoluciones del orden del minuto de arco. Posee 1536 bolómetros TES sensibles a la dirección de polarización (1176 150 GHz y 360 95 GHz). El campo de observación es de $500''$ y la estrategia de apuntamiento que utiliza es escaneos (ida y vuelta) a declinación constante ($-50^\circ < \delta < -65^\circ$, $22 \text{ h} < \alpha < 2 \text{ h}$). La estimación realizada del parámetro r es $< 0.44(95\%)$

¹²Los detectores que se utilizan (bolómetros) están limitados por el ruido de fotones. Es decir, para ganar mayor sensibilidad es necesario incrementar la superficie de detectores utilizada.

¹³<https://lambda.gsfc.nasa.gov/product/expt/>

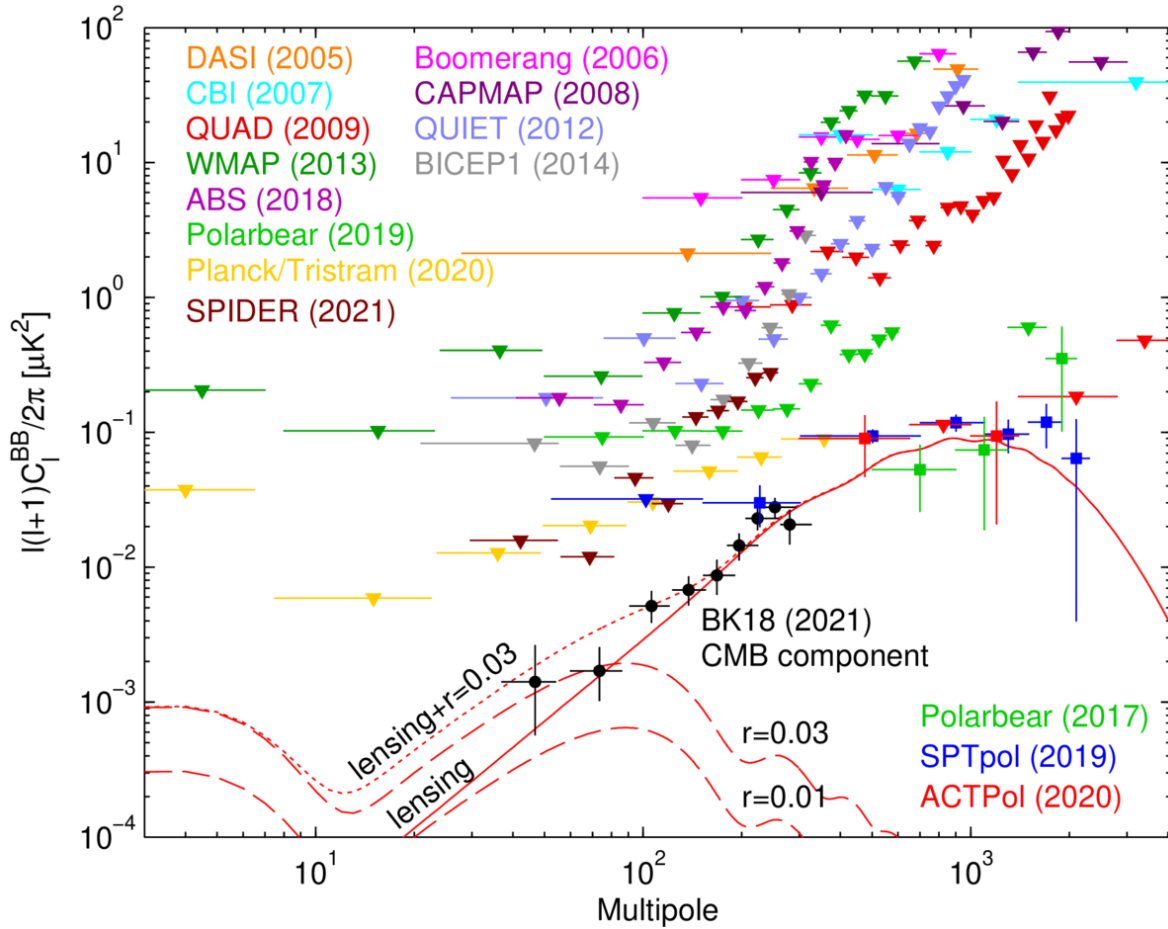


Figura 1.14: Espectro de potencia observado de los modos B de polarización del FCR por diferentes experimentos. Los puntos negros marcan los últimos valores del espectro obtenidos por la colaboración BICEP/Keck. Figura extraída de BICEP2/Keck Array [55].

CL). El intervalo de multipolos que observa le permite estudiar el efecto de lente gravitacional. SPT-3G es una actualización de SPTpol a ser un telescopio de 3ra generación con ~ 16000 detectores y suma la observación en la banda de 220 GHz además de incrementar la región del cielo observada a 1500° .

POLARBEAR y POLARBEAR 2/Simons Array [59, 60] y [61] El *POLARization of Background microwave Radiation* es un telescopio situado en tierra (cerro Toco, Chile) que estudiará la polarización del FCR en el rango $50 < \ell < 600$. Observa una región de $\sim 700^\circ$ (lo que representa una fracción de cielo de $f_{\text{sky}} \simeq 1.6\%$) centrado en $(\alpha, \delta) = (0 \text{ h } 13 \text{ m } 0 \text{ s}, -59^\circ 18')$. POLARBEAR es un telescopio Huan Tran Gregoriano "fuera de eje" de 2.5 m de diámetro. Posee un HWP en constante rotación para modular la señal en su interior. Su plano focal contiene 1274 detectores TES con lentes acopladas, a las que se acoplan antenas sensibles a la dirección de polarización de la radiación. Observa en el rango de 150 GHz. La sensibilidad de los detectores es $NET_{\text{det}} = 23 \mu\text{K} \sqrt{s}$ y alcanza una sensibilidad en los mapas de polarización de $32 \mu\text{K-arcmin}$. La resolución del instrumento es 3.5 arcmin. POLARBEAR 2/Simons Array ampliará la observación a la banda de 95 GHz y se espera alcanzar una sensibilidad de $5.8 \mu\text{K} \sqrt{s}$ y con 7588 detectores en el plano focal. Además se espera llegar a una sensibilidad de $\sigma(r) = 0.006$.

ACTpol y AdvACT [62, 63, 64, 65]: El *Atacama Cosmology Telescope - polarization* es un telescopio (6 m de diámetro) situado en el desierto de Atacama, Chile. Observará en el rango de $225 < \ell < 8725$ en las bandas de 98 y 150 GHz con 2.06 y 1.49 arcmin de resolución respectivamente. Es del tipo Gregoriano "fuera del eje". Escanea ~ 5400 °² a elevación constante. Alcanza una sensibilidad en los mapas de $10 \mu\text{K} \sqrt{s}$. Su plano focal está compuesto de 3 arreglos de 1024 bolómetros cada uno en su plano focal con antenas acopladas. Cada bolómetro posee $NET_{\text{det}} = 20 \mu\text{K} \sqrt{s}$. El AdvACT es una actualización del hardware para operar en las bandas 28, 41, 90, 150, 230 GHz.

CLASS [66, 67, 68, 69] El *Cosmology Large-Angular Scale Surveyor* es un telescopio que observará los multipolos $2 < \ell < 200$ en las bandas 40, 90, 150/220 GHz. Está ubicado en el desierto de Atacama, Chile. Posee detectores sensibles a la polarización. La sensibilidad de cada detector en cada banda es de $NET_{\text{det}} = 22, 19, 23, 71 \mu\text{K} \sqrt{s}$. La resolución del instrumento es de 95, 37, 23 y 16 arcmin para cada una de las bandas respectivamente.

BICEP2/Keck Array y BICEP3/BICEP array [70, 71] El *Background Imaging of Cosmic Extragalactic Polarization Array* es un telescopio que ha tenido una serie de actualizaciones desde sus inicios en 2006. Está instalado en el Polo Sur. Estudia la polarización en el rango de multipolos $40 < \ell < 200$. Es un telescopio de tipo refractor con 0.25 m de apertura. Observa en las bandas 95, 150 y 220 GHz para las cuales posee una resolución de 43, 30 y 20 arcmin y una sensibilidad en sus mapas de polarización de 5.2, 2.9 y $26 \mu\text{K}$ -arcmin respectivamente. Observa una porción del cielo de 1000 deg^2 centrada en $(\alpha, \delta) = (0, -57)$. Los detectores TES poseen antenas acopladas sensibles a la polarización. La cota del parámetro r fue de < 0.07 . Junto con los datos de Planck poseen la mayor cota para el parámetro. La actualización a BICEP 3/BICEP Array agrega nuevos planos focales (30/40 GHz y 220/270 GHz) y se espera llegar a $\sigma(r) < 0.005$. Tendrá 30000 detectores en su plano focal.

Simons Observatory [72] Construyéndose en el cerro Toco (desierto de Atacama), compartirá sitio con ACTpol, POLARBEAR y CLASS. Estudiará la polarización entre los multipolos $3' < \ell < 8000$ en las bandas 27, 39, 90, 150, 220 y 270 GHz. Tendrá un telescopio LAT (6 metros de diámetro) con alta resolución 7.4, 5.1, 2.2, 1.4, 1.0, 0.9 arcmin respectivamente y $f_{\text{sky}} = 0.4$. Además tendrá tres telescopios SAT (0.5 m + HWP) con resoluciones 91, 63, 30, 17, 11, 9 arcmin respectivamente y $f_{\text{sky}} = 0.1$. Poseerá 60000 bolómetros en total (30000 en el LAT y 30000 en los SAT). Se espera que las sensibilidades alcanzadas sean SAT: 25, 17, 1.9, 2.1, 4.2, 10 μK -arcmin; y LAT: 52, 27, 5.8, 6.3, 15, 37 μK -arcmin. Se espera alcanzar $\sigma(r) < 0.003$.

PIPER [73] El *Primordial Inflation Polarization ExploreR* es un instrumento que será colocado en un globo. Observará grandes escalas angulares operando en frecuencias 200, 270, 350 y 600 GHz. Espera tener una sensibilidad de $r \sim 0.007$. Cubrirá $f_{\text{sky}} = 0.85$ luego de ocho vuelos. La resolución angular será de 21 arcmin (200 GHz), 15 arcmin (270 GHz) y 14 arcmin (350 y 600 GHz). Poseerá 5120 detectores TES en su plano focal. Para modular la señal dentro del instrumento utiliza un modulador de polarización de retardo variable. Escaneará el cielo a acimut constante.

LSPE [74]¹⁴ El *Large Scale Polarization Explorer* posee dos módulos

- **SWIPE** (*Short Wavelength Instrument for the Polarization Explorer*): es un instrumento que será colocado en un globo. Poseerá un período de vuelo largo durante la noche polar a

¹⁴<https://lspe.roma1.infn.it/index.html>

38 km de altitud. Observará $f_{\text{sky}} = 0.2 - 0.25$ por vuelo y estudiará la polarización entre los multipolos $2 < \ell < 100$. Observará en tres bandas 140, 220 y 240 GHz con una resolución de 1.3 deg. Se espera una sensibilidad de 20 mK con 1 año de observación. Poseerá 330 bolómetros TES con antenas acopladas. Además cuenta con un HEP;

- **STRIP** (*Survey TeneRIfe Polarimeter*): medirá la polarización a bajas frecuencias 44 y 90 GHz. Estará instalado en la isla de Tenerife, España. Tiene un diseño del tipo *crossed-Dracone* con apertura de 1.5 m. La cobertura será de $f_{\text{sky}} = 0.18$.

CMB-S4 [75] Es un experimento que contará con 21 instrumentos situados en el Polo Sur y en el desierto de Atacama (Cerro Toco, Chile). Contará con instrumentos LAT de 6 m de diámetro y con SAT de 0.5 m de diámetro. En suma, tendrá 500000 detectores distribuidos entre los telescopios pertenecientes a la colaboración. Observará en siete frecuencias entre 20 y 270 GHz. Además el rango de multipolos será $20 < \ell < 11000$

LiteBIRD [76] El (*Lite*) *B-mode polarization & Inflation from cosmic background Radiation Detection* es un instrumento que será colocado en un satélite en el punto de Lagrange L2 del sistema Tierra-Sol. Poseerá 3000 bolómetros de tipo MKID. Observará en quince bandas entre 34 y 448 GHz con una resolución angular de 0.5 ° a 150 GHz. Además, contará con un HWP para modular la señal y tendrá una sensibilidad total de 2.5 μK .

1.9.2. Desafío instrumental

Estudiar los modos *B* de polarización requiere de un enorme desafío experimental debido a que la amplitud esperada de *r* es baja. Se están realizando grandes esfuerzos por alcanzar sensibilidades cada vez más bajas. Para eso, al tener bolómetros que están limitados por el ruido de fotones, se están desarrollando arreglos de detectores cada vez más grandes (se dice que estamos en la etapa 4 de experimentos para medir la polarización del FCR, lo cuál significa que los arreglos de detectores son del orden de los cientos de miles). Esto permite aumentar la **sensibilidad estadística** al estar limitados por la sensibilidad instrumental.

Por otro lado, para medir la temperatura y los modos *E* de polarización los **contaminantes** de la Vía Láctea no eran un problema ya que la amplitud de la señal del FCR era dominante. En el caso de los modos *B* de polarización se estaría llegando al nivel crítico en que los contaminantes dominan la señal de la polarización. En ese sentido es indispensable una apropiada separación de componentes. La ventana de observación disponible (en frecuencias y en el espacio de los multipolos) en donde las amplitudes de la polarización del FCR son dominantes son acotadas. El control de los contaminantes sólo puede ser alcanzada observando en un número de frecuencias alrededor del máximo de emisión de la señal del FCR confiando en el hecho que la distribución espectral de la polarización del FCR sea significativamente diferente de la señal del polvo galáctico o efecto sincrotrón u otro contaminante que se considere. Observar a frecuencias más bajas o altas puede ser importante para caracterizar el comportamiento de estos contaminantes y poder restarlos de las frecuencias del FCR.

Por último, las imperfecciones de las componentes de un instrumento real, producen señal espuria o reflexiones indeseadas en un instrumento produciendo efectos sistemáticos en las mediciones. Este efecto produce una filtración entre los parámetros de Stokes *Q* y *U* generando una filtración de la señal de polarización de los modo *E* en polarización modo *B* espuria, es decir, se contamina la señal científica. Para poder lidiar con este tipo de problemas es necesario implementar técnicas que permitan una **auto-calibración**. Éstas son muy utilizadas en el ambiente de la radio astronomía. La auto-calibración provee la posibilidad de mejorar el conocimiento del instrumento (incertezas en la posición de las componentes, transmisiones, ganancias, etc). El costo a pagar es que uno necesita

1. Introducción

pasar una fracción del tiempo tiempo observando fuentes de calibración en lugar de observar el cielo.

Por lo tanto, la detección de los modos B de polarización del FCR enfrenta los desafíos técnicos y del modelo que requiere la remoción de los contaminantes. Por último, se necesita un instrumento que permita conocer en forma muy precisa cómo la radiación es modulada en su interior para poder conocer las imperfecciones de cada componente y controlar los efectos sistemáticos.

Capítulo 2

Interferómetro bolométrico: QUBIC

Medir el modo B de polarización del FCR es muy difícil debido a que es una señal sumamente débil y, además, la señal está contaminada por señal proveniente de la Vía Láctea. Para medirlo es necesario un instrumento extremadamente sensible, que conozcamos de manera muy detallada. Además, para obtener la señal de interés es necesario restar las contribuciones de nuestra propia Galaxia. La técnica de interferometría bolométrica en banda ancha consiste en la combinación de elementos de interferometría en su ventana de observación junto con la utilización de bolómetros. Esta combinación permite obtener imágenes espectrales, y un detallado conocimiento del instrumento. Es la primera vez que se utiliza una técnica de estas características para observar el fondo cósmico de radiación, en particular para buscar los modos B de polarización primordiales. La reconstrucción en imágenes espectrales se realiza en una etapa de post-procesamiento y es posible gracias a las características del haz sintético del instrumento. En este capítulo hacemos una descripción detallada del diseño de QUBIC mostrando y describiendo la funcionalidad de cada componente, y las características de su haz sintético (mono y policromático).

2.1. Inicios y concepto

2.1.1. El proyecto QUBIC

El proyecto QUBIC nace como síntesis de otros tres proyectos (EPIC, MBI y BRAIN) de instrumentos para medir la polarización del fondo cósmico de radiación, con el objetivo particular de medir los elusivos modos B de polarización observando en el rango de ondas milimétricas. QUBIC es una colaboración internacional en la que participan seis países; Francia, Argentina, Italia, Irlanda, Reino Unido y Estados Unidos, y una veintena de instituciones. Se caracteriza por la utilización de detectores TES que proveen extrema sensibilidad a la radiación incidente, y un arreglo de elementos de interferometría en su apertura, lo cual permite al instrumento, a partir de un proceso conocido y usual en radioastronomía como la auto-calibración, reducir los efectos sistemáticos. El instrumento será instalado en las cercanías de San Antonio de los Cobres, Salta, Argentina. Esta es la primera vez en la historia que Argentina aloja un instrumento cuyo objetivo es medir el FCR. Diferentes instituciones de Argentina, como la CNEA, el ITeDA, el IAR, la FCAG, entre otras, participan de la colaboración internacional trabajando en forma conjunta y cotidiana. En Junio de 2021 el demostrador tecnológico de QUBIC llegó a la Argentina y un grupo de técnicos/as, científicos/as y personal de estas instituciones, junto con la colaboración remota y presencial del equipo francés e italiano lograron instalarlo y hacerlo funcionar en el laboratorio de integración, en Salta capital. Se espera que hacia finales de 2022 el instrumento se instale en el sitio y comience a realizar observaciones al cielo.



Figura 2.1: Colaboración internacional QUBIC.

2.1.2. Breve descripción del instrumento

Un interferómetro bolométrico es un instrumento que observa en el rango de frecuencias sub-milimétrico y milimétrico y está basado en el interferómetro de Fizeau [77].¹ Un conjunto de pupilas o elementos de interferometría (EI) son utilizados en el frente del instrumento para seleccionar líneas de base. El patrón de interferencia resultante crea una imagen en un plano focal repleto de un arreglo de bolómetros. Para convertir al instrumento en un polarímetro, como lo es QUBIC, se dispone una grilla de polarización y un plato rotador de media vuelta o HWP (por sus siglas en inglés *Half-Wave Plate*) antes del arreglo de EI. En la figura 2.2 puede observarse dos fotos del instrumento en las instalaciones del instituto *Astroparticule et Cosmologie* (APC), París, Francia. El esquema de la cadena óptica de QUBIC puede verse en la figura 2.3 (arriba) con un corte transversal del crióstato (abajo). Los parámetros principales del instrumento completo y del demostrador tecnológico, QUBIC-FI y QUBIC-TD respectivamente, se resumen en la tabla 2.1.

QUBIC dispone de una serie de elementos ópticos que, en orden de aparición para un rayo de luz que ingresa al crióstato (flecha azul de la figura 2.3), están dispuestos de la forma que se detalla a continuación. Nombramos las principales características y qué rol juegan dentro de la cadena. Todos los subsistemas y la cadena óptica está albergada en un crióstato de QUBIC el cual tiene varias etapas térmicas. El volumen principal está enfriado a 4 K, rodeado de un escudo protector a 40 K. Los espejos están a una temperatura de 1 K mientras que los detectores se encuentran a 320 mK. El entorno óptico y térmico del instrumento está controlado por filtros de malla metálica de Cardiff.

- **Ventana de observación y filtros.** La señal del cielo ingresa al crióstato a través de la ventana de observación (diámetro $\varnothing = 0.56$ cm) hecha de polietileno de alta densidad. Una combinación de filtros de borde de paso bajo restringen que la radiación espuria llegue al

¹Un interferómetro Fizeau es el interferómetro más utilizado para probar componentes y sistemas ópticos. Es un dispositivo en el que se filtra un haz de luz a través de un orificio situado en el punto focal de una lente colimada. Entre el orificio y la lente hay un separador de haz (clave en el dispositivo). El haz colimado se encuentra con una placa de vidrio con una ligera inclinación. El haz colimado se refleja en una superficie de referencia. Parte de este haz vuelve con información de la aberración producida por la superficie de prueba. Los dos frentes de onda se recombinan en el interferómetro. El divisor de haz desvía los haces recombinados hacia un dispositivo que registra la señal (detectores). La lente intermedia, junto con una lente que colima los rayos para formar una imagen de la superficie de prueba en el plano focal de los detectores. El observador verá una imagen nítida de la superficie de prueba con un patrón (franjas) de interferencia que la atraviesa.



Figura 2.2: Fotos del instrumento QUBIC-TD en el APC, París, Francia. En la foto de la izquierda se observa la ventana de observación (círculo blanco). En la imagen de la derecha se observa el espejo (arriba a la izquierda) utilizado para reflejar la radiación de la fuente puntual para situarla en el campo lejano. Se observan también los tubos pulsantes. Todo el crióstato está sobre la montura (roja) utilizada para el escaneo.

plano focal. Además, filtros para radiación IR sirven como bloqueadores térmicos, aíslan las etapas de 300 K y 4 K y protegen del ambiente térmico a las etapas de 1 K y 320 mK. Estos filtros están contruidos para tener una alta transmisibilidad y para cortar la señal a frecuencias fuera de la banda espectral deseada. La figura 2.4 muestra la respuesta espectral del instrumento (extraída de Torchinsky *et al* [3]).

- **Grilla de polarización + HWP.** La grilla de polarización selecciona una dirección de oscilación de la radiación incidente. El HWP de QUBIC (<4 K) trabaja con giro escalonado para modular la señal de la radiación polarizada incidente. El HWP está basado en la tecnología de filtro de malla metálica integrada como se describe en Pisano *et al* [78]. Posee un grosor promedio de 4.1 mm y un diámetro de 370 mm. Una versión con diámetro de 180 mm fue construido para el QUBIC-FI. El HWP permite pasos entre 7 posiciones, separados 15° entre 0° y 90° , con una precisión $< 0.2^\circ$ a temperaturas criogénicas. Más detalles del plato de media onda en D'Alessandro *et al* [79].
- **Arreglo de elementos de interferometría (apuntando al cielo/apuntando a los detectores).** (<4 K) QUBIC posee una apertura que consiste en un arreglo de interferometría dispuestos en forma de cuadrado en el QUBIC-TD (8×8) o circular para el QUBIC-FI (400 EI). Este arreglo de EI (ver figura 2.5) se encuentra en el crióstato detrás de los filtros térmicos, el HWP y la grilla de polarización. Recolecta la señal proveniente del cielo (primarios, EI apuntando hacia el cielo) para luego remitir la señal hacia el interior del crióstato (secundarios, EI apuntando hacia los detectores). Cada EI posee un $\text{FWHM} \simeq 13$ deg y observa

2. Interferómetro bolométrico: QUBIC

Parámetros	QUBIC-TD	QUBIC-FI
Canal	150 GHz	150 GHz & 220 GHz
Rango en banda ancha de 150 GHz	[131-169] GHz	[131-169] GHz
Rango en banda ancha de 220 GHz	-	[192.5 – 247.5] GHz
Apertura de ventana de obs.	0.56 cm	0.56 cm
Nro. de elementos de interferometría	64	400
Nro. de detectores	248	992×2
Ruido de detector [$W/\sqrt{\text{Hz}}$]	2.05×10^{-16}	4.7×10^{-17}
Temperatura del plano focal [mK]	300	300
Cobertura del cielo f_{sky}	1.44	1.44
FWHM del haz sintético [deg]	0.68	0.39 (150 GHz) y 0.27 (220 GHz)
Multipolos ℓ	[40-200]	[40-200]

Tabla 2.1: Principales parámetros de QUBIC en sus dos diseños: demostrador tecnológico (TD) e instrumento completo (FI).

simultáneamente la misma región del cielo. Además cada EI posee un interruptor mecánico que permite cerrar o abrirlo en forma individual. Al momento de remitir la señal hacia el interior se produce la interferencia. El corrugado de los EI y el perfil que tienen permiten seleccionar modos espaciales, obtener haz Gaussiano y reducen la polarización cruzada.

- **Espejo primario y secundario.** (<1 K) Luego la señal es reflejada en dos espejos. El espejo secundario se encuentra dentro de la caja de 1 K. La radiación entra a esta caja a través de un punto de frenado de rayos espurios o extraviada.
- **Dicroico.** (<1 K) Sólo en el QUBIC-FI. Antes de la llegada de la luz al plano focal se encuentra el dicroico que permite separar la radiación incidente en cada banda ancha de observación (150 GHz y 220 GHz).
- **Arreglo de detectores TES.** (<0.3 K) Los detectores son de transición de borde (TES por *transition edge sensors*) hechos de NbSi. La temperatura de transición $T_c \simeq 410$ mK aunque se adapta según las componentes finales. Tienen un tamaño de 3 mm y una grilla absorbente de 2.7 mm sin sensibilidad a la polarización. La potencia equivalente del ruido se calcula en 5×10^{-17} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ a 150 GHz y una constante de tiempo de 100 ms. El plano focal del QUBIC-TD posee 256 detectores (8 son termómetros) mientras que el QUBIC-FI contará con 992 detectores. En la figura 2.6 se puede observar la disposición de los detectores para el QUBIC-TD mientras que en la derecha de la figura 2.7 se muestra cómo estarán ubicados en el QUBIC-FI. En la imagen de abajo se muestra la transición de fase de cuatro detectores.

La lectura de los detectores se realiza en la segunda etapa de la cadena de lectura y está compuesta de SQUIDs a una temperatura de 1 K. Cada TES está conectado en serie y posee un sesgo en el voltaje. La inductancia del SQUID convierte la corriente de los detectores TES en flujo magnético el cual es invertido para producir un voltaje en la salida del SQUID. Para compensar la variación del flujo se introduce una corriente de retroalimentación para crear un flujo de retroalimentación. El voltaje enviado por el conversor analógico-digital para crear esta corriente a través de la resistencia de retroalimentación es la señal de QUBIC. Además de los SQUIDs, un amplificador de bajo ruido (LNA) multiplexado de 4 a 1 lee secuencialmente 4 columnas de 32 SQUID cada una. El factor de multiplexación resultante es 128. El LNA, junto con la polarización secuencial del SQUID y el reloj general de este multiplexor 128:1, se realiza en un ASIC criogénico que opera a aproximadamente 40 K [82].

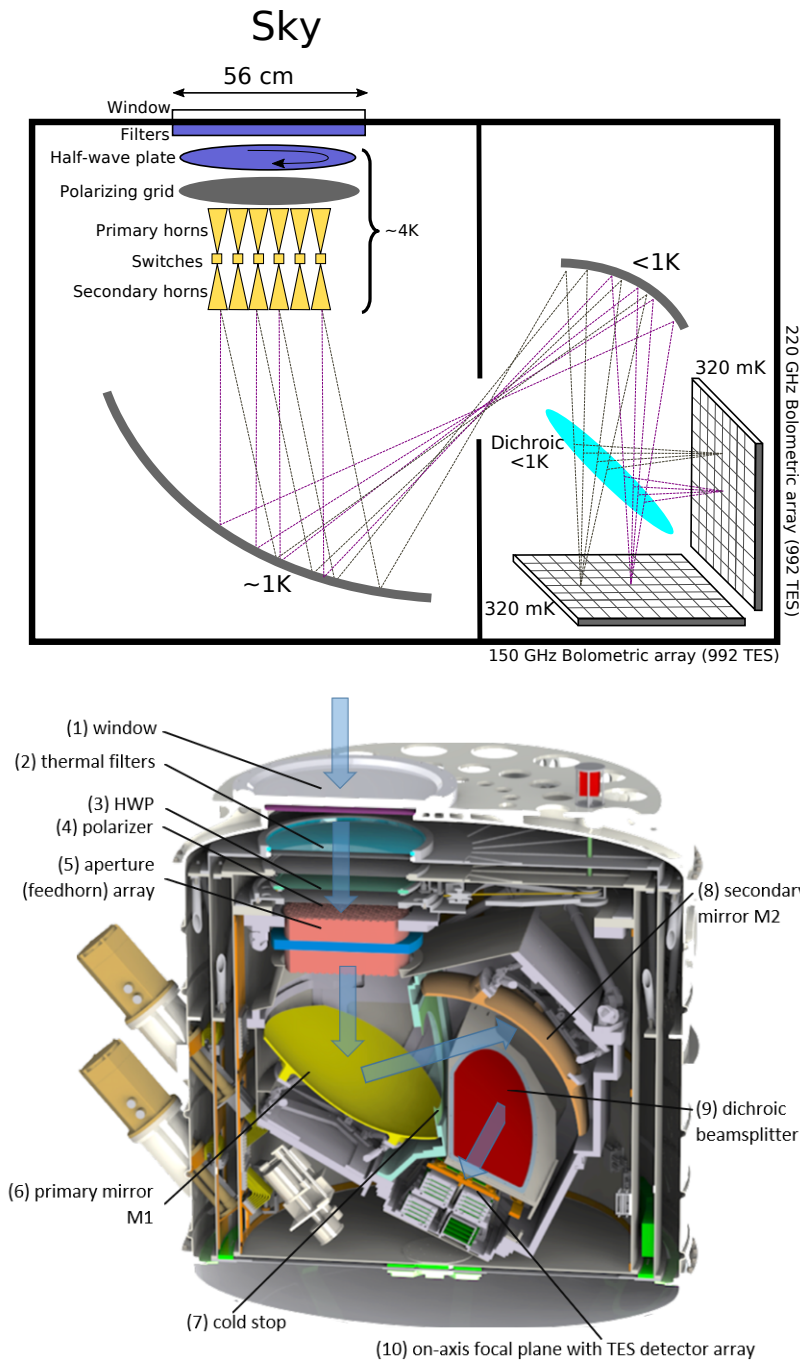


Figura 2.3: Esquema del instrumento QUBIC y corte transversal del crióstato para mostrar la disposición interna de los sub-sistemas en la configuración real.

El panel de la izquierda de la figura 2.7 muestra el arreglo de EI del QUBIC-FI. El arreglo de EI tiene 400 elementos en una grilla con forma circular (más detalles en Cavaliere *et al* [80] y O'Sullivan *et al* [81]).

En el panel de la derecha podemos observar el haz sintético obtenido en el plano focal para el QUBIC-FI, compuesto de 992 bolómetros, cuando el instrumento está observando una fuente puntual monocromática situada en el campo lejano sobre el eje óptico del sistema (más detalles de esta señal en la siguiente sección).

2. Interferómetro bolométrico: QUBIC

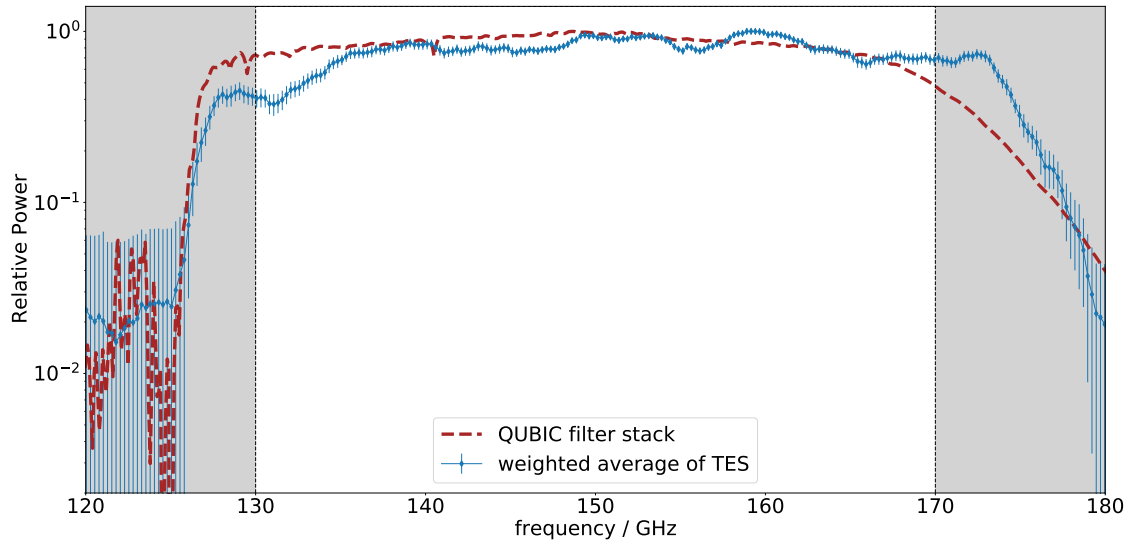


Figura 2.4: Paso de banda del QUBIC-TD. Medida de la potencia relativa de los TES sintonizando la fuente de calibración en diferentes frecuencias. El perfil esperado se muestra en líneas marrones punteadas. Figura tomada de [3]

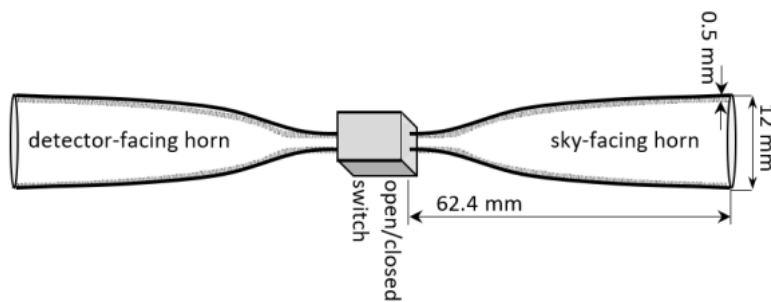
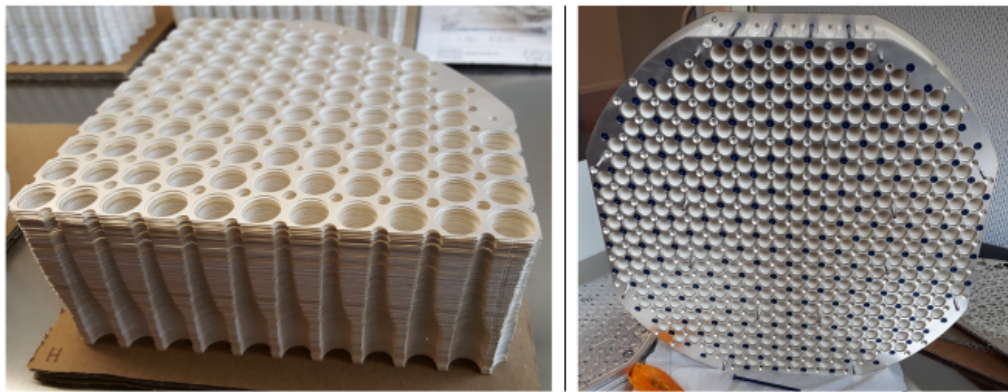


Figura 2.5: *Arriba:* Arreglo de elementos de interferometría (EI) diseñados para QUBIC. A la derecha se observa el arreglo completo de un conjunto de 400 EI, para estar completo faltan los EI secundarios. *Abajo:* Esquema del diseño de un sólo EI con sus dimensiones reales. Figuras tomadas de [80, 81]

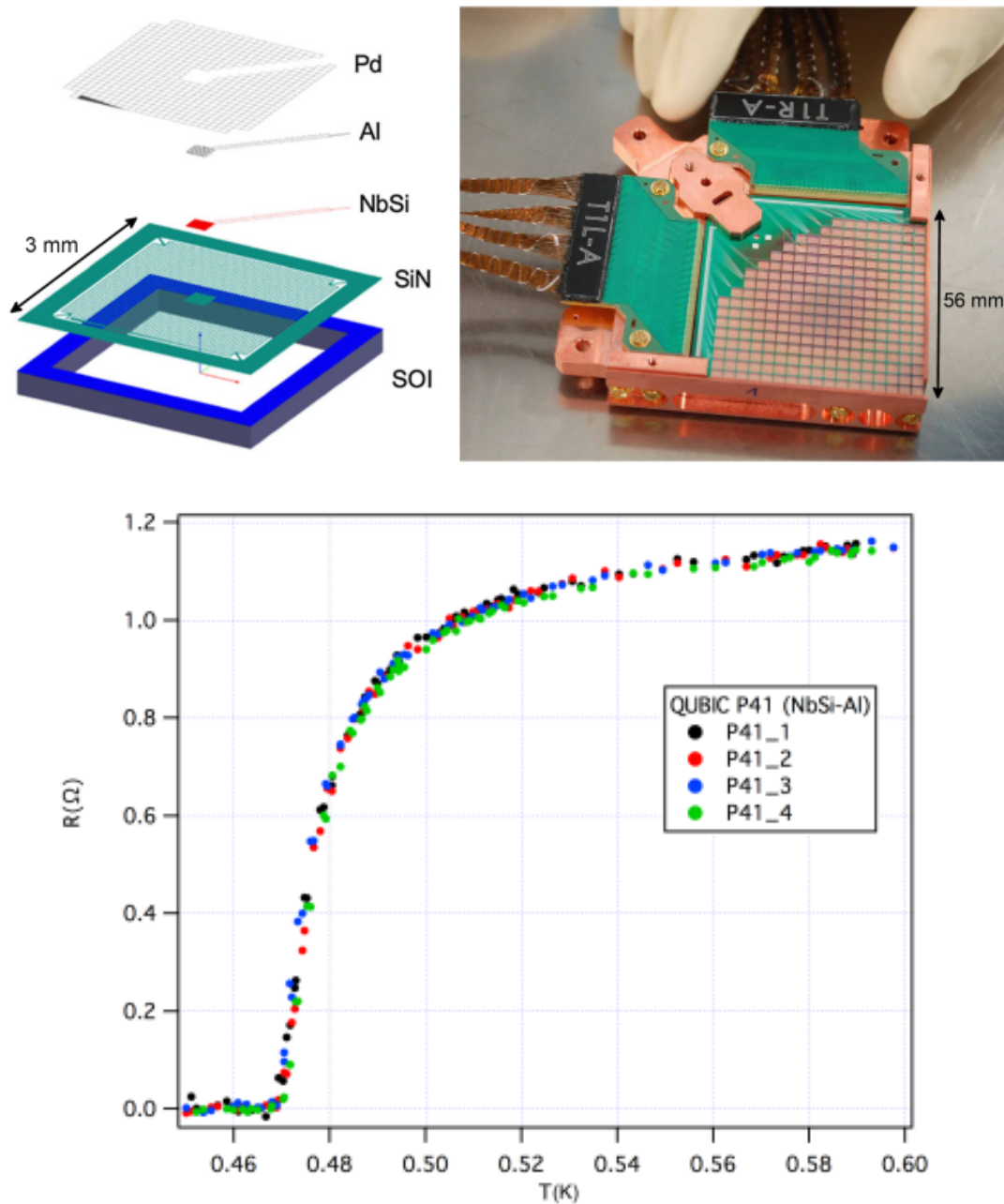


Figura 2.6: Medida de la resistencia de cuatro TES de QUBIC a través de la transición superconductor. Los detectores TES tienen una fuerte dependencia de la temperatura con la resistencia en la transición de fase (de estado súper-conductor a estado normal). Cuando un fotón incide sobre él, la resistencia aumenta. Figura tomada de [82].

2.1.3. Sitio de operación

La descripción de esta subsección puede encontrarse en [2]. QUBIC será instalado cerca de San Antonio de los Cobres, en un sitio llamado Alto Chorrillos en la Provincia de Salta, Argentina ($24^{\circ}11'11.7''$ S, $66^{\circ}28'40.8''$ O) y a una altitud de 4869 m.s.n.m. Esta ubicación fue estudiado para ondas del orden del milímetro durante largos años por el proyecto LLAMA, una antena de 12 m de diámetro que operará a menos de 1 km de QUBIC.

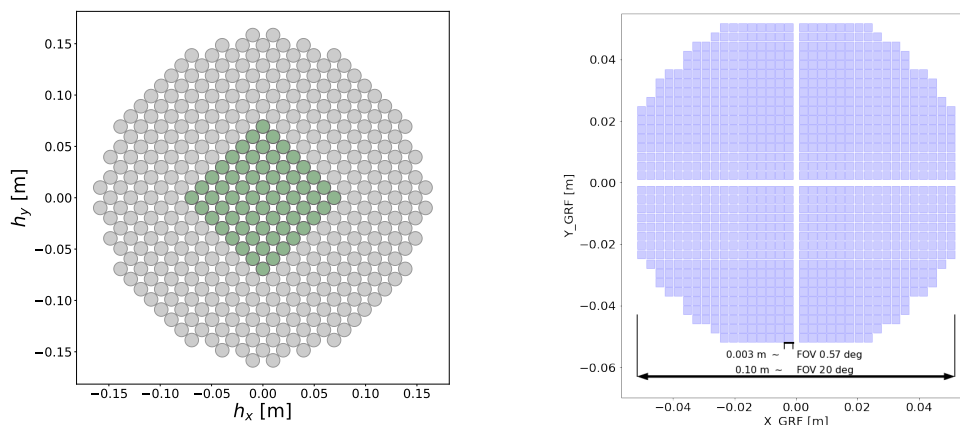


Figura 2.7: *Izq.*: Arreglo de EI en la ventana del instrumento. Cada círculo representa un EI. El arreglo del QUBIC-FI es el arreglo completo (EI en verde + gris) y el QUBIC-TD dispone del arreglo coloreado en verde. *Der.*: Arreglo de detectores en el plano focal para el QUBIC-FI. En el caso de QUBIC-TD el plano focal se conforma por uno de los cuatro cuadrantes del arreglo.

El sitio posee una profundidad óptica a 210 GHz de $\tau_{210} < 0.1$ el 50 % del tiempo y < 0.2 para el 85 % del tiempo. Además tiene una atmósfera mayormente estable con vientos de menos de 6 m/s para el 50 % del tiempo. La temperatura atmosférica es de ~ 270 K con un promedio de emisividad de 0.081 y 0.138 para 150 GHz y 220 GHz respectivamente tomando una elevación promedio de 50 grados. Estos valores son los utilizados para las simulaciones realizadas en los capítulos de trabajo de esta Tesis.

QUBIC observará el parche del cielo cubierto por BICEP cuando esté destinado a la operación científica. El tiempo en que es de día o no está la región de BICEP, el instrumento podrá o bien reciclar la refrigeración o bien realizar auto-calibración. Además, el rango de elevación en que puede operar QUBIC está restringido ya que la ubicación de los tubos pulsantes del sistema criogénico deben estar cerca de una posición vertical. Las elevaciones pueden ir de ~ 30 a ~ 70 °.

2.2. ¿Cómo se produce la señal en un detector de QUBIC?

Esta sección es un resumen del desarrollo realizado por L. Mousset en su Tesis de Doctorado [24] principalmente y de [83, 84, 85, 86]. En la misma se desarrolla por primera vez los aspectos matemáticos de considerar a QUBIC como un telescopio clásico con una apertura particular. Esto permite realizar dicha descripción además de considerar el clásico acercamiento de QUBIC como un interferómetro.

Un concepto importante en lo que respecta a los telescopios es el concepto de función de dispersión de puntos (PSF por sus siglas en inglés). La misma da idea de cómo responde un instrumento ante un impulso electromagnético puntual y en el campo lejano, de tal forma que los rayos incidentes sobre toda el área de apertura del telescopio llegue en forma de ondas planas y paralelas. Matemáticamente, la PSF es la transformada de Fourier de la apertura del telescopio.

Una vez que la radiación con intensidad I ingresa a través de la apertura (con forma arbitraria en principio) del telescopio se propaga a través del combinador óptico, el cual hace converger a los rayos hacia su plano focal donde se sitúan detectores para medir la señal.

La propagación dentro del instrumento produce cambios de fase de la onda plana a medida que interactúa con los elementos ópticos que componen el combinador.² En particular se puede

²Aquí interviene la difracción de Fresnel, la cual se utiliza para propagación de ondas de fuentes en el campo

estudiar la transmisión de la onda en cada una de las componentes.

Durante la propagación dentro del combinador óptico, el frente de onda deja de ser plano y se vuelve esférico. La amplitud en cada punto del plano del frente de ondas es la suma de las amplitudes de cada onda esférica y puede estudiarse utilizando el principio de Huygens-Fresnel.

Considerando una difracción de un punto situado en el infinito (difracción Fraunhofer), la amplitud de la difracción en un punto (x, y) se puede escribir como

$$f_{\infty}(x, y) = \frac{\exp ikz}{i\lambda z} \hat{f}\left(\frac{x}{\lambda z}, \frac{y}{\lambda z}\right). \quad (2.1)$$

donde el sistema de ejes coordenados estaría ubicado en la apertura del telescopio con el eje z coincidente con el eje óptico apuntando hacia el interior del telescopio. Es decir que la amplitud de la onda difractada de un punto en el infinito es igual a la transformada de Fourier de esa onda en el plano $z = 0$. Si se considera una onda plana, con dirección de propagación (α_0, β_0) con $\alpha \simeq \frac{x}{z}$ y $\beta \simeq \left(\frac{y}{z}\right)$, $f_0(x, y) = A_0 \exp \frac{2\pi i}{\lambda}(\alpha_0 x + \beta_0 y)$, la amplitud de la onda en el infinito es

$$f_{\infty}(\alpha, \beta) = \frac{\exp ikr}{i\lambda r} A_0 \delta(\alpha - \alpha_0, \beta - \beta_0) \quad (2.2)$$

es decir que la intensidad será cero excepto en la dirección (α_0, β_0) . Se puede demostrar, además, que observando en el plano focal de un combinador óptico es equivalente a observar en el infinito [24].

2.2.1. PSF en general

El patrón resultante de una fuente puntual situada en el infinito en una dirección \mathbf{k} del cielo en el plano focal del instrumento se llama función de dispersión de puntos o PSF por sus siglas en inglés. Utilizando la aproximación Fraunhofer se puede demostrar que la intensidad medida a partir de la transmisión de un telescopio puede escribirse como [24]

$$I_F(\alpha, \beta) = \frac{1}{\lambda^2 r^2} |E_0|^2 \left| \hat{t}\left(\frac{\alpha - \alpha_0}{\lambda}, \frac{\beta - \beta_0}{\lambda}\right) \right|^2, \quad (2.3)$$

donde \hat{t} es la transmisión de la apertura. Esto muestra que la PSF es proporcional a la transformada de Fourier de la disposición de la apertura

$$PSF_{\mathbf{k}}(\alpha, \beta) \propto \left| \hat{t}\left(\frac{\alpha - \alpha_0}{\lambda}, \frac{\beta - \beta_0}{\lambda}\right) \right|^2. \quad (2.4)$$

La señal en el plano focal es la convolución entre la señal de entrada y la PSF del instrumento. La difracción y propagación de una onda pueden ser descritas como convoluciones, lo que muestra que son filtros en el espacio de la frecuencia espacial. Por ejemplo la PSF de un telescopio cuya apertura es circular, es bien conocida y tiene la forma de un disco de Airy cuyo primer valor nulo se da a una distancia angular del centro del campo de $\theta \sim 1.22 \frac{\lambda}{D}$ siendo λ la longitud de onda y D el diámetro de la apertura del telescopio.

2.2.2. PSF de QUBIC

QUBIC tiene la particularidad de que posee en su apertura, un arreglo de elementos de interferometría (EI), lo que hace que la PSF no sea trivial. Más adelante veremos la matemática de cómo interactúan los EI pero ahora nos quedaremos con la idea de que la apertura es una apertura particular. Las cuentas de esta sub-sección, al igual que el resto de esta sub-sección son desarrolladas en la Tesis Doctoral de L. Mousset [24].

cercano. En contraposición a esta difracción, la difracción Fraunhofer se utiliza para propagación de ondas de fuentes en el campo lejano.

2. Interferómetro bolométrico: QUBIC

Si la posición de un EI h es $\mathbf{x}_h(x_h, y_h, 0)$, y la onda incidente tiene un vector de onda $\mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda}(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$. Además se considera una posición $\mathbf{r} = (x, y, z)$ en el plano focal $\alpha \sim \frac{x}{f}$ y $\beta \sim \frac{y}{f}$ siendo f la distancia focal. La transmisión del arreglo con N EI puede escribirse como

$$t_{\mathbf{k}}(x, y) = \sum_{h=1}^N A_{\mathbf{k}}(x - x_h, y - y_h), \quad (2.5)$$

donde $A_{\mathbf{k}}(x, y)$ es la transmisión de un EI para una onda \mathbf{k} incidente. Utilizando la propiedad de la traslación de la transformada de Fourier es posible escribir la transmisión como

$$\hat{t}\left(\frac{\alpha - \alpha_0}{\lambda}, \frac{\beta - \beta_0}{\lambda}\right) = \hat{A}_{\mathbf{k}}\left(\frac{\alpha - \alpha_0}{\lambda}, \frac{\beta - \beta_0}{\lambda}\right) \sum_{h=1}^N \exp\left(-2\pi i \frac{\alpha - \alpha_0}{\lambda} x_h\right) \exp\left(-2\pi i \frac{\beta - \beta_0}{\lambda} y_h\right), \quad (2.6)$$

$$= \hat{A}_{\mathbf{k}}\left(\frac{\alpha - \alpha_0}{\lambda}, \frac{\beta - \beta_0}{\lambda}\right) \sum_{h=1}^N \exp\left(-i \left(\frac{\mathbf{r}}{f} - \mathbf{k}\right) \cdot \mathbf{x}_h\right). \quad (2.7)$$

Tomando el módulo cuadrado se obtiene la PSF:

$$PSF_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}, \lambda) = PSF_{\mathbf{k}}^{\text{EI}} \sum_{h, h'}^N \exp\left(-i \left(\frac{\mathbf{r}}{f} - \mathbf{k}\right) \cdot (\mathbf{x}_h - \mathbf{x}_{h'})\right), \quad (2.8)$$

donde $PSF_{\mathbf{k}}^{\text{EI}} = \left| \hat{A}_{\mathbf{k}}\left(\frac{\alpha - \alpha_0}{\lambda}, \frac{\beta - \beta_0}{\lambda}\right) \right|^2$ es la PSF de un EI. En caso de un arreglo de EI con simetría cuadrada con P EI por lado, separados Δ_h puede escribirse como [24]:

$$PSF_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}, \lambda) = PSF_{\mathbf{k}}^{\text{EI}} \frac{\sin^2\left(P \frac{\pi}{\lambda} \Delta_h \left(\frac{x}{f} - \alpha_0\right)\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi}{\lambda} \Delta_h \left(\frac{x}{f} - \alpha_0\right)\right)} \times \frac{\sin^2\left(P \frac{\pi}{\lambda} \Delta_h \left(\frac{y}{f} - \beta_0\right)\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi}{\lambda} \Delta_h \left(\frac{y}{f} - \beta_0\right)\right)} \quad (2.9)$$

2.2.3. Haz sintético de QUBIC

Si consideramos una fuente puntual en el campo lejano del instrumento, la imagen en el plano focal será la PSF centrada (geometría óptica). Ahora, si consideramos un detector en un lugar arbitrario del plano focal, y tomamos una muestra, este detector va a observar una parte de la PSF. Si escaneamos el campo de visión con el instrumento, la PSF se va a mover en el plano focal. Es decir, el instrumento muestrea la PSF a medida que se realiza un escaneo. Por lo tanto, realizando y conociendo la estrategia de escaneo utilizada, podemos recuperar la imagen de la PSF completa y con alta resolución sin estar limitado por el tamaño del detector del plano focal. Por lo tanto, se puede medir la respuesta del detector para todas las direcciones del cielo y es precisamente la definición del haz del detector. Por el principio de reversibilidad de la luz, si se colocara una fuente en la posición del detector, el haz sería la PSF proyectada en el cielo.

QUBIC observa el cielo a través de un arreglo de EI cuya característica es que posee dos partes: una mirando al cielo con un haz que llamaremos primario $B_{\text{prim}}(\mathbf{k}, \lambda)$ y otra mirando hacia los detectores del plano focal con un haz que llamaremos secundario $B_{\text{sec}}(\mathbf{r}, \lambda)$. Ambos haces, por construcción, son similares y pueden modelarse con una función Gaussiana con ancho a media altura, FWHM por sus siglas en inglés (*full width at half maximum*) de 13° .

El haz primario de un detector q en el plano focal se puede escribir como la PSF,

$$B_{\mathbf{r}_q}(\mathbf{k}, \lambda) = PSF_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}_q, \lambda). \quad (2.10)$$

El detector ve el cielo a través de los EI por lo que el haz sintético puede escribirse como función de los haces primarios y secundarios de la forma

$$B_{\mathbf{r}_q}(\mathbf{k}, \lambda) = B_{\text{prim}}(\mathbf{k}, \lambda) B_{\text{sec}}(\mathbf{r}_q, \lambda) \sum_{h, h'}^N \exp \left[-i \left(\frac{\mathbf{r}_q}{f} - \mathbf{k} \right) \cdot (\mathbf{x}_h - \mathbf{x}_{h'}) \right]. \quad (2.11)$$

La PSF de un EI es igual al producto de los haces primarios y secundarios del EI:

$$B_{\text{prim}}(\mathbf{k}, \lambda) B_{\text{sec}}(\mathbf{r}_q, \lambda) = PSF_{\mathbf{k}}^{\text{EI}}(\mathbf{r}_q, \lambda). \quad (2.12)$$

La figura 2.10 muestra la simulación de un corte transversal del haz sintético monocromático pasando a través del centro y en dirección de los picos (escaneo en acimut a igual elevación) para dos detectores: uno en el centro del eje óptico del sistema y otro corrido 12 mm.

2.2.4. Imagen sintética

Esta subsección fue realizada utilizando los trabajos publicados en [87, 86, 24, 84] y [88].

El arreglo de EI es quien define la PSF de QUBIC. Para diferentes configuraciones del arreglo, el patrón que se forma en el plano focal será diferente y responde a la interferencia constructiva de la interacción entre los EI abiertos. En la figura 2.8 se puede observar el patrón de interferencia resultante para las dos configuraciones del instrumento (QUBIC-FI a izquierda y QUBIC-TD a derecha) y distintas combinaciones de EI abiertos. En todas las simulaciones se considera una fuente puntual monocromática en el campo lejano emitiendo a 150 GHz y alineada con el eje óptico del instrumento. En el caso de un EI abierto se observa, en ambas configuraciones, la respuesta (PSF) de un telescopio clásico. En el caso de dos EI se observan las franjas de interferencia cuya orientación depende de la orientación y equiespaciado de la línea de base elegida. En la última fila se observa el patrón resultante cuando todos los EI están abiertos. Aquí se observa un pico central o primario y los picos secundarios (cuatro contenidos en el plano focal).

En el sentido de la PSF particular que tiene QUBIC, resultado de los EI abiertos, podemos decir que es posible considerar a QUBIC como un telescopio tradicional con una muestra de aperturas en su ventana de observación que luego hacen que la radiación que la atraviesa sufra de una interferencia constructiva y eso forme la imagen en el plano focal. Dicho así, se puede afirmar que cualquier interferómetro puede ser considerado como un telescopio tradicional (intercambiando cada punto de la apertura de un telescopio con los EI de QUBIC). [24]

Por otra parte, un bolómetro es un detector de potencia total. Es decir que la radiación que incide sobre él queda registrada a partir del registro de cambio de temperatura. La señal $S(\mathbf{r}, \lambda)$ en un punto $\mathbf{r} = (x, y)$ del plano focal ³ es el módulo cuadrado del campo eléctrico propagado ⁴ $S_{\eta}(t, \mathbf{k}, \lambda)$ promediado en el tiempo e integrado en todas las direcciones del cielo \mathbf{k} . La señal con polarización η es reemitida hacia el interior del instrumento por cada EI, resultando en un camino óptico diferente en el combinador óptico. La señal en el plano focal depende de la ubicación del EI \mathbf{h}_j , el haz primario $B_{\text{prim}}(\mathbf{k}, \lambda)$, la distancia focal f del combinador, el haz secundario del EI sobre el plano focal $B_{\text{sec}}(\mathbf{r}_q, \lambda)$ y la longitud de onda λ . Además la señal es integrada en el área del detector $A = A_q$ (pues todos los detectores tienen igual área) y sobre la banda espectral $F(\lambda)$. La señal medida por el detector depende del tiempo de integración τ del detector (o constante de tiempo del detector). Utilizando la definición del haz sintético, ecuación 2.11, es posible escribir la señal (intensidad) en un detector de la forma

³ $\mathbf{r} = (0,0)$ está en el eje óptico del sistema

⁴Luego veremos cómo se conforma la señal propagada dentro de QUBIC en presencia de un polarímetro y un HWP

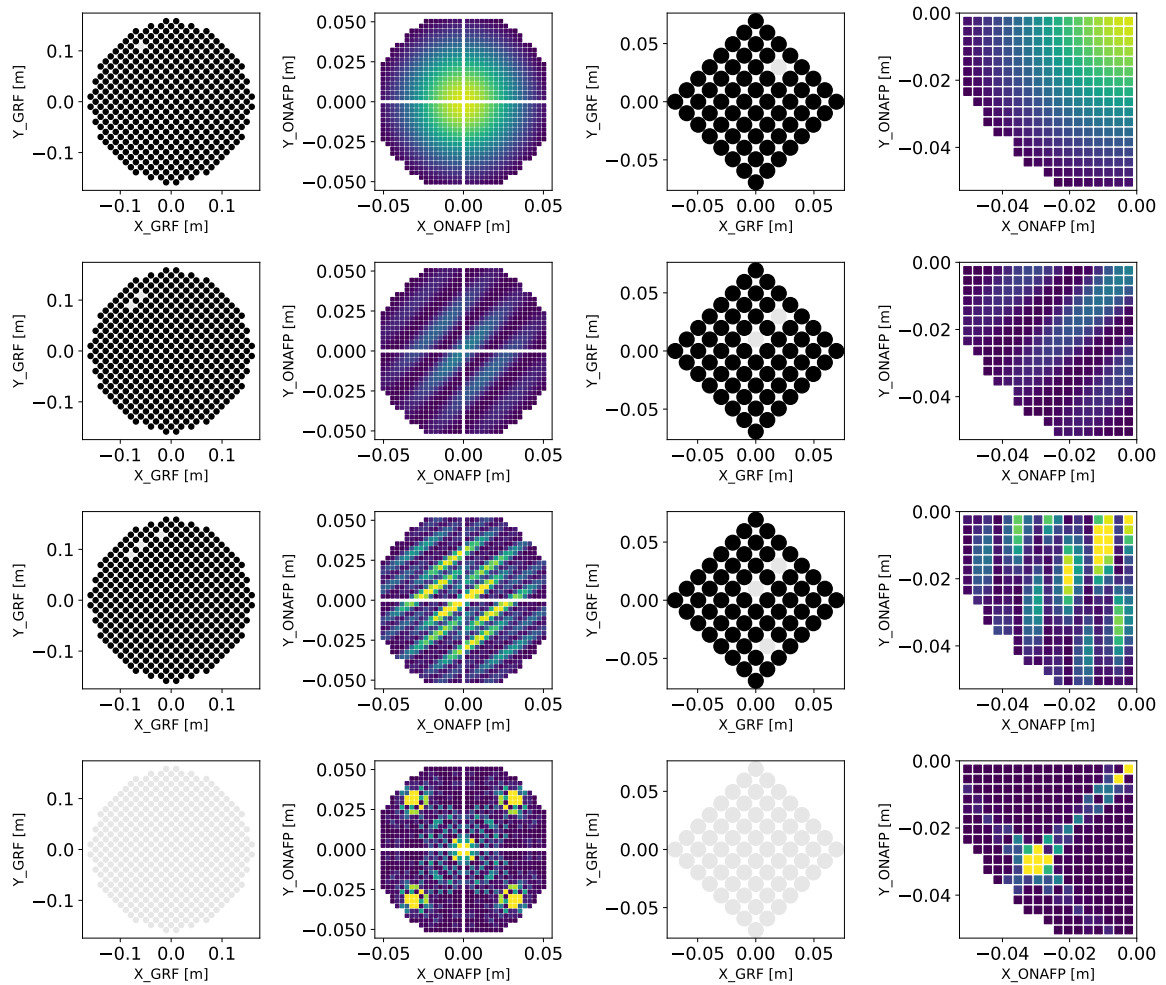


Figura 2.8: Haces sintéticos producidos por diferentes combinaciones de EI abiertos en la apertura del interferómetro. En las filas se abren, en orden, uno, dos, tres y todos los EI. La primer columna muestra los EI abiertos (gris) y cerrados (negro) para el QUBIC-FI mientras que la segunda columna muestra la interferencia constructiva resultante en el plano focal del QUBIC-FI. La tercera y cuarta columnas muestran el análogo para el QUBIC-TD

$$\begin{aligned}
 I(\mathbf{r}_q) &= \int \int \int B_{\text{prim}}(\mathbf{k}, \lambda) B_{\text{sec}}(\mathbf{r}_q, \lambda) F(\lambda) \left\langle \left| \sum_h S_\eta(t, \mathbf{k}, \lambda) \right. \right. \\
 &\quad \times \exp \left[i 2\pi \frac{\mathbf{h}_j}{\lambda} \cdot \left(\frac{\mathbf{r}_q}{\sqrt{f^2 + r_q^2}} - \mathbf{k} \right) \right] \left. \left. \right|^2 \right\rangle_\tau d\mathbf{k} dA d\lambda, \quad (2.13)
 \end{aligned}$$

$$= \int \int \int \langle |S_\eta(t, \mathbf{k}, \lambda)|^2 \rangle_\tau F(\lambda) B_{\text{synth}}(\mathbf{r}_q, \lambda) d\mathbf{k} dA d\lambda \quad (2.14)$$

El HWP, combinado con la rejilla polarizadora, modula la señal que ingresa al instrumento tal que es posible reescribir la ecuación 2.14 en términos de la imagen sintética de los parámetros de Stokes, y el ángulo de posición del HWP, $\Theta = \Omega t$, donde Ω es la velocidad angular a la que rota el HWP. Para esto es necesario conocer cómo se forma la imagen sintética a partir de la interferencia de la señal y cómo se modula la señal utilizando las matrices de Jones y tratando a QUBIC como un interferómetro.

2.2.5. Interferencia/interferometría

Se considera el campo eléctrico de la radiación incidente de una onda plana que se propaga en dirección $\hat{\mathbf{k}}$ y cuya oscilación se da en un plano, como

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_0 \cos [2\pi(\nu t - \hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r}/\lambda)], \quad (2.15)$$

donde \mathbf{e}_0 es la amplitud de la onda, ν la frecuencia de oscilación y λ su longitud de onda ($c = \lambda\nu$). En un medio con índice de refracción n , la velocidad de propagación es $v = c/n$ y la longitud de onda cambia como $\lambda_n = \lambda/n$. La ecuación 2.15 puede reescribirse en forma más compacta

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_0 \cos (\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}), \quad (2.16)$$

donde $\omega = 2\pi\nu$ es la frecuencia circular y $\mathbf{k} = 2\pi\hat{\mathbf{k}}/\lambda$ la constante de propagación. Para manipular matemáticamente las expresiones es conveniente reescribirla en su forma exponencial como

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \Re\{\mathbf{e}_0 \exp(-i\phi) \exp(i\omega t)\} \quad (2.17)$$

$$= \Re\{\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \exp(i\omega t)\} \quad (2.18)$$

donde $\phi(\mathbf{r}) = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$ y $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_0 \exp(-i\phi(\mathbf{r}))$ es la amplitud compleja. La ventaja de expresarlo de esta forma es que la suma de ondas se puede pensar en el diagrama fasorial.

La intensidad de la radiación se define como la energía que cruza en un área normal a la dirección de propagación del haz, por unidad de tiempo, y es proporcional al promedio temporal del cuadrado del campo, es decir,

$$\langle |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 \rangle_\tau = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)^2 dt = \frac{|\mathbf{E}_0(\mathbf{r})|^2}{2}, \quad (2.19)$$

Cuando dos ondas se superponen, la intensidad en un punto depende si se cancelan o no. Este proceso se conoce como interferencia. Si se asume que dos ondas se propagan en igual dirección, sus vectores de polarización están en el mismo plano y poseen igual frecuencia, entonces la amplitud compleja en cualquier punto del patrón de interferencia es la suma de las amplitudes complejas de las ondas y pueden escribirse como $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t)$. Además, es posible considerar que la onda 2 tiene un desplazamiento en la fase por incidir sobre un EI a una distancia caracterizada por

el vector \mathbf{b} y que es posible escribir como $\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) \exp [2\pi i \mathbf{b} \cdot \mathbf{k}]$, donde $\mathbf{b} = (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)/\lambda$.⁵ La diferencia de fase en la señal $\Delta\phi$ puede escribirse como

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{k}) = \mathbf{E}_1(\mathbf{k}) \exp [i\Delta\phi(\mathbf{r})]. \quad (2.20)$$

La potencia detectada en un bolometro será

$$I(\mathbf{r}) = \Re \left\{ \int \langle |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 \rangle_{\tau} B_{\text{synth}} d\mathbf{k} \right\} \quad (2.21)$$

$$= \Re \left\{ \int \langle |\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t)|^2 (1 + \exp [i\Delta\phi]) \rangle_{\tau} B_{\text{synth}} d\mathbf{k} \right\} \quad (2.22)$$

$$= I(\mathbf{r})_{\text{tot}} + \int B(\mathbf{k}) \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{b} + \Delta\phi) d\mathbf{k}, \quad (2.23)$$

$$= I(\mathbf{r})_{\text{tot}} + \int B(\mathbf{k}) \left[\cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{b}) \cos \Delta\phi - \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{b}) \sin \Delta\phi \right] d\mathbf{k}, \quad (2.24)$$

$$= I(\mathbf{r})_{\text{tot}} + \int B(\mathbf{k}) \left[\cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{b}) \cos \Delta\phi + \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{b} + \frac{\pi}{2}) \sin \Delta\phi \right] d\mathbf{k} \quad (2.25)$$

donde I_{tot} es la intensidad total medida en el detector de ambas ondas por separado, $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ la diferencia de fase entre ellas y $B(\mathbf{k})$ es la distribución de brillo de la fuente. Si la fuente es la misma (igual fase en origen) la diferencia de fase corresponde a una diferencia en el camino óptico recorrido entre las ondas $\Delta p = (\lambda/(2\pi))\Delta\phi$, o un atraso temporal $\Delta\tau = \Delta p/c = \lambda/(2\pi c)\Delta\phi$ ⁶ en el arribo de la señal a un detector en el plano focal del sistema.

Si la diferencia de fase entre los haces varía linealmente a través del campo de visión, la intensidad varía cosenoidalmente, dando alternadamente bandas de luz y oscuridad, conocidas como franjas de interferencia. Las franjas se corresponden con los puntos en donde la diferencia de fase es constante (o, en otras palabras, diferencias constantes del camino óptico).

La analogía Fizeau-QUBIC puede pensarse de la siguiente forma apoyado en la figura 2.9: en un interferómetro Fizeau la diferencia en el camino óptico recorrido de dos haces de radiación ocurre debido a un prisma en forma de cuña. La longitud que recorren ambos haces es diferente (Δp) y se produce una diferencia de fase. En QUBIC la diferencia de fase se da en la diferencia temporal ($\Delta\tau$) del frente de onda plano que arriba a el arreglo de EI. Luego los haces son combinados ópticamente por dos espejos (en el esquema se reemplazan los dos espejos por una lente convergente).

Si ahora se considera que $I(\mathbf{r}) = \int B(\mathbf{k}) \cos(\alpha)$ entonces es posible reescribir la ecuación 2.25 de la forma

$$I(\mathbf{r}) = I(\mathbf{r})_{\text{tot}} + I_1(\mathbf{r}) \cos(\Delta\phi) + I_2(\mathbf{r}) \sin(\Delta\phi). \quad (2.26)$$

Visibilidad de los parámetros de Stokes Por convención la última ecuación puede reescribirse en términos de la visibilidad como

$$V = I_1 + iV_2 = |V| \exp(i\gamma) = |V|(\cos \gamma + i \sin \gamma) \quad (2.27)$$

donde, por definición $\cos \gamma = \frac{I_1}{|V|}$ y $\sin \gamma = \frac{I_2}{|V|}$. Pensar en $|V|$ y γ es equivalente a pensar en las intensidades I_1 e I_2 . El significado de ambas cantidades puede observarse reescribiendo la ecuación 2.26

⁵Es claro que si otra línea de base \mathbf{b}' es tal que $\mathbf{b} = \mathbf{b}'$ la diferencia de fase asociada a la líneas de base son iguales. Es decir que todas líneas de base \mathbf{b} tal que $\mathbf{b} = \beta$ forman líneas de base equivalentes asociadas con el modo β en el espacio de visibilidad y tendrán igual diferencia de fase. Si dos EI i y j son de clase β se puede escribir $E_j = E_i \exp [2\pi i \beta \cdot \mathbf{k}]$.

⁶Este τ nada tiene que ver con el tiempo de integración de la señal utilizado anteriormente.

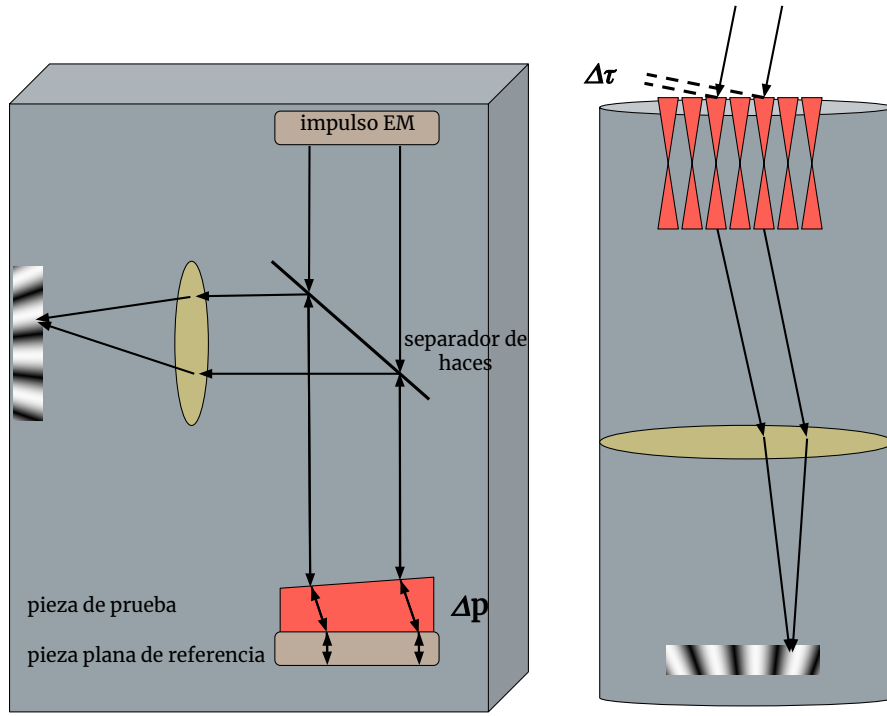


Figura 2.9: Esquema de un interferómetro Fizeau (izquierda) y de un diagrama del esquema de QUBIC (derecha). Las flechas marcan los caminos ópticos de haces de luz. En color coral se muestra el momento en que se da la diferencia de fase en uno y otro dispositivo. Mientras que en el caso de interferómetro Fizeau la diferencia de fase se da por diferencia en el camino óptico recorrido (Δp), la diferencia de fase en QUBIC se da por la diferencia temporal ($\Delta \tau$) en el arribo de la señal en el arreglo de EI.

$$I(\mathbf{r}) = I_{\text{tot}}(\mathbf{r}) + |V| \cos(\Delta\phi - \gamma) \quad (2.28)$$

$|V|$ es la intensidad máxima transmitida por el filtro, y γ es el cambio de fase del filtro. Cuando aquí se habla de filtro se está haciendo referencia a los dos EI abiertos en la apertura del instrumento. Es decir, la medición de la visibilidad corresponde a la observación de una fuente (en el infinito) a través de un filtro.

Cada una de las intensidades definidas en la ecuación 2.26 pueden escribirse como visibilidades V_i de la forma

$$V_i(\mathbf{b}) = \int_{\mathbf{k}} B(\mathbf{k}) \exp(2\pi i \mathbf{k} \cdot \mathbf{b}) d\mathbf{k}. \quad (2.29)$$

La apertura del vector b proyectada en el plano perpendicular al de la dirección de la fuente nos permite definir el plano uv . Midiendo diferentes líneas de base, podemos muestrear la función de visibilidad $V(u, v)$ en el plano uv como:

$$V(u, v) = \int_{\mathbf{k}} B(l, m) \exp(2\pi i(ul + vm)) dl dm = \mathbf{F}[B(l, m)] \quad (2.30)$$

donde $(l, m) = \mathbf{k}$. La visibilidad compleja es la transformada de Fourier del campo observado (teorema de Van-Cittert Zernicke). Por lo tanto, un interferómetro mide los modos de Fourier del cielo observado, la frecuencia espacial del modo está dado por la longitud de la línea de base. En

2. Interferómetro bolométrico: QUBIC

radio astronomía, el haz sintético se llama haz "sucio" (*dirty beam*) y puede ser calculado como la transformada de Fourier del conjunto de visibilidades.

En un instrumento como QUBIC, el patrón de interferencia es reproducido en forma de imagen⁷ por utilizar bolómetros. QUBIC utiliza las visibilidades de los parámetros de Stokes para producir imágenes.

Parámetros de Stokes Para describir completamente la polarización de un campo de radiación se suelen utilizar los parámetros de Stokes. Si se considera un campo electromagnético en la dirección \mathbf{k} cuya componente eléctrica se escribe $\mathbf{E}(\mathbf{k}, t)$ en una base ortogonal a la propagación ($\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$):

$$I = \langle |E_x|^2 \rangle_t + \langle |E_y|^2 \rangle_t, \quad (2.31)$$

$$Q = \langle |E_x|^2 \rangle_t - \langle |E_y|^2 \rangle_t, \quad (2.32)$$

$$U = 2\Re\langle (E_x E_y^*) \rangle_t, \quad (2.33)$$

$$V = -2\Im\langle (E_x E_y^*) \rangle_t. \quad (2.34)$$

Donde el promedio se hace sobre la escala temporal dada por la constante del detector (mucho mayor a la frecuencia de la onda EM). Los parámetros I y V no dependen del sistema de ejes utilizado a diferencia de Q y U que sí lo hacen. En general, la rotación entre sistemas de coordenadas para un campo eléctrico puede escribirse como

$$\begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} = J_{\text{rot}} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \quad \text{donde la matriz de rotación es } J_{\text{rot}} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}. \quad (2.35)$$

Esto permite escribir una rotación en los parámetros Q y U de la forma

$$(Q' \pm iU') = \exp(\mp 2i\alpha)(Q \pm iU), \quad (2.36)$$

en donde se puede ver fácilmente que si $\alpha = 45^\circ$ el parámetro U es equivalente a Q en un sistema de referencia rotado esa cantidad.

En el formalismo matemático que describe la rotación del campo de radiación incidente a través de cada componente óptica se utiliza las matrices de Jones. En QUBIC (ver figura 2.3) la radiación incidente atraviesa un HWP y luego una grilla de polarización antes de llegar al arreglo de EI.

La matriz de Jones asociada a un plato HWP es

$$J_{\text{HWP}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (2.37)$$

mientras que la matriz de Jones asociada a la grilla de polarización se ubica de tal forma que la transmisión está alineada con el eje x del sistema de referencia general de QUBIC, siendo

$$J_{\text{pol}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.38)$$

La función de transferencia A convierte la radiación incidente $E_{\text{in}} = (E_x, E_y)$ en radiación saliente $E_{\text{out}} = (E'_x, E'_y)$ luego de atravesar el HWP. La matriz de transferencia resulta, considerando que el HWP rota a una velocidad angular Ω

⁷A diferencia de un patrón de interferencia de radiotelescopios tradicionales donde el patrón de interferencia se registra en forma de señal luego de pasar por amplificadores

$$A = J_{\text{rot}}(\Omega t) J_{\text{HWP}} J_{\text{rot}}^{-1}(\Omega t), \quad (2.39)$$

$$= \begin{pmatrix} \cos(2\Omega t) & \sin(2\Omega t) \\ \sin(2\Omega t) & \cos(2\Omega t) \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

tal que la radiación que llega a los EI se puede escribir, considerando la radiación incidente $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) = (E_x^0, E_y^0)$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = J_{\text{pol}} J_{\text{rot}} J_{\text{HWP}} J_{\text{rot}}^{-1} \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t), \quad (2.41)$$

$$= [E_x^0 \cos(2\Omega t) + E_y^0 \sin(2\Omega t)] \mathbf{e}_x, \quad (2.42)$$

por lo tanto la intensidad resulta

$$S(t) = [E_x^0 \cos(2\Omega t) + E_y^0 \sin(2\Omega t)]^2, \quad (2.43)$$

$$= \frac{1}{2}(I + Q \cos(4\Omega t) + U \sin(4\Omega t)), \quad (2.44)$$

donde se utilizan las expresiones 2.31 para despejar los valores de E_x^0 y E_y^0 en función de I , Q y U . En QUBIC el HWP se mueve paso a paso en posiciones bien definidas en forma regular y equiespaciadas. La intensidad correspondiente a cada posición Ωt es una combinación lineal de I , Q y U . Midiendo la señal $S(t)$ en tres posiciones diferentes del HWP, es posible definir al sistema y encontrar los parámetros de Stokes para la señal proveniente de una dirección \mathbf{k} del cielo.

Pausa para resumir La señal recibida en los detectores de un interferómetro bolométrico es, por lo tanto, exactamente igual a la de un telescopio óptico: el cielo convolucionado con el haz del instrumento. La única diferencia radica en que este haz no es el de la apertura primaria sino que está dado por la geometría del arreglo de EI en la entrada del instrumento y el haz de cada EI. Con un instrumento de estas características, se puede observar el cielo en la forma usual con el haz sintético, obteniendo datos en tiempo ordenados TOD para cada dirección del cielo y orientación del instrumento y luego se proyectan estos datos en mapas durante la etapa de análisis de datos. Los datos ordenados por tiempo (TOD) consisten en la marca de tiempo, la dirección de observación y la señal medida para cada detector. La señal medida incluye no solo el FCR, sino también la emisión de los contaminantes astrofísicos, junto con otros efectos sistemáticos, así como el ruido instrumental.

Después de una fase de investigación y desarrollo en los subsistemas, la colaboración QUBIC comenzó a construir el Demostrador tecnológico (TD) en 2016. Éste utiliza el mismo hardware que el instrumento completo (FI, por sus siglas en inglés "full instrument") pero con menos detectores (248 a 150 GHz en lugar de 1984 a 150 y 220 GHz), menos EI (64 en lugar de 400) y espejos más pequeños. Por lo tanto, tiene una sensibilidad más baja que el FI, pero es un paso importante ya que quedó demostrada la técnica de interferometría bolométrica en el laboratorio y ahora permitirá demostrarlo en el cielo cuando el TD opere en su sitio de observación a finales de 2022.

2.3. Haz sintético monocromático

Si el arreglo de EI es en forma de grilla cuadrada, con un número P de EI por cada lado, separados una distancia Δh , la ecuación 2.9 da la dependencia del haz sintético de QUBIC con, entre otras variables, la longitud de onda.

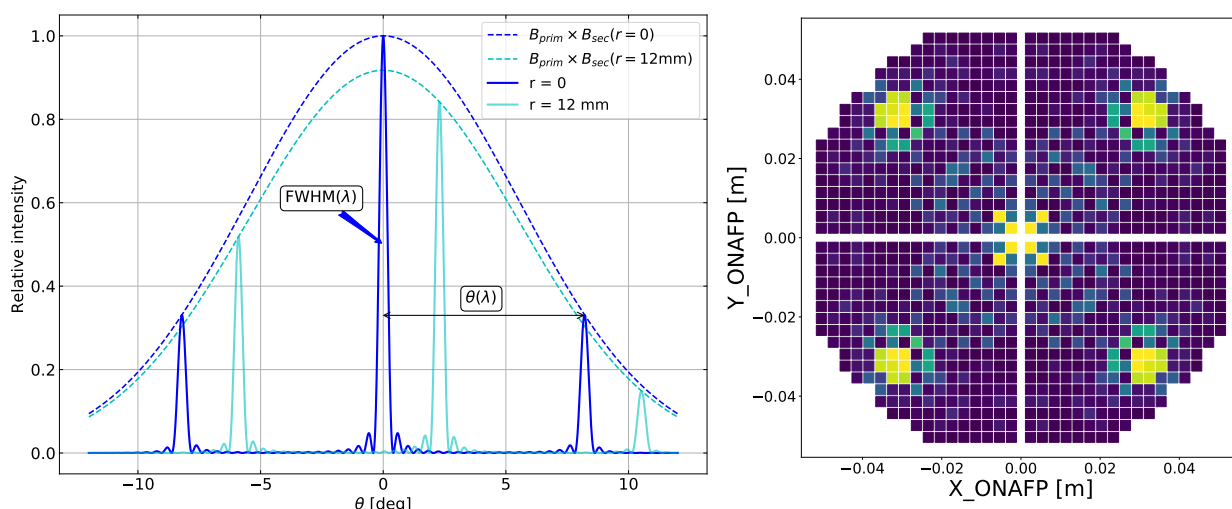


Figura 2.10: *Izq.*: Corte del haz sintético como función del ángulo θ (ángulo entre \mathbf{n} y el eje óptico) dado por la ecuación 2.11 para un arreglo cuadrado de EI de 20×20 separados $\Delta h = 14$ mm en la frecuencia de 150 GHz ($\lambda = 2$ mm) para un detector ubicado en el centro del eje óptico (azul) y un detector apartado 12 mm del mismo (cyan). La línea punteada representa el haz primario de los EI (Gaussianos). *Der.*: Plano focal para el QUBIC-FI (completo) superpuesto con la simulación de una medición de un haz sintético monocromático para una fuente puntual lejana ubicada en el eje óptico del sistema.

La respuesta medida en un punto \mathbf{r} del plano focal cuando se escanea una fuente puntual en el campo lejano se llama haz sintético $B_{\text{synth}}(\mathbf{r}, \mathbf{n})$. En QUBIC los EI que miran hacia el cielo y aquellos que reemiten la señal al interior del instrumento (u observan hacia los detectores) son iguales.

La figura 2.10 (*Izq.*) muestra el perfil del haz sintético aproximado, para una grilla cuadrada de EI de 20×20 , para dos detectores diferentes en el plano focal; uno en el eje óptico del sistema y otro a 12 mm del eje óptico. En la figura de la derecha se observa la proyección en 2 dimensiones del haz sintético, como las que se presentan en la figura 2.8.

En la figura 2.10 se aprecia que la ubicación de los picos del haz sintético cambia de un detector a otro. Más aún, la intensidad recibida por un detector cambia inversamente proporcional con \mathbf{r} por lo tanto las Gaussianas envolventes también difieren. En la figura se puede observar el pico principal del haz sintético y sus picos secundarios separados a una distancia de $\sim 8.5^\circ$. De la expresión en la ecuación 2.9 se obtiene que la resolución o FWHM está dado por $\text{FWHM}(\lambda) = \frac{\lambda}{(P-1)\Delta h}$ mientras que la separación entre el pico principal y los picos secundarios está dado por $\theta(\lambda) = \frac{\lambda}{\Delta h}$ como se observa en la figura 2.10.

El haz sintético de QUBIC-TD fue medido en el laboratorio utilizando una fuente de calibración monocromática y los resultados fueron presentados en Torchinsky *et al.* [3]. Para el QUBIC-TD, el arreglo de EI es un cuadrado de 8×8 . El haz sintético medido está en acuerdo con la aproximación analítica y la figura 2.10, aunque apartamientos de este caso perfecto son esperados debido a aberraciones de los elementos en la cadena óptica. En Bigot-Sazy *et al.* [85] se muestra que la forma del haz sintético para cada detector puede ser recuperada a partir de la técnica de auto-calibración del instrumento, la cual está inspirada en técnica de imagen sintética [89].

La figura 2.11 muestra el haz sintético monocromático y en banda ancha (con un ancho que es del 25% de la frecuencia central) centrado en 150 GHz, en función del ángulo medido respecto al eje óptico analítico (azul) e integrado en el área del detector (rojo) para una fuente puntual

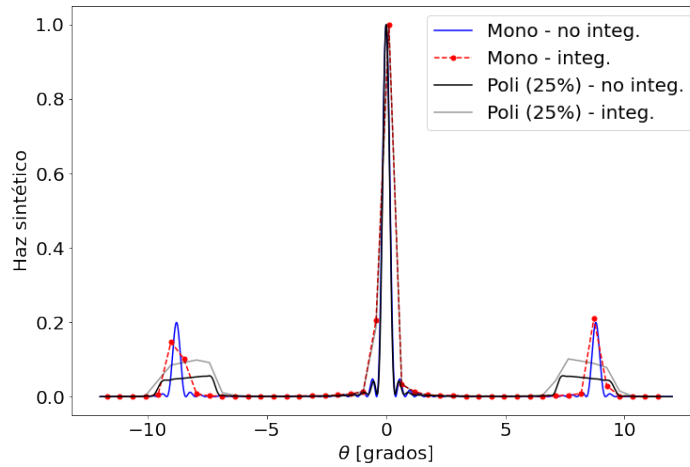


Figura 2.11: Haz sintético monocromático analítico (azul) e integrado en el área del detector (rojo) y haz sintético policromático (en el ancho de banda) analítico (negro) e integrado en el área del detector (gris).

centrada en el eje óptico del sistema. Utilizamos un arreglo de 400 EI con un haz sintético con resolución de $\text{FWHM} = 13^\circ$ y una distancia focal de 30 cm. La imagen de la izquierda de la figura muestra el perfil de nuestro haz sintético. Se observa que la integración sobre el área del pixel degrada levemente la resolución del pico primario y la integración sobre la banda ancha sólo afecta la señal lejana al centro del campo de visión. El efecto de la integración en la banda ancha está perfectamente controlado a partir de conocer con precisión la respuesta de los filtros y sólo resulta en la pérdida de sensibilidad y no en errores sistemáticos (ver [90] para más detalles).

2.4. Haz sintético policromático

Volviendo a la ecuación 2.9 el haz sintético depende de la longitud de onda como mostramos también en el panel de la izquierda de la figura 2.10. El ángulo fuera del eje óptico (dado por el haz primario de los EI), el FWHM de los picos (y por lo tanto la resolución de los mapas), y el ángulo en el cielo entre dos picos, todos dependen linealmente de λ , característica que es aprovechada para hacer imágenes espectrales. Dentro de la banda ancha, el haz sintético será la integral de todos los haces sintéticos de las contribuciones monocromáticas dentro del ancho de banda resultando en un haz sintético policromático. La figura 2.12 muestra la forma funcional del haz sintético a partir de la expresión analítica de la ecuación 2.11. El panel de la izquierda muestra el haz sintético para un detector en el eje óptico para dos fuentes emitiendo a diferentes frecuencias (131 y 169 GHz) mientras que el panel de la derecha muestra el haz sintético policromático utilizando la suma de nueve haces sintéticos monocromáticos.

Con un interferómetro bolométrico operando en banda ancha, para cada apuntamiento en una dada dirección del cielo, se obtiene la contribución de los múltiples picos en todas las frecuencias que componen el ancho de banda. Como resultado, tenemos información espacial y espectral en los TOD. El conocimiento preciso del haz sintético a lo largo de todas las frecuencias permitirá luego reconstruir el cielo en múltiples sub-bandas.

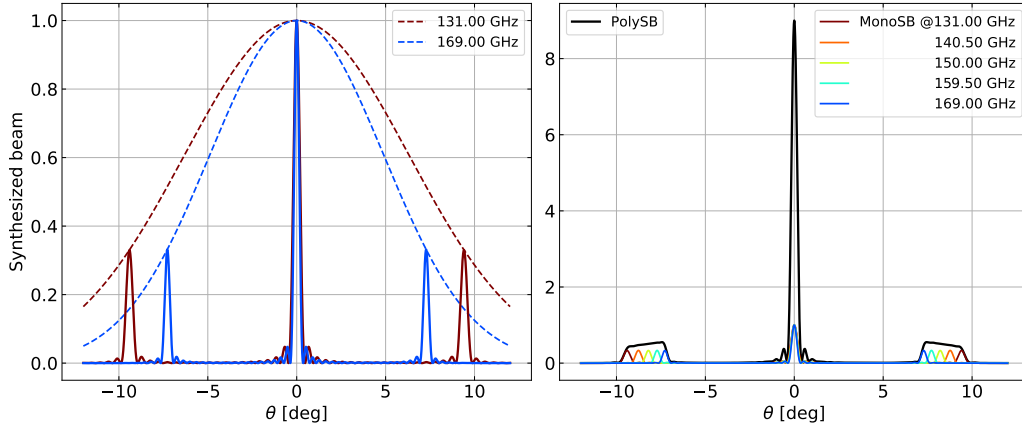


Figura 2.12: *Izq.*: Haces sintéticos monocromáticos para dos frecuencias distintas. La resolución y la separación entre picos depende linealmente con la longitud de onda λ . *Der.*: Haz sintético policromático, resultado de la suma lineal de haces sintéticos monocromáticos.

2.4.1. Capacidad espectral

Los haces sintéticos para dos frecuencias diferentes ν_1 y ν_2 pueden distinguirse uno de otro mientras que sus picos estén suficientemente separados. La distancia entre el pico primario y el pico de orden n de difracción está dado por la expresión $n\lambda/D$ [83], siendo D el diámetro de la mayor línea de base formada por los EI, en nuestro caso $D = P\Delta h$ siendo P el número de EI por lado del arreglo (cuadrado) y Δh la separación entre EI. Para que los picos estén suficientemente separados una fracción k de su ancho, debe cumplirse que

$$\frac{n(\lambda_2 - \lambda_1)}{\Delta h} = k \left(\frac{\lambda_1}{P\Delta h} + \frac{\lambda_2}{P\Delta h} \right) \Rightarrow \lambda_2 = \lambda_1 \frac{nP + k}{nP - k}. \quad (2.45)$$

Este resultado permite definir λ_{i+1} como λ_i multiplicado por una constante.

Por otro lado, sabemos que la separación angular de los picos $\Delta\theta = \frac{c\Delta\nu}{\nu^2\Delta h}$ (donde $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$ y $\nu = \sqrt{\nu_1\nu_2}$) debe ser lo suficientemente grande para poder separar los picos. Para tener un orden de magnitud del ancho para cada sub-banda consideramos un arreglo cuadrado de EI y aplicamos el criterio de Rayleigh [91]:

$$\frac{c\Delta\nu}{\nu^2\Delta h} \geq \frac{c}{\nu(P-1)\Delta h} \iff \Delta\nu \geq \frac{\nu}{P-1} \quad (2.46)$$

donde P es el número de EI sobre un lado de un arreglo cuadrado de EI. Por lo tanto un interferómetro bolométrico no tiene sólo una resolución angular de $\text{FWHM}_\theta \simeq \frac{c}{\nu(P-1)\Delta h}$, sino también una resolución en frecuencia electromagnética de $\frac{\Delta\nu}{\nu} \simeq \frac{1}{P-1}$.

2.4.2. Mapas de haz sintético observados por el QUBIC-TD

El escaneo de una fuente puntual monocromática en un campo de visión FOV (por sus siglas en inglés *field of view*) suficientemente grande permite reobtener la imagen sintética de la PSF de QUBIC en cada uno de los detectores.

Las simulaciones utilizan una aproximación analítica para calcular las posiciones de los picos del haz sintético. El modelo de instrumento utilizado es quasi-óptico en términos que no involucra reflexiones en espejos sino que los reemplaza por la refracción en una lente. En la figura 2.13 se

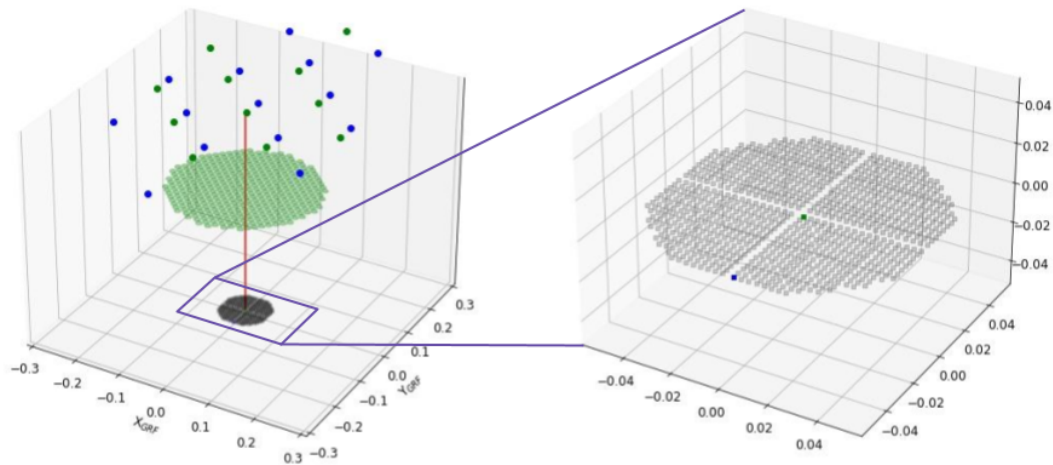


Figura 2.13: Gráfico en 3 dimensiones de la posición del arreglo de EI y del plano focal en las simulaciones quasi-ópticas realizadas por `qubicsoft`. Los puntos son las posiciones teóricas de los picos que calcula en software. En rojo se muestra el eje óptico del sistema

muestra la disposición del arreglo de EI y de detectores que se utiliza en las simulaciones para recrear el camino óptico real que atraviesa la radiación. En rojo se observa el eje óptico del sistema, mientras que en verde y azul se representa la posición de los picos para los detectores marcados que se muestran en la figura de la derecha. Utilizamos el marco de referencia general de QUBIC (GRF por sus siglas en inglés). Además, las simulaciones permiten utilizar el marco de referencia del eje óptico (ONAFP por las siglas en inglés *on axis focal plane*). Para muestrear los picos es necesario escanear el cielo.

En el terreno de las simulaciones, también puede proyectarse el haz sintético monocromático, simulado a partir de Gaussianas con igual FWHM. En la figura 2.14 se puede observar la proyección del haz sintético para un detector cerca del eje óptico observado por el QUBIC-TD a partir del escaneo de una fuente puntual monocromática en el campo lejano y emitiendo en 150 GHz y realizado en el APC. La estrategia de escaneo es a elevación constante y moviéndose en acimut entre -25° y 25° . Además, la figura muestra la simulación del haz sintético para el mismo detector del plano focal. En puntos rojos están las posiciones ajustadas sobre mapas HEALPix de los picos. Cabe aclarar que en el capítulo 6 el ajuste de la posición y amplitud de los picos se realiza sobre mapas proyectados en el plano. Estamos desarrollando un algoritmo que permita realizar el ajuste sobre los mapas HEALPix directamente para evitar así la proyección plana.

Es extremadamente importante tener un ajuste preciso de la posición y amplitud de los picos del haz sintético para cada frecuencia, y cada detector. Esta información es luego utilizada para construir el operador adquisición $H(\lambda, \mathbf{r}, p, \mathbf{n})$ con el cual se realizan las iteraciones para reconstruir los mapas (ver sección 2.6). La identificación del pico central, a partir del cual puede conocerse la ubicación de los picos secundarios y el resto de los órdenes de difracción fue estudiado en [24].

2.5. Modelo de adquisición de QUBIC

QUBIC es un instrumento que funciona, esencialmente, como un telescopio estándar, escanea el cielo con su particular haz sintético y produce los TOD. La reconstrucción de los mapas, por lo tanto, será similar a la realizada por un telescopio tradicional. En el caso monocromático, para la señal del cielo \vec{s} , el TOD \vec{y} puede ser escrito como

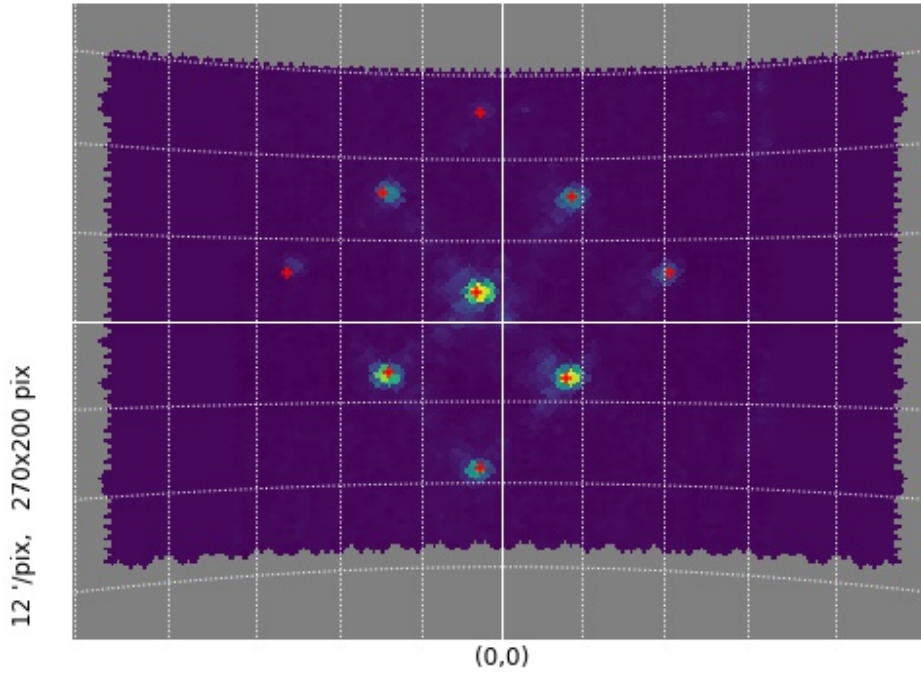


Figura 2.14: Proyección del haz sintético para un detector cerca del eje óptico de QUBIC-TD. El mapa del haz sintético corresponde a un escaneo de una fuente puntual monocromática emitiendo a 150 GHz. En rojo se muestra el ajuste de los picos sobre la proyección HEALPix.

$$\vec{y} = H(\lambda, \mathbf{r}, p, \mathbf{n}) \cdot \vec{s} + \vec{n}, \quad (2.47)$$

donde \vec{n} es el ruido instrumental, y H es el operador de adquisición que tiene en cuenta la forma del haz sintético, la posición en el plano focal \mathbf{r} , la dirección en que apunta el instrumento p , y la dirección del cielo \mathbf{n} de donde proviene la señal. H es una matriz de dimensión dada por: número de muestras o de apuntamientos (N_p) escalado por el número de detectores en el plano focal (N_{det}) \times número de píxeles en el cielo (N_{pix}). La ecuación 2.47 se puede generalizar en el caso de un instrumento que observa en banda ancha, es decir policromático (ver sección 2.4.1).

El ruido del instrumento tiene dos contribuciones: ruido de fotones y ruido del detector. Dentro del ruido de fotones consideramos las fluctuaciones de Poisson de la temperatura del FCR ($T_{\text{FCR}} \simeq 2.7$ K), la atmósfera, y las componentes ópticas internas. El ruido en el detector está dado a partir de la potencia equivalente del ruido NEP (por sus siglas en inglés de *noise equivalent power*) medido en cada detector. La emisividad atmosférica se asumirá estable. Es decir que no consideraremos fluctuaciones en la carga atmosférica. Esto requiere un trabajo mayor y que está siendo estudiado actualmente dentro de la colaboración.

Para construir el modelo de adquisición para QUBIC se consideran las componentes ópticas tal cual aparecen en el recorrido de la radiación cuando ingresa al crióstato. El operador $H(\lambda, \mathbf{r}, p, \mathbf{n})$ puede aplicar sobre un mapa con componentes I o IQU en unidades de μK_{CMB} y está compuesto de los siguientes factores:

$$H(\lambda, \mathbf{r}, p, \mathbf{n}) = R_{\text{det}} \cdot T_{\text{eo}} \cdot D_{\frac{\text{W}}{\text{sr}} \rightarrow \text{W}}^{\text{det}} \cdot \text{Pol} \cdot A_{\text{HWP}} \cdot P_{\text{W} \rightarrow \frac{\text{W}}{\text{sr}}} \cdot F_{\frac{\text{W}}{\text{Hz}} \rightarrow \text{W}} \cdot A_{\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{Hz}} \rightarrow \frac{\text{W}}{\text{Hz}}} \cdot U_{\mu\text{K} \rightarrow \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{Hz}}} \cdot D_{\text{MPI}}. \quad (2.48)$$

Descripción a partir del último factor hacia el primero, orden en que aplican sobre el mapa \vec{s} con N_{pix} píxeles y N_{sub} sub-bandas:

- D_{MPI} : Distribuye el operador del mapa global a los procesos MPI,
- $U_{\mu\text{K} \rightarrow \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{Hz}}}$: Convierte las unidades físicas en unidades instrumentales,
- $A_{\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{Hz}} \rightarrow \frac{\text{W}}{\text{Hz}}}$: Integra la densidad de flujo en la apertura del telescopio,
- $F_{\frac{\text{W}}{\text{Hz}} \rightarrow \text{W}}$: Aplica el filtro de paso de banda,
- $P_{\text{W} \rightarrow \frac{\text{W}}{\text{sr}}}$: Operador que proyecta el muestreo de los picos para cada detector de acuerdo a la estrategia de apuntamiento adoptada. Además rota la señal del sistema de coordenadas celeste al sistema de coordenadas del instrumento. Este operador es el que modificamos una vez que ajustamos los picos de los haces sintéticos para cada detector, a partir del medido en laboratorio. De otra forma el operador simula las posiciones y amplitudes teóricas de los picos,
- A_{HWP} : Aplica la matriz de transferencia del HWP,
- Pol : Aplica el operador del polarizador para seleccionar una dirección de polarización para la radiación,
- $D_{\frac{\text{W}}{\text{sr}} \rightarrow \text{W}}^{\text{det}}$: Integra la densidad de flujo en el ángulo sólido de un detector considerando la transmisión del haz secundario de los EI,
- T_{eo} : Aplica la transmisión de todos los elementos ópticos del sistema óptico de QUBIC (filtros, espejos, HWP, etc) junto con la eficiencia del detector,
- R_{det} : Aplica la respuesta del detector (constante de tiempo) dependiendo del período de muestreo T , τ/T , utilizando una función exponencial.

En un telescopio tradicional, el operador H es tal que cada fila (un escaneo sobre todos los píxeles del FOV) posee todos ceros con excepción de un píxel correspondiente a la dirección del eje óptico del telescopio. Esto es lo mismo que decir que \vec{s} es el cielo convolucionado con el instrumento el cual muestrea el cielo convolucionandolo con su PSF [92, 93, 94]. En el caso de un interferómetro bolométrico, el operador H es diferente debido a los múltiples picos de la PSF (ver figura 2.10) imposibilitando el uso de los algoritmos de reconstrucción de mapas desarrollados para telescopios estándares.

2.6. Reconstrucción de mapas monocromáticos

Para invertir el problema utilizamos un algoritmo que toma un mapa inicial y simula mapas iterativamente \vec{s}_i , donde i es el índice iterativo.⁸ Para cada uno de estos mapas aplicamos el modelo

⁸El software utiliza librerías de paralelización desarrolladas por P. Chaniel `pyoperators` (<https://pchanial.github.io/pyoperators/>) y `pysimulators` (<https://pchanial.github.io/pysimulators/>).

2. Interferómetro bolométrico: QUBIC

Parámetro	Detalles
N_{in}	Número de mapas (en μK) utilizado para simular la observación en banda ancha (TOD). Cada mapa representa un cielo a una frecuencia específica ν_j para cada parámetro de Stokes ^a ^b . Valores posibles: : 15, 16, 18, 21 o 48.
N_{rec}	Número de sub-bandas reconstruidas a partir de un sólo conjunto de observaciones en banda ancha, puede ir de 1 a 8 (ver capítulos 3 y 4. En todas las simulaciones N_{rec} debe ser divisor de N_{in} .
N_{conv}	Número de mapas convolucionados. La cantidad de estos mapas es la misma que N_{rec} . Cada uno de estos mapas es obtenido a partir de la convolución de los N_{in} mapas de entrada con la resolución espacial de QUBIC a la frecuencia de entrada y luego es promediado dentro del ancho de la sub-banda.
θ	Radio del FOV utilizado en las simulaciones. Valor típico: 15 °.
Apuntamientos	Número de veces que el instrumento observa en una dirección del cielo alineada con el eje óptico del sistema. Valores $> 10^4$.
NEP_{det}	NEP del detector agregado como ruido blanco en el dominio del tiempo. Valor típico: $4.7 \times 10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$.
NEP_{γ}	NEP del ruido de fotones agregado como ruido blanco en el dominio del tiempo. Es calculado a partir de la emisividad atmosférica medida en el sitio y por la emisividad de todas las componentes de la cadena óptica. La carga atmosférica se asume estable. El valor es diferente para cada detector debido a que el haz secundario B_{sec} del instrumento ilumina el plano focal en forma desigual. El valor promedio a 150 GHz es $4.55 \times 10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ y $1.72 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ para la banda de 220 GHz.

^aLos cielos son generados utilizando el software PySM: Python Sky Model [97].

^bLos mapas son proyectados utilizando HEALPy, la versión en python del software HEALPix (*Hierarchical Equal Area Isolatititude Pixellization of sphere* [98] (<https://healpix.sourceforge.io/>))

Tabla 2.2: Parámetros típicos utilizados en la adquisición, instrumento y reconstrucción para una simulación de extremo a extremo. Para la reconstrucción es utilizado un método de gradiente conjugado preconditionado.

de adquisición de QUBIC (estrategia de apuntamiento, banda, arreglo de EI, plano focal, etc) y construimos los TOD \vec{y}_i que son comparados con los TOD \vec{y} utilizando funciones específicas que consideran el ruido en el espacio de los TOD. En el caso de ruido Gaussiano y estacionario, la solución de máxima verosimilitud es alcanzada minimizando el χ^2 :

$$\chi^2(\vec{s}_i) = (\vec{y} - \vec{y}_i)^T \cdot N^{-1} \cdot (\vec{y} - \vec{y}_i) \quad (2.49)$$

donde N es la matriz de covarianza del ruido. Minimizamos la ecuación 2.49 para encontrar la mejor solución al problema y obtener el mejor cielo simulado $\hat{\vec{y}}$, utilizando un método de gradiente conjugado preconditionado [95, 96]. Este procedimiento es realizado para los tres parámetros de Stokes I, Q y U simultáneamente y obtenemos un resultado sin sesgo como se muestra en la figura 2.15.

A partir de un mismo TOD, el número de mapas a ser reconstruidos está dado por la condición de separación en frecuencia vista más arriba. El TOD iterativo \vec{y}_i puede ser escrito como:

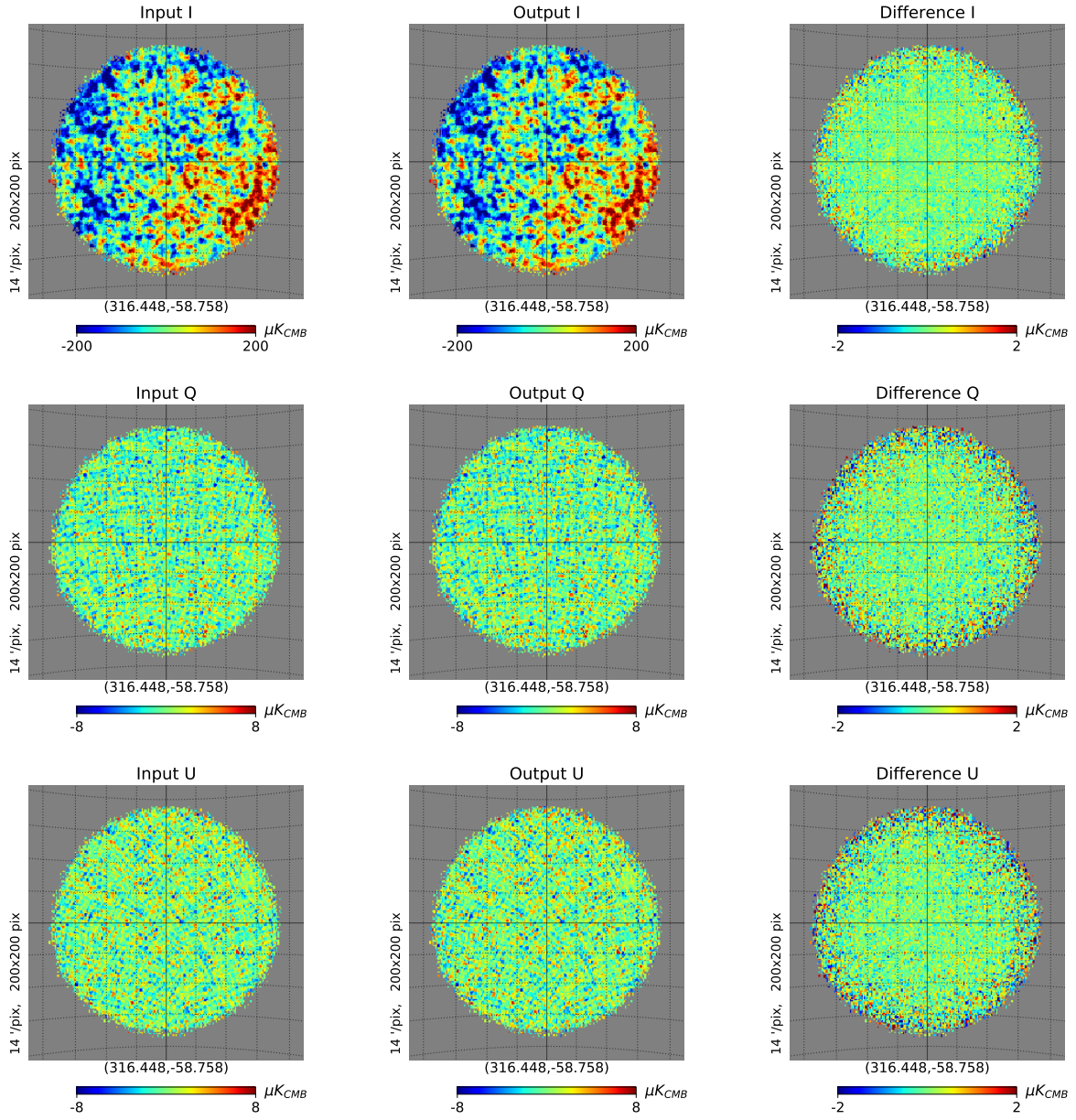


Figura 2.15: Resultado de la reconstrucción de los mapas para los tres parámetros de Stokes (I, Q y U) para un interferómetro bolométrico. La región de observación tiene un radio de 15° y contiene sólo señal del FCR. La primera columna muestra el cielo de entrada convolucionado con la resolución del instrumento (Gaussiana con FWHM de 0.4 grados. La segunda columna muestra el cielo reconstruido utilizando el algoritmo explicado en el texto. La última columna muestra la diferencia entre las dos primeras columnas. La grilla sirve como referencia para mostrar distancias angulares, tiene una separación de 5° . Esta simulación fue realizada con la tubería de QUBIC en la banda de 220 GHz con 25% de ancho de banda. El ruido fue escalado como si se hicieran 4 años de observación. Esta simulación requirió 127 iteraciones para converger.

$$\vec{y}_i = \sum_{j=0}^{N_{\text{rec}}-1} H_j \hat{s}_{ij} + \vec{n} \quad (2.50)$$

donde H_j describe el operador de adquisición (convolución + apuntamiento) con el haz sintético a la frecuencia ν_j , \hat{s}_{ij} es el estimador de la señal del cielo en la iteración i para la frecuencia ν_j y N_{rec} el número de sub-bandas reconstruidas. En forma similar a la reconstrucción en una banda (figura 2.15), se puede reobtener los mapas \vec{s}_j resolviendo la ecuación 2.50 utilizando el método de gradiente-conjugado preconditionado. Por lo tanto, el instrumento adquiere los datos en una banda ancha y la técnica de imagen espectral es aplicada durante la reconstrucción del mapa, en una etapa de pos-procesamiento.

El QUBIC-FI tiene dos planos focales centrados en 150 y 220 GHz con $\Delta\nu/\nu = 0.25$ y alimentado por un arreglo de EI de 400 desplegados en una grilla cuadrada dentro de un círculo (ver figura 2.3, que puede aproximarse a una grilla cuadrada de 20×20 tal que $\frac{1}{P-1} \sim 0.05$). Es posible reconstruir alrededor de 5 sub-bandas en cada banda ancha física del instrumento. Esta cantidad de sub-bandas sólo debe considerarse como un orden de magnitud para el número de sub-bandas. Más adelante veremos que es una buena aproximación.

La reconstrucción de los mapas requiere de un alto costo computacional. Las dimensiones del operador son del orden [número de apuntamientos \times número de detectores \times número de picos del haz sintético (N_{peaks}) \times número de sub-bandas]. Observar que no depende de la resolución del mapa utilizada (parámetro N_{side} del software `HEALPIX`). En el software de reconstrucción de mapas de QUBIC el número de picos del haz sintético viene establecido por el orden de difracción n y se calcula mediante la expresión $N_{\text{peaks}} = (2 \times n + 1)^2$. Este parámetro está restringido por otro parámetro que permite tomar una fracción de haz sintético.

Por ejemplo, para una simulación con 10000 apuntamientos, utilizando el QUBIC-FI (992 detectores), con $n = 4$ ($N_{\text{peaks}} = 25$) y 15 sub-bandas necesitamos una memoria RAM de

$$10000 \times 992 \times 25 \times 15 \times 16 \text{ bits} \frac{1\text{Gb}}{1024^3 \text{bits}} \simeq 55.43 \text{ Gb}. \quad (2.51)$$

La tabla 2.2 muestra los parámetros usuales que utilizamos en las simulaciones de QUBIC.

2.7. Auto-calibración

El diseño de QUBIC presta especial atención en el control de los efectos sistemáticos. Como un interferómetro, QUBIC tiene la ventaja de poder utilizar las técnicas de calibración desarrolladas para radiotelescopios. Aún observando en una banda extremadamente ancha, la técnica de auto-calibración es aplicable [85]. Teniendo un arreglo de EI en la apertura del telescopio, seguido de un combinador óptico, QUBIC tiene la habilidad de proyectar las franjas de interferencia de líneas con igual base y medir el plano uv . Esto es posible gracias a que los EI tienen interruptores que permiten cerrarlos y abrirlos individualmente.

La idea de auto-calibración consiste en considerar que, para un instrumento perfecto, el patrón de interferencia de cualquier combinación de EI con igual línea de base (líneas de base redundante) sea semejante. El proceso de auto-calibración consiste en observar una fuente lejana monocromática polarizada con una línea de base seleccionada, luego modificar los EI pero con línea de base equivalente a la primera, y así sucesivamente. Luego, el proceso se repite hasta cubrir todas las líneas de base. Esto permitirá observar patrones diferentes (debido a que el instrumento no es ideal) y ajustar los parámetros que describen dichas imperfecciones para poder reducir los efectos sistemáticos. Algunos de los parámetros que se pueden ajustar son: la posición de los EI, la transmisión de las componentes ópticas (EI, HWP, grilla de polarización, espejos, etc) y la polarización cruzada del HWP y los EI, entre otros.

Si tenemos N_{EI} EI, entonces se pueden obtener $N_{\text{EI}} (N_{\text{EI}} - 1)/2$ imágenes sintéticas de todas las combinaciones equivalente N_{eq} . Los errores sistemáticos de las componentes pueden incorporarse a las matrices de Jones de cada componente óptica descrita anteriormente. El número de parámetros desconocidos escala con el número de apuntamientos, de N_{EI} y N_{det} , mientras que los condicionamientos (debido a la auto-calibración) escala con N_{EI}^2 , N_{det} y el número de apuntamientos. Como resultado, el sistema de ecuaciones está sobredeterminado permitiendo minimizar la diferencia entre el modelo realista y los datos en forma iterativa utilizando un método de gradiente conjugado precondicionado.

En el trabajo de [84] pero principalmente en [85] se describe el método y se aplica a un modelo simplificado de instrumento. En la Tesis Doctoral de Mousset, L. [24] se describen los primeros pasos de la técnica con la configuración actual de QUBIC.

2.8. Espectros de potencias a través de un instrumento

2.8.1. Funciones ventana del haz y de píxel

Los pseudo- C_ℓ están sesgados por el ruido. Para verlo, recordamos la definición empírica del espectro angular de potencias:

$$C_\ell = \langle a_{\ell m} a_{\ell m}^* \rangle_m, \quad (2.52)$$

donde $\langle \rangle$ denota promedio sobre los $2\ell + 1$ valores de m . Los coeficientes $a_{\ell m}$ son quienes contienen la señal del FCR ($a_{\ell m}^S$) y del ruido ($a_{\ell m}^N$) tal que: $a_{\ell m} = a_{\ell m}^S + a_{\ell m}^N$. Si este análisis lo repetimos para un número r de realizaciones de ruido independientes, y separamos el conjunto de observaciones en dos sub-conjuntos de datos (este paso en simulaciones es sencillo ya que basta con calcular nuevamente un espectro de potencias) podemos calcular el promedio entre realizaciones para dos observaciones $a_1 = a_1^S + a_1^N$ y $a_2 = a_2^S + a_2^N$ diferentes será

$$\langle C_\ell^{\text{cross}} \rangle_r = \langle \langle a_1 a_2^* \rangle_m \rangle_r \quad (2.53)$$

$$= \langle \langle (a_1^S + a_1^N)(a_2^{S*} + a_2^{N*}) \rangle_m \rangle_r \quad (2.54)$$

$$= \langle \langle a_1^S a_2^{S*} \rangle_m + \langle a_1^N a_2^{N*} \rangle_m + \langle a_1^S a_2^{N*} \rangle_m + \langle a_2^{S*} a_1^N \rangle_m \rangle_r, \quad (2.55)$$

en donde los términos de correlación entre señal y ruido pueden considerarse nulos (3er y 4to términos) y el término de correlación entre dos realizaciones de ruido diferente también puede considerarse nulo. De esa forma queda claro que el espectro de potencias cruzado (entre dos observaciones independientes) es un estimador sin sesgos del espectro de potencias. Asumiendo que la señal es la misma en ambos conjuntos de datos, $a_1^S = a_2^S = a^S$, queda $\langle C_\ell^{\text{cross}} \rangle_r = \langle \langle a^S a^{S*} \rangle_m \rangle_r$. En forma práctica se suele dividir el conjunto de datos en dos sub-conjuntos y de esa forma hacer el promedio cruzado.

Los mapas están limitados por el haz sintético del instrumento y por la pixelización del mapa. En el espacio armónico, la temperatura medida en una dirección \hat{n} en el cielo puede escribirse como

$$T(\hat{n}) = \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m} p_\ell B_\ell Y_{\ell m} \quad (2.56)$$

donde p_ℓ y B_ℓ son las funciones ventana del píxel y del haz respectivamente. Esta aproximación es válida si trabajamos con un haz axisimétrico y con una resolución de píxel menor a la resolución del instrumento. La segunda condición consiste en una elección inteligente del parámetro N_{side} , mientras que la primera condición se satisface porque trabajamos sobre los mapas reconstruidos.

2. Interferómetro bolométrico: QUBIC

Para obtener los mapas reconstruidos se deconvoluciona el haz sintético y por lo tanto el efecto de los picos secundarios. Por lo tanto, el mapa reconstruido puede considerarse el mapa convolucionado con una Gaussiana.

Si suponemos que la temperatura no está correlacionada con el ruido, podemos escribir

$$\langle (T(\hat{n}_1) + n(\hat{n}_1))(T(\hat{n}_2) + n(\hat{n}_2))^T \rangle = \langle T(\hat{n}_1)T^T(\hat{n}_2) \rangle + \langle n(\hat{n}_1)n^T(\hat{n}_2) \rangle \quad (2.57)$$

$$= \sum_{\ell} \frac{2\ell + 1}{4\pi} C_{\ell}(p_{\ell}B_{\ell})^2 P_{\ell}(\hat{n}_1, \hat{n}_2) + N \quad (2.58)$$

donde N es la matrix de covarianza del ruido y P_{ℓ} los polinomios de Legendre. El espectro de potencia medido queda

$$C_{\ell}^{\text{med}} = (p_{\ell}B_{\ell})^2 C_{\ell} + N_{\ell} \quad (2.59)$$

siendo que las funciones ventana del píxel y el haz son conocidas, entonces se puede corregir su efecto. Para un haz Gaussiano, la función del haz se puede aproximar por [99]

$$B_{\ell} = \exp\left(-\frac{1}{2}\ell(\ell+1)\sigma_{\nu}^2\right), \quad (2.60)$$

donde σ_{ν} es la resolución del haz que, en el caso de QUBIC, depende de la frecuencia ν . En general, el efecto finito del ancho del haz provee un corte a altos ℓ 's a escalas del tamaño del haz $\ell \sim \sigma_{\nu}^{-1}$.

Claro que ningún instrumento real puede medir temperaturas en forma ideal. De hecho, cada experimento asigna temperaturas (o diferencias de temperaturas), a puntos en el cielo en forma única y exclusiva a lo que el experimento permite. Si asignamos una temperatura a una dirección del cielo \hat{n} , $\tilde{T}(\hat{n})$, en general se puede asociar a la temperatura ideal T a partir de una relación lineal de la forma

$$\tilde{T}(\hat{n}) = \int d\Omega_{\hat{n}'} M(\hat{n}, \hat{n}') T(\hat{n}') \quad (2.61)$$

donde M es la función de mapeo y depende de la estrategia de apuntamiento. En general esta función no se calcula debido a que es complicada, pero permite hacer comparaciones entre experimentos. Esta función está relacionada con la comúnmente utilizada función ventana del instrumento como veremos abajo. Una de las características instrumentales que está incluida en esta función M es la función que da el perfil del haz instrumental B que da cuenta de la respuesta direccional de la antena.

La función de correlación de dos puntos para la temperatura experimental resulta

$$\langle \tilde{T}(\hat{n}_1)\tilde{T}(\hat{n}_2) \rangle_{\text{ens}} = \frac{1}{4\pi} \sum_{\ell=1}^{\infty} (2\ell+1) C_{\ell} W_{\ell}(\hat{n}_1, \hat{n}_2) \quad (2.62)$$

donde en la última igualdad se define la función ventana del instrumento

$$W_{\ell}(\hat{n}_1, \hat{n}_2) \equiv \int d\Omega_{\hat{n}'_1} \int d\Omega_{\hat{n}'_2} M(\hat{n}_1, \hat{n}'_1) M(\hat{n}_2, \hat{n}'_2) P_{\ell}(\hat{n}'_1 \cdot \hat{n}'_2). \quad (2.63)$$

En general esta función es independiente de la dirección de apuntamiento \hat{n} . Además, da un promedio pesado a los píxeles del cielo acorde al número de veces que fue observado.

El espectro de potencias para un instrumento que observa una fracción de cielo (sea por oscurecimiento del plano galáctico debido al polvo interestelar o porque el instrumento está situado en Tierra y no puede observar el cielo completo) permite reconstruir un pseudo-espectro \tilde{C}_{ℓ} y puede estimarse como [100]

$$\tilde{C}_\ell = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |\tilde{a}_{\ell m}|^2, \quad (2.64)$$

donde $\tilde{a}_{\ell m} \simeq \Omega_p \sum_p \Delta T(p) W(p) Y_{\ell m}^*(p)$ y la expresión es la aproximación de la integral en el cielo por la suma discreta sobre los píxeles que conforman el mapa, con área individual Ω_p .

El pseudo-espectro \tilde{C}_ℓ es diferente al espectro calculado sobre un cielo completo C_ℓ pero pueden relacionarse mediante

$$\langle \tilde{C}_\ell \rangle = \sum_{\ell'} M_{\ell\ell'} C_{\ell'}, \quad (2.65)$$

donde $M_{\ell\ell'}$ describe el acople entre los modos producto del cielo incompleto. Este núcleo depende sólo de la geometría del corte en el cielo [100] y puede ser expresado en términos del espectro de potencia de la función ventana espacial W_ℓ .⁹ El efecto del haz instrumental, ruido experimental, y filtrado de las líneas temporales de los TOD pueden incluirse de la siguiente forma

$$\langle \tilde{C}_\ell \rangle = \sum_{\ell'} M_{\ell\ell'} p_{\ell'} B_{\ell'}^2 \langle C_{\ell'} \rangle + \langle \tilde{N}_\ell \rangle \quad (2.66)$$

donde $\langle \tilde{N}_\ell \rangle$ es el promedio del ruido del espectro de potencias.

Uno de los mayores problemas en las reconstrucciones del espectro de potencias, es la filtración de la varianza del espectro EE en la de BB . Esto se produce debido a que la señal de los modos E es órdenes de magnitud mayor a la señal de los modos B (al revés la contribución es despreciable). Para resolver este problema se desarrollaron algoritmos llamados "estimadores puros" [101, 102]. Esto implica que el espectro de potencias BB (EE) es cero en cualquier realización de FCR sin ruido y que contenga sólo modos E (B).

2.8.2. Barras de error teórica en el espectro de potencias

Pueden calcularse las barras de error para el caso de estar trabajando con un instrumento real, junto con su estrategia de apuntamiento, funciones ventana, etc. El error en el espectro de potencias está dado por:

$$\frac{\Delta C_\ell}{C_\ell} = \sqrt{\frac{2}{(2\ell + 1) f_{\text{sky}} \Delta\ell}} \frac{1}{B_\ell^2} \frac{1}{W_\ell^2} N_\ell \quad (2.67)$$

donde f_{sky} es la fracción de cielo utilizado para el análisis, $\Delta\ell$ el ancho del bineado en el espacio armónico. B_ℓ es la función de transferencia del haz y W_ℓ es la función del píxel de la pixelización HEALPix. Además, N_ℓ es la forma esperada del ruido del espectro de potencias, la cual es constante si el ruido es blanco o sigue una estructura particular como en el caso de QUBIC.

2.8.3. NaMaster

NaMaster [103]¹⁰ es un programa público que permite calcular los espectros angulares de potencia para una región del cielo a partir de los pseudo- C_ℓ . Este paquete fue adaptado a la tubería de QUBIC por L. Mousset. La implementación de las funciones ventana de píxel y de haz fueron testeadas con éxito.

⁹Para una derivación completa de esta expresión puede remitirse al Apéndice A del artículo citado.

¹⁰<https://github.com/LSSTDESC/NaMaster>

Capítulo 3

Resolución angular y en frecuencia de QUBIC

Este capítulo presenta trabajos novedosos como la comprobación de la resolución angular teórica en las imágenes espectrales reconstruidas y por otro lado la construcción de la función respuesta del instrumento en frecuencia. Las simulaciones fueron realizadas dentro del grupo de Análisis de Datos y Simulaciones y discutidas con L. Mousset. Este trabajo es parte de la publicación Mousset, Gamboa Larena *et al* [1].

QUBIC nos permite obtener información espacial y espectral del cielo a partir de la observación en banda ancha. En los capítulos anteriores demostramos analíticamente cómo el instrumento responde a una fuente puntual a partir de la PSF, en el caso de la resolución espacial, y utilizando el criterio de dispersión de Rayleigh en el caso espectral. En este capítulo mostramos cuál es la resolución espacial y espectral utilizando simulaciones de fuentes puntuales monocromáticas. Mostramos que somos capaces de reobtener la resolución espacial teórica y caracterizamos la resolución espectral utilizando la tubería de QUBIC.

3.1. Resolución angular

A partir del descubrimiento del FCR, en el año 1965, más de cincuenta experimentos observaron la intensidad de la temperatura del FCR y en los últimos tiempos cerca de una decena observaron y estudiaron la intensidad en polarización utilizando diferentes técnicas y diseños. La relación entre los multipolos ℓ y aperturas angulares ω en el cielo está dada por $\ell(\omega) \sim 2\pi/\omega$, donde ω es una escala angular en radianes. QUBIC posee tres cantidades de interés que permitirán determinar el rango de multipolos que puede cubrir:

- la resolución angular del haz primario de cada elemento de interferometría;
- la resolución angular del haz sintético;
- la separación espacial de los picos secundarios del haz sintético proyectados en el cielo.

La resolución angular de un telescopio indica el límite que éste tiene para resolver objetos. Dada una resolución r , una fuente con tamaño lineal proyectado en el cielo r' tal que $r' < r$ no podrá ser resuelta y debe considerarse como puntual. Por otro lado, en interferometría se explota la naturaleza ondulatoria de la luz para alcanzar modos de Fourier más elevados y por lo tanto mejorar la resolución espacial. La resolución espacial de un interferómetro es equivalente a la de un telescopio con diámetro igual a la línea de base más larga entre las aperturas individuales.

3. Resolución angular y en frecuencia de QUBIC

Siguiendo la expresión para $\ell(\omega)$, el mínimo multipolo accesible estará determinado por: (i) el haz sintético primario del instrumento, o (ii) la capacidad de deconvolucionar el haz sintético (nivel de ruido en los datos). Para este análisis vamos a dejar afuera el último punto ya que será tratado en otra sección.

El haz primario está dado por la expresión

$$B_{\text{prim}}(\theta, \phi) = \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma^2}\right), \quad (3.1)$$

donde $\sigma = FWHM/\sqrt{8\ln 2}$, siendo el $FWHM$ el ancho completo a la mitad del máximo del haz primario. Esta cantidad da la resolución del instrumento. Por otro lado, la resolución r de un telescopio puede calcularse a partir de la expresión del límite de difracción

$$r[\text{rad}] = \frac{\lambda}{D}, \quad (3.2)$$

donde λ es la longitud de onda y D el diámetro del telescopio, y con $r = FWHM$. Para el caso de QUBIC, cada elemento de interferometría utilizado en la ventana de observación posee $FWHM = 13^\circ$, dando un ángulo sólido de observación (o FOV) de 40 grados cuadrados. Además, utilizando la ecuación 3.2 junto con la relación con los multipolos, podemos calcular el multipolo más bajo alcanzable para la resolución del haz primario $\ell_{\text{min}} = 2\pi/(FWHM_{\text{PB}}) \simeq 43$.¹

Por otro lado, la réplica de los picos del haz sintético están separados por ~ 8.5 deg (150 GHz) y 6 deg (220 GHz). Utilizando esa separación angular en la cuál se dan las réplicas del haz sintético, el menor multipolo accesible es $\ell_{\text{min}} \sim 42$ y 60 para la banda de 150 GHz y 220 GHz, respectivamente.

La figura 3.1 muestra las ventanas de observación del QUBIC-TD y el QUBIC-FI. Utilizando el haz sintético de QUBIC y utilizando 3.2, para las líneas de base $P = (n_h - 1)$, queda

$$r_{\text{FI}}[\text{deg}] = \frac{\lambda}{(n_h - 1)\Delta x} = \frac{58.44}{\nu[\text{GHz}]}, \quad (3.3)$$

$$r_{\text{TD}}[\text{deg}] = \frac{175.3}{\nu[\text{GHz}]}. \quad (3.4)$$

Para $\nu = 150$ GHz la resolución es de 0.39 deg y 1.16 deg para QUBIC-FI y QUBIC-TD, respectivamente. Los máximos multipolos alcanzables son, considerando un instrumento ideal sin ruido, $\ell_{\text{max}} \sim 923$ y 310 para QUBIC-FI y QUBIC-TD, respectivamente.

La determinación de fuentes puntuales estará supeditada a la resolución que tenga el instrumento. Por estas razones resulta interesante conocer la capacidad que tiene el software de QUBIC para reobtener la resolución angular teórica en los mapas reconstruidos.

La señal de una fuente con dimensiones lineales muy pequeñas respecto a las características de construcción del interferómetro, en particular a la dimensión lineal de su apertura y la frecuencia, se puede definir como puntual. Si además esa fuente se encuentra lo suficientemente lejos para que el frente de onda pueda ser considerado plano para una dada apertura D del radiotelescopio o interferómetro entonces decimos que la fuente está en el campo lejano. Esta es una definición que toma relevancia cuando trabajamos con los datos del instrumento ya que para las simulaciones utilizamos deltas de Dirac convolucionadas con Gaussianas de varianza acorde al FWHM correspondiente (según la frecuencia) para simular las fuentes puntuales.

En la figura 3.2 se puede observar la resolución angular de los experimentos que están actualmente en búsqueda de los modos B de polarización del FCR. En la figura se observa la resolución de cada instrumento en cada una de las bandas de frecuencia de operación. Algunos de estos experimentos son QUIJOTE [104], SPTPol [56] y SPT-3G [57] (SPT en la figura), POLARBEAR [59],

¹Utilizamos $\lambda = 2$ mm ($\equiv 150$ GHz) y una apertura (diámetro de un elemento de interferometría) de 14 mm.

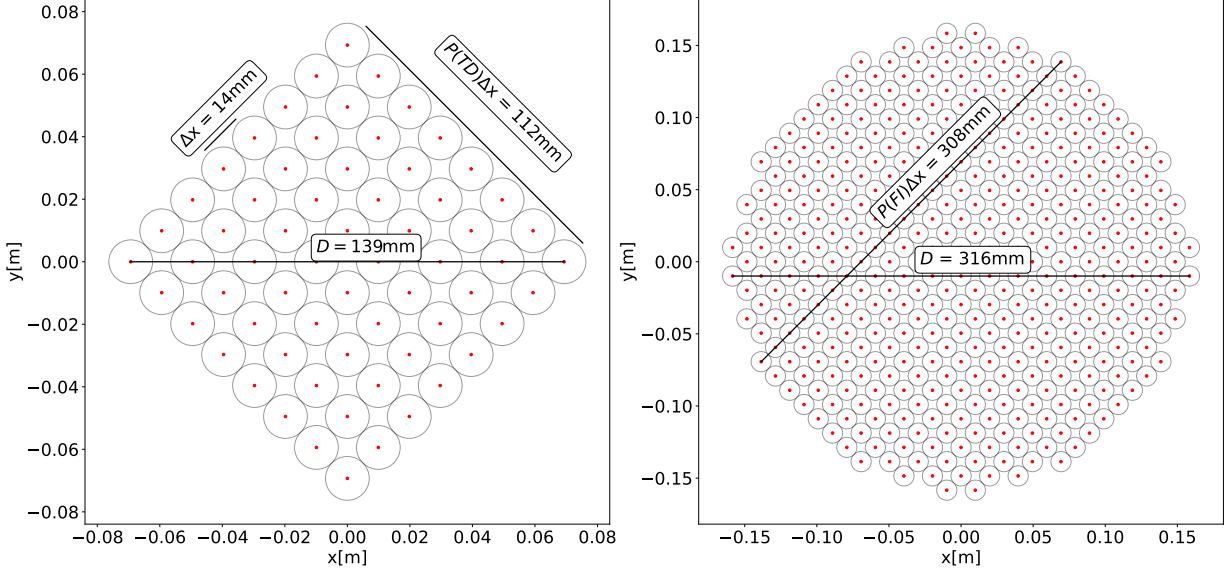


Figura 3.1: Arreglo de elementos de interferometría de QUBIC-TD (*izq.*) y QUBIC-FI (*der.*). Se muestran longitudes características como separación entre elementos (14mm), longitud de lado y diagonales. Estos parámetros sirven para estimar la resolución teórica de cada configuración del instrumento.

ACTpol [62], CLASS [66], y BICEP2/Keck Array (BK) [70]. Algunos de estos serán actualizados: CLASS [69], POLARBEAR 2 + Simons Array (POLARBEAR + SO) [61], AdvACT [105], y BICEP3/BICEP-array (BICEP-Arr) [71]. Los experimentos que están en planificación son Simons Observatory (los puntos correspondientes a SO incluye los telescopios de pequeña, mediana y gran apertura) [72], PIPER [73], LSPE (STRIP y SWIPE incluidos) [74], CMB-S4 [75] y LiteBIRD [76] (se incluyen los telescopios de pequeña, mediana y gran apertura).

Para las simulaciones utilizamos el software HEALPix [98] para realizar las proyecciones de los mapas. La simulación de los TOD y la reconstrucción de los mapas es realizada utilizando *qubicsoft*. Modelamos la fuente puntual como una Gaussiana elíptica con cuatro parámetros libres. Los parámetros libres del modelo son: las coordenadas del centro de la gaussiana (x_c, y_c) y la dispersión en cada eje $\sigma_x(\nu), \sigma_y(\nu)$, siendo la expresión:

$$(x, y) = A \exp\left(-\frac{(x - x_c)^2}{2\sigma_x(\nu)} - \frac{(y - y_c)^2}{2\sigma_y(\nu)}\right). \quad (3.5)$$

Definimos la resolución efectiva de la forma $\sigma(\nu) = \sqrt{\sigma_x(\nu)\sigma_y(\nu)} = (\sigma_x(\nu) + \sigma_y(\nu))/2$, considerando un alto grado de simetría a primer orden. Además recordar la relación: $\text{FWHM}(\nu) = \sqrt{8 \ln 2} \sigma(\nu)$.

Para realizar la medición sobre un mapa es importante tener en cuenta la proyección de la esfera

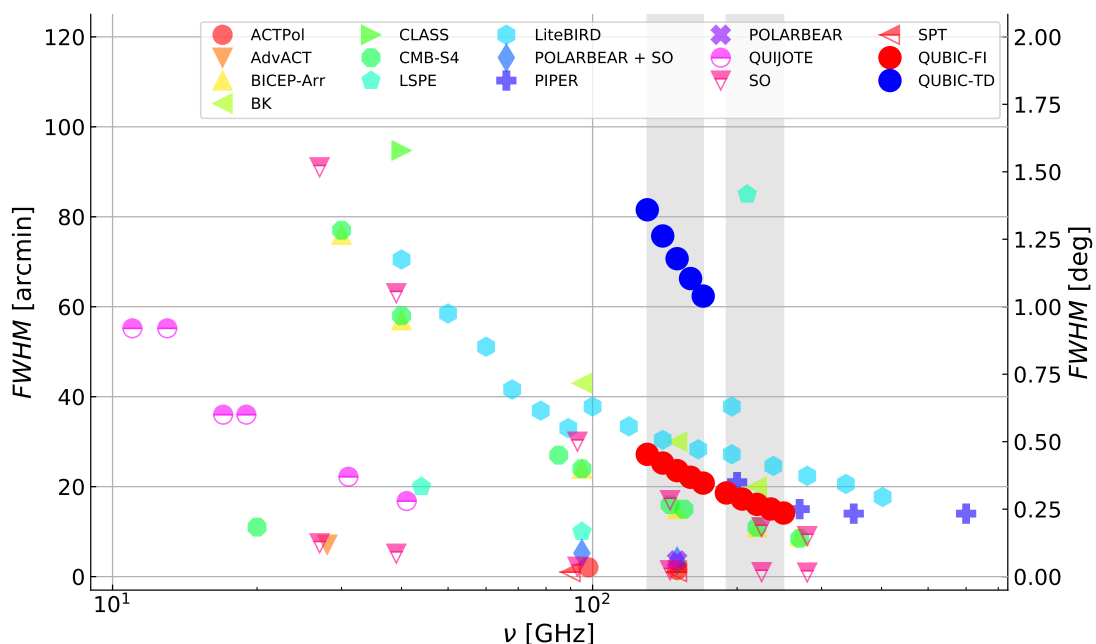


Figura 3.2: Resolución angular, y frecuencia de operación, de los experimentos que buscan medir los modos B de polarización del FCR que se encuentran actualmente activos o en desarrollo. En círculos azules y rojos se destacan los valores de la resolución teórica para el QUBIC-TD y QUBIC-FI. Para el TD la resolución es un poco mayor a 1° mientras que para el FI los valores teóricos van de 0.14 a 0.28 minutos de arco.

en el plano. En efecto, el ajuste va a ser calculado sobre proyecciones 2D, es decir, proyecciones planas. Los mapas de salida de `qubicsoft` siguen el formato de proyección de HEALPix. Para este estudio utilizaremos un campo de visión de $5^\circ \times 5^\circ$. La diferencia de coordenadas entre la proyección plana y esférica es en promedio menor a $0.16 \pm 0.13^\circ$, siendo en las regiones más cercanas al centro del campo las que menor diferencia muestran ($0.01 \pm 0.003^\circ$) y las regiones más lejanas las que mayor diferencia muestran ($0.25 \pm 0.8^\circ$). Para más detalles sobre las diferencias entre estas proyecciones ver el anexo A. La resolución angular teórica en la banda de 150 GHz varía entre 0.32° a 0.45° dependiendo la frecuencia considerada, por lo que la incerteza producida por la diferencia de coordenadas en la medición de la resolución es menor al tamaño de medio pixel utilizando $N_{\text{side}} = 512$.² Por estas razones podemos considerar que la proyección plana para el cálculo de la resolución es apropiada dentro de la región central hasta 7° a partir del centro del campo.

Por otro lado, las medidas angulares realizadas sobre la proyección plana del mapa tienen que ser corregidas por el tamaño del pixel o resolución de proyección (tamaño angular por pixel) dado por el parámetro `reso` de HEALPix. Las medidas angulares sobre los mapas son sensibles a los parámetros `nside` y `reso` del software HEALPix. El parámetro `nside` define la resolución del mapa ya que subdivide a la esfera en $12 \times n_{\text{side}}^2$ píxeles, i.e. para `nside` = 256 hay 786432 píxeles con una resolución promedio por pixel de 0.22° .

La resolución angular teórica de QUBIC puede estimarse de dos formas diferentes:

- utilizando la expresión convencional de resolución angular para un telescopio dada por la

²El tamaño de un píxel HEALPix depende de la partición de la esfera, la cuál está determinada por el parámetro N_{side} . La resolución media se define como la raíz cuadrada del área del píxel y el área del píxel es sencillamente calculado como $4\pi / N_{\text{pix}}$, donde $N_{\text{pix}} = 12 \cdot N_{\text{side}}^2$ es el número de píxeles del mapa HEALPix

N _{side}	r _h [arcmin]	Cociente: r _Q ^{FI} (ν)/r _h								
		130	140	150	160	170	190	210	230	250
32	109.9	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.1	0.1
64	55.0	0.5	0.5	0.4	0.4	0.4	0.3	0.3	0.3	0.3
128	27.5	1.0	0.9	0.9	0.8	0.8	0.7	0.6	0.6	0.5
256	13.7	2.0	1.8	1.7	1.6	1.5	1.4	1.2	1.1	1.0
512	6.9	4.0	3.7	3.4	3.2	3.0	2.7	2.4	2.2	2.1

N _{side}	r _h [arcmin]	Cociente: r _Q ^{TD} (ν)/r _h				
		130	140	150	160	170
32	109.9	0.7	0.7	0.7	0.6	0.6
64	55.0	1.4	1.4	1.3	1.2	1.2
128	27.5	2.9	2.7	2.6	2.5	2.3
256	13.7	5.8	5.5	5.2	5.0	4.7
512	6.9	11.5	10.9	10.4	9.9	9.4

Tabla 3.1: Relación entre la resolución angular de QUBIC-FI (arriba) y QUBIC-TD (abajo) para diferentes frecuencias $r_Q(\nu)$ y la resolución angular de HEALPix r_h para diferentes valores del parámetro N_{side} . Los valores de la resolución de QUBIC están calculados a partir del valor de referencia a 150 GHz y escaleados proporcionalmente a la frecuencia. El cociente $\frac{r_Q(\nu)}{r_h}$ menor a 1 (en rojo) significa que la resolución del instrumento es menor al tamaño (resolución) del píxel HEALPix.

ecuación 3.3, o,

- a partir de un valor de resolución angular conocido $FWHM_{\nu_0}$ escalear hacia otras frecuencias de la forma

$$FWHM_{\nu} \sim FWHM_{\nu_0} \frac{\nu_0 [\text{GHz}]}{\nu [\text{GHz}]}.$$

El valor de referencia resulta en $FWHM_{\nu_0} \sim 0.39268176$ deg, adoptado de mediciones quasi-ópticas [81] para $\nu_0 = 150$ GHz.

En la tabla 3.1 mostramos la relación entre la resolución angular de QUBIC-FI y QUBIC-TD para distintas frecuencias y la resolución de HEALPix para distintos valores de N_{side} . Para la calibración del método utilizamos $N_{\text{side}} = 512$ y utilizamos la configuración QUBIC-FI. Ajustamos los cuatro parámetros libres de las Gaussianas en cincuenta fuentes puntuales con ancho proporcional a la resolución angular teórica de QUBIC en el rango comprendido entre 130 y 170 GHz. Determinamos la diferencia $\Delta_{\text{calib}}(\nu)$ entre la resolución angular medida sobre el mapa $FWHM_M(\nu)$ y la resolución angular teórica $FWHM_T(\nu)$ e interpolamos para frecuencias intermedias.

Luego simulamos una fuente puntual emitiendo con espectro plano (continuo) en la banda de 150 GHz ($\Delta\nu/\nu = 0.25$), y 4 mil apuntamientos dentro de una región de 5° de radio y reconstruimos mapas en 3, 4, 5, 6, 7 y 8 sub-bandas. Vamos a mostrar el resultado testigo en la simulación realizada con $N_{\text{in}} = 16$ y $N_{\text{rec}} = 4$.

La figura 3.3 muestra la resolución medida sobre el mapa (estrellas en rojo suave), la resolución corregida utilizando la calibración (estrellas en rojo fuerte) y la resolución teórica (puntos azules) para las frecuencias centrales de cada sub-banda. Los valores del FWHM medidos y corregidos de los mapas reconstruidos se corresponden con los valores teóricos. Para el ajuste utilizamos el paquete `lmfit` [106].

La diferencia entre el valor de la resolución medido y el teórico es, en promedio, $0.05^\circ \pm 0.01^\circ$. La elipticidad de las Gaussianas, definida como $1 - \sigma_{\text{min}}/\sigma_{\text{max}}$, en cada sub-banda reconstruida es 0.007, 0.008, 0.01 y 0.01, respectivamente.

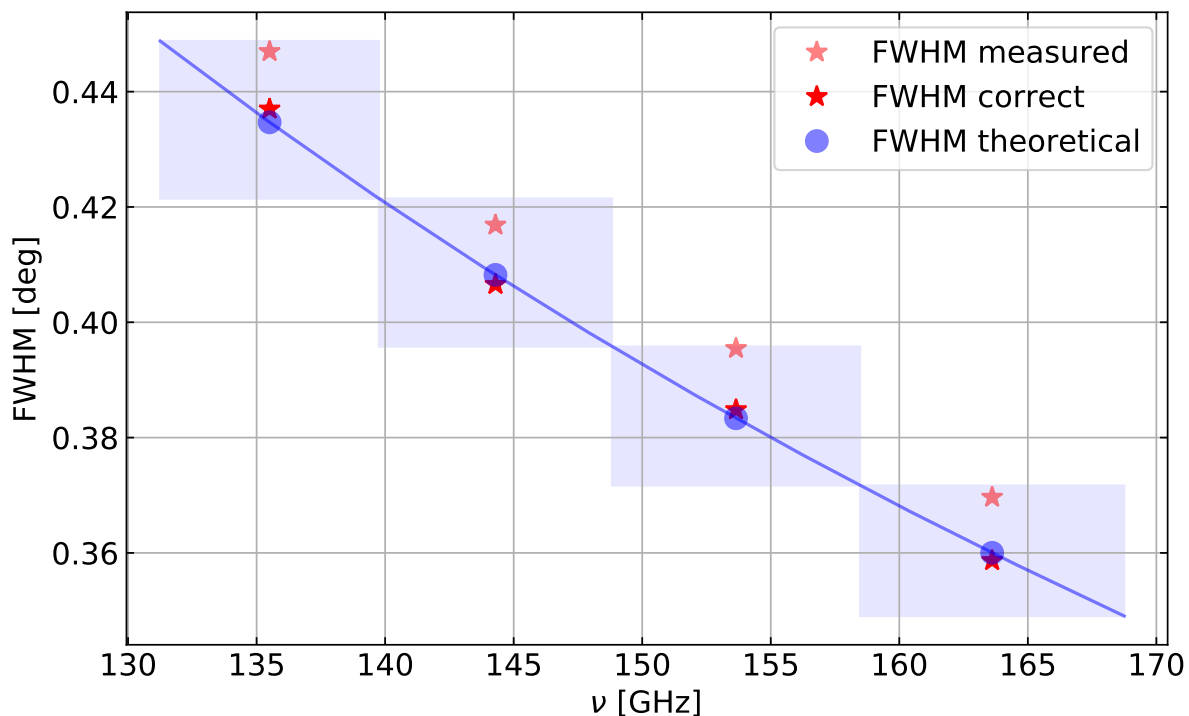


Figura 3.3: Resolución angular medida (rojo claro) sobre los mapas de fuente puntual reconstruidos. Los puntos rojos (fuerte) son el resultado de la corrección utilizando la calibración del método. Los puntos azules son los valores teóricos de FWHM. Los rectángulos celestes delimitan las resoluciones límites dentro de cada sub-banda: el límite superior (inferior) se corresponde con la resolución para la frecuencia más baja (alta) dentro de la sub-banda. Los cuadrados azules están delimitados por las frecuencias límites de cada sub-banda y por la resolución de esas frecuencias límites.

3.2. Resolución en frecuencia

Un interferómetro bolométrico permite reconstruir mapas en sub-bandas dentro de la banda ancha física en la cual se realizó la observación. Los TOD de los detectores de QUBIC registran toda la señal que llega en cada apuntamiento sin distinguir la frecuencia. Por ejemplo, en la figura 3.4 se observan los TOD de un detector situado en el eje óptico del sistema. En colores azul, rojo y amarillo se muestra la señal en el detector para escaneos de fuentes monocromáticas emitiendo en 138, 151 y 166 GHz, respectivamente. En gris se muestra la suma de las contribuciones y en línea punteada negra se muestra el escaneo de una fuente policromática emitiendo en las mismas frecuencias. Observamos que para fuentes emitiendo desde la misma posición espacial, la contribución en frecuencia al TOD es diferente según la frecuencia de emisión. Esto se debe a que el haz sintético depende de la frecuencia y se proyecta diferente en el plano focal, como se describe en el capítulo 2.

El proceso de reconstrucción de mapas implica obtener los mapas de cada sub-banda, como se explicó en el capítulo 2, en forma iterativa a partir de un TOD. Este proceso produce filtraciones de la señal entre sub-bandas adyacentes. Para analizar la señal reconstruida en el espacio de los mapas, simulamos la observación de dos regiones extendidas emitiendo a diferentes frecuencias: una región con emisión rectangular a 141.6 GHz y una región en forma de disco en 156.5 GHz. Los parámetros utilizados para esta simulación son $N_{\text{in}} = 15$ y $N_{\text{rec}} = 5$ sub-bandas centradas en 134.6, 141.6, 148.9, 156.5 y 164.4 GHz con anchos de sub-banda de 6.8, 7.1, 7.5, 7.9 y 8.3 GHz,

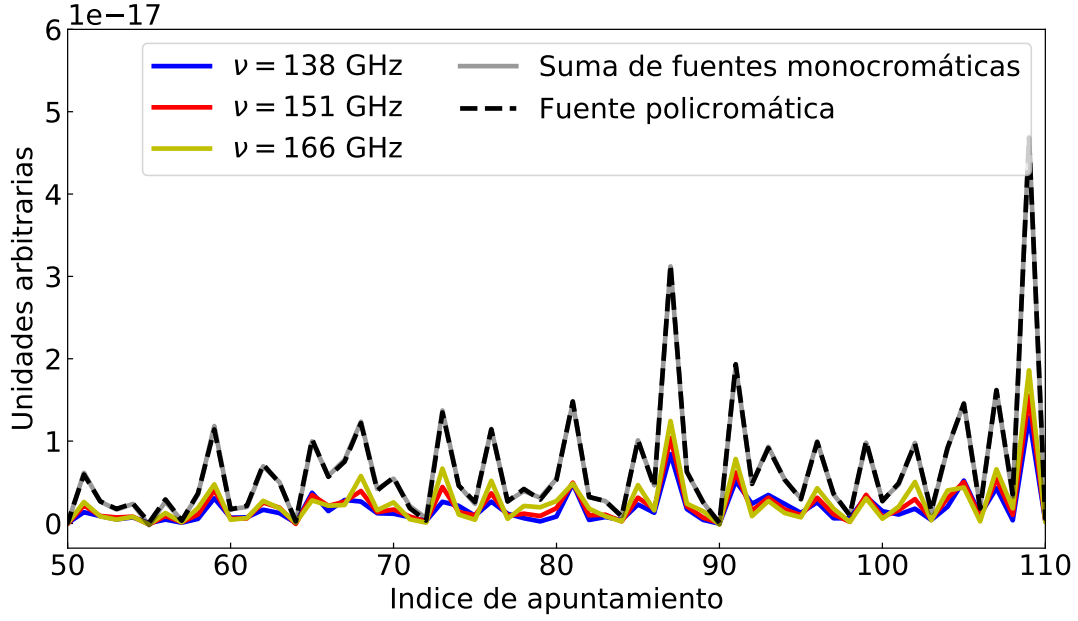


Figura 3.4: Datos en tiempo ordenado (TOD) de un detector sobre el eje óptico del sistema. Simulamos observaciones para fuentes monocromáticas en 138 (azul), 151 (rojo) y 166 (amarillo) GHz. La señal sumada de las tres contribuciones monocromáticas (línea en gris claro) coincide con la señal para un escaneo de un cielo compuesto por una fuente policromática emitiendo en esas mismas frecuencias lo cual es esperable ya que el operador de adquisición es lineal.

respectivamente. Para el escaneo consideramos una región de 150 grados cuadrados y agregamos ruido en los TOD.

En la primera fila de la figura 3.5 se observa la señal de entrada convolucionada con la resolución espacial de QUBIC para esa sub-banda. En la segunda fila se muestran los mapas obtenidos luego de la reconstrucción. Los mapas están normalizados al valor máximo de los mapas convolucionados. En las sub-bandas 1ra, 3ra y 5ta de los mapas reconstruidos, donde la señal de entrada es nula, aparecen estructuras correlacionadas con la señal de las sub-bandas adyacentes donde se situaron las fuentes. Las medianas de la señal filtrada dentro de las sub-bandas 1, 3 y 5 son 0.27, 0.19 y 0.31 respectivamente. Estas filtraciones se dan durante el proceso de reconstrucción. Este efecto de filtración entre sub-bandas se debe a la respuesta en frecuencia del instrumento, y lo llamaremos la función de dispersión de puntos en frecuencia o FPSF (por sus siglas en inglés, *frequency point spread function*).

Para estudiar las características de la FPSF, consideramos que la intensidad en los mapas de salida, $I_{\text{out}}(\nu)$ [W], es el resultado de la convolución de la señal de entrada con densidad espectral de energía $S_{\text{in}}(\nu)$ [W/Hz] con la FPSF(ν) (considerando una reconstrucción de mapas ideal)

$$I_{\text{out}}(\nu) = [S_{\text{in}} \otimes \text{FPSF}](\nu). \quad (3.6)$$

En el caso de una fuente monocromática situada en ν_{in} con densidad espectral de energía $S_{\text{in}}(\nu) = I_0 \delta(\nu - \nu_{\text{in}})$, la intensidad de salida es $I_{\text{out}}(\nu) = I_0 \text{FPSF}(\nu_{\text{in}})$. Por lo tanto, es posible caracterizar la forma de la FPSF a partir de estudiar la intensidad medida en cada sub-banda sobre los mapas reconstruidos de fuentes monocromáticas.

En el capítulo 2 mostramos que la resolución en frecuencia de QUBIC, para un modelo Gaussiano, viene dado por la expresión $FWHM_{\nu} = \nu/(P - 1)$, donde P es la cantidad de elementos de

3. Resolución angular y en frecuencia de QUBIC

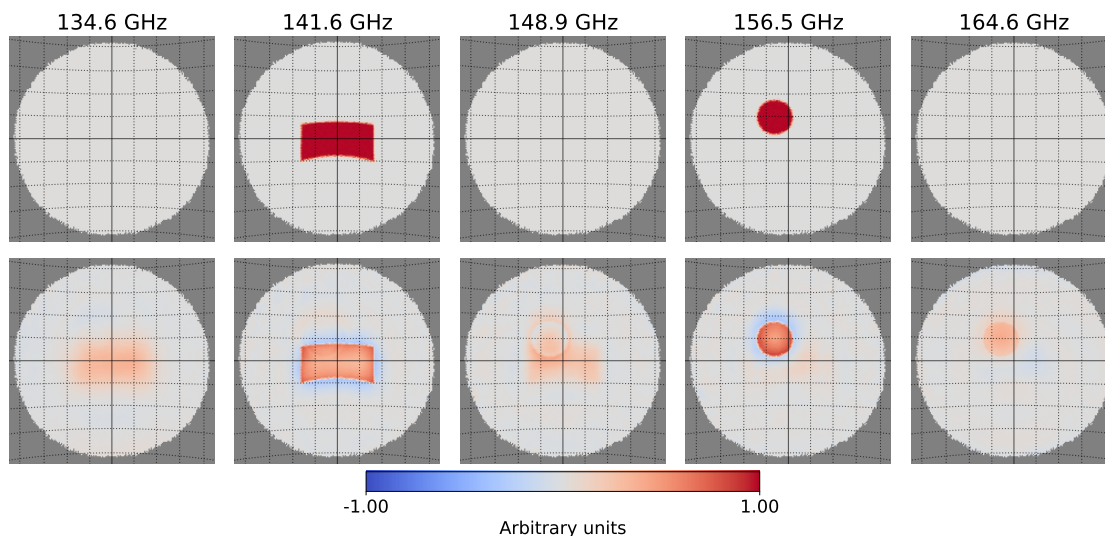


Figura 3.5: Ejemplo de cómo se filtra la señal a bandas adyacentes. En la primer fila se muestra la convolución de la señal en las 5 sub-bandas en que se va a realizar la reconstrucción con la resolución de QUBIC. La segunda fila muestra los mapas obtenidos luego del proceso de reconstrucción de mapas.

interferometría que posee el arreglo de EI sobre el lado más largo. Esta expresión permite tener un orden de magnitud de la resolución en frecuencia. Observar que su valor varía dentro de la banda, pues depende de la frecuencia ν , entre 6.2 y 8.1 GHz. Esta variación en la resolución es pequeña y nos permite definir una sola FPSF dentro de la banda ancha.

Podemos definir el modelo de FPSF a partir de dos esquemas: utilizando la aproximación Rayleigh, y otro a partir de simulaciones.

La aproximación Rayleigh permite obtener una expresión funcional ideal lo cual puede ser una buena aproximación inicial. Es decir, a partir de las expresiones analíticas de la PSF para un interferómetro bolométrico, la resolución en frecuencia viene dada por la expresión

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{1}{P - 1}.$$

Si agregamos algún término de correlaciones entre sub-bandas el modelo se complejiza necesariamente. Sumando a lo anterior, es de esperar que la señal se filtre entre sub-bandas y la resolución en frecuencia cambie cuando cambia el número de sub-bandas reconstruidas, es decir, para diferente N_{rec} , la FPSF será diferente.

Para investigar la FPSF del instrumento realizamos escaneos moviendo la posición en frecuencia, ν_{in} , de la fuente puntual de entrada en una grilla de alta resolución. Para esto utilizamos $N_{\text{rec}} = 48$ (y 45) obteniendo una resolución de ~ 0.78 GHz (0.83 GHz)³ para la banda de 150 GHz. Esta grilla permite mapear en forma detallada cómo se reconstruye la señal de la fuente puntual en el centro y borde de las sub-bandas. Realizamos 22 simulaciones independientes de fuentes puntuales monocromáticas manteniendo fija su ubicación espacial y variando ν_{in} entre 133 y 162.5 GHz.

En la figura 3.6 se observa la respuesta en frecuencia que tiene QUBIC a fuentes puntuales con distintas ν_{in} (línea punteada). Se observa que la intensidad I reconstruida en las sub-bandas es

³qubicsoft promedia frecuencias de entrada para construir los mapas convolucionados dentro de las sub-bandas de reconstrucción. Para que el promedio dentro de cada sub-banda se haga con la misma cantidad de información, es necesario que el cociente entre N_{in} y N_{rec} sea un entero. Por lo tanto, para reconstruir con $N_{\text{rec}} = 2, 3, 4$ se puede usar $N_{\text{in}} = 48$ pero no para reconstruir en 5 sub-bandas. Por esta razón utilizamos dos valores diferentes de N_{rec} .

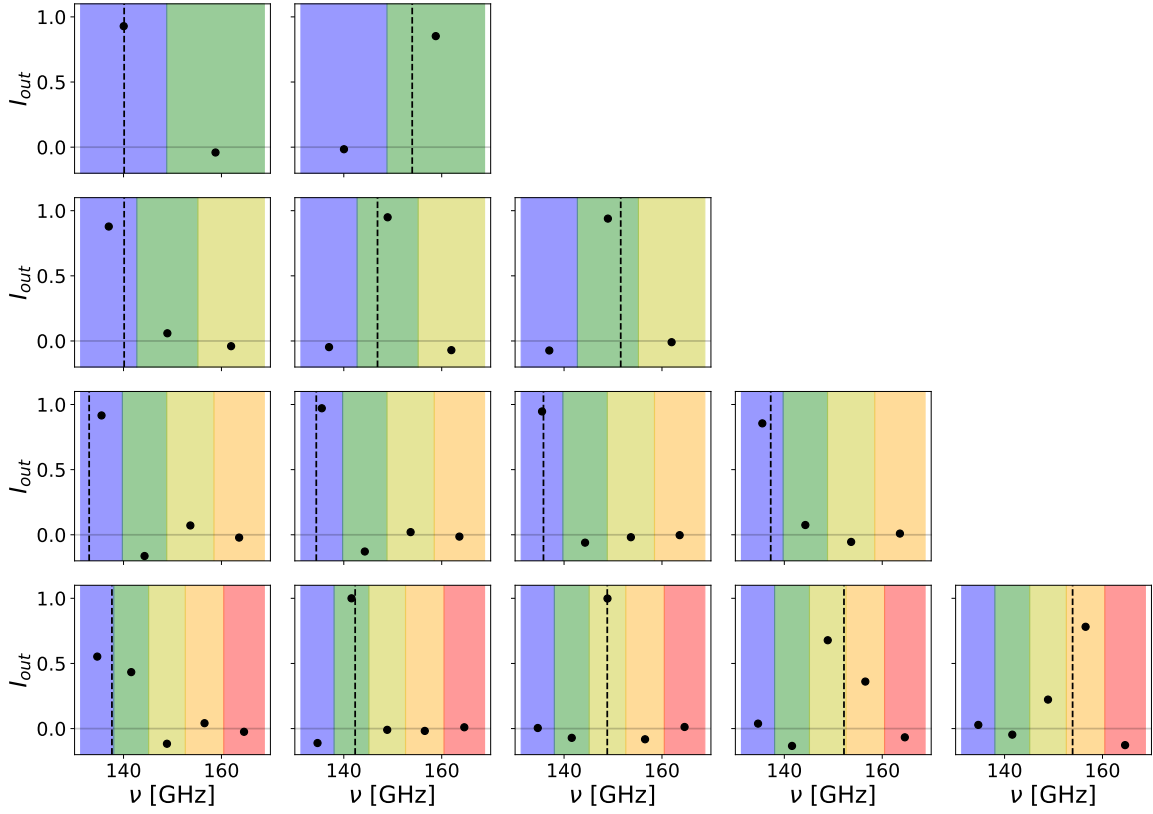


Figura 3.6: Reconstrucción de fuentes puntuales monocromáticas para diferentes valores de frecuencia de entrada ν_{in} (columnas) y utilizando diferentes N_{rec} (filas). La intensidad está normalizada a la del pixel central de la fuente puntual dentro de cada sub-banda reconstruida. Cada punto negro es el valor de la intensidad medida en el pixel central de la fuente puntual dentro sub-banda y la línea punteada marca la frecuencia de entrada de la fuente monocromática. Cada sub-banda está marcada por colores diferentes.

mayor cuanto más cercano esté la frecuencia de entrada de la fuente a esa sub-banda. La intensidad está normalizada a la intensidad del pixel central del mapa de entrada. Luego, en las sub-bandas adyacentes la intensidad no es nula y, a una dada distancia de la frecuencia de la fuente, la intensidad resulta negativa, lo que muestra una anti-correlación con la señal de entrada. Cada fila es para una simulación con N_{rec} fijo y diferentes ν_{in} . Cada banda de color representa una sub-banda diferente.

En la figura 3.7 se observa el resultado obtenido para la FPSF en los casos en que $N_{rec} = 2, 3, 4,$ y 5 juntos. Construimos la FPSF a partir de la intensidad, normalizada con la del pixel central de la fuente puntual dentro de cada sub-banda reconstruida. Si la FPSF depende de N_{rec} pero dicha dependencia es única, entonces podemos plegar los resultados de cada simulación tal como se muestra en la figura 3.7. Los puntos se superponen en forma suave y permiten realizar un ajuste, definiendo la FPSF sintética. La línea roja muestra el ajuste realizado para modelar la FPSF sintética, es decir, la respuesta en frecuencia a una señal monocromática. En magenta se muestra la aproximación Gaussiana a partir de la aproximación Rayleigh, $FWHM = \frac{\nu_0}{P-1}$ con $P = 20$ y ν varía entre 130 y 170 GHz (por eso es una banda y no una línea). Como mostramos en la figura 3.5 la FPSF se extiende más allá del ancho de una sub-banda, es decir, el mapa de una sub-banda está correlacionado con la/s sub-banda/s vecina/s. Este resultado también es aplicable al ruido del instrumento y por lo tanto nos permite afirmar que el ruido entre las sub-bandas está correlacionado.

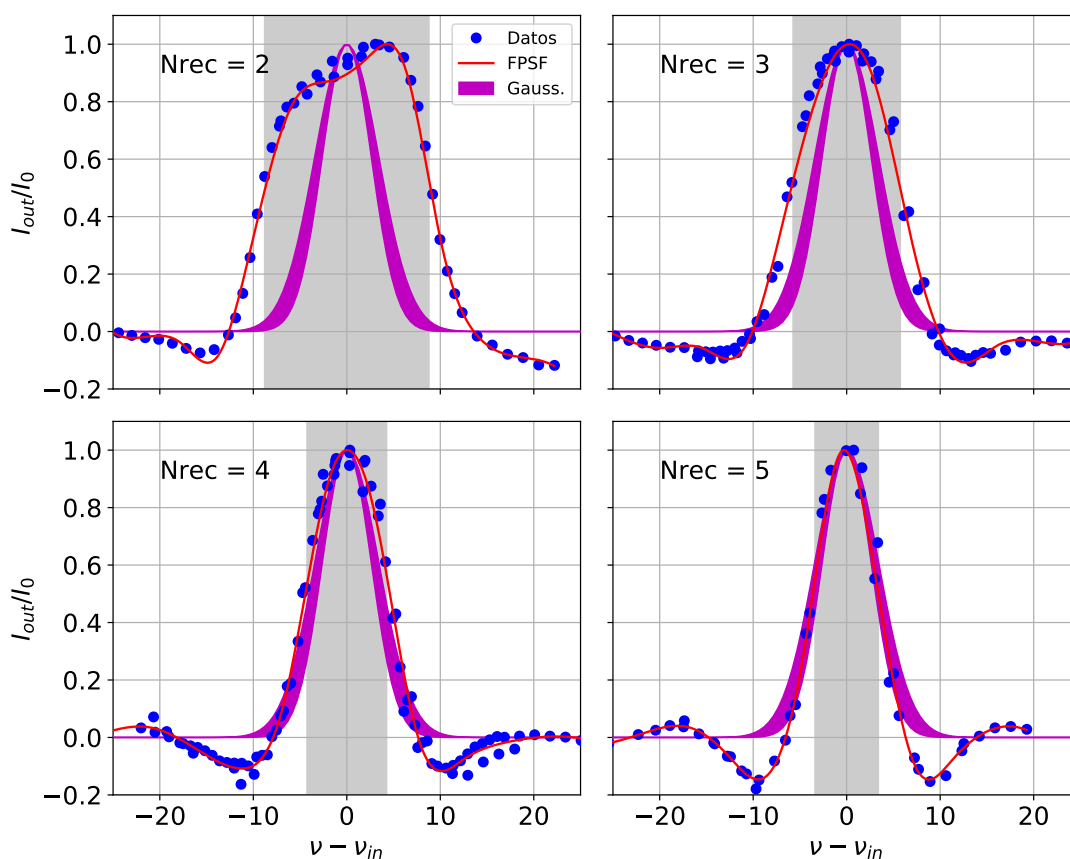


Figura 3.7: FPSF sintética para $N_{rec}=2, 3, 4$ y 5 sub-bandas. Los puntos azules son la intensidad normalizada a la intensidad de entrada del pixel central de la fuente puntual en cada sub-banda y cada simulación, y luego plegados. El pliegue se hace restando la frecuencia de la fuente ν_{in} a las frecuencias centrales de cada sub-banda. La línea roja es un ajuste. Las bandas magenta representan las resoluciones para el modelo Gaussiano con $FWHM_\nu$ teóricos dentro de la banda de 150 GHz y que dan un orden de magnitud de la resolución en frecuencia para el modelo Gaussiano. La franja gris muestra un ancho característico de la sub-banda para cada N_{rec} .

A partir de la aproximación Rayleigh podemos observar que la separación entre sub-bandas óptima para una configuración con $P = 20$ es de $\Delta\nu = 0.05$. Considerando un ancho de banda de observación de 0.25 podemos afirmar que es óptima la separación de la señal en hasta 5 sub-bandas. En la figura 3.7 vemos que se reobtiene ese resultado construyendo la FPSF sintética a partir de las simulaciones.

3.3. Resumen

QUBIC posee un haz sintético policromático, lo que significa que tiene una dependencia con la frecuencia de observación y además posee una determinada resolución espacial. Esta característica posibilita extraer información espectral a partir de la reconstrucción en imágenes espectrales observando en banda ancha. En este capítulo ejemplificamos estas características a partir del estudio de la reconstrucción de fuentes monocromáticas extendidas (ejemplo rectángulo-círculo). En ese ejemplo observamos que se producen filtraciones de señal entre las sub-bandas adyacentes.

Por otro lado realizamos simulaciones de fuentes puntuales con dos objetivos: estudiar la capaci-

dad de QUBIC de reconstruir las fuentes puntuales con la resolución angular esperada y estudiar la resolución en frecuencia (FPSF). En el primer caso encontramos que el algoritmo de reconstrucción nos permite reobtener la fuente puntual con su resolución teórica esperada en cada sub-banda. Para eso simulamos una fuente puntual policromática (emitiendo en el continuo en la banda ancha).

En el caso del estudio de la FPSF encontramos que la respuesta a impulsos monocromáticos posibilitan la filtración de señal entre sub-bandas adyacentes, tal como se había observado en el ejemplo de las regiones extendidas. Además, fue posible mostrar, a partir de simular fuentes puntuales monocromáticas emitiendo en diferentes frecuencias dentro de la banda ancha, que la FPSF sintética cambia cuando cambia el número de sub-bandas de reconstrucción (N_{rec}). Para el caso $N_{\text{rec}} = 5$ la FPSF sintética coincide con la FPSF esperada según las ecuaciones del capítulo 2. Esta es la primera vez que se define esta función para un interferómetro bolométrico.

Capítulo 4

Caracterización del ruido en las simulaciones de QUBIC

Este capítulo contiene resultados volcados en los artículos publicados QUBIC I [2] y QUBIC II [1]. Las simulaciones extremo a extremo (utilizadas en la sección de los mapas) fueron realizadas en supercomputadores y en estrecha colaboración con L. Mousset quien hizo los programas para el análisis de los resultados. Las simulaciones utilizando el `FastSimulator` fueron realizadas por L. Mousset junto con J.-Ch. Hamilton. En este caso participé en el análisis de los resultados obtenidos.

El haz sintético monocromático de QUBIC posee un pico principal y varios picos secundarios dispuestos en una grilla con una separación angular de ~ 8.5 grados (150 GHz). Para frecuencias más altas la separación angular de los picos decrece mientras que para frecuencias más bajas la separación de los picos crece. Esta forma particular del haz sintético, integrado en la banda ancha, produce correlaciones espaciales y, además, correlaciones entre sub-bandas producto de la resolución en frecuencia (ver capítulo 3).

El objetivo en este capítulo es calcular las matrices de covarianza del ruido en el nivel del mapa, y del espectro de potencias para estudiar cuál es el efecto del ruido instrumental y que tan cerca se está de un comportamiento óptimo (en sentido estadístico). Para hacerlo trabajamos con mapas espectrales reconstruidos a partir de un mismo TOD. El comportamiento óptimo lo estudiamos en función del número de sub-bandas utilizadas para la reconstrucción N_{rec} . Este estudio se lleva a cabo en tres niveles diferentes: en la reconstrucción de mapas, en el espectro de potencias calculados a partir de los mapas, y en la estimación del parámetro $\sigma(r)$.

4.1. Propiedades generales del ruido

El instrumento QUBIC posee detectores (bolómetros TES) en su plano focal los cuales permiten medir las fluctuaciones en temperatura del cielo para un dado haz primario del instrumento. Esta información es guardada en líneas temporales a las cuales se les asocia un índice para cada dirección de apuntamiento para luego poder reconstruir adecuadamente los mapas en sub-bandas. En los experimentos FCR se registra, en cada apuntamiento, la señal $d(t)$ en los detectores, las coordenadas de apuntamiento ($Az(t)$, Elevación(t)) y el registro detallado del instrumento (datos `housekeeping`). Luego, se separa la señal en el detector en dos términos: la señal astrofísica $\mathbf{s}(t)$ (FCR, polvo, efecto sincrotrón, etc) y ruido instrumental $\mathbf{n}(t)$, dado por el ruido del FCR, la atmósfera y las fluctuaciones en temperatura producidas por las componentes ópticas del instrumento.

En general el comportamiento del ruido en las líneas de tiempo de observaciones desde tierra no es blanco debido a la contaminación atmosférica, la electrónica, las fluctuaciones de temperatura del detector, o el ruido espurio. Además, el cielo no está escaneado en forma regular, por lo tanto el ruido en los mapas no será ni homogéneo ni blanco [107].

Muchos instrumentos no producen ruido blanco, sino que tienen una deriva lenta y otras anomalías que producen exceso de ruido a bajas frecuencias. La estrategia de escaneo tiene un impacto en los datos ([92, 108]) y típicamente se observa un exceso de ruido que varía como $1/f$. Este efecto modula la señal en forma controlada en el espacio de Fourier. El efecto produce un incremento a bajas frecuencias en el espectro de potencias $P(f)$ y se define como

$$\langle \hat{\mathbf{n}}(f)\hat{\mathbf{n}}(f') \rangle = P(f)\delta(f - f'), \quad (4.1)$$

donde $\hat{\mathbf{n}}$ es la transformada de Fourier del ruido. El espectro de potencias del exceso de ruido blanco $P(f)$ puede escribirse como

$$P(f) = \sigma_{\text{pix}}^2 \left[1 + \left(\frac{f_{\text{knee}}}{f} \right)^\alpha \right], \quad (4.2)$$

donde f_{knee} es la frecuencia de quiebre y α es la pendiente del modelo. Con este modelo a bajas frecuencias domina la componente $1/f$ del ruido mientras que a frecuencias altas domina el ruido blanco caracterizado por σ_{pix} . En presencia de ruido $1/f$, las muestras consecutivas están correlacionadas entre sí. Para limpiar la imagen, se suele aplicar un filtro "pre-whitening" [108].

Para la reconstrucción de los mapas, agregamos ruido instrumental a los TOD el cual está compuesto por dos términos:

- Ruido del detector,
- Ruido de fotones.

Para estas simulaciones se considera una atmósfera estable. El objetivo del estudio de este capítulo es estudiar cuán cerca del rendimiento óptimo se está (en sentido estadístico) haciendo imágenes espectrales. Estudiaremos el comportamiento del ruido como función del número de subbandas reconstruidas N_{rec} . Esto se realiza en diferentes niveles: en los mapas, en los espectros de potencia calculados a partir de los mapas, y en las estimaciones estadísticas para el parámetro r . Para el cálculo de los espectros de potencia, al observar una fracción del cielo f_{sky} , utilizamos el software `NaMaster` para calcular los C_ℓ a partir de los *pseudo- C_ℓ* .

4.1.1. Ruido del detector

El ruido del detector o NEP determina la sensibilidad de un detector. El NEP puede ser interpretado como la potencia de una señal de entrada que produce una relación señal-ruido del orden de la unidad en el registro de un detector a una dada tasa de muestreo o modulación en frecuencia y en un dado ancho de banda efectivo. Es la potencia mínima detectable por raíz cuadrada del ancho de banda.

Utilizamos un modelo de ruido blanco calculado a partir del valor del NEP_{det} teórico y convertido a las unidades adecuadas en W multiplicándolo de la forma $NEP_{\text{det}}/\sqrt{2T_s}$, donde T_s es la tasa de muestreo (1 seg).

La sensibilidad del detector permite calcular el ruido en el pixel $\sigma_{\text{pix}} = NEP_{\text{det}}/\sqrt{t_{\text{pix}}}$, donde t_{pix} es el tiempo observado del pixel.

4.1.2. Ruido de fotones

El ruido de fotones incluye la señal que aporta la atmósfera y las componentes ópticas del sistema. Los parámetros involucrados para esta componente del ruido son la temperatura, emisividad y transmisión atmosférica: T_{atm} , ϵ_{atm} , η_{atm} ; la temperatura del FCR T_{FCR} , así como también la temperatura, emisividad, transmisión y polarización de todas las componentes ópticas del sistema:

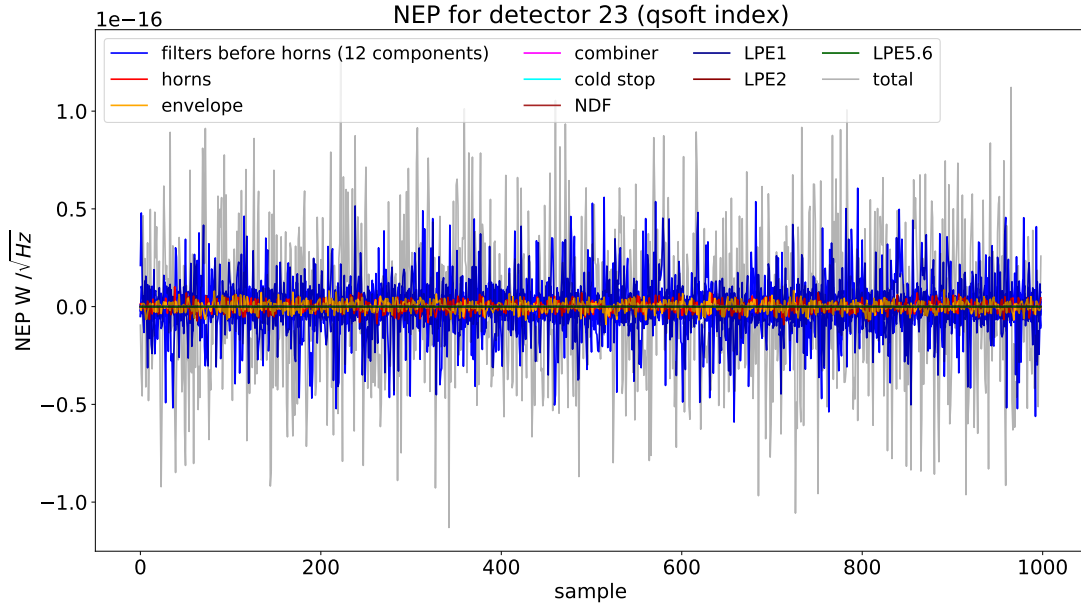


Figura 4.1: Señal simulada del ruido en un detector arbitrario (23) de las diferentes componentes de QUBIC. Esta señal es simulada utilizando `qubicsoft` y considerando una atmósfera estable. La señal se corresponde con ruido blanco.

$T_i, \epsilon_i, \eta_i, p_i$. Consideramos un total de 13 componentes para el término de ruido de fotones (FCR + atmósfera + 11 componentes ópticas) y calculamos la transmisión para cada una de las componentes. En la figura 4.1 puede observarse la contribución al ruido de las distintas componentes y filtros del instrumento que son simulados en `qubicsoft`. Como se observa el comportamiento es el de ruido blanco. Se considera una atmósfera estable y no se consideran efectos sistemáticos.

4.2. Ruido a nivel de los mapas

Para estudiar las propiedades del ruido instrumental en los mapas reconstruidos realizamos simulaciones de extremo a extremo con realizaciones de ruido independientes entre simulación y simulación, \tilde{X}_{rbs} donde r es la realización del ruido ($r = 1, \dots, N_{\text{real}}$), b la sub-banda ($b = 1, \dots, N_{\text{rec}}$), y s el parámetro de Stokes ($s = \text{I, Q ó U}$). Para poder estudiar las características intrínsecas del ruido calculamos el residuo entre esos mapas y un mapa de referencia para cada sub-banda b y para cada parámetro de Stokes s , R_{bs} . Hay al menos tres mapas de referencia que podemos considerar:

1. Los mapas de entradas convolucionados con resolución de QUBIC en la sub-banda correspondiente (ver capítulo 3 para más detalles sobre resolución de QUBIC), $R_{bs} = \tilde{X}_{bs}^c$;
2. El promedio sobre las realizaciones de los mapas reconstruidos $R_{bs} = \sum_{r=0}^{N_{\text{real}}-1} \tilde{X}_{rbs}$;
3. El mapa reconstruido sin ruido instrumental $R_{bs} = \tilde{X}_{bs}^N$.

El caso 1 no atraviesa el mismo proceso de observación/reconstrucción (el haz sintético de QUBIC introduce correlaciones espaciales que no serían tenidas en cuenta con la sola convolución de un mapa con una Gaussiana) que sí atraviesan los mapas reconstruidos y por lo tanto lo descartamos. Por otro lado 2 podría ser utilizado pero para asegurarnos que no haya restos de ruido en

4. Caracterización del ruido en las simulaciones de QUBIC

el mapa promedio deberíamos tener un gran número de realizaciones de ruido, lo cual es muy costoso computacionalmente. Por lo tanto el mapa de referencia que utilizamos para crear los mapas residuales será el caso 3, es decir un mapa que atraviesa el proceso de reconstrucción sin agregar ruido instrumental en los TOD. Para este estudio calculamos las matrices de covarianza sobre todas las realizaciones, entre las sub-bandas y los parámetros de Stokes para cada pixel. No calculamos la matriz de covarianza entre píxeles debido a que el nivel de ruido en los mapas depende de la posición en el cielo. Esto es consecuencia de cómo es la cobertura del cielo de QUBIC a partir de que el haz sintético del instrumento no es uniforme. El instrumento tiene un haz sintético con réplicas o picos secundarios, lo que hace que haya correlación espacial en los mapas y hace que la cobertura no sea trivial.

Simulaciones. Los mapas del cielo contienen señal en las tres componentes de los parámetros de Stokes I, Q y U y utilizamos el modelo de polvo d1 del paquete PySM3. Simulamos una observación apuntando al centro galáctico (señal alta) con 15° de radio. Los TOD en banda ancha son generados a partir de sumar contribuciones monocromáticas utilizando $N_{\text{in}} = 15$ sub-bandas. El ruido, tanto el término de fotones como el de los detectores, es sumado como ruido blanco para cada TOD. Realizamos simulaciones Monte-Carlo con 40 realizaciones de ruido independientes y una sin agregar el ruido instrumental que será tomado como referencia. Estas simulaciones utilizan mucha memoria RAM y debe ser paralelizadas.

Matrices de covarianza y correlación. Calculamos las matrices de covarianza de los mapas residuales de la siguiente forma: tenemos 3 parámetros de Stokes s por cada sub-banda b y cada realización de ruido r (un total de N_{real}). El valor en un dado pixel p del mapa residual R es: R_{rbs}^p . Por simplicidad escribiremos $\phi = (I_0, Q_0, U_0, \dots, I_{N_{\text{rec}}-1}, Q_{N_{\text{rec}}-1}, U_{N_{\text{rec}}-1})$ para resumir la combinación parámetro de Stokes/sub-banda. Entonces cada elemento de la matriz de covarianza vendrá dado por la expresión:

$$(\sigma_{\phi\phi'}^p)^2 = \sum_{r=0}^{N_{\text{real}}-1} \frac{(R_{r\phi}^p - \bar{R}_{r\phi}^p)(R_{r\phi'}^p - \bar{R}_{r\phi'}^p)}{N_{\text{real}} - 1} = \langle R_{\phi}^p R_{\phi'}^p \rangle, \quad (4.3)$$

donde $\bar{R}_{r\phi}^p$ es la media aritmética sobre las realizaciones. La matriz de covarianza resultante para el pixel p , $\text{Cov}_{\phi\phi'}^p = \langle R_{\phi}^p R_{\phi'}^p \rangle$, tiene dimensiones $(3 \cdot N_{\text{rec}} \times 3 \cdot N_{\text{rec}})$. Este cálculo es realizado a través del método `cov` del paquete NumPy.

Las matrices de correlación entre sub-bandas y parámetros de Stokes ϕ para un pixel p , $\text{Corr}_{\phi\phi'}^p$, la calculamos a partir de la definición usual,

$$\text{Corr}_{\phi\phi'}^p = \frac{\text{Cov}_{\phi\phi'}^p}{\sqrt{\text{Cov}_{\phi\phi}^p \times \text{Cov}_{\phi'\phi'}^p}}.$$

Para este calculo utilizamos el método `corrcoef` del paquete NumPy.

En la figura 4.2 mostramos la matriz de correlación entre sub-bandas y parámetros de Stokes para un pixel (*izq.*) y la matriz promedio sobre todos los píxeles de la región de observación (*der.*). En ambas figuras observamos que para cada parámetro de Stokes los residuos entre las sub-bandas adyacentes están anticorrelacionados, mientras que la correlación cruzada entre parámetros de Stokes tiene (anti)correlación despreciable. Por esta razón podemos considerar los bloques de la diagonal en forma separada: C_I^p , C_Q^p y C_U^p .

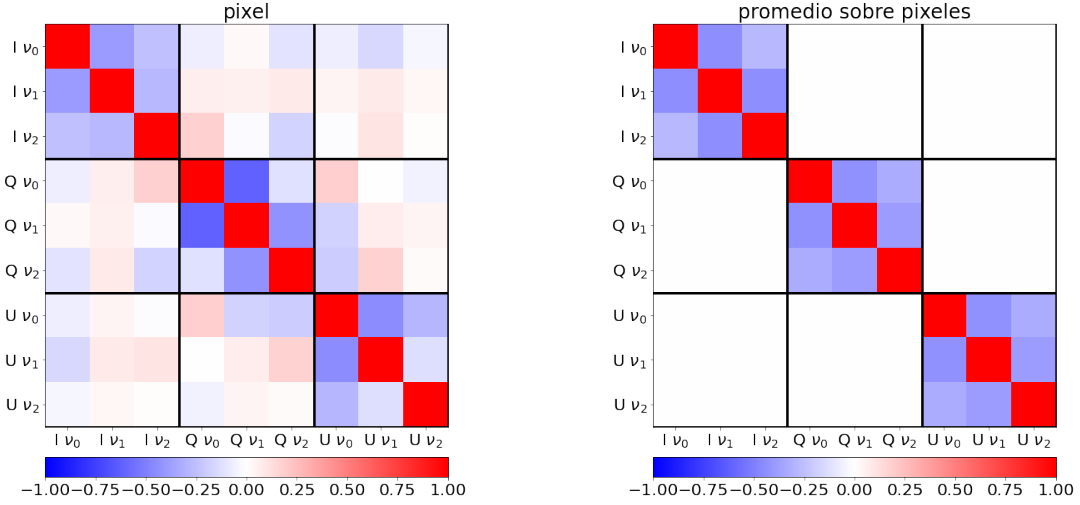


Figura 4.2: Matrices de correlación entre sub-bandas $\nu_0 = 137$ GHz, $\nu_1 = 149$ GHz y $\nu_2 = 162$ GHz y entre parámetros de Stokes I, Q, U utilizando 40 simulaciones de extremo a extremo. *Izq.*: ejemplo para un pixel. *Der.*: Promedio sobre píxeles de la región observada. El color rojo (azul) significa que los bins están (anti)correlacionados.

4.3. Ruido en el espectro de potencia

En esta subsección se presenta el estudio del ruido a nivel del espectro de potencias. Para ello Jean-Christophe Hamilton y Louise Mousset desarrollaron un software que permite realizar cientos de realizaciones de ruido instrumental para un instrumento tipo QUBIC, es decir respetando la estructura espacial, en poco tiempo (necesario para aumentar la estadística).

En la sección 4.2 mostramos que un interferómetro bolométrico configurado para reconstruir mapas en más de una sub-banda produce mapas con anti-correlaciones entre las sub-bandas adyacentes para cada parámetro de Stokes.

La estructura espacial del ruido es estudiada en detalle en Hamilton *et al* [2] utilizando 40 simulaciones de extremo a extremo. Estas simulaciones permitieron caracterizar el ruido de la siguiente forma (ver figura 4.3):

- el ruido escala en función del mapa de cobertura del cielo;
- hay correlación entre sub-bandas adyacentes (ver sub-sección 4.2).

El simulador rápido (o *FastSimulator*) produce mapas con estas características. Para eso se crearon espectros de potencia (mapas) con las correlaciones mostradas en 4.3, luego se realizaron combinaciones lineales de estos mapas de ruido para obtener los mapas en I, Q y U en cada sub-banda con la matriz de correlación apropiada (ver los bloques de la diagonal de la figura 4.2), y finalmente escalar el ruido acorde al mapa de cobertura.

Los mapas de ruido están calculados para un dado tiempo de integración $N_{\text{años}}$. Para integrar en mayor o menor tiempo basta con escalarlo apropiadamente. El mapa de cobertura utilizado es creado a partir de apuntamientos aleatorios entre dirección y dirección, en una región de tamaño $f_{\text{sky}} \simeq 1.44$. Esta forma de proceder evita que uno simule el ruido real $1/f$ proveniente de la atmósfera o de fluctuaciones instrumentales en el dominio del tiempo, ya que las muestras de tiempo sucesivas no corresponden a puntos cercanos como en una estrategia de escaneo más realista. Como

4. Caracterización del ruido en las simulaciones de QUBIC

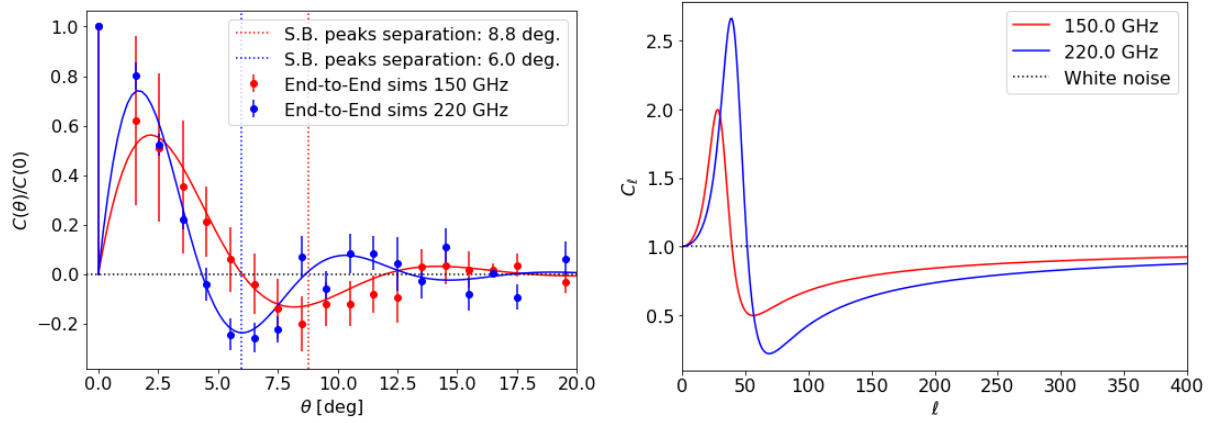


Figura 4.3: *Izq.*: Función correlación a dos puntos obtenida utilizando 40 simulaciones de extremo a extremo y normalizados por la varianza de los mapas $C(\theta = 0)$. Las líneas sólidas muestran un ajuste utilizando una función seno con una exponencial con una delta de Dirac a $\theta = 0$ (varianza del ruido de los mapas). La máxima anticorrelación se encuentra a la distancia angular equivalente a los picos del haz sintético. La amplitud de la correlación es mayor en la banda de 220 GHz debido a la forma del haz primario en esa banda. *Der.*: Correlación espacial en el espacio de los multipolos. La línea recta a $C_\ell = 1$ muestra la forma esperada del ruido blanco. La correlación del ruido resulta en una reducción para multipolos mayores que 40 - 50, es decir escalas angulares $\leq \theta_{\text{picos}}$ (la separación angular entre los picos del haz sintético). A bajos multipolos, se observa un crecimiento del ruido. Esta es una ventaja para medir alrededor del multipolo correspondiente a la recombinación $\ell \sim 100$. Imagen extraída de Hamilton *et al* [2].

consecuencia, las simulaciones realizadas en los artículos [2, 1] se realizan suponiendo una atmósfera estable sin ruido $1/f$, aunque sí se considera una carga promedio de la atmósfera (ver discusión sobre variaciones estacionales y diarias en [2]).

Caracterizamos el comportamiento del ruido de las imágenes espectrales utilizando el espectro de potencia de los mapas residuales. Para calcular los espectros de potencias TT , EE , TE y BB a partir de los mapas utilizamos el programa público NaMaster.

Dado el número de sub-bandas de reconstrucción N_{rec} calculamos el espectro de potencias cruzado entre sub-bandas o IBCS (por sus siglas en inglés *Inter Band Cross Spectra*) para TT , EE , TE y BB .

Estimar el IBCS requiere de al menos dos mapas para una dada sub-banda. Para calcular el espectro de potencias además es necesario realizar un gran número de espectros a fin de reducir la dispersión. Cada mapa conlleva no sólo un gran costo computacional, sino también costo temporal. A fin de aumentar la estadística en un tiempo prudencial y con costos computacionales bajos, utilizamos el simulador rápido, *Fast Simulator* o *FastSim* (más detalle en Hamilton *et al* [2]).

Resultados. En la figura 4.4 se muestra los IBCS calculados para cada realización de ruido en el caso de reconstrucción en 4 sub-bandas a 150 GHz. Como se grafica D_ℓ , los puntos tienen un sesgo siguiendo $\ell(\ell + 1)$. Encontramos que el auto-IBCS ($\nu_i \nu_i$, $i = 0, 1, 2, 3$) está correlacionado positivamente mientras que el cross-IBCS ($\nu_i \nu_j$) tiene correlación negativa.

La figura 4.5 muestra la correlación entre los bins en el espacio armónico para los espectros IBCS de espectro de potencias angular BB y $N_{\text{rec}} = 3$ en la banda de 150 GHz. En la matriz se observa en rojo las correlaciones positivas mientras que en azul las anti-correlaciones o correlaciones negativas entre bins. Se observa que la correlación entre bins es despreciable.

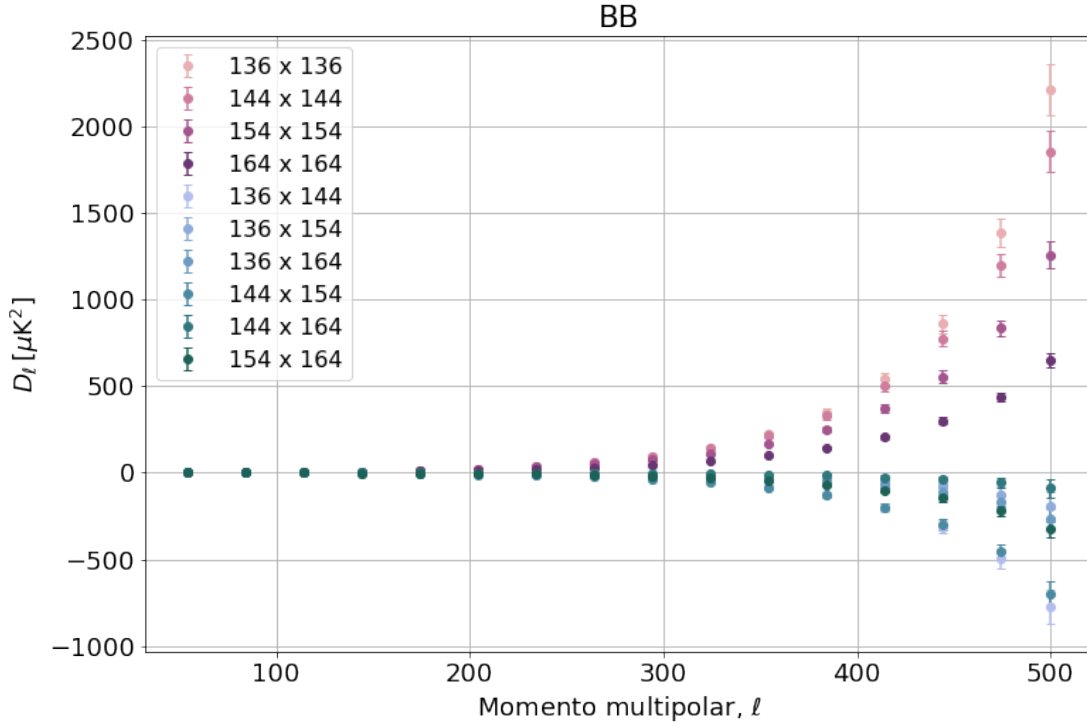


Figura 4.4: IBCS del espectro BB de mapas residuales conteniendo sólo ruido y utilizando 4 sub-bandas dentro de la banda de 150 GHz centradas en 136, 144, 154 y 164 GHz. Se muestra la media y la desviación estándar sobre 1000 realizaciones (2000 espectros) de ruido independientes de ruido. Las simulaciones fueron realizadas con `FastSim`.

4.3.1. Optimización del número de sub-bandas

Para comparar que tan lejos se está de ser óptimo haciendo imágenes espectrales, estudiamos el comportamiento del parámetro r como función del número de sub-bandas utilizado y normalizado al valor del mismo sin hacer imágenes espectrales, es decir, utilizando una sola sub-banda para reconstruir los mapas. Utilizamos un mapa del cielo con sólo señal de FCR, incluyendo lente pero sin contaminantes galácticos y con $r = 0$.

La división de una banda ancha física en varias sub-bandas al realizar imágenes espectrales puede tener un efecto adverso en la estimación del parámetro r . Por el otro lado, buscamos hacer tantas sub-bandas como sea posible para poder conseguir restringir el espectro de los contaminantes en forma precisa. En el capítulo 2 mostramos que hay una cota máxima de sub-bandas alcanzables, cuando la separación angular entre picos del haz sintético a diferentes frecuencias es menor que el ancho del pico (resolución angular). Por lo tanto, esperamos que el incremento del número de sub-bandas en algún punto empiece a degradar la señal en los mapas. Dicho efecto puede incluso verse con un pequeño número de sub-bandas, y esto se debe a que el haz sintético no forma una base ortogonal para diferentes frecuencias. Por lo tanto, esperamos una pérdida en la señal-ruido cuando realizamos imágenes espectrales. Mientras mayor el número de sub-bandas, más superposición del haz sintético a diferentes frecuencias. Esta fuerte degeneración hace aumentar el ruido en la reconstrucción. Como resultado, uno tiene que encontrar un balance entre la resolución espectral y el número de sub-bandas a utilizar. Por suerte, esta técnica se aplica en el pos-procesamiento de los datos y puede ajustarse según el objetivo científico.

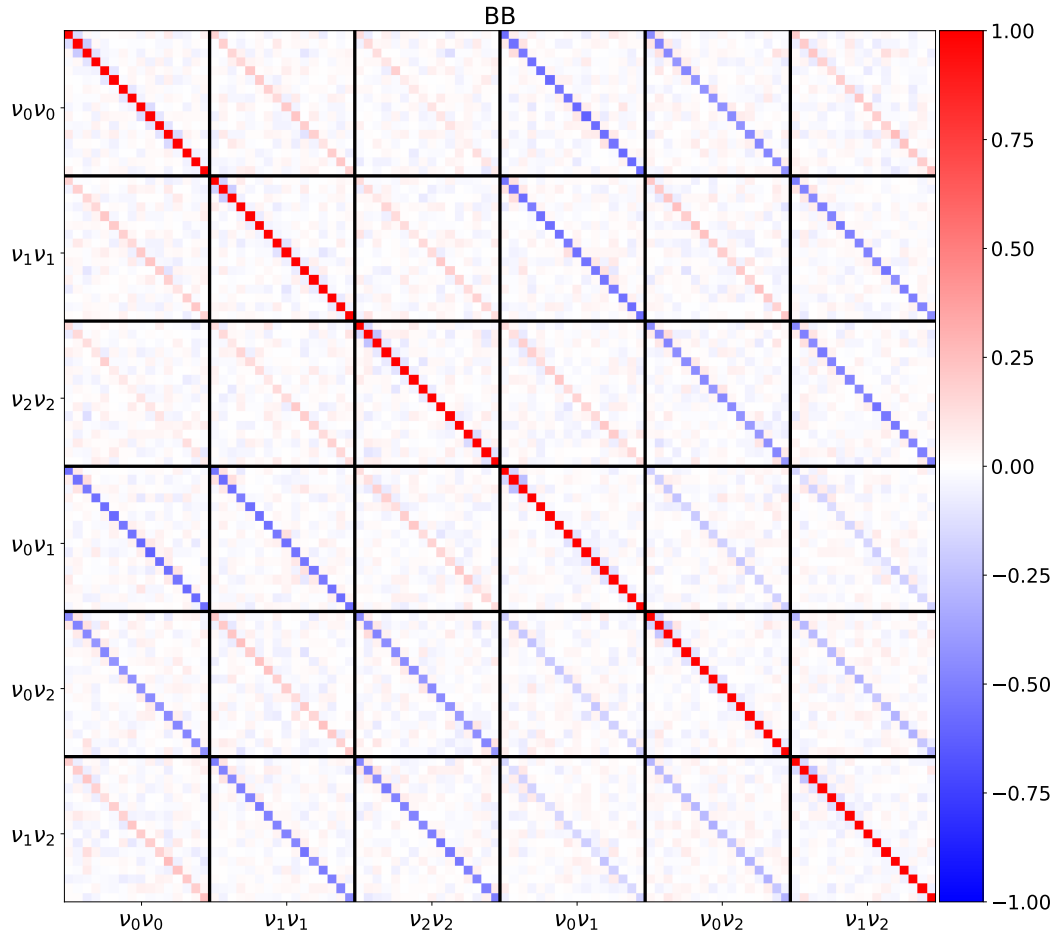


Figura 4.5: Matriz de correlación en el espacio de ℓ 's para los espectros IBCS del espectro de potencias angular BB para la banda de 150 GHz y $N_{\text{rec}} = 3$.

Para mostrar este efecto, calculamos el IBCS para diferentes N_{rec} y en cada caso calculamos la incerteza en el estimador de r combinando todas las sub-bandas. La figura 4.6 muestra la normalización de los casos de $\sigma(r)_{N_{\text{rec}}}$ haciendo imágenes espectrales versus el valor de $\sigma(r)_{1 \text{ sub-banda}}$ sin utilización de sub-bandas (caso de telescopio tradicional). Las barras de error salen de simulaciones Monte-Carlo y variando los datos acorde a la diagonal de sus incertezas. Como se espera, se observa una degradación moderada debido a las imágenes espectrales en el sentido que la restricción del valor de r se vuelve menos restringido cuando el número de sub-bandas aumenta. Esta degradación cambia de 25 % a 40 % a 150 GHz y de 10 % a 20 % a 220 GHz cuando el número de sub-bandas va de 2 a 5. El mejor rendimiento se da en la banda de 220 GHz lo cual no es sorprendente debido a la naturaleza multimodos que se da en esa banda.

Este estudio demuestra que realizar imágenes espectrales hasta 5 sub-bandas, a pesar del ruido, es óptimo ya que provee resolución espectral (clave para restringir modelos complejos de contami-

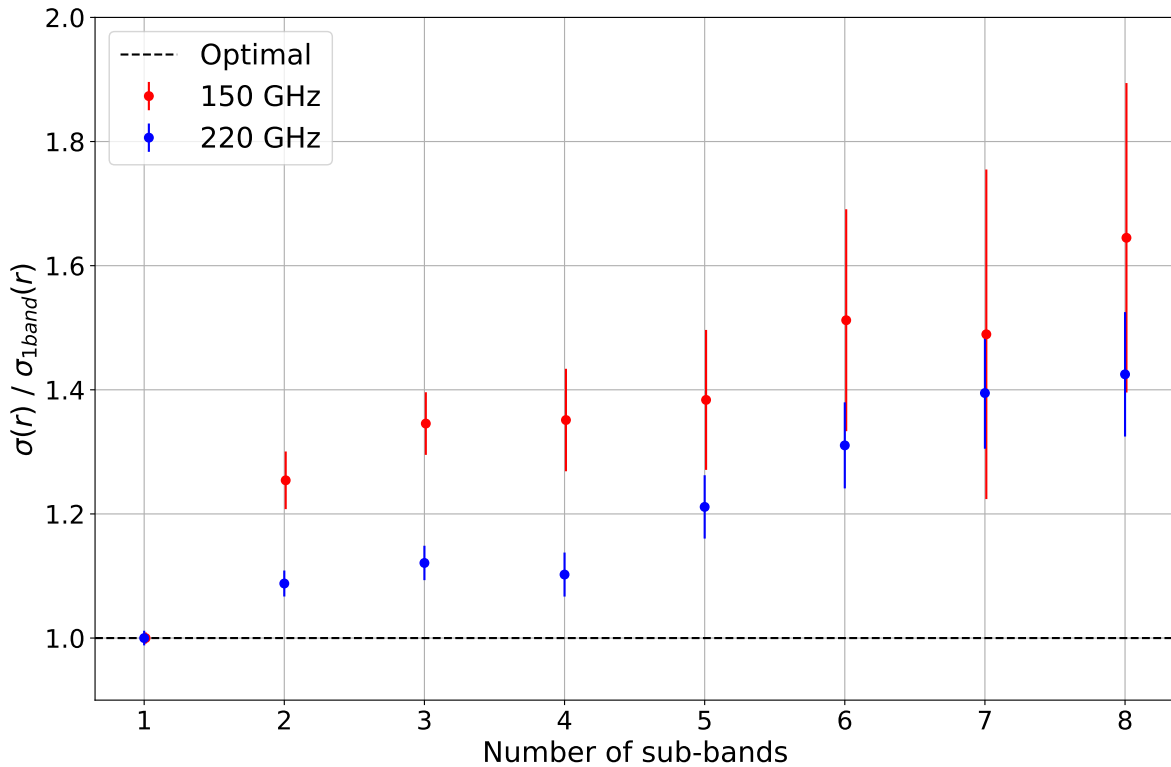


Figura 4.6: Incertezas en el parámetro r (a 68% de nivel de confianza) combinando un número creciente de sub-bandas, normalizado al valor de hacer reconstrucción en una banda, para un cielo con señal de FCR (con efecto de lente gravitacional) y $r = 0$. El lento crecimiento de la incerteza con el número de sub-bandas muestra el moderado comportamiento sub-óptimo de hacer imágenes espectrales y muestra que se pueden realizar hasta 5 sub-bandas con una degradación del 40% a 150 GHz (y sólo 20% de degradación a 220 GHz). Es posible realizar 8 sub-bandas aunque el costo a pagar es más alto por el incremento del ruido.

nantes) por el costo de ruido en niveles aceptables. Más trabajo sobre este aspecto debe realizarse para cuantificar en forma más detallada este efecto.

4.4. Resumen

El ruido instrumental puede dividirse en: ruido blanco y ruido $1/f$. En nuestro caso añadimos ruido a los TOD y está compuesto del NEP de los detectores y el NEP de los fotones. Ambos ruidos se modelan como ruido blanco. Las simulaciones que realizamos no contienen ruido $1/f$ ni fluctuaciones atmosféricas (consideramos una atmósfera estable).

Para estudiar el ruido realizamos simulaciones Monte-Carlo y definimos un mapa de ruido como la diferencia entre las reconstrucciones de mapas con ruido y la reconstrucción de un mapa sin ruido. Para las simulaciones utilizamos la tubería de extremo a extremo y el modelo de polvo `d1` del software `PySM3`. Además utilizamos 15 sub-bandas de entrada para simular la observación e banda ancha (TODs). Calculamos las matrices de covarianza y de correlación entre sub-bandas y parámetros de Stokes. Encontramos que hay una anti-correlación entre sub-bandas adyacentes y que es despreciable el efecto de filtrado entre parámetros de Stokes.

Por otro lado, estudiamos el efecto del ruido instrumental en el espectro de potencias y en particular el IBCS del espectro BB para cuatro sub-bandas de reconstrucción. Para ello utiliza-

mos el simulador rápido desarrollado dentro de la colaboración `FastSimulator`. Encontramos que el auto-IBCS está correlacionado positivamente mientras que el `corss-IBCS` está correlacionado negativamente.

Por un lado, la reconstrucción de imágenes espectrales aporta filtración entre sub-bandas, lo que deteriora la relación señal-ruido además de correlacionar las sub-bandas adyacentes. Por otro lado, la necesidad de obtener información espectral con alta resolución es necesaria para realizar una apropiada separación de componentes (no estudiada en esta Tesis). La optimización del proceso de reconstrucción en imágenes espectrales, proceso que se realiza completamente en la etapa de pos-procesamiento de los datos (una gran ventaja), puede hacerse estudiando la relación entre $\sigma(r)_{N_{\text{rec}}}/\sigma(r)_{N_{\text{rec}}=1}$. Realizando este cociente encontramos que utilizando 5 sub-bandas la reconstrucción es óptima.

Capítulo 5

Reconstrucción píxel a píxel de la SED utilizando imágenes espectrales

Hasta ahora trabajamos con la tubería de QUBIC reconstruyendo mapas completos considerando fuentes puntuales monocromáticas y/o señal astrofísica (FCR, polvo, sincrotrón, etc). En lugar de estudiar el cielo completo, en este capítulo mostramos que QUBIC puede reconstruir el cielo píxel a píxel y obtener la distribución espectral de energía en intensidad y polarización. Además, ajustamos la amplitud e índice espectral para modelos simples del polvo utilizando cadenas de Markov - Monte Carlo considerando la matriz de covarianza entre sub-bandas estudiada en el capítulo 4. Realizamos las simulaciones en forma independiente para las dos bandas anchas físicas: 150 y 220 GHz. Este trabajo se incluye en QUBIC I [2] y QUBIC II [1].

5.1. SED a través de QUBIC

Los efectos sistemáticos y los contaminantes astrofísicos galácticos son los principales desafíos a la hora de medir la señal de los modos B en el FCR. Dentro de la Galaxia no existe ninguna región del cielo que esté libre de radiación contaminante y por lo tanto la única forma de medir la señal deseada es haciendo una apropiada separación de componentes. Para ello es necesario hacer mediciones en un rango que va de algunos GHz hasta algunos cientos de GHz.

Los contaminantes astrofísicos de la polarización están dominados por la emisión sincrotrón, y por la emisión del polvo de la Galaxia, causada por granos magnetizados, calentados por la luz de estrellas y alineados en la dirección del campo magnético de la Galaxia [109]. La distribución espectral de energía (SED) de los electrones de la emisión de sincrotrón se puede describir con una ley de potencias con la frecuencia, caracterizada por un índice espectral $\beta_{\text{synch}} \sim -3$. El polvo se comporta como un cuerpo gris a una temperatura de ~ 19.6 K y una emisividad con índice espectral $\beta_{\text{dust}} \sim 1.59$. Estos parámetros varían en diferentes direcciones del cielo y muestran correlaciones espaciales aún no conocidas.

El escenario es aún más complejo debido a otras emisiones que podrían impactar en la medición del modo B. La emisión anómala de microondas (AME por sus siglas en inglés), por ejemplo, está correlacionada con el polvo y emite a bajas frecuencias como resultado de la rotación de los granos [110]. Además, las líneas de monóxido de carbono (CO) [111] correlacionan con las nubes de gas. Por otro lado, las componentes astrofísicas extra-galácticas son generadas por fuentes en radio e infrarrojo dentro de un rango ancho de frecuencias, entre uno a cientos de GHz, con temperaturas de brillo que pueden decrecer (fuentes de radio) o aumentar (fuentes de infrarrojo) con la frecuencia [112, 113].

Un minucioso análisis de datos de WMAP, Planck y S-PASS llevado a cabo por Krachmalnicoff *et al* [45, 114] mostró que no hay regiones del cielo suficientemente limpias de componentes astrofísicas

que permitan la detección de modos B por debajo de $r = 0.01$. Es más, se puede encontrar una correlación de 10 % entre emisión sincrotrón y polvo en escalas angulares grandes. Esto claramente muestra que es necesario tener en cuenta en forma detallada el comportamiento espectral de las componentes astrofísicas para cualquier experimento que quiera medir los modos B de polarización.

Otro estudio realizado por la colaboración Planck [109] muestra que si $r < 0.05$ no hay región en el espacio de los multipolos y/o en frecuencia donde los modos B cosmológicos sean más brillantes que las componentes astrofísicas, por lo que la incerteza final es dominada por los residuos después de la separación de componentes.

Si, por un lado, el tema de la cobertura y la resolución espacial será abordado por los experimentos CMB Stage-3 [61, 65, 72, 115] y Stage-4 [75], por otro lado, la resolución de frecuencia requiere un enfoque diferente en el diseño del instrumento. Gracias a la habilidad de discriminar sub-bandas en cada banda de frecuencia, QUBIC ofrece una alternativa a otras aproximaciones para la mitigación de contaminantes astrofísicos que proveen información complementaria a la tradicional observación en bandas anchas separadas.

5.2. Perfil de la SED píxel a píxel

En esta sección discutiremos el desempeño científico esperado del QUBIC-TD. El prototipo podrá demostrar la capacidad de hacer imágenes espectrales observando regiones brillantes de la Galaxia y reconstruyendo el espectro de la potencia emitido en intensidad y polarización con una resolución de ~ 4 GHz. La realización de imágenes espectrales en regiones poco brillantes serán posibles con el QUBIC-FI ya que requiere una mayor sensibilidad.

Nuestras simulaciones fueron realizadas sobre una región de observación circular con radio de 15 grados centrado en el centro galáctico $(\ell, b) = (0, 0)$ y compuesto de: (i) emisión de polvo galáctico interestelar, modelo `d1` de PySM3, (ii) emisión sincrotrón, modelo `s1` de PySM3, y (iii) la suma de ambas componentes.

Hemos simulado la observación en banda ancha (25 %) utilizando 15 sub-bandas para las bandas centradas en 150 y 220 GHz. Además, utilizamos 5 sub-bandas para la reconstrucción en cada uno de los canales (150 y 220 GHz). En el panel de la izquierda de la figura 5.1 mostramos un mapa HEALPix ($N_{\text{side}} = 256$) del mapa de entrada convolucionado con la resolución angular del instrumento, mientras que en el panel del centro graficamos la distribución espectral de energía (SED) del píxel marcado con una estrella roja sobre el mapa. Los puntos corresponden a las cinco sub-bandas reconstruidas por QUBIC.

En la imagen de la derecha calculamos el *rms* sobre dos fracciones de cielo respecto a la región observada $f_{\text{region}} = 0.8$ y 0.05 (la máscara sobre los píxeles fue en función del brillo), lo que delimita dos límites inferior y superior de cada rectángulo, respectivamente. La imagen de la derecha muestra este cálculo para el caso de intensidad total y polarización ($P = \sqrt{Q^2 + U^2}$). En ambos casos el rectángulo inferior (azul y verde) se corresponde con el mapa sincrotrón. El rectángulo rojo muestra el *rms* correspondiente al cielo con ambas componentes. El mismo se superpone al cielo que contiene sólo polvo. De la figura podemos apreciar que en la banda de la frecuencia de QUBIC la amplitud del efecto sincrotrón es más de dos órdenes de magnitud menor que la amplitud del polvo, contribuyendo muy poco a la emisión de la intensidad total (en temperatura y en polarización).

Procedimiento de la simulación. Para las simulaciones de esta sección utilizamos el software de simulaciones rápidas llamado `FastSim` y descrito en la sección 4.3. Utilizamos mapas con $N_{\text{side}} = 256$ y luego lo degradamos a $N_{\text{side}} = 64$ para la intensidad total y a $N_{\text{side}} = 8$ para el estudio de la polarización. Al promediar la señal sobre los píxeles el nivel de ruido baja y mejora la señal.

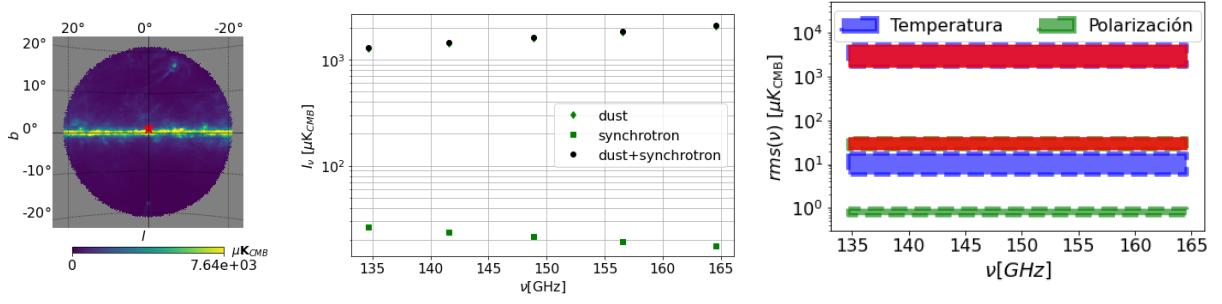


Figura 5.1: *Izq. y centro*: Mapa de intensidad total proyectado por HEALPix del cielo de entrada convolucionado con el haz del instrumento ($N_{\text{side}} = 256$). La estrella roja marca el píxel sobre el que se midió la intensidad de emisión en el panel central. El panel central muestra la SED del cielo de entrada considerando: sólo polvo (rombo verde), sólo sincrotrón (cuadrado verdes que van de $\sim 30 \mu\text{K}$ a 135 GHz a $20 \mu\text{K}$ a 165 GHz) y las dos componentes sumadas (puntos negros). *Der.*: *rms* sobre mapas de temperatura y polarización. Los rectángulos están definidos por la fracción de cielo (sobre la región total observada con radio de 15 grados) utilizada para calcular el *rms*: límite inferior $f_{\text{cielo}} = 0.8$, límite superior $f_{\text{cielo}} = 0.05$. Los rectángulos azules corresponden al *rms* sobre mapas reconstruidos de intensidad total (temperatura) y los rectángulos verdes corresponden al *rms* sobre los mapas de polarización (utilizando $P = \sqrt{Q^2 + U^2}$). En ambos casos los rectángulos superiores son medidas sobre mapas sólo con polvo interestelar mientras que el inferior es para mapas sólo con efecto sincrotrón. Superpuestos a los rectángulos superiores se sitúan los rectángulos rojos, los cuales son determinados a partir del *rms* sobre mapas reconstruidos con componentes de polvo + sincrotrón.

- Modelamos tres cielos para la banda de 150 GHz: uno sólo con polvo interestelar $\mathcal{F}_\nu^{\text{d}}$, uno con sincrotrón $\mathcal{F}_\nu^{\text{s}}$ y uno con ambas componentes $\mathcal{F}_\nu^{\text{s+d}}$;
- Realizamos 100 realizaciones independientes de ruido instrumental \mathcal{N}_ν^r en el espacio de los mapas. Con estos mapas calculamos la matriz de covarianza del ruido $\mathcal{C}_\mathcal{N} = \langle \mathcal{N}_\nu^{r\text{T}} \mathcal{N}_\nu^r \rangle$;
- Cadenas de Markov-Monte Carlo (MCMC). Utilizando un modelo de cuerpo gris para la SED del polvo de la forma

$$I(\nu) = a \times B_\nu(T_{\text{dust}} = 19.6 \text{ K}) \times \left(\frac{\nu}{353 \text{ GHz}} \right)^\beta, \quad (5.1)$$

calculamos el intervalo de confianza recorriendo el espacio de los parámetros (a, β). B_ν es la ley de Planck para un cuerpo negro. El ajuste lo realizamos en cada parámetro de Stokes por separado de los mapas $\mathcal{F}_\nu^{\text{s+d}}$. Para hallar las probabilidades *a posteriori* utilizamos los bloques de la diagonal de la matriz de covarianza entre sub-bandas (ver figura 4.2);

- Para cada parámetro de Stokes calculamos los valores de la intensidad en cada frecuencia utilizando el modelo y cada conjunto de parámetros obtenido de la MCMC,

$$\hat{\mathcal{F}}_\nu^{\text{Xstk } i} = \hat{I}(\nu, a_i, \beta_i),$$

donde i refiere al índice obtenido en una cadena;

- Calculamos el valor medio y su dispersión de las cadenas $\hat{\mathcal{F}}_\nu^{\text{Xstk}}, \sigma_{\mathcal{F}_\nu^{\text{Xstk}}}$;

Para la intensidad en la temperatura tenemos $\hat{\mathcal{F}}_\nu^{\text{I}}, \sigma_{\mathcal{F}_\nu^{\text{I}}}$. En el caso de la polarización, la estimación de la intensidad y el error las calculamos haciendo

$$P(\nu) = \sqrt{(\hat{\mathcal{F}}_\nu^{\text{Q}})^2 + (\hat{\mathcal{F}}_\nu^{\text{U}})^2}, \quad (5.2)$$

$$\sigma_P^2(\nu) = \frac{(\hat{\mathcal{F}}_\nu^{\text{Q}})^2(\sigma_{\mathcal{F}^{\text{Q}}}^2) + (\hat{\mathcal{F}}_\nu^{\text{U}})^2(\sigma_{\mathcal{F}^{\text{U}}}^2)}{(\hat{\mathcal{F}}_\nu^{\text{Q}})^2 + (\hat{\mathcal{F}}_\nu^{\text{U}})^2}, \quad (5.3)$$

En el modelo utilizado para ajustar los datos no consideramos el efecto sincrotrón debido a que, como se muestra en la figura 5.1 el mismo es despreciable frente a la emisión del polvo galáctico en la región considerada para el QUBIC-TD. Esto es luego confirmado observando los resultados obtenidos en las figuras de la 5.2 a la 5.4 donde se ve que la SED de entrada se reobtiene dentro de los márgenes del intervalo de confianza independientemente de la presencia o no del sincrotrón.

Verificamos que la forma del intervalo de confianza no depende del modelo asumido para la exploración MCMC. En efecto utilizamos dos modelos diferentes (polinómico y ley exponencial) obteniendo los mismos resultados. El cálculo se realiza con MCMC y no con simulaciones Monte Carlo porque éstas no son buenas indicadoras de las incertezas debido a la alta anti-correlación entre sub-bandas observada en la matriz de covarianza (ver figura 4.2). En su lugar, exploramos el espacio de parámetros para obtener la amplitud y el índice espectral de un modelo típico de polvo (cuerpo negro modificado, ver Irfan *et al* [116]) considerando la matriz de covarianza entre sub-bandas.

5.2.1. Resultados con QUBIC-TD

En las figuras 5.2 y 5.3 mostramos que podemos reconstruir la SED de la intensidad total de la emisión y la polarización con un año de integración de observación con el QUBIC-TD en la banda de 150 GHz. Más en detalle, en la columna izquierda mostramos la reconstrucción de la SED en un píxel particular con su intervalo de confianza del 68 % junto con el valor de entrada de la SED del polvo, sincrotrón y polvo + sincrotrón. En la columna de la derecha mostramos el mapa reconstruido con una marca roja correspondiente al píxel considerado para calcular la SED. Nuestros resultados muestran que con un año de integración con el QUBIC-TD es posible reconstruir la SED de la emisión del polvo en escalas angulares de ~ 1 grado y resolución en frecuencia de ~ 4 GHz en intensidad total. Además, podemos reconstruir la SED de la emisión del polvo en la polarización en escalas angulares más grandes (~ 7 grados) cercano al plano galáctico, donde la intensidad de la señal es mayor.

5.2.2. Resultados con QUBIC-FI

Ahora realizamos el mismo ejercicio que en la sección anterior, pero con la sensibilidad esperada para el QUBIC-FI y los dos planos focales (150 y 220 GHz). Exploramos nuestra habilidad de restringir la SED del polvo independientemente en las dos bandas físicas de QUBIC. En la figura 5.4 mostramos los resultados en intensidad total y polarización para un año de integración temporal de la observación apuntando al centro galáctico y tres años al parche de QUBIC centrado en $(\alpha, \delta) = (0, -57)$.

Notar que en ambos casos, QUBIC-TD y QUBIC-FI, la resolución angular mejora con la frecuencia (mejor resolución angular a frecuencias altas) y este efecto no se aprecia en los puntos ni en las regiones de confianza de las figuras. Estos resultados muestran que con QUBIC-FI y las imágenes espectrales somos capaces de medir la SED de emisión en las dos bandas en forma independiente, tanto para la intensidad total y la polarización, no sólo en el plano galáctico (donde la señal es más intensa), sino en el parche en donde se buscarán los modos B. Este enfoque permitirá

restricciones más sólidas de la forma real de la SED de las componentes astrofísicas, incluidas posibles variaciones dentro de una única banda ancha del índice espectral de polvo sin depender de extrapolaciones entre frecuencias distantes.

Como resultado este análisis no puede ser interpretado como la medición del índice espectral del polvo, el cual requiere un análisis más detallado incluyendo el perfil del haz sintético para inferir las propiedades del polvo en cada pixel del cielo. Este estudio está realizándose dentro de la colaboración.

5.3. Resumen

En este capítulo hemos demostrado que QUBIC tiene la capacidad de reconstruir la distribución espectral de energía del polvo en píxeles individuales para mapas de intensidad y polarización. Lo realizamos para el QUBIC-FI con 3 años de integración, en ambos planos focales (150 y 220 GHz) en regiones galácticas de alta (centro galáctico) y baja intensidad (región BICEP). Además, mostramos también que podemos hacerlo utilizando el QUBIC-TD (1 año de integración) en la banda de 150 GHz y región de alta intensidad (centro galáctico). Para eso utilizamos mapas con señal de polvo interestelar y efecto sincrotrón y realizamos cadenas de MCMC para explorar el espacio de parámetros utilizando un modelo de polvo con dos parámetros libres: a y β . Como resultado de la reconstrucción, reobtuvimos la SED de entrada y su región de confianza, calculadas a partir de las matrices de covarianza entre sub-bandas (estudiadas en el capítulo 4).

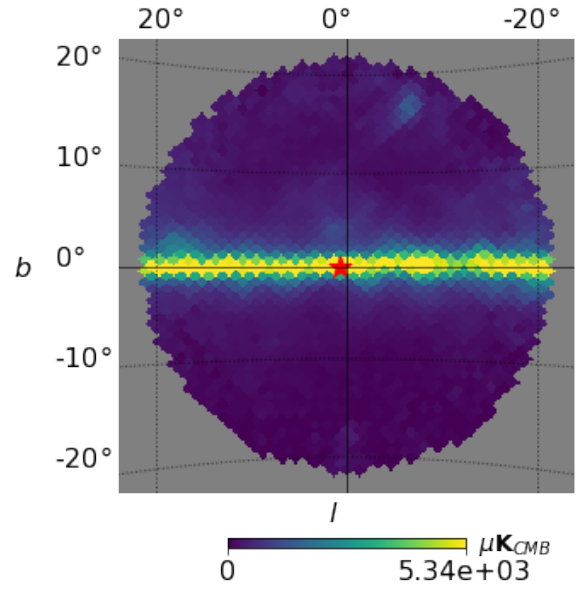
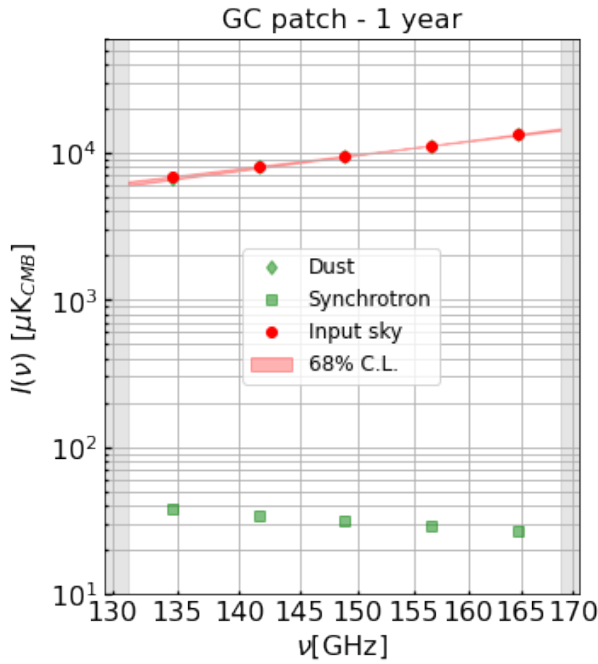
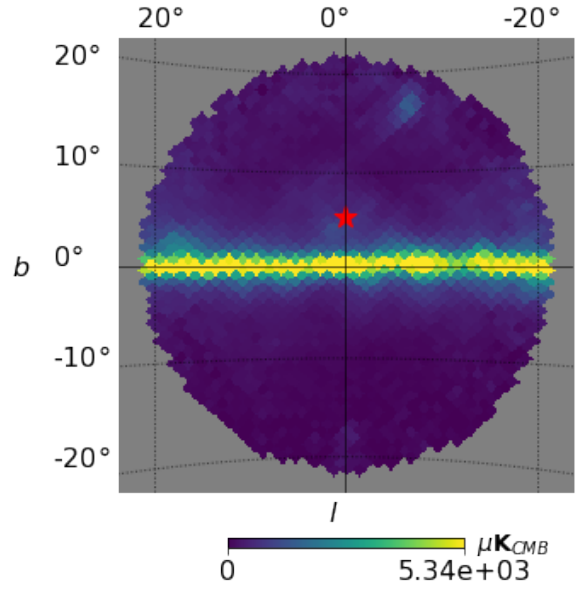
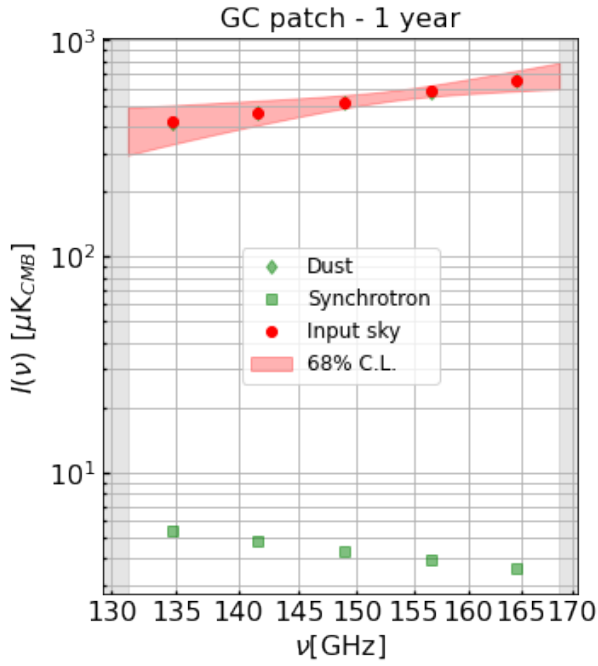


Figura 5.2: Reconstrucción de la SED de la intensidad del polvo interestelar con el QUBIC-TD en la banda de 150 GHz. Las dos filas muestran el resultado en dos píxeles (~ 1 grado - $N_{\text{side}} = 64$) en diferentes regiones de la galaxia: sobre el plano galáctico y algunos grados apartados de él. En la columna de la izquierda mostramos la intensidad de entrada para los píxeles marcados en rojo y la región de confianza del 68%. La columna de la derecha muestra los mapas reconstruidos. Los mapas están en coordenadas galácticas, centradas en (0, 0) con una grilla equi-espaciada en latitud y longitud de 10 y 20 grados respectivamente. Para más detalles ver el texto.

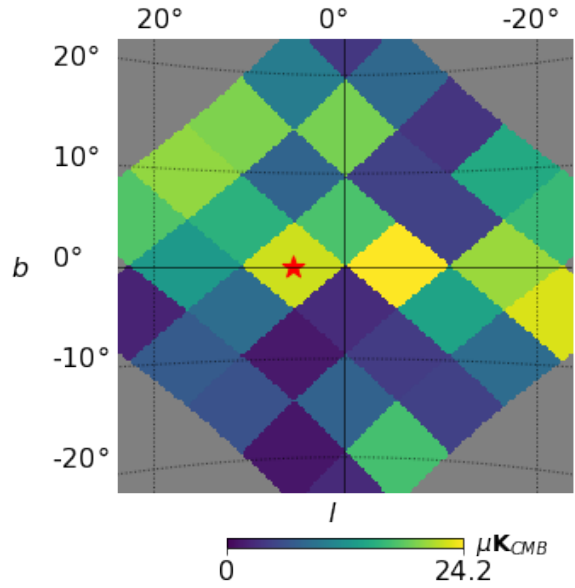
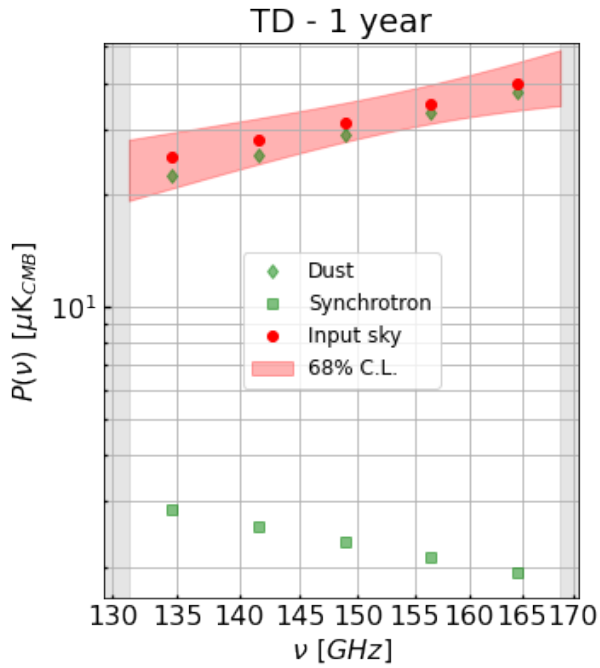
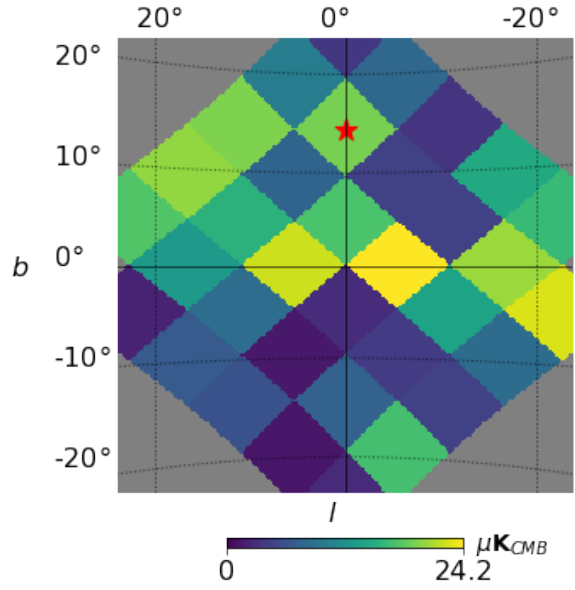
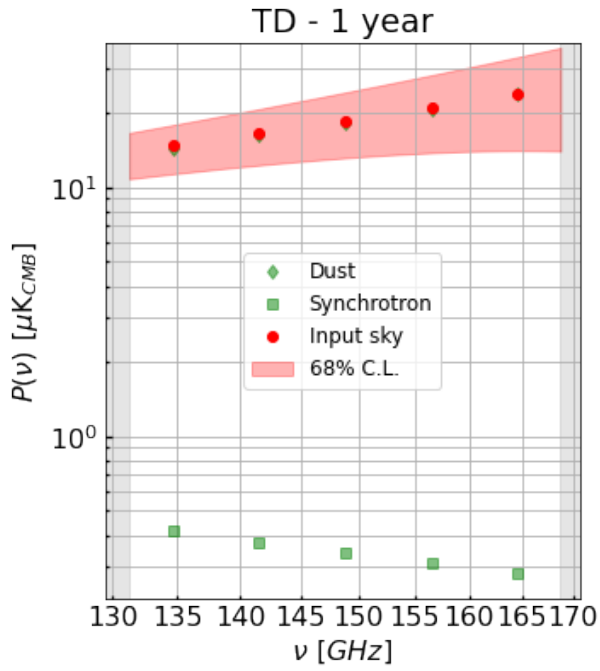


Figura 5.3: Reconstrucción de la SED de la polarización del polvo interestelar con el QUBIC-TD en la banda de 150 GHz. Las dos filas muestran el resultado en dos píxeles (~ 7.3 grado - $N_{\text{side}} = 8$) en diferentes regiones de la galaxia: sobre el plano galáctico y algunos grados apartados de él. En la columna de la izquierda mostramos la intensidad de entrada para los píxeles marcados en rojo y la región de confianza del 68%. La columna de la derecha muestra los mapas reconstruidos. Los mapas están en coordenadas galácticas, centradas en (0, 0) con una grilla equi-espaciada en latitud y longitud de 10 y 20 grados respectivamente. Para más detalles ver el texto.

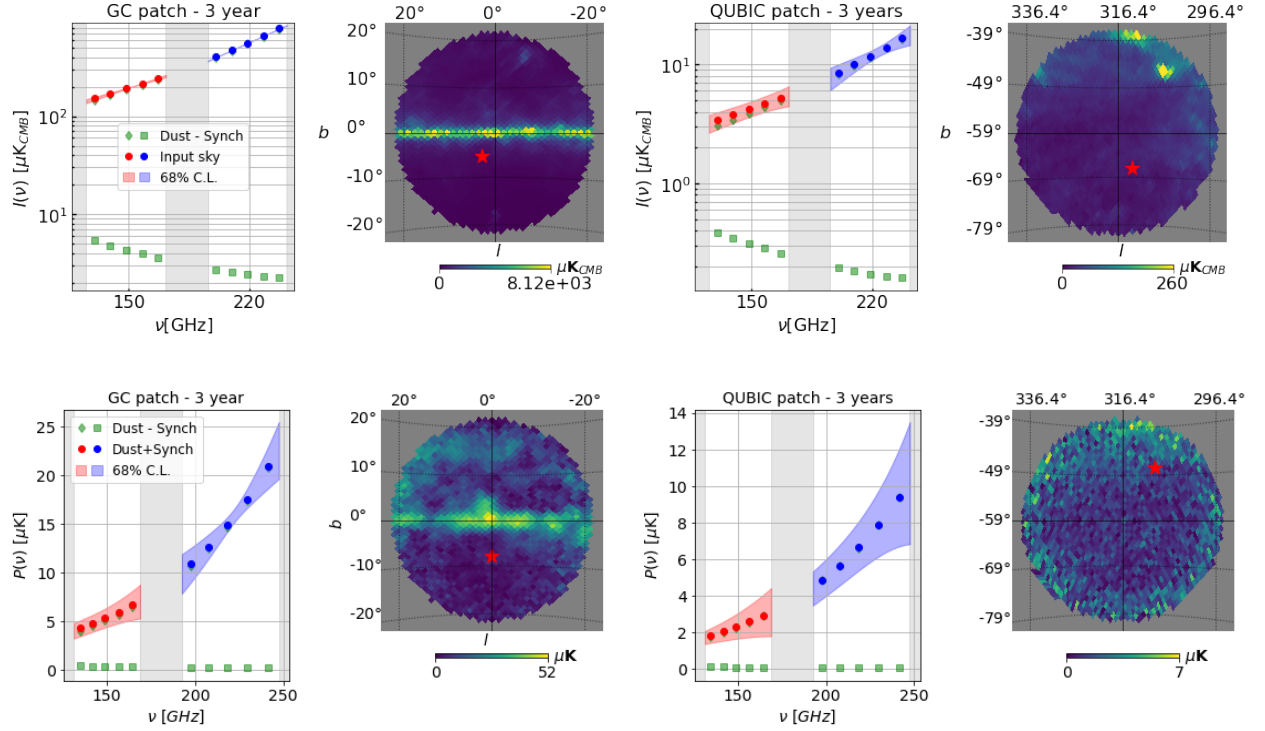


Figura 5.4: Resultado de nuestro pronóstico en la determinación de la SED con QUBIC-FI utilizando imágenes espectrales con 5 sub-bandas determinada en forma independiente para cada banda ancha física (150 y 220 GHz en rojo y azul respectivamente). Las zonas grises se corresponden con el rango de frecuencias no observado, fuera de las bandas físicas. Arriba: Intensidad total, abajo: polarización ($P = \sqrt{Q^2 + U^2}$). En ambos casos utilizamos el modelo de ajuste de la ecuación 5.1). Observaciones al cielo con un año de integración centrado en el centro galáctico se muestran en la columna izquierda mientras que la columna derecha muestra observaciones con tres años de integración en el parche de QUBIC [0,-57 deg] (coordenadas galácticas). Los puntos rojos muestran la SED del mapa de entrada convolucionado con la resolución de QUBIC, las regiones en color claro (rojo y azul) marcan los intervalos de confianza del 68% en nuestras predicciones. En cada caso, el pixel correspondiente en el mapa reconstruido es marcado con una estrella roja sobre el mapa. Utilizamos $N_{\text{side}} = 64$ correspondiente a pixeles de ~ 1 grado. Los mapas poseen una grilla que marca intervalos de 10 y 20 grados en latitud y longitud, respectivamente.

Capítulo 6

Imágenes espectrales utilizando datos reales de QUBIC-TD

En los capítulos anteriores abordamos los aspectos teóricos de un interferómetro bolométrico y demostramos la capacidad que tiene para realizar imágenes espectrales utilizando simulaciones de fuentes puntuales como así también de un cielo simulado con FCR, polvo galáctico, efecto sincrotrón, entre otros. También, a partir de las simulaciones aportamos información sobre la resolución angular y en frecuencia que posee un instrumento con las características de QUBIC. En este capítulo demostramos la capacidad espectral del instrumento utilizando datos reales de calibración obtenidos durante las campañas de observación en el instituto APC de París durante el año 2019. Además reconstruimos por primera vez las imágenes espectrales de una fuente puntual monocromática.

Durante los últimos tres años la colaboración logró montar un prototipo a pequeña escala del instrumento final (QUBIC-FI): el demostrador tecnológico de QUBIC o QUBIC-TD, y comenzar la toma de datos para su calibración. La versión final de este prototipo contiene todas las componentes ópticas del instrumento final, aunque no con las mismas dimensiones (ver capítulo 2). La idea del prototipo QUBIC-TD es demostrar que la técnica de la interferometría bolométrica funciona.

Para realizar la reconstrucción de mapas con datos reales, se realizaron un conjunto de escaneos de una fuente puntual monocromática ajustable en frecuencia. Para la reconstrucción utilizamos una tubería basada en aquella utilizada para las simulaciones pero con adaptaciones por estar utilizando datos reales y no simulaciones.

Este trabajo puede dividirse en los siguientes puntos a fin de entender en detalle el procedimiento realizado, las aproximaciones y las adaptaciones de la tubería. Los momentos para la reconstrucción de la fuente puntual pueden mencionarse como:

1. Escaneo de fuente puntual \rightarrow TOD crudos
2. Pre procesamiento de los TOD crudos \rightarrow TOD limpios
3. Preparación para la reconstrucción de la fuente puntual:
 - Implementar la estrategia de apuntamiento utilizada durante el escaneo;
 - Simular un instrumento policromático QUBIC con las características del QUBIC-TD: número de detectores, número de elementos de interferometría, haz primario y sintético, etc;
 - En el caso **ideal**, una vez configurado el instrumento y el apuntamiento, la posición, amplitud y resolución de los picos de los mapas de haz sintético en cada detector quedan definidos para usar en la deconvolución y reconstrucción de la fuente puntual.

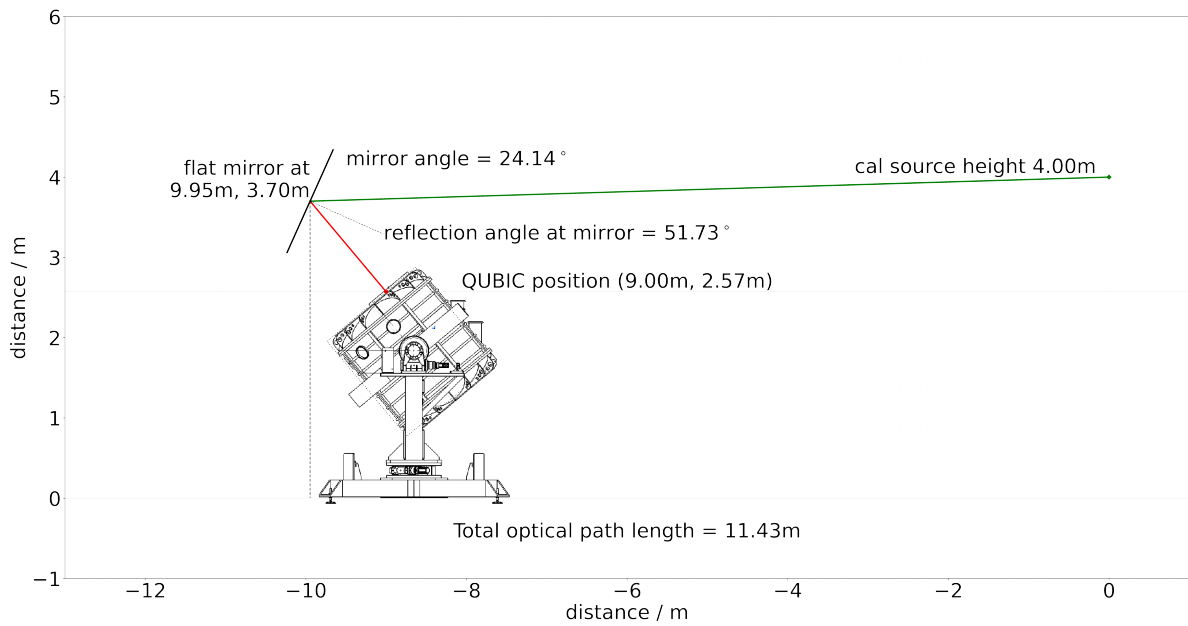


Figura 6.1: Esquema de la disposición del instrumento respecto a la fuente puntual en el laboratorio del APC donde se realizaron los escaneos de la fuente puntual. Figura extraída de Torchinsky *et al* [3]

En el caso **real** utilizamos los mapas de haz sintéticos de cada detector para ajustar los parámetros de los picos y utilizar los valores reales de posición \mathbf{r}_p , amplitud A_p y resolución FWHM_p de los picos en la reconstrucción.

4. Reconstrucción de la fuente puntual en imágenes espectrales.

La primera etapa de calibración del QUBIC-TD fue llevada adelante en los laboratorios del instituto de *Astro Particle et Cosmologie* (APC), en Paris. Para su calibración se montó una fuente puntual en el campo lejano del instrumento. La fuente puntual es monocromática (con un ancho de banda de 144 Hz) cuya frecuencia de emisión puede ajustarse entre 130 a 170 GHz. La disposición del instrumento respecto a la fuente puntual se muestra en la figura 6.1. La fuente puntual artificial apunta a un espejo que direcciona el haz hacia la ventana del crióstato de QUBIC.

La adquisición produce largas líneas temporales en las que, para cada instante de tiempo se registran: el tiempo (GPS), las coordenadas a las que apunta la plataforma y un conjunto de datos de la configuración del instrumento (corriente en cada detector, temperatura de los sub-sistemas, configuración de la fuente puntual, etc).

QUBIC-TD posee 256 píxeles de los cuales 8 son utilizados como termómetros, lo que da un total de 248 píxeles o detectores con datos de ciencia. Para cada detector, luego de un escaneo entero, tenemos un mapa de haz sintético, lo que da un total de 1240 mapas del haz sintético si consideramos cinco escaneos diferentes, para cinco frecuencias diferentes de la fuente puntual.

Para cada escaneo la fuente de calibración fue modulada con un período de 1 segundo con un perfil sinusoidal, y la señal en los TES fue demodulada en el pos procesamiento.

Escaneamos la fuente mediante un apuntamiento alta-acimutal, a elevación fija y variando el acimut entre -25° y $+25^\circ$, luego se cambia la elevación en 0.2° y se escanea nuevamente en acimut entre $+25^\circ$ a -25° . Cada escaneo acimutal toma aproximadamente 8 minutos y cada escaneo entero se completa en 22 horas y 30 minutos. El mapeo completo de los haces sintéticos se realizó mediante un *script* a través del software de control del instrumento QUBIC, *QubicStudio*.

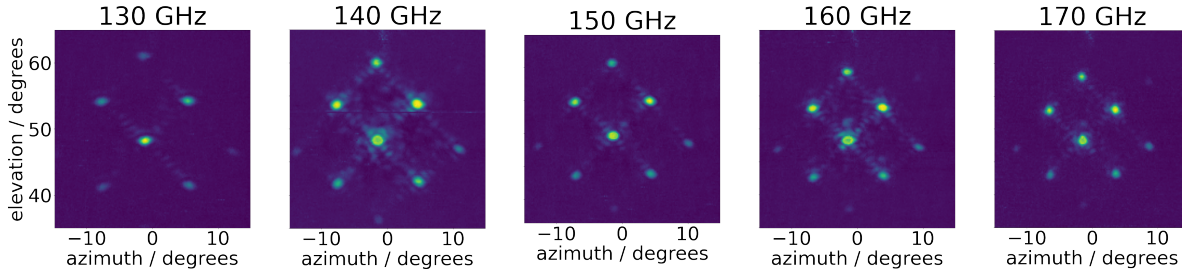


Figura 6.2: Mapas de haz sintéticos medidos para un detector cercano al eje óptico del sistema. Se muestra el haz sintético para 130, 140, 150, 160 y 170 GHz.

Realizamos el escaneo de la fuente puntual para cinco frecuencias entre 130 y 170 GHz a paso de 10 GHz. En Torchinsky *et al* [3] se presenta el análisis correspondiente al caso particular en que $\nu_{\text{in}} = 150$ GHz y será el caso testigo en este capítulo.

Configurada la fuente puntual en 150 GHz y realizado el escaneo de la fuente, obtenemos lo que se denomina los TOD crudos. El proceso que se le realiza a los datos es una demodulación para producir los TOD limpios. El resultado de la campaña de medición del haz dio como resultado un haz sintético para cada detector y para cada frecuencia. En total se contabilizaron 5 (cada frecuencia) \times 244 (detectores) mapas. En los mapas se observan los picos primarios y secundarios (hasta primer orden de difracción).

La figura 6.2 muestra el haz sintético medido para un detector del plano focal cercano al centro del eje óptico del sistema. Se observa, en todos los casos, que la grilla sobre la cual se sitúan los picos se hace cada vez más estrecha a medida que la frecuencia aumenta. Esta observación es predicha en los modelos analíticos del haz sintético para QUBIC (ver capítulo 2).

6.1. Reconstrucción

El haz sintético para cada bolómetro es modelado en forma realista utilizando una serie de Gaussianas cuya amplitud, ancho y ubicación son ajustadas a partir de los mapas medidos del haz sintético en cada bolómetro (ver figura 6.2). Para realizar el ajuste consideramos una proyección plana de los mapas. Las mediciones en acimut están corregidas por el coseno de la elevación en cada escaneo. Por otro lado asumimos que la evolución en frecuencia del haz sintético escala linealmente con la longitud de onda. Aplicamos el algoritmo de reconstrucción en imágenes espectrales utilizando 26 bolómetros no saturados. Somos capaces de reconstruir un mapa artificial de una fuente puntual artificial de calibración así como su ubicación espacial y en frecuencia. En la figura 6.3 mostramos la reconstrucción en cinco sub-bandas. La forma esperada de la fuente puntual es claramente visible en la sub-banda central, lo cual se corresponde con la frecuencia de emisión de la fuente puntual en 150 GHz.

La fuente tiene una señal débil en las sub-bandas adyacentes, y no es visible en las sub-bandas más alejadas de la sub-banda central. En la figura 6.4 mostramos la amplitud detectada en el pixel central como función de la frecuencia. Las mediciones en rojo son comparadas con los valores esperados (azul). La forma esperada es una Gaussiana centrada en $\nu = 150$ GHz con un FWHM igual a $\frac{\nu}{P-1}$ como fue explicado en los capítulos 2 y 3. Los datos fueron adquiridos con el QUBIC-TD, el cual posee un arreglo de EI de 8×8 por lo que $P = 8$. Un término de media global y la amplitud de la Gaussiana fueron ajustados a los datos. Las barras de error fueron calculadas de forma muy conservativa.

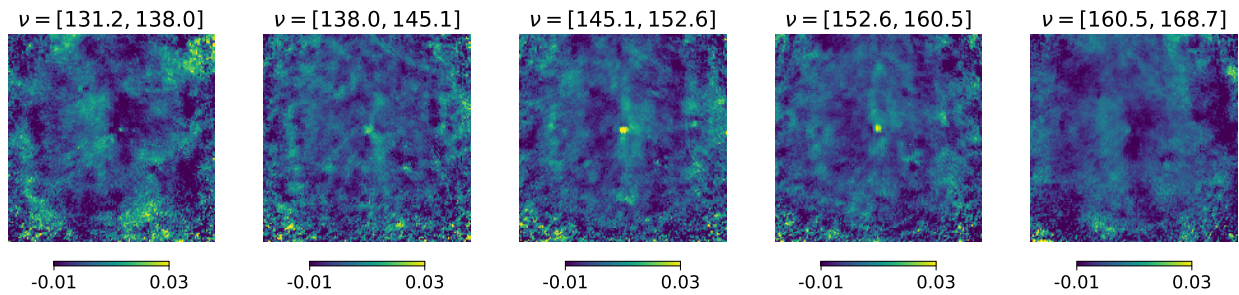


Figura 6.3: Proyección en el cielo de la reconstrucción de la fuente puntual emitiendo a 150 GHz utilizando los datos de calibración. Para realizarlo utilizamos nuestro software que deconvoluciona los mapas de haz sintético en cada bolómetro y separa la banda física del instrumento en cinco sub-bandas.

6.2. Resumen

Un resultado extremadamente importante durante el desarrollo de mi Tesis doctoral fue la demostración de las capacidades espectrales de QUBIC utilizando datos reales (fuente de calibración artificial) durante la caracterización inicial de QUBIC en el APC. Una característica de un interferómetro bolométrico es el haz sintético complejo que posee: un pico principal y la réplica o picos secundarios separados espacialmente. Además, dicha separación cambia con la frecuencia. La reconstrucción de las imágenes espectrales a partir de un sólo TOD requiere un conocimiento preciso de la ubicación y amplitud de los picos. Para esta Tesis realizamos un modelo de la estrategia de apuntamiento real, y realicé una adaptación de software de reconstrucción (`qubicsoft`) para utilizar el ajuste de la posición y picos del haz sintético medido junto con la estrategia real de apuntamiento. Este trabajo fue realizado en colaboración con Jean-Christophe. La reconstrucción de la fuente puntual monocromática en cinco sub-bandas es un gran paso ya que demuestra la capacidad de realizar imágenes espectrales con QUBIC.

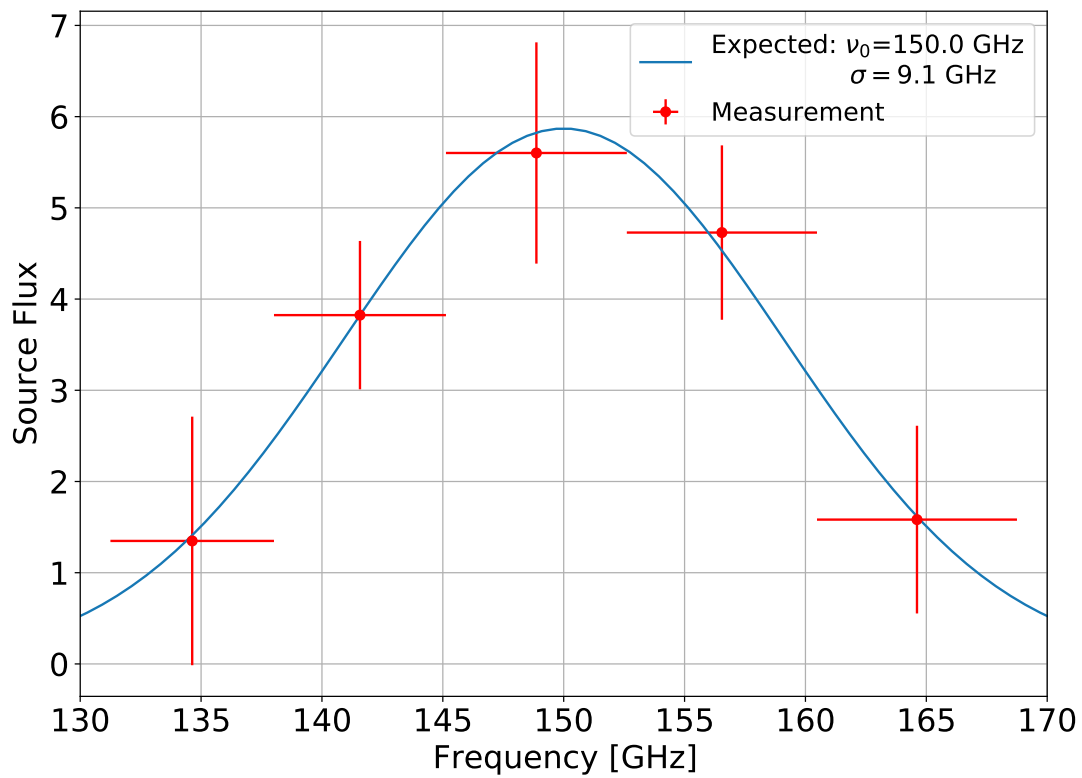


Figura 6.4: Medición del flujo de la fuente en las sub-bandas reconstruidas. En rojo mostramos las mediciones (realizadas mediante fotometría de apertura) y las comparamos con los valores espectrales esperados. La forma esperada de la Gaussiana centrada en $\nu = 150$ GHz y con un FWHM igual a $\frac{\nu}{P-1}$ con $P = 8$ para el QUBIC-TD. Una media global y la amplitud de la Gaussiana fueron ajustados utilizando los datos.

Capítulo 7

Conclusiones y discusiones

Actualmente los instrumentos que intentan medir los modos B de polarización del FCR alcanzaron una restricción en el valor del parámetro tensor-escalar de $r < 0.036$ [55]. QUBIC ofrece una nueva forma de observar los modos B primordiales a partir de la interferometría bolométrica. El diseño actual del instrumento permitirá operar con resoluciones de $\sim 0.5^\circ$, lo que se corresponde con un rango de multipolos entre $\ell = 40 - 400$ tomando en cuenta el ruido instrumental.

QUBIC está diseñado para mitigar los efectos sistemáticos del instrumento a partir de la auto-calibración del mismo. Esto es, utilizar la interferencia entre sus elementos de interferometría para construir líneas de base equivalentes y caracterizar las diferencias registradas y así ajustar mejor los parámetros instrumentales, la ganancia de los detectores y la transmisibilidad de las componentes ópticas. Además, el complejo haz sintético tiene la característica de que cambia con la frecuencia. Esto significa que es posible reconstruir mapas en sub-bandas, o imágenes espectrales, en la etapa de pos-procesamiento de los datos y dentro de la banda ancha física que utiliza para observar, siendo la banda de 150 GHz (25 % ancho de banda) para el QUBIC-TD y 150 y 220 GHz para el QUBIC-FI. Esta Tesis se enfocó en el estudio de la capacidad de hacer imágenes espectrales del interferómetro bolométrico con un diseño como el de QUBIC. Nuestra contribución particular permitió la caracterización de la señal filtrada entre sub-bandas a partir de simulaciones de fuentes puntuales y de regiones extendidas. Además, participamos activamente del desarrollo de paquetes que permitan analizar las simulaciones realizadas para estudiar el ruido en los mapas.

En esta Tesis presentamos el diseño del instrumento, caracterizamos los sub-sistemas que lo componen y abordamos los aspectos matemáticos de la técnica de imágenes espectrales. Complementamos este abordaje matemático con ejemplos sencillos que permiten ilustrar el funcionamiento y caracterizar el tipo de señal. En ese sentido, estudiamos la reconstrucción de fuentes puntuales y con ello la capacidad de reobtener la evolución de la resolución según la sub-banda reconstruida. Por otro lado definimos la función de dispersión de puntos espectral sintética, la FPSF. Es la primera vez que se define esta función para un interferómetro bolométrico y permitió que comparemos su definición teórica (a partir de la dispersión Rayleigh, modelo Gaussiano) con la obtenida a partir de las simulaciones y el apartamiento del instrumento ideal.

Por otro lado, demostramos la habilidad que posee QUBIC de aumentar la resolución espectral con respecto a la banda ancha física observada en la reconstrucción de cielos con emisión de polvo Galáctico tanto a nivel de las regiones completas como de píxeles individuales. Estudiamos el comportamiento del ruido instrumental a nivel del mapa y de los espectros de potencia. Gracias a esto, fue posible caracterizar las matrices de covarianza del instrumento, mostrando una anti-correlación entre las sub-bandas adyacentes. Esto permitió realizar cadenas de Markov-Monte-Carlo para explorar el espacio de parámetro de los modelos de polvo en el estudio píxel a píxel de los mapas de intensidad en temperatura y polarización. La pérdida de información estadística a partir de la división de la señal (linealmente dependiente y por ello el aumento de ruido al separar en sub-

bandas) afecta el rendimiento en la determinación del parámetro r . Demostramos en este trabajo de Tesis y también publicado en QUBIC II [1] que ese incremento de ruido al separar en sub-bandas es moderado al hacerlo en hasta cinco sub-bandas.

La técnica de imágenes espectrales permite tener resolución espectral sin la necesidad de extrapolar datos entre bandas distantes (como lo hacen los instrumentos actuales), lo cuál permitiría observar comportamientos no triviales en el comportamiento espectral de los contaminantes en la línea de visión. En particular, escenarios donde el polvo exhibe niveles de decorrelación entre bandas separadas, o con índices espectrales no constantes, sería imposible identificarlos con las observaciones usuales en banda ancha. Esta posibilidad está siendo estudiada en detalle dentro de la colaboración.

A futuro hay varias líneas de acciones a desarrollar, entre ellas hay dos en las que planifico seguir contribuyendo:

- la técnica de auto-calibración para reducir los efectos sistemáticos del instrumento estudiando las franjas de interferencia producidas por elementos de interferometría con igual línea de base. L. Mousset en su Tesis Doctoral adaptó al diseño actual el trabajo de M.-A. Bigot-Sazy [85] sobre la auto-calibración;
- implementar la FPSF sintética a la tubería de simulaciones de QUBIC (`qubicsoft`). En los últimos tiempos dentro de la colaboración, y posterior a la publicación de QUBIC II, J.Ch. Hamilton desarrolló una aproximación semi-analítica basada en Bolton, Schlegel [117].

QUBIC espera ser instalado en el sitio de observación en los próximos meses. Al momento de escritura de esta Tesis (Junio 2022), el instrumento se encuentra en el laboratorio de integración que posee ITeDA en Salta. El instrumento ya se encuentra operativo y tomando nuevos datos para su completa calibración.

Apéndice A

Proyección sobre el plano de un mapa HEALPix

HEALPix es un software que permite obtener la proyección de una esfera sobre un plano con diferente tipo de proyecciones. En nuestro caso, realizamos mediciones y visualización de datos en el plano sobre una proyección Gnomonic. Esta proyección se caracteriza por:

- Todos los meridianos y el Ecuador son líneas rectas,
- Todos los paralelos, excepto el Ecuador y polos, son elipses, parábolas o hipérbolas,
- No posee regiones con igual área o transformaciones conformes,
- Todos los círculos máximos se proyectan como líneas rectas,
- Dado un centro se puede proyectar menos que un hemisferio completo,
- El único punto que no se distorsiona es el centro,
- A partir del centro se modifica/distorsiona rápidamente,
- Las direcciones a partir del centro son reales.

Necesitamos saber si la aproximación realizada es conveniente o puede llevar a errores grandes en la determinación de las cantidades físicas calculadas a partir de la proyección plana de la proyección esférica.

Tomamos un campo de visión del cielo \mathcal{A} centrado en la dirección del vector unitario $\vec{n}_0 = (\theta_0, \phi_0)$ con un tamaño arbitrario pero suficientemente grande (~ 20 grados). Si consideramos el vector unitario con dirección arbitraria $\vec{n} = (\theta_n, \phi_n)$ permite definir un vector \vec{r} en la misma dirección pero contenida en el plano tangente Π haciendo $\vec{r} = R \vec{r}_n(\theta_n, \phi_n)$, donde $\vec{r}_n = (\sin \theta_n \cos \phi_n, \sin \theta_n \sin \phi_n, \cos \theta_n)$. La figura A.1 muestra a izquierda el planteo en 3-dimensiones mientras que en la imagen de la derecha mostramos un corte a lo largo del círculo máximo que contiene las dos direcciones \vec{n}_0 y \vec{n} .

Para estimar la diferencia entre ambas proyecciones utilizaremos dos definiciones de ángulos polares diferentes:

1. el ángulo polar entre \vec{n}_0 y \vec{n} medido sobre la esfera unitaria desde la dirección \vec{n}_0 , θ , y,
2. el ángulo polar entre \vec{n}_0 y la proyección de \vec{n} sobre el plano tangente Π , θ' .

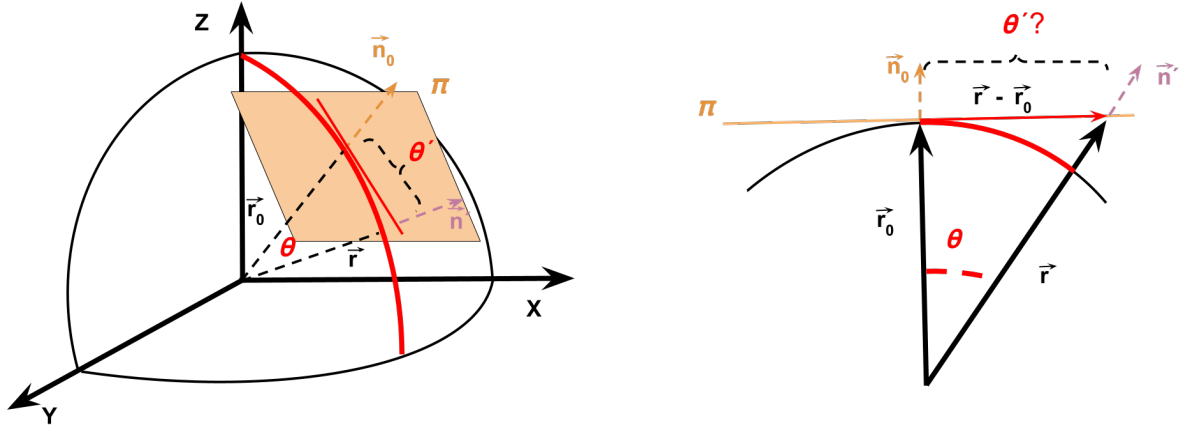


Figura A.1: Izq.: Esquema tridimensional. En naranja se muestra el plano tangente Π a la esfera en la dirección \vec{n}_0 . θ es la apertura angular entre la dirección \vec{n} y \vec{n}_0 y θ' es distancia lineal sobre el plano tangente entre la dirección \vec{n}_0 y la proyección sobre el plano de la dirección \vec{n} . Para hallarla utilizamos un escaleo definiendo $\vec{r} = R \vec{r}_n(\theta, \phi)$ Der.: Corte sobre el círculo máximo que pasa a través de las dos direcciones. El segmento de línea rojo representa la distancia lineal entre las dos direcciones consideradas.

El objetivo es calcular la diferencia entre ambos ángulos. Para el caso **1** obtenemos θ a partir de la definición de producto escalar entre dos vectores unitarios

$$\vec{n}_0 \cdot \vec{n} = |\vec{n}_0| |\vec{n}| \cos \theta.$$

Para el caso **2** el cálculo de θ' no es directo. Para ello calculamos el plano tangente a partir del producto escalar entre su vector normal \vec{a}_Π y un vector contenido en el plano \vec{v}_Π , haciendo $\vec{a}_\Pi \cdot \vec{v}_\Pi = 0$. En nuestro caso $\vec{a}_\Pi = \vec{n}_0$ y $\vec{v}_\Pi = \vec{r} - \vec{r}_0$, quedando

$$\vec{n}_0 \cdot (\vec{r} - \vec{r}_0) = 0.$$

Por lo tanto buscamos el valor de la amplitud R que hace que el vector \vec{r} pertenezca al plano Π . Una vez obtenido este vector simplemente calculamos la distancia lineal utilizando la resta de las dos posiciones sobre el plano, es decir $\theta' = |\vec{v}_\Pi - \vec{r}_0|$.

En la figura **A.2** mostramos un mapa arbitrario con dos regiones resaltadas. En azul se muestra la región en que la diferencia $\theta' - \theta$ es menor que la mitad del tamaño de un píxel. Esta región posee un radio de 10.8 grados. En rojo mostramos la región en que la diferencia es entre medio y un píxel con radio hasta 12.3 y por último el anillo externo (verde) muestra la región donde la diferencia es entre un píxel y 4.5 veces el tamaño de un píxel y posee un radio externo de 19.65 grados.

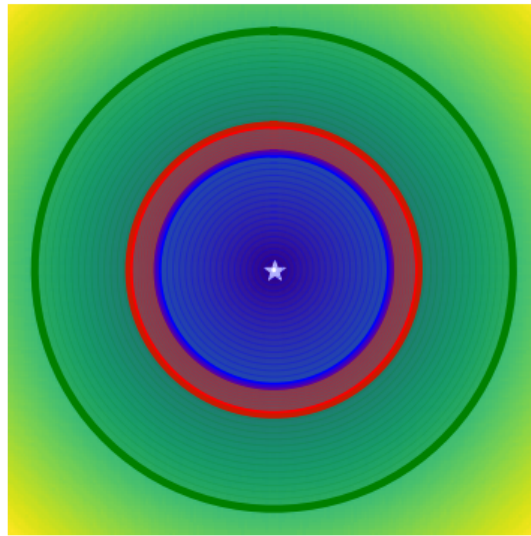


Figura A.2: Los anillos azul, rojo y verde delimitan las regiones en donde las diferencias entre la proyección esférica y la plana son menores a medio píxel, entre medio y un píxel y entre un píxel y 4.5 píxeles respectivamente. Los radios son: 10.8, 12.3 y 20 grados. Este cálculo está realizado con $N_{\text{side}} = 256$ lo que equivale a una resolución de 0.23 grados. La estrella blanca marca la dirección \vec{n}_0 sobre la cual calculamos el plano tangente Π a la esfera. En promedio las diferencias, en cada región y yendo de la azul a la verde, se corresponden con hasta 1 píxel, 3 píxeles y 9 píxeles en la determinación de la posición o 0.05, 0.15 y 0.5 grados.

Bibliografía

- [1] L. Mousset, M. M. Gamboa Lerena, E. S. Battistelli, P. de Bernardis, P. Chanial, G. D’Alessandro, G. Dashyan, M. de Petris, L. Grandsire, J. C. Hamilton, F. Incardona, S. Landau, S. Marnieros, S. Masi, A. Mennella, C. O’Sullivan, M. Piat, G. Ricciardi, C. G. Scóccola, M. Stolpovskiy, A. Tartari, J. P. Thermeau, S. A. Torchinsky, F. Voisin, M. Zannoni, P. Ade, J. G. Alberro, A. Almela, G. Amico, L. H. Arnaldi, D. Auguste, J. Aumont, S. Azzoni, S. Banfi, A. Baù, B. Bélier, D. Bennett, L. Bergé, J. P. Bernard, M. Bersanelli, M. A. Bigot-Sazy, J. Bonaparte, J. Bonis, E. Bunn, D. Burke, D. Buzi, F. Cavaliere, C. Chapron, R. Charlassier, A. C. Cobos Cerutti, F. Columbro, A. Coppolecchia, G. de Gasperis, M. de Leo, S. Dheilly, C. Duca, L. Dumoulin, A. Etchegoyen, A. Fasciszewski, L. P. Ferreyro, D. Fracchia, C. Franceschet, K. M. Ganga, B. García, M. E. García Redondo, M. Gaspard, D. Gayer, M. Gervasi, M. Giard, V. Gilles, Y. Giraud-Heraud, M. Gómez Berisso, M. González, M. Gradziel, M. R. Hampel, D. Harari, S. Henrot-Versillé, E. Jules, J. Kaplan, C. Kristukat, L. Lamagna, S. Loucatos, T. Louis, B. Maffei, S. Mandelli, W. Marty, A. Mattei, A. May, M. McCulloch, L. Mele, D. Melo, L. Montier, L. M. Mundo, J. A. Murphy, J. D. Murphy, F. Nati, E. Olivieri, C. Oriol, A. Paiella, F. Pajot, A. Passerini, H. Pastoriza, A. Pelosi, C. Perbost, M. Perciballi, F. Pezzotta, F. Piacentini, L. Piccirillo, G. Pisano, M. Platino, G. Polenta, D. Prêle, R. Puddu, D. Rambaud, E. Rasztocky, P. Ringegni, G. E. Romero, J. M. Salum, A. Schillaci, S. Scully, S. Spinelli, G. Stankowiak, A. D. Supanitsky, P. Timbie, M. Tomasi, C. Tucker, G. Tucker, D. Viganò, N. Vittorio, F. Wicek, M. Wright, A. Zullo, and The Qubic Collaboration, “QUBIC II: Spectral polarimetry with bolometric interferometry,” *J. Cosmology Astropart. Phys.*, vol. 2022, p. 035, Apr. 2022.
- [2] J. C. Hamilton, L. Mousset, E. S. Battistelli, P. de Bernardis, M. A. Bigot-Sazy, P. Chanial, R. Charlassier, G. D’Alessandro, M. de Petris, M. M. Gamboa Lerena, L. Grandsire, S. Landau, S. Mandelli, S. Marnieros, S. Masi, A. Mennella, C. O’Sullivan, M. Piat, G. Ricciardi, C. G. Scóccola, M. Stolpovskiy, A. Tartari, S. A. Torchinsky, F. Voisin, M. Zannoni, P. Ade, J. G. Alberro, A. Almela, G. Amico, L. H. Arnaldi, D. Auguste, J. Aumont, S. Azzoni, S. Banfi, A. Baù, B. Bélier, D. Bennett, L. Bergé, J. P. Bernard, M. Bersanelli, J. Bonaparte, J. Bonis, E. Bunn, D. Burke, D. Buzi, F. Cavaliere, C. Chapron, A. C. Cobos Cerutti, F. Columbro, A. Coppolecchia, G. de Gasperis, M. de Leo, S. Dheilly, C. Duca, L. Dumoulin, A. Etchegoyen, A. Fasciszewski, L. P. Ferreyro, D. Fracchia, C. Franceschet, K. M. Ganga, B. García, M. E. García Redondo, M. Gaspard, D. Gayer, M. Gervasi, M. Giard, V. Gilles, Y. Giraud-Heraud, M. Gómez Berisso, M. González, M. Gradziel, M. R. Hampel, D. Harari, S. Henrot-Versillé, F. Incardona, E. Jules, J. Kaplan, C. Kristukat, L. Lamagna, S. Loucatos, T. Louis, B. Maffei, W. Marty, A. Mattei, A. May, M. McCulloch, L. Mele, D. Melo, L. Montier, L. M. Mundo, J. A. Murphy, J. D. Murphy, F. Nati, E. Olivieri, C. Oriol, A. Paiella, F. Pajot, A. Passerini, H. Pastoriza, A. Pelosi, C. Perbost, M. Perciballi, F. Pezzotta, F. Piacentini, L. Piccirillo, G. Pisano, M. Platino, G. Polenta, D. Prêle, R. Puddu, D. Rambaud, E. Rasztocky, P. Ringegni, G. E. Romero, J. M. Salum, A. Schillaci, S. Scully, S. Spinelli, G. Stankowiak, A. D. Supanitsky, J. P. Thermeau, P. Timbie, M. Tomasi, C. Tucker, G. Tuc-

- ker, D. Viganò, N. Vittorio, F. Wicek, M. Wright, A. Zullo, and The Qubic Collaboration, “QUBIC I: Overview and science program,” *J. Cosmology Astropart. Phys.*, vol. 2022, p. 034, Apr. 2022.
- [3] S. A. Torchinsky, J. C. Hamilton, M. Piat, E. S. Battistelli, P. de Bernardis, C. Chapron, G. D’Alessandro, M. de Petris, M. M. Gamboa Lerena, M. González, L. Grandsire, S. Marnieros, S. Masi, A. Mennella, L. Mousset, J. D. Murphy, C. O’Sullivan, D. Prêle, G. Stankowiak, A. Tartari, J. P. Thermeau, F. Voisin, M. Zannoni, P. Ade, J. G. Alberro, A. Almela, G. Amico, L. H. Arnaldi, D. Auguste, J. Aumont, S. Azzoni, S. Banfi, A. Baù, B. Bélier, D. Bennett, L. Bergé, J. P. Bernard, M. Bersanelli, M. A. Bigot-Sazy, J. Bonaparte, J. Bonis, E. Bunn, D. Burke, D. Buzi, F. Cavaliere, P. Chanical, R. Charlassier, A. C. Cobos Cerutti, F. Columbro, A. Coppolecchia, G. de Gasperis, M. de Leo, S. Dheilly, C. Duca, L. Dumoulin, A. Etchegoyen, A. Fasciszewski, L. P. Ferreyro, D. Fracchia, C. Franceschet, K. M. Ganga, B. García, M. E. García Redondo, M. Gaspard, D. Gayer, M. Gervasi, M. Giard, V. Gilles, Y. Giraud-Heraud, M. Gómez Berisso, M. Gradziel, M. R. Hampel, D. Harari, S. Henrot-Versillé, F. Incardona, E. Jules, J. Kaplan, C. Kristukat, L. Lamagna, S. Loucatos, T. Louis, B. Maffei, W. Marty, A. Mattei, A. May, M. McCulloch, L. Mele, D. Melo, L. Montier, L. M. Mundo, J. A. Murphy, F. Nati, E. Olivieri, C. Oriol, A. Paiella, F. Pajot, A. Passerini, H. Pastoriza, A. Pelosi, C. Perbost, M. Perciballi, F. Pezzotta, F. Piacentini, L. Piccirillo, G. Pisano, M. Platino, G. Polenta, R. Puddu, D. Rambaud, E. Rasztocky, P. Ringegni, G. E. Romero, J. M. Salum, A. Schillaci, C. G. Scóccola, S. Scully, S. Spinelli, M. Stolpovskiy, A. D. Supanitsky, P. Timbie, M. Tomasi, C. Tucker, G. Tucker, D. Viganò, N. Vittorio, F. Wicek, M. Wright, A. Zullo, and The Qubic Collaboration, “QUBIC III: Laboratory characterization,” *J. Cosmology Astropart. Phys.*, vol. 2022, p. 036, Apr. 2022.
- [4] A. Friedmann, “Über die Krümmung des Raumes (traducción: On the curvature of space),” *Zeitschrift für Physik*, vol. 10, pp. 377–386, Jan. 1922.
- [5] A. Einstein, “Notiz zu der Arbeit von A. Friedmann „Über die Krümmung des Raumes“ (traducción: Note on the work of A. Friedmann ’On the curvature of space’),” *Zeitschrift für Physik*, vol. 11, pp. 326–326, Sept. 1922.
- [6] A. Einstein, “Notiz zu der Arbeit von A. Friedmann „Über die Krümmung des Raumes“ (traducción: Note on the work of A. Friedmann ’On the curvature of space’),” *Zeitschrift für Physik*, vol. 16, pp. 228–228, Dec. 1923.
- [7] J.-P. Luminet, “Lemaître’s Big Bang,” *arXiv e-prints*, p. arXiv:1503.08304, Mar. 2015.
- [8] I. Kant, *Universal Natural History and Theory of the Heavens* (traducción de Ian Johnston). 1926 N. Woodrow Street, Arlington, Virginia 2207: Richer Resources Publications, 1 ed., 2008. Provided by A. Elbakyan.
- [9] G. Lemaître, “Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques (traducción: Un universo homogéneo de masa constante y radio creciente que representa la velocidad radial de las nebulosas extragalácticas),” *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, vol. 47, pp. 49–59, Jan. 1927.
- [10] H. S. Leavitt and E. C. Pickering, “Periods of 25 Variable Stars in the Small Magellanic Cloud,” *Harvard College Observatory Circular*, vol. 173, pp. 1–3, Mar. 1912.
- [11] G. Lemaître, “Expansion of the universe, The expanding universe,” *MNRAS*, vol. 91, pp. 490–501, Mar. 1931.

-
- [12] G. Lemaître, “The Beginning of the World from the Point of View of Quantum Theory.,” Nature, vol. 127, p. 706, May 1931.
- [13] G. Lemaître, “Evolution of the expanding universe,” Proceedings of the National Academy of Sciences, vol. 12, pp. 12–17, 1934.
- [14] R. A. Alpher and R. C. Herman, “On the relative abundance of the elements,” Phys. Rev., vol. 74, pp. 1737–1742, Dec 1948.
- [15] R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. G. Roll, and D. T. Wilkinson, “Cosmic Black-Body Radiation.,” ApJ, vol. 142, pp. 414–419, July 1965.
- [16] A. A. Penzias and R. W. Wilson, “A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s.,” ApJ, vol. 142, pp. 419–421, July 1965.
- [17] R. Durrer, The Cosmic Microwave Background. The Edinburgh Building, Cambridge CB2 8RU, Reino Unido: Cambridge, 1 ed., 2008.
- [18] D. Baumann, Cosmology. Part III Mathematical Tripos, 1 ed., 2013.
- [19] P. D. López, “Implicaciones cosmológicas de cambios de fase de la materia de quarks en el espectro de las ondas gravitacionales primordiales,” Master’s thesis, Universidad Nacional de La Plata, 2020.
- [20] M. P. Piccirilli, Comparación de las predicciones de cosmologías alternativas al modelo cosmológico estándar con datos del fondo cósmico de radiación. PhD thesis, Universidad Nacional de La Plata, 2018.
- [21] S. Dodelson, Modern Cosmology. 525 B Street, Suite 1900, San Diego, California 92101-4495, Estados Unidos: Academic Press (Elsevier), 1 ed., 2003.
- [22] Planck Collaboration, “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters,” A&A, vol. 641, p. A6, Sept. 2020.
- [23] D. J. Fixsen, E. S. Cheng, J. M. Gales, J. C. Mather, R. A. Shafer, and E. L. Wright, “The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE FIRAS Data Set,” ApJ, vol. 473, p. 576, Dec. 1996.
- [24] L. Mousset, Exploring the primordial Universe, inflation and primordial gravitational waves with QUBIC, t PhD thesis, -, Oct. 2021.
- [25] P. Zyla *et al.*, “Review of Particle Physics,” PTEP, vol. 2020, no. 8, p. 083C01, 2020. and 2021 update.
- [26] A. H. Guth, “Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems,” Phys. Rev. D, vol. 23, pp. 347–356, Jan 1981.
- [27] M. Kamionkowski and E. D. Kovetz, “The quest for b modes from inflationary gravitational waves,” Annual Review of Astronomy and Astrophysics, vol. 54, p. 227–269, Sep 2016.
- [28] U. Seljak and M. Zaldarriaga, “A Line-of-Sight Integration Approach to Cosmic Microwave Background Anisotropies,” ApJ, vol. 469, p. 437, Oct. 1996.
- [29] M. Zaldarriaga, “Polarization of the microwave background in reionized models,” Phys. Rev. D, vol. 55, pp. 1822–1829, Feb. 1997.

- [30] U. Seljak and M. Zaldarriaga, “Lensing-induced cluster signatures in the cosmic microwave background,” *The Astrophysical Journal*, vol. 538, pp. 57–64, jul 2000.
- [31] K. M. Smith, D. Hanson, M. LoVerde, C. M. Hirata, and O. Zahn, “Delensing CMB polarization with external datasets,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2012, pp. 014–014, jun 2012.
- [32] Planck Collaboration, N. Aghanim, Y. Akrami, F. Arroja, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, M. Ballardini, A. J. Banday, R. B. Barreiro, N. Bartolo, S. Basak, R. Battye, K. Benabed, J. P. Bernard, M. Bersanelli, P. Bielewicz, J. J. Bock, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, M. Bucher, C. Burigana, R. C. Butler, E. Calabrese, J. F. Cardoso, J. Carron, B. Casaponsa, A. Challinor, H. C. Chiang, L. P. L. Colombo, C. Combet, D. Contreras, B. P. Crill, F. Cuttaia, P. de Bernardis, G. de Zotti, J. Delabrouille, J. M. Delouis, F. X. Désert, E. Di Valentino, C. Dickinson, J. M. Diego, S. Donzelli, O. Doré, M. Douspis, A. Ducout, X. Dupac, G. Efstathiou, F. Elsner, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, E. Falgarone, Y. Fantaye, J. Fergusson, R. Fernandez-Cobos, F. Finelli, F. Forastieri, M. Frailis, E. Franceschi, A. Frolov, S. Galeotta, S. Galli, K. Ganga, R. T. Génova-Santos, M. Gerbino, T. Ghosh, J. González-Nuevo, K. M. Górski, S. Gratton, A. Gruppuso, J. E. Gudmundsson, J. Hamann, W. Handley, F. K. Hansen, G. Helou, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, Z. Huang, A. H. Jaffe, W. C. Jones, A. Karakci, E. Keihänen, R. Keskitalo, K. Kiiveri, J. Kim, T. S. Kisner, L. Knox, N. Krachmalnicoff, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, J. M. Lamarre, M. Langer, A. Lasenby, M. Lattanzi, C. R. Lawrence, M. Le Jeune, J. P. Leahy, J. Lesgourgues, F. Levrier, A. Lewis, M. Liguori, P. B. Lilje, M. Lilley, V. Lindholm, M. López-Caniego, P. M. Lubin, Y. Z. Ma, J. F. Macías-Pérez, G. Maggio, D. Maino, N. Mandolesi, A. Mangilli, A. Marcos-Caballero, M. Maris, P. G. Martin, M. Martinelli, E. Martínez-González, S. Matarrese, N. Mauri, J. D. McEwen, P. D. Meerburg, P. R. Meinhold, A. Melchiorri, A. Mennella, M. Migliaccio, M. Millea, S. Mitra, M. A. Miville-Deschênes, D. Molinari, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, A. Moss, S. Mottet, M. Münchmeyer, P. Natoli, H. U. Nørgaard-Nielsen, C. A. Oxborrow, L. Pagano, D. Paoletti, B. Partridge, G. Patanchon, T. J. Pearson, M. Peel, H. V. Peiris, F. Perrotta, V. Pettorino, F. Piacentini, L. Polastri, G. Polenta, J. L. Puget, J. P. Rachen, M. Reinecke, M. Remazeilles, C. Renault, A. Renzi, G. Rocha, C. Rosset, G. Roudier, J. A. Rubiño-Martín, B. Ruiz-Granados, L. Salvati, M. Sandri, M. Savelainen, D. Scott, E. P. S. Shellard, M. Shiraishi, C. Sirignano, G. Sirri, L. D. Spencer, R. Sunyaev, A. S. Suur-Uski, J. A. Tauber, D. Tavagnacco, M. Tenti, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, T. Trombetti, J. Valiviita, B. Van Tent, L. Vibert, P. Vielva, F. Villa, N. Vittorio, B. D. Wandelt, I. K. Wehus, M. White, S. D. M. White, A. Zacchei, and A. Zonca, “Planck 2018 results. I. Overview and the cosmological legacy of Planck,” *A&A*, vol. 641, p. A1, Sept. 2020.
- [33] M. Zaldarriaga and U. Seljak, “All-sky analysis of polarization in the microwave background,” *Phys. Rev. D*, vol. 55, pp. 1830–1840, Feb. 1997.
- [34] M. Kamionkowski, “The Cosmic Microwave Background: Beyond the Power Spectrum,” in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, vol. 191 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, p. 112.01, Dec. 1997.
- [35] W. Hu and M. White, “A CMB polarization primer,” *New A*, vol. 2, pp. 323–344, Oct. 1997.
- [36] M. Zaldarriaga, *Fluctuations in the Cosmic Microwave Background* %J Ph.D. Thesis, M. I.T astro-ph/98 PhD thesis, -, Jan. 1998.
- [37] D. Blas, J. Lesgourgues, and T. Tram, “The cosmic linear anisotropy solving system (class). part ii: Approximation schemes,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2011, p. 034–034, Jul 2011.

- [38] D. Baumann, “TASI Lectures on Inflation,” *arXiv e-prints*, p. arXiv:0907.5424, July 2009.
- [39] C. Dickinson, “Cmb foregrounds - a brief review,” 2016.
- [40] Planck Collaboration, R. Adam, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, N. Bartolo, S. Basak, E. Battaner, K. Benabed, A. Benoît, A. Benoit-Lévy, J. P. Bernard, M. Bersanelli, P. Bielewicz, J. J. Bock, A. Bonaldi, L. Bonavera, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, M. Bucher, C. Burigana, R. C. Butler, E. Calabrese, J. F. Cardoso, B. Casaponsa, G. Castex, A. Catalano, A. Challinor, A. Chamballu, R. R. Chary, H. C. Chiang, P. R. Christensen, D. L. Clements, S. Colombi, L. P. L. Colombo, C. Combet, F. Couchot, A. Coulais, B. P. Crill, A. Curto, F. Cuttaia, L. Danese, R. D. Davies, R. J. Davis, P. de Bernardis, A. de Rosa, G. de Zotti, J. Delabrouille, F. X. Désert, C. Dickinson, J. M. Diego, H. Dole, S. Donzelli, O. Doré, M. Douspis, A. Ducout, X. Dupac, G. Efstathiou, F. Elsner, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, E. Falgarone, Y. Fantaye, J. Fergusson, F. Finelli, O. Forni, M. Frailis, A. A. Fraisse, E. Franceschi, A. Frejsel, S. Galeotta, S. Galli, K. Ganga, T. Ghosh, M. Giard, Y. Giraud-Héraud, E. Gjerlow, J. González-Nuevo, K. M. Górski, S. Gratton, A. Gregorio, A. Gruppuso, J. E. Gudmundsson, F. K. Hansen, D. Hanson, D. L. Harrison, G. Helou, S. Henrot-Versillé, C. Hernández-Monteagudo, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, M. Hobson, W. A. Holmes, A. Hornstrup, W. Hovest, K. M. Huffenberger, G. Hurier, A. H. Jaffe, T. R. Jaffe, W. C. Jones, M. Juvela, E. Keihänen, R. Kesitalo, T. S. Kisner, R. Kneissl, J. Knoche, N. Krachmalnicoff, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, J. M. Lamarre, A. Lasenby, M. Lattanzi, C. R. Lawrence, M. Le Jeune, R. Leonardi, J. Lesgourgues, F. Levrier, M. Liguori, P. B. Lilje, M. Linden-Vornle, M. López-Cañiego, P. M. Lubin, J. F. Macías-Pérez, G. Maggio, D. Maino, N. Mandolesi, A. Mangilli, M. Maris, D. J. Marshall, P. G. Martin, E. Martínez-González, S. Masi, S. Matarrese, P. McGehee, P. R. Meinhold, A. Melchiorri, L. Mendes, A. Menella, M. Migliaccio, S. Mitra, M. A. Miville-Deschênes, D. Molinari, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, D. Mortlock, A. Moss, D. Munshi, J. A. Murphy, P. Naselsky, F. Nati, P. Natoli, C. B. Netterfield, H. U. Norgaard-Nielsen, F. Noviello, D. Novikov, I. Novikov, C. A. Oxborrow, F. Paci, L. Pagano, F. Pajot, R. Paladini, D. Paoletti, F. Pasian, G. Patanchon, T. J. Pearson, O. Perdereau, L. Perotto, F. Perrotta, V. Pettorino, F. Piacentini, M. Piat, E. Pierpaoli, D. Pietrobon, S. Plaszczynski, E. Pointecouteau, G. Polenta, G. W. Pratt, G. Prézeau, S. Prunet, J. L. Puget, J. P. Rachen, B. Racine, W. T. Reach, R. Rebolo, M. Reinecke, M. Remazeilles, C. Renault, A. Renzi, I. Ristorcelli, G. Rocha, C. Rosset, M. Rossetti, G. Roudier, J. A. Rubiño-Martín, B. Rusholme, M. Sandri, D. Santos, M. Savelainen, G. Savini, D. Scott, M. D. Seiffert, E. P. S. Shellard, L. D. Spencer, V. Stolyarov, R. Stompor, R. Sudiwala, R. Sunyaev, D. Sutton, A. S. Suur-Uski, J. F. Sygnet, J. A. Tauber, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, M. Tristram, T. Trombetti, M. Tucci, J. Tuovinen, L. Valenziano, J. Valiviita, F. Van Tent, P. Vielva, F. Villa, L. A. Wade, B. D. Wandelt, I. K. Wehus, D. Yvon, A. Zaccchi, and A. Zonca, “Planck 2015 results. IX. Diffuse component separation: CMB maps,” *A&A*, vol. 594, p. A9, Sept. 2016.
- [41] P. Collaboration, “Planck 2015 results. X. Diffuse component separation: Foreground maps,” *A&A*, vol. 594, p. A10, Sept. 2016.
- [42] Planck Collaboration, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, N. Bartolo, E. Battaner, K. Benabed, A. Benoît, A. Benoit-Lévy, J. P. Bernard, M. Bersanelli, P. Bielewicz, J. J. Bock, A. Bonaldi, L. Bonavera, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, M. Bucher, C. Burigana, R. C. Butler, E. Calabrese, J. F. Cardoso, A. Catalano, A. Challinor, H. C. Chiang, P. R. Christensen, D. L.

- Clements, L. P. L. Colombo, C. Combet, A. Coulais, B. P. Crill, A. Curto, F. Cuttaia, L. Danese, R. D. Davies, R. J. Davis, P. de Bernardis, A. de Rosa, G. de Zotti, J. Delabrouille, F. X. Désert, E. Di Valentino, C. Dickinson, J. M. Diego, K. Dolag, H. Dole, S. Donzelli, O. Doré, M. Douspis, A. Ducout, J. Dunkley, X. Dupac, G. Efstathiou, F. Elsner, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, J. Fergusson, F. Finelli, O. Forni, M. Frailis, A. A. Fraisse, E. Franceschi, A. Frejsel, S. Galeotta, S. Galli, K. Ganga, C. Gauthier, M. Gerbino, M. Giard, E. Gjerlow, J. González-Nuevo, K. M. Górski, S. Gratton, A. Gregorio, A. Gruppuso, J. E. Gudmundsson, J. Hamann, F. K. Hansen, D. L. Harrison, G. Helou, S. Henrot-Versillé, C. Hernández-Monteagudo, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, W. A. Holmes, A. Hornstrup, K. M. Huffenberger, G. Hurier, A. H. Jaffe, W. C. Jones, M. Juvela, E. Keihänen, R. Keskitalo, K. Kiiveri, J. Knoche, L. Knox, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, A. Lähteenmäki, J. M. Lamarre, A. Lasenby, M. Lattanzi, C. R. Lawrence, M. Le Jeune, R. Leonardi, J. Lesgourgues, F. Levrier, A. Lewis, M. Liguori, P. B. Lilje, M. Lilley, M. Linden-Vornle, V. Lindholm, M. López-Caniego, J. F. Macías-Pérez, B. Maffei, G. Maggio, D. Maino, N. Mandolesi, A. Mangilli, M. Maris, P. G. Martin, E. Martínez-González, S. Masi, S. Matarrese, P. R. Meinhold, A. Melchiorri, M. Migliaccio, M. Millea, S. Mitra, M. A. Miville-Deschênes, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, D. Mortlock, S. Mottet, D. Munshi, J. A. Murphy, A. Narimani, P. Naselsky, F. Nati, P. Natoli, F. Noviello, D. Novikov, I. Novikov, C. A. Oxborrow, F. Paci, L. Pagano, F. Pajot, D. Paoletti, B. Partridge, F. Pasian, G. Patanchon, T. J. Pearson, O. Perdereau, L. Perotto, V. Pettorino, F. Piacentini, M. Piat, E. Pierpaoli, D. Pietrobon, S. Plaszczynski, E. Pointecouteau, G. Polenta, N. Ponthieu, G. W. Pratt, S. Prunet, J. L. Puget, J. P. Rachen, M. Reinecke, M. Remazeilles, C. Renault, A. Renzi, I. Ristorcelli, G. Rocha, M. Rossetti, G. Roudier, B. Rouillé d'Orfeuil, J. A. Rubiño-Martín, B. Rusholme, L. Salvati, M. Sandri, D. Santos, M. Savelainen, G. Savini, D. Scott, P. Serra, L. D. Spencer, M. Spinelli, V. Stolyarov, R. Stompor, R. Sunyaev, D. Sutton, A. S. Suur-Uski, J. F. Sygnet, J. A. Tauber, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, M. Tristram, T. Trombetti, M. Tucci, J. Tuovinen, G. Umata, L. Valenziano, J. Valiviita, F. Van Tent, P. Vielva, F. Villa, L. A. Wade, B. D. Wandelt, I. K. Wehus, D. Yvon, A. Zacchei, and A. Zonca, "Planck 2015 results. XI. CMB power spectra, likelihoods, and robustness of parameters," *A&A*, vol. 594, p. A11, Sept. 2016.
- [43] J. Dunkley, A. Amblard, C. Baccigalupi, M. Betoule, D. Chuss, A. Cooray, J. Delabrouille, C. Dickinson, G. Dobler, J. Dotson, H. K. Eriksen, D. Finkbeiner, D. Fixsen, P. Fosalba, A. Fraisse, C. Hirata, A. Kogut, J. Kristiansen, C. Lawrence, A. M. Magalhães, M. A. Miville-Deschênes, S. Meyer, A. Miller, S. K. Naess, L. Page, H. V. Peiris, N. Phillips, E. Pierpaoli, G. Rocha, J. E. Vaillancourt, and L. Verde, "Prospects for polarized foreground removal," in *CMB Polarization Workshop: Theory and Foregrounds: CMBPol Mission Concept Study* (S. Dodelson, D. Baumann, A. Cooray, J. Dunkley, A. Fraisse, M. G. Jackson, A. Kogut, L. Krauss, M. Zaldarriaga, and K. Smith, eds.), vol. 1141 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 222–264, June 2009.
- [44] S. M. Leach, J. F. Cardoso, C. Baccigalupi, R. B. Barreiro, M. Betoule, J. Bobin, A. Bonaldi, J. Delabrouille, G. de Zotti, C. Dickinson, H. K. Eriksen, J. González-Nuevo, F. K. Hansen, D. Herranz, M. Le Jeune, M. López-Caniego, E. Martínez-González, M. Massardi, J. B. Melin, M. A. Miville-Deschênes, G. Patanchon, S. Prunet, S. Ricciardi, E. Salerno, J. L. Sanz, J. L. Starck, F. Stivoli, V. Stolyarov, R. Stompor, and P. Vielva, "Component separation methods for the PLANCK mission," *A&A*, vol. 491, pp. 597–615, Nov. 2008.
- [45] N. Krachmalnicoff, C. Baccigalupi, J. Aumont, M. Bersanelli, and A. Mennella, "Characterization of foreground emission on degree angular scales for CMB B-mode observations .

- Thermal dust and synchrotron signal from Planck and WMAP data,” *A&A*, vol. 588, p. A65, Apr. 2016.
- [46] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, *et al.*, “Planck 2015 results. XXV. Diffuse low-frequency Galactic foregrounds,” *A&A*, vol. 594, p. A25, Sept. 2016.
- [47] Planck Collaboration, R. Adam, P. A. R. Ade, *et al.*, “Planck intermediate results. XXX. The angular power spectrum of polarized dust emission at intermediate and high Galactic latitudes,” *A&A*, vol. 586, p. A133, Feb. 2016.
- [48] Planck Collaboration, N. Aghanim, M. Ashdown, *et al.*, “Planck intermediate results. L. Evidence of spatial variation of the polarized thermal dust spectral energy distribution and implications for CMB B-mode analysis,” *A&A*, vol. 599, p. A51, Mar. 2017.
- [49] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, D. Alina, M. I. R. Alves, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, D. Arzoumanian, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, E. Battaner, K. Benabed, A. Benoit-Lévy, J. P. Bernard, M. Bersanelli, P. Bielewicz, J. J. Bock, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, A. Bracco, C. Burigana, R. C. Butler, J. F. Cardoso, A. Catalano, A. Chamba-llu, R. R. Chary, H. C. Chiang, P. R. Christensen, S. Colombi, L. P. L. Colombo, C. Combet, F. Couchot, A. Coulais, B. P. Crill, A. Curto, F. Cuttaia, L. Danese, R. D. Davies, R. J. Davis, P. de Bernardis, E. M. de Gouveia Dal Pino, A. de Rosa, G. de Zotti, J. Delabrouille, F. X. Désert, C. Dickinson, J. M. Diego, S. Donzelli, O. Doré, M. Douspis, J. Dunkley, X. Dupac, G. Efstathiou, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, E. Falgarone, K. Ferrière, F. Finelli, O. Forni, M. Frailis, A. A. Fraisse, E. Franceschi, S. Galeotta, K. Ganga, T. Ghosh, M. Giard, Y. Giraud-Héraud, J. González-Nuevo, K. M. Górski, A. Gregorio, A. Gruppuso, V. Guillet, F. K. Hansen, D. L. Harrison, G. Helou, C. Hernández-Monteagudo, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, M. Hobson, W. A. Holmes, A. Hornstrup, K. M. Huffenberger, A. H. Jaffe, T. R. Jaffe, W. C. Jones, M. Juvela, E. Keihänen, R. Keskitalo, T. S. Kisner, R. Kneissl, J. Knoche, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, A. Lähteenmäki, J. M. Lamarre, A. Lasenby, C. R. Lawrence, J. P. Leahy, R. Leonardi, F. Levrier, M. Liguori, P. B. Lilje, M. Linden-Vornle, M. López-Caniego, P. M. Lubin, J. F. Macías-Pérez, B. Maffei, A. M. Magalhães, D. Maino, N. Mandolesi, M. Maris, D. J. Marshall, P. G. Martin, E. Martínez-González, S. Masi, S. Matarrese, P. Mazzotta, A. Melchiorri, L. Mendes, A. Mennella, M. Migliaccio, M. A. Miville-Deschênes, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, D. Mortlock, D. Munshi, J. A. Murphy, P. Naselsky, F. Nati, P. Natoli, C. B. Netterfield, F. Noviello, D. Novikov, I. Novikov, C. A. Oxborrow, L. Pagano, F. Pajot, R. Paladini, D. Paoletti, F. Pasian, T. J. Pearson, O. Perdereau, L. Perotto, F. Perrotta, F. Piacentini, M. Piat, D. Pietrobon, S. Plaszczynski, F. Poidevin, E. Pointecouteau, G. Polenta, L. Popa, G. W. Pratt, S. Prunet, J. L. Puget, J. P. Rachen, W. T. Reach, R. Rebolo, M. Reinecke, M. Remazeilles, C. Renault, S. Ricciardi, T. Riller, I. Ristorcelli, G. Rocha, C. Rosset, G. Roudier, J. A. Rubiño-Martín, B. Rusholme, M. Sandri, G. Savini, D. Scott, L. D. Spencer, V. Stolyarov, R. Stompor, R. Sudiwala, D. Sutton, A. S. Suur-Uski, J. F. Sygnet, J. A. Tauber, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, M. Tristram, M. Tucci, G. Umata, L. Valenziano, J. Valiviita, B. Van Tent, P. Vielva, F. Villa, L. A. Wade, B. D. Wandelt, A. Zacchei, and A. Zonca, “Planck intermediate results. XIX. An overview of the polarized thermal emission from Galactic dust,” *A&A*, vol. 576, p. A104, Apr. 2015.
- [50] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, N. Bartolo, E. Battaner, K. Benabed, A. Benoit-Lévy, J. P. Bernard, M. Bersanelli, P. Bielewicz, A. Bonaldi, L. Bonavera, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, A. Bracco, C. Burigana, E. Calabrese, J. F. Cardoso,

- A. Catalano, A. Chamballu, R. R. Chary, H. C. Chiang, P. R. Christensen, L. P. L. Colombo, C. Combet, B. P. Crill, A. Curto, F. Cuttaia, L. Danese, R. D. Davies, R. J. Davis, P. de Bernardis, A. de Rosa, G. de Zotti, J. Delabrouille, J. M. Delouis, C. Dickinson, J. M. Diego, H. Dole, S. Donzelli, O. Doré, M. Douspis, J. Dunkley, X. Dupac, G. Efstathiou, F. Elsner, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, E. Falgarone, K. Ferrière, F. Finelli, O. Forni, M. Frailis, A. A. Fraisse, E. Franceschi, A. Frolov, S. Galeotta, S. Galli, K. Ganga, T. Ghosh, M. Giard, E. Gjerlow, J. González-Nuevo, K. M. Górski, A. Gruppuso, V. Guillet, F. K. Hansen, D. L. Harrison, G. Helou, C. Hernández-Monteagudo, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, A. Hornstrup, W. Hovest, Z. Huang, K. M. Huffenberger, G. Hurier, T. R. Jaffe, W. C. Jones, M. Juvela, E. Keihänen, R. Keskitalo, T. S. Kisner, R. Kneissl, J. Knoche, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, J. M. Lamarre, A. Lasenby, M. Lattanzi, C. R. Lawrence, R. Leonardi, J. León-Tavares, F. Levrier, M. Liguori, P. B. Lilje, M. Linden-Vornle, M. López-Caniego, P. M. Lubin, J. F. Macías-Pérez, B. Maffei, D. Maino, N. Mandolesi, M. Maris, P. G. Martin, E. Martínez-González, S. Masi, S. Matarrese, P. McGehee, A. Melchiorri, A. Mennella, M. Migliaccio, M. A. Miville-Deschênes, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, D. Mortlock, D. Munshi, J. A. Murphy, P. Naselsky, F. Nati, P. Natoli, D. Novikov, I. Novikov, N. Oppermann, C. A. Oxborrow, L. Pagano, F. Pajot, D. Paoletti, F. Pasian, O. Perdereau, V. Pettorino, F. Piacentini, M. Piat, E. Pierpaoli, S. Plaszczynski, E. Pointecouteau, G. Polenta, N. Ponthieu, G. W. Pratt, S. Prunet, J. L. Puget, J. P. Rachen, W. T. Reach, R. Rebolo, M. Reinecke, M. Remazeilles, C. Renault, A. Renzi, I. Ristorcelli, G. Rocha, C. Rosset, M. Rossetti, G. Roudier, J. A. Rubiño-Martín, B. Rusholme, M. Sandri, D. Santos, M. Savelainen, G. Savini, D. Scott, P. Serra, J. D. Soler, V. Stolyarov, R. Sudiwala, R. Sunyaev, A. S. Suur-Uski, J. F. Sygnet, J. A. Tauber, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, M. Tristram, M. Tucci, G. Umana, L. Valenziano, J. Valiviita, B. Van Tent, P. Vielva, F. Villa, L. A. Wade, B. D. Wandelt, I. K. Wehus, D. Yvon, A. Zacchei, and A. Zonca, “Planck intermediate results. XXXVIII. E- and B-modes of dust polarization from the magnetized filamentary structure of the interstellar medium,” *A&A*, vol. 586, p. A141, Feb. 2016.
- [51] L. Page, G. Hinshaw, E. Komatsu, M. R.olta, D. N. Spergel, C. L. Bennett, C. Barnes, R. Bean, O. Doré, J. Dunkley, M. Halpern, R. S. Hill, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, N. Odegard, H. V. Peiris, G. S. Tucker, L. Verde, J. L. Weiland, E. Wollack, and E. L. Wright, “Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Polarization Analysis,” *ApJS*, vol. 170, pp. 335–376, June 2007.
- [52] U. Fuskeland, I. K. Wehus, H. K. Eriksen, and S. K. Naess, “Spatial Variations in the Spectral Index of Polarized Synchrotron Emission in the 9 yr WMAP Sky Maps,” *ApJ*, vol. 790, p. 104, Aug. 2014.
- [53] R. Datta, S. Aiola, S. K. Choi, M. Devlin, J. Dunkley, R. Dünner, P. A. Gallardo, M. Gralla, M. Halpern, M. Hasselfield, M. Hilton, A. D. Hincks, S.-P. P. Ho, J. Hubmayr, K. M. Huffenberger, J. P. Hughes, A. Kosowsky, C. H. López-Caraballo, T. Louis, M. Lungu, T. Marriage, L. Maurin, J. McMahon, K. Moodley, S. K. Naess, F. Nati, M. D. Niemack, L. A. Page, B. Partridge, H. Prince, S. T. Staggs, E. R. Switzer, E. J. Wollack, and G. Farren, “The Atacama Cosmology Telescope: two-season ACTPol extragalactic point sources and their polarization properties,” *MNRAS*, vol. 486, pp. 5239–5262, July 2019.
- [54] J. M. Kovac, E. M. Leitch, C. Pryke, J. E. Carlstrom, N. W. Halverson, and W. L. Holzapfel, “Detection of polarization in the cosmic microwave background using DASI,” *Nature*, vol. 420, pp. 772–787, Dec. 2002.
- [55] P. A. R. Ade, Z. Ahmed, M. Amiri, D. Barkats, R. B. Thakur, C. A. Bischoff, D. Beck, J. J. Bock, H. Boenish, E. Bullock, V. Buza, J. R. Cheshire, J. Connors, J. Cornelison, M. Crum-

- rine, A. Cukierman, E. V. Denison, M. Dierickx, L. Duband, M. Eiben, S. Fatigoni, J. P. Filippini, S. Fliescher, N. Goeckner-Wald, D. C. Goldfinger, J. Grayson, P. Grimes, G. Hall, G. Halal, M. Halpern, E. Hand, S. Harrison, S. Henderson, S. R. Hildebrandt, G. C. Hilton, J. Hubmayr, H. Hui, K. D. Irwin, J. Kang, K. S. Karkare, E. Karpel, S. Kefeli, S. A. Kernasovskiy, J. M. Kovac, C. L. Kuo, K. Lau, E. M. Leitch, A. Lennox, K. G. Megerian, L. Minutolo, L. Moncelsi, Y. Nakato, T. Namikawa, H. T. Nguyen, R. O'Brient, R. W. Ogburn, S. Palladino, T. Prouve, C. Pryke, B. Racine, C. D. Reintsema, S. Richter, A. Schillaci, R. Schwarz, B. L. Schmitt, C. D. Sheehy, A. Soliman, T. S. Germaine, B. Steinbach, R. V. Sudiwala, G. P. Teply, K. L. Thompson, J. E. Tolan, C. Tucker, A. D. Turner, C. Umiltà, C. Vergès, A. G. Vieregg, A. Wandui, A. C. Weber, D. V. Wiebe, J. Willmert, C. L. Wong, W. L. K. Wu, H. Yang, K. W. Yoon, E. Young, C. Yu, L. Zeng, C. Zhang, S. Zhang, and Bicep/Keck Collaboration, “Improved Constraints on Primordial Gravitational Waves using Planck, WMAP, and BICEP/Keck Observations through the 2018 Observing Season,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 127, p. 151301, Oct. 2021.
- [56] J. T. Sayre *et al.*, “Measurements of B-mode polarization of the cosmic microwave background from 500 square degrees of SPTpol data,” *Physical Review D*, vol. 101, p. 122003, June 2020.
- [57] S. Guns *et al.*, “Detection of Galactic and Extragalactic Millimeter-Wavelength Transient Sources with SPT-3G,” *arXiv e-prints*, p. arXiv:2103.06166, Mar. 2021.
- [58] J. A. Sobrin, A. J. Anderson, A. N. Bender, B. A. Benson, D. Dutcher, A. Foster, N. Goeckner-Wald, J. Montgomery, A. Nadolski, A. Rahlin, P. A. R. Ade, Z. Ahmed, E. Anderes, M. Archipley, J. E. Austermann, J. S. Avva, K. Aylor, L. Balkenhol, P. S. Barry, R. B. Thakur, K. Benabed, F. Bianchini, L. E. Bleem, F. R. Bouchet, L. Bryant, K. Byrum, J. E. Carlstrom, F. W. Carter, T. W. Cecil, C. L. Chang, P. Chaubal, G. Chen, H. M. Cho, T. L. Chou, J. F. Cliche, T. M. Crawford, A. Cukierman, C. Daley, T. d. Haan, E. V. Denison, K. Dibert, J. Ding, M. A. Dobbs, W. Everett, C. Feng, K. R. Ferguson, J. Fu, S. Galli, A. E. Gambrel, R. W. Gardner, R. Gualtieri, S. Guns, N. Gupta, R. Guyser, N. W. Halverson, A. H. Harke-Hosemann, N. L. Harrington, J. W. Henning, G. C. Hilton, E. Hivon, G. P. Holder, W. L. Holzappel, J. C. Hood, D. Howe, N. Huang, K. D. Irwin, O. B. Jeong, M. Jonas, A. Jones, T. S. Khaire, L. Knox, A. M. Kofman, M. Korman, D. L. Kubik, S. Kuhlmann, C. L. Kuo, A. T. Lee, E. M. Leitch, A. E. Lowitz, C. Lu, S. S. Meyer, D. Michalik, M. Millea, T. Natoli, H. Nguyen, G. I. Noble, V. Novosad, Y. Omori, S. Padin, Z. Pan, P. Paschos, J. Pearson, C. M. Posada, K. Prabhu, W. Quan, C. L. Reichardt, D. Riebel, B. Riedel, M. Rouble, J. E. Ruhl, B. Saliwanchik, J. T. Sayre, E. Schiappucci, E. Shirokoff, G. Smecher, A. A. Stark, J. Stephen, K. T. Story, A. Suzuki, C. Tandoi, K. L. Thompson, B. Thorne, C. Tucker, C. Umilta, L. R. Vale, K. Vanderlinde, J. D. Vieira, G. Wang, N. Whitehorn, W. L. K. Wu, V. Yefremenko, K. W. Yoon, and M. R. Young, “The Design and Integrated Performance of SPT-3G,” *ApJS*, vol. 258, p. 42, Feb. 2022.
- [59] Polarbear Collaboration, S. Adachi, *et al.*, “A Measurement of the Degree-scale CMB B-mode Angular Power Spectrum with POLARBEAR,” *The Astrophysical Journal*, vol. 897, p. 55, July 2020.
- [60] Z. D. Kermish, P. Ade, A. Anthony, K. Arnold, D. Barron, D. Boettger, J. Borrill, S. Chapman, Y. Chinone, M. A. Dobbs, J. Errard, G. Fabbian, D. Flanigan, G. Fuller, A. Ghribi, W. Grainger, N. Halverson, M. Hasegawa, K. Hattori, M. Hazumi, W. L. Holzappel, J. Howard, P. Hyland, A. Jaffe, B. Keating, T. Kisner, A. T. Lee, M. Le Jeune, E. Linder, M. Lungu, F. Matsuda, T. Matsumura, X. Meng, N. J. Miller, H. Morii, S. Moyerman, M. J. Myers, H. Nishino, H. Paar, E. Quealy, C. L. Reichardt, P. L. Richards, C. Ross, A. Shimizu, M. Shimon, C. Shimmin, M. Sholl, P. Siritanasak, H. Spieler, N. Stebor, B. Steinbach,

- R. Stompor, A. Suzuki, T. Tomaru, C. Tucker, and O. Zahn, “The POLARBEAR experiment,” in Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VI (W. S. Holland and J. Zmuidzinas, eds.), vol. 8452 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, p. 84521C, Sept. 2012.
- [61] A. Suzuki, P. Ade, Y. Akiba, et al., “The Polarbear-2 and the Simons Array Experiments,” Journal of Low Temperature Physics, vol. 184, pp. 805–810, Aug. 2016.
- [62] S. K. Choi, M. Hasselfield, S.-P. P. Ho, B. Koopman, M. Lungu, M. H. Abitbol, G. E. Addison, et al., “The Atacama Cosmology Telescope: a measurement of the Cosmic Microwave Background power spectra at 98 and 150 GHz,” Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, vol. 2020, p. 045, Dec. 2020.
- [63] S. Aiola, E. Calabrese, L. Maurin, S. Naess, B. L. Schmitt, M. H. Abitbol, G. E. Addison, et al., “The Atacama Cosmology Telescope: DR4 maps and cosmological parameters,” Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, vol. 2020, p. 047, Dec. 2020.
- [64] R. J. Thornton, P. A. R. Ade, S. Aiola, F. E. Angilè, M. Amiri, J. A. Beall, D. T. Becker, H.-M. Cho, S. K. Choi, P. M. Corlies, K. P. Coughlin, R. Datta, M. J. Devlin, S. R. Dicker, R. Dunner, J. W. Fowler, A. E. Fox, P. A. Gallardo, J. Gao, E. Grace, M. Halpern, M. Hasselfield, S. W. Henderson, G. C. Hilton, A. D. Hincks, S. P. Ho, J. Hubmayr, K. D. Irwin, J. R. Klein, B. J. Koopman, D. Li, T. Louis, M. Lungu, L. Maurin, J. J. McMahon, C. Munson, S. Naess, F. Nati, L. Newburgh, J. P. Nibarger, M. D. Niemack, P. Niraula, M. R. Nolta, L. A. Page, C. G. Pappas, A. Schillaci, B. L. Schmitt, N. Sehgal, J. Sievers, S. M. Simon, S. Staggs, C. E. Tucker, M. Uehara, J. van Lanen, J. T. Ward, and E. J. Wollack, “The atacama cosmology telescope: The polarization-sensitive actpol instrument,” The Astrophysical Journal Supplement Series, vol. 227, p. 21, 2016.
- [65] S. W. Henderson, R. Allison, J. Austermann, et al., “Advanced ACTPol Cryogenic Detector Arrays and Readout,” Journal of Low Temperature Physics, vol. 184, pp. 772–779, Aug. 2016.
- [66] Z. Xu, M. K. Brewer, P. F. Rojas, et al., “Two-year Cosmology Large Angular Scale Surveyor (CLASS) Observations: 40 GHz Telescope Pointing, Beam Profile, Window Function, and Polarization Performance,” The Astrophysical Journal, vol. 891, p. 134, Mar. 2020.
- [67] S. Dahal, J. W. Appel, R. Datta, M. K. Brewer, A. Ali, C. L. Bennett, R. Bustos, M. Chan, D. T. Chuss, J. Cleary, J. D. Couto, K. L. Denis, R. Dünner, J. Eimer, F. Espinoza, T. Essinger-Hileman, J. E. Golec, K. Harrington, K. Helson, J. Iuliano, J. Karakla, Y. Li, T. A. Marriage, J. J. McMahon, N. J. Miller, S. Novack, C. Núñez, K. Osumi, I. L. Padilla, G. A. Palma, L. Parker, M. A. Petroff, R. Reeves, G. Rhoades, K. Rostem, D. A. N. Valle, D. J. Watts, J. L. Weiland, E. J. Wollack, and Z. Xu, “Four-year Cosmology Large Angular Scale Surveyor (CLASS) Observations: On-sky Receiver Performance at 40, 90, 150, and 220 GHz Frequency Bands,” ApJ, vol. 926, p. 33, Feb. 2022.
- [68] D. T. Chuss, A. Ali, et al., “The cosmology large angular scale surveyor (CLASS) telescope architecture,” EuCAP 2014, vol. 8, p. 5, Feb. 2014.
- [69] S. Dahal et al., “The CLASS 150/220 GHz Polarimeter Array: Design, Assembly, and Characterization,” Journal of Low Temperature Physics, vol. 199, pp. 289–297, Jan. 2020.
- [70] BICEP2 Collaboration, Keck Array Collaboration, P. A. R. Ade, Z. Ahmed, R. W. Aikin, K. D. Alexander, et al., “Constraints on Primordial Gravitational Waves Using Planck, WMAP, and New BICEP2/Keck Observations through the 2015 Season,” Physical Review Letters, vol. 121, p. 221301, Nov. 2018.

- [71] A. Schillaci, P. A. R. Ade, Z. Ahmed, *et al.*, “Design and Performance of the First BICEP Array Receiver,” *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 199, pp. 976–984, Feb. 2020.
- [72] P. Ade, J. Aguirre, Z. Ahmed, *et al.*, “The Simons Observatory: science goals and forecasts,” *J. Cosmology Astropart. Phys.*, vol. 2019, p. 056, Feb. 2019.
- [73] R. Datta, D. T. Chuss, J. Eimer, *et al.*, “Anti-reflection coated vacuum window for the Primordial Inflation Polarization Explorer (PIPER) balloon-borne instrument,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 92, p. 035111, Mar. 2021.
- [74] The LSPE collaboration, G. Addamo, P. A. R. Ade, C. Baccigalupi, *et al.*, “The large scale polarization explorer (LSPE) for CMB measurements: performance forecast,” *arXiv e-prints*, p. arXiv:2008.11049, Aug. 2020.
- [75] K. Abazajian, G. Addison, P. Adshead, *et al.*, “CMB-S4 Science Case, Reference Design, and Project Plan,” *arXiv e-prints*, p. arXiv:1907.04473, July 2019.
- [76] H. Sugai, P. A. R. Ade, Y. Akiba, *et al.*, “Updated Design of the CMB Polarization Experiment Satellite LiteBIRD,” *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 199, pp. 1107–1117, Jan. 2020.
- [77] H. Fizeau, “Sur les hypothèses relatives à l’éther lumineux et sur une expérience qui paraît démontrer que le mouvement de corps change la vitesse avec laquelle la lumière se propage dans leur intérieur,” *Compte Rendu des Séances de l’Académie des Sciences*, pp. 349–355, Sept. 1851.
- [78] G. Pisano, G. Savini, P. A. R. Ade, and V. Haynes, “Metal-mesh achromatic half-wave plate for use at submillimeter wavelengths,” *Appl. Opt.*, vol. 47, pp. 6251–6256, Nov 2008.
- [79] G. D’Alessandro, L. Mele, F. Columbro, G. Amico, E. S. Battistelli, P. de Bernardis, A. Coppolecchia, M. de Petris, L. Grandsire, J. C. Hamilton, L. Lamagna, S. Marnieros, S. Masi, A. Mennella, C. O’Sullivan, A. Paiella, F. Piacentini, M. Piat, G. Pisano, G. Presta, A. Tartari, S. A. Torchinsky, F. Voisin, M. Zannoni, P. Ade, J. G. Alberro, A. Almela, L. H. Arnaldi, D. Auguste, J. Aumont, S. Azzoni, S. Banfi, A. Baù, B. Bélier, D. Bennett, L. Bergé, J. P. Bernard, M. Bersanelli, M. A. Bigot-Sazy, J. Bonaparte, J. Bonis, E. Bunn, D. Burke, D. Buzi, F. Cavaliere, P. Chanial, C. Chapron, R. Charlassier, A. C. Cobos Cerutti, G. de Gasperis, M. de Leo, S. Dheilly, C. Duca, L. Dumoulin, A. Etchegoyen, A. Fasciszewski, L. P. Ferreyro, D. Fracchia, C. Franceschet, M. M. Gamboa Lerena, K. M. Ganga, B. García, M. E. García Redondo, M. Gaspard, D. Gayer, M. Gervasi, M. Giard, V. Gilles, Y. Giraud-Heraud, M. Gómez Berisso, M. González, M. Gradziel, M. R. Hampel, D. Harari, S. Henrot-Versillé, F. Incardona, E. Jules, J. Kaplan, C. Kristukat, S. Loucatos, T. Louis, B. Maffei, W. Marty, A. Mattei, A. May, M. McCulloch, D. Melo, L. Montier, L. Mousset, L. M. Mundo, J. A. Murphy, J. D. Murphy, F. Nati, E. Olivieri, C. Oriol, F. Pajot, A. Passerini, H. Pastoriza, A. Pelosi, C. Perbost, M. Perciballi, F. Pezzotta, L. Piccirillo, M. Platino, G. Polenta, D. Prêle, R. Puddu, D. Rambaud, E. Rasztocky, P. Ringegni, G. E. Romero, J. M. Salum, A. Schillaci, C. G. Scóccola, S. Scully, S. Spinelli, G. Stankowiak, M. Stolpovskiy, A. D. Supanitsky, J. P. Thermeau, P. Timbie, M. Tomasi, C. Tucker, G. Tucker, D. Viganò, N. Vittorio, F. Wicek, M. Wright, A. Zullo, and The Qubic Collaboration, “QUBIC VI: Cryogenic half wave plate rotator, design and performance,” *J. Cosmology Astropart. Phys.*, vol. 2022, p. 039, Apr. 2022.
- [80] F. Cavaliere, A. Mennella, M. Zannoni, P. Battaglia, E. S. Battistelli, P. de Bernardis, D. Burke, G. D’Alessandro, M. de Petris, C. Franceschet, L. Grandsire, J. C. Hamilton, B. Maffei,

- B. Manzan, S. Marnieros, S. Masi, C. O’Sullivan, A. Passerini, F. Pezzotta, M. Piat, A. Tartari, S. A. Torchinsky, D. Viganò, F. Voisin, P. Ade, J. G. Alberro, A. Almela, G. Amico, L. H. Arnaldi, D. Auguste, J. Aumont, S. Azzoni, S. Banfi, A. Baù, B. Bélier, D. Bennett, L. Bergé, J. P. Bernard, M. Bersanelli, M. A. Bigot-Sazy, J. Bonaparte, J. Bonis, E. Bunn, D. Buzi, P. Chaniel, C. Chapron, R. Charlassier, A. C. Cobos Cerutti, F. Columbro, A. Coppolecchia, G. de Gasperis, M. de Leo, S. Dheilly, C. Duca, L. Dumoulin, A. Etchegoyen, A. Fasciszewski, L. P. Ferreyro, D. Fracchia, M. M. Gamboa Lerena, K. M. Ganga, B. García, M. E. García Redondo, M. Gaspard, D. Gayer, M. Gervasi, M. Giard, V. Gilles, Y. Giraud-Heraud, M. Gómez Berisso, M. González, M. Gradziel, M. R. Hampel, D. Harari, S. Henrot-Versillé, F. Incardona, E. Jules, J. Kaplan, C. Kristukat, L. Lamagna, S. Loucatos, T. Louis, W. Marty, A. Mattei, A. May, M. McCulloch, L. Mele, D. Melo, L. Montier, L. Mousset, L. M. Mundo, J. A. Murphy, J. D. Murphy, F. Nati, E. Olivieri, C. Oriol, A. Paiella, F. Pajot, H. Pastoriza, A. Pelosi, C. Perbost, M. Perciballi, F. Piacentini, L. Piccirillo, G. Pisano, M. Platino, G. Polenta, D. Prêle, R. Puddu, D. Rambaud, E. Rasztocky, P. Ringegni, G. E. Romero, J. M. Salum, A. Schillaci, C. G. Scóccola, S. Scully, S. Spinelli, G. Stankowiak, M. Stolpovskiy, A. D. Supanitsky, J. P. Thermeau, P. Timbie, M. Tomasi, C. Tucker, G. Tucker, N. Vittorio, F. Wicek, M. Wright, A. Zullo, and QUBIC Collaboration, “QUBIC VII: The feedhorn-switch system of the technological demonstrator,” *J. Cosmology Astropart. Phys.*, vol. 2022, p. 040, Apr. 2022.
- [81] C. O’Sullivan, M. de Petris, G. Amico, E. S. Battistelli, P. de Bernardis, D. Burke, D. Buzi, C. Chapron, L. Conversi, G. D’Alessandro, M. de Leo, D. Gayer, L. Grandsire, J. C. Hamilton, S. Marnieros, S. Masi, A. Mattei, A. Mennella, L. Mousset, J. D. Murphy, A. Pelosi, M. Perciballi, M. Piat, S. Scully, A. Tartari, S. A. Torchinsky, F. Voisin, M. Zannoni, A. Zullo, P. Ade, J. G. Alberro, A. Almela, L. H. Arnaldi, D. Auguste, J. Aumont, S. Azzoni, S. Banfi, A. Baù, B. Bélier, D. Bennett, L. Bergé, J. P. Bernard, M. Bersanelli, M. A. Bigot-Sazy, J. Bonaparte, J. Bonis, E. Bunn, F. Cavaliere, P. Chaniel, R. Charlassier, A. C. Cobos Cerutti, F. Columbro, A. Coppolecchia, G. de Gasperis, S. Dheilly, C. Duca, L. Dumoulin, A. Etchegoyen, A. Fasciszewski, L. P. Ferreyro, D. Fracchia, C. Franceschet, M. M. Gamboa Lerena, K. M. Ganga, B. García, M. E. García Redondo, M. Gaspard, M. Gervasi, M. Giard, V. Gilles, Y. Giraud-Heraud, M. Gómez Berisso, M. González, M. Gradziel, M. R. Hampel, D. Harari, S. Henrot-Versillé, F. Incardona, E. Jules, J. Kaplan, C. Kristukat, L. Lamagna, S. Loucatos, T. Louis, B. Maffei, W. Marty, A. May, M. McCulloch, L. Mele, D. Melo, L. Montier, L. M. Mundo, J. A. Murphy, F. Nati, E. Olivieri, C. Oriol, A. Paiella, F. Pajot, A. Passerini, H. Pastoriza, C. Perbost, F. Pezzotta, F. Piacentini, L. Piccirillo, G. Pisano, M. Platino, G. Polenta, D. Prêle, R. Puddu, D. Rambaud, E. Rasztocky, P. Ringegni, G. E. Romero, J. M. Salum, A. Schillaci, C. G. Scóccola, S. Spinelli, G. Stankowiak, M. Stolpovskiy, A. D. Supanitsky, J. P. Thermeau, P. Timbie, M. Tomasi, C. Tucker, G. Tucker, D. Viganò, N. Vittorio, F. Wicek, M. Wright, and QUBIC Collaboration, “QUBIC VIII: Optical design and performance,” *J. Cosmology Astropart. Phys.*, vol. 2022, p. 041, Apr. 2022.
- [82] M. Piat, G. Stankowiak, E. S. Battistelli, P. de Bernardis, G. D’Alessandro, M. de Petris, L. Grandsire, J. C. Hamilton, T. D. Hoang, S. Marnieros, S. Masi, A. Mennella, L. Mousset, C. O’Sullivan, D. Prêle, A. Tartari, J. P. Thermeau, S. A. Torchinsky, F. Voisin, M. Zannoni, P. Ade, J. G. Alberro, A. Almela, G. Amico, L. H. Arnaldi, D. Auguste, J. Aumont, S. Azzoni, S. Banfi, A. Baù, B. Bélier, D. Bennett, L. Bergé, J. P. Bernard, M. Bersanelli, M. A. Bigot-Sazy, J. Bonaparte, J. Bonis, E. Bunn, D. Burke, D. Buzi, F. Cavaliere, P. Chaniel, C. Chapron, R. Charlassier, A. C. Cobos Cerutti, F. Columbro, A. Coppolecchia, G. de Gasperis, M. de Leo, S. Dheilly, C. Duca, L. Dumoulin, A. Etchegoyen, A. Fasciszewski, L. P. Ferreyro, D. Fracchia, C. Franceschet, M. M. Gamboa Lerena, K. M. Ganga, B. García, M. E.

- García Redondo, M. Gaspard, D. Gayer, M. Gervasi, M. Giard, V. Gilles, Y. Giraud-Héraud, M. Gómez Berisso, M. González, M. Gradziel, M. R. Hampel, D. Harari, S. Henrot-Versillé, F. Incardona, E. Jules, J. Kaplan, C. Kristukat, L. Lamagna, S. Loucatos, T. Louis, B. Maffei, W. Marty, A. Mattei, A. May, M. McCulloch, L. Mele, D. Melo, L. Montier, L. M. Mundo, J. A. Murphy, J. D. Murphy, F. Nati, E. Olivieri, C. Oriol, A. Paiella, F. Pajot, A. Passerini, H. Pastoriza, A. Pelosi, C. Perbost, M. Perciballi, F. Pezzotta, F. Piacentini, L. Piccirillo, G. Pisano, M. Platino, G. Polenta, R. Puddu, D. Rambaud, E. Rasztocky, P. Ringegni, G. E. Romero, J. M. Salum, A. Schillaci, C. G. Scóccola, S. Scully, S. Spinelli, M. Stolpovskiy, A. D. Supanitsky, P. Timbie, M. Tomasi, C. Tucker, G. Tucker, D. Viganò, N. Vittorio, F. Wicek, M. Wright, A. Zullo, and The Qubic Collaboration, “QUBIC IV: Performance of TES bolometers and readout electronics,” *J. Cosmology Astropart. Phys.*, vol. 2022, p. 037, Apr. 2022.
- [83] M. Stolpovskiy, Development of the B-mode measurements pipeline for QUBIC experiment. PhD thesis, -, Oct. 2016.
- [84] R. Charlassier, J. C. Hamilton, É. Bréelle, A. Ghribi, Y. Giraud-Héraud, J. Kaplan, M. Piat, and D. Prêle, “An efficient phase-shifting scheme for bolometric additive interferometry,” *A&A*, vol. 497, pp. 963–971, Apr. 2009.
- [85] M. A. Bigot-Sazy, R. Charlassier, J. C. Hamilton, J. Kaplan, and G. Zahariade, “Self-calibration: an efficient method to control systematic effects in bolometric interferometry,” *A&A*, vol. 550, p. A59, Feb. 2013.
- [86] Qubic Collaboration, E. Battistelli, A. Baú, D. Bennett, L. Bergé, J. P. Bernard, P. de Bernardis, G. Bordier, A. Bounab, É. Bréelle, E. F. Bunn, M. Calvo, R. Charlassier, S. Collin, A. Coppolecchia, A. Cruciani, G. Curran, M. de Petris, L. Dumoulin, A. Gault, M. Gervasi, A. Ghribi, M. Giard, C. Giordano, Y. Giraud-Héraud, M. Gradziel, L. Guglielmi, J. C. Hamilton, V. Haynes, J. Kaplan, A. Korotkov, J. Landé, B. Maffei, M. Maiello, S. Malu, S. Marnieros, J. Martino, S. Masi, A. Murphy, F. Nati, C. O’Sullivan, F. Pajot, A. Passerini, S. Peterzen, F. Piacentini, M. Piat, L. Piccirillo, G. Pisano, G. Polenta, D. Prêle, D. Romano, C. Rosset, M. Salatino, A. Schillaci, G. Sironi, R. Sordini, S. Spinelli, A. Tartari, P. Timbie, G. Tucker, L. Vibert, F. Voisin, R. A. Watson, M. Zannoni, and QUBIC Collaboration, “QUBIC: The QU bolometric interferometer for cosmology,” *Astroparticle Physics*, vol. 34, pp. 705–716, Apr. 2011.
- [87] S. S. Malu and P. T. Timbie, “Broadband Fizeau Interferometers for Astrophysics,” *arXiv e-prints*, p. arXiv:1006.5936, June 2010.
- [88] P. Hariharan, Basics of Interferometry. Elsevier Science, 2012.
- [89] T. Cornwell and P. Wilkinson, “A new method for making maps with unstable radio interferometers,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 196, no. 4, pp. 1067–1086, 1981.
- [90] E. Battistelli et al., “The QU bolometric interferometer for cosmology,” *Astroparticle Physics*, vol. 34, pp. 705–716, 2011.
- [91] L. Rayleigh, “XXXI. Investigations in optics, with special reference to the spectroscope,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 8, no. 49, pp. 261–274, 1879.
- [92] M. Tegmark, “CMB mapping experiments: A designer’s guide,” *Phys. Rev. D*, vol. 56, pp. 4514–4529, Oct. 1997.

- [93] J. C. Hamilton, “What have we learned from observational cosmology?,” Studies in the History and Philosophy of Modern Physics, vol. 46, pp. 70–85, May 2014.
- [94] J. Borrill, “MADCAP - The Microwave Anisotropy Dataset Computational Analysis Package,” arXiv e-prints, pp. astro-ph/9911389, Nov. 1999.
- [95] M. R. Hestenes, E. Stiefel, et al., “Methods of conjugate gradients for solving linear systems,” Journal of research of the National Bureau of Standards, vol. 49, no. 6, pp. 409–436, 1952.
- [96] J. R. Shewchuk et al., “An introduction to the conjugate gradient method without the agonizing pain,” 1994.
- [97] B. Thorne, J. Dunkley, D. Alonso, and S. Naess, “The Python Sky Model: software for simulating the Galactic microwave sky,” MNRAS, vol. 469, pp. 2821–2833, Aug. 2017.
- [98] K. M. Górski, E. Hivon, A. J. Banday, B. D. Wandelt, F. K. Hansen, M. Reinecke, and M. Bartelmann, “HEALPix: A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere,” ApJ, vol. 622, pp. 759–771, Apr. 2005.
- [99] M. White and M. Srednicki, “Window Functions for Cosmic Microwave Background Experiments,” ApJ, vol. 443, p. 6, Apr. 1995.
- [100] E. Hivon, K. M. Górski, C. B. Netterfield, B. P. Crill, S. Prunet, and F. Hansen, “MASTER of the Cosmic Microwave Background Anisotropy Power Spectrum: A Fast Method for Statistical Analysis of Large and Complex Cosmic Microwave Background Data Sets,” ApJ, vol. 567, pp. 2–17, Mar. 2002.
- [101] K. M. Smith, “Pseudo- C_ℓ estimators which do not mix E and B modes,” Phys. Rev. D, vol. 74, p. 083002, Oct. 2006.
- [102] E. F. Bunn, M. Zaldarriaga, M. Tegmark, and A. de Oliveira-Costa, “E/B decomposition of finite pixelized CMB maps,” Phys. Rev. D, vol. 67, p. 023501, Jan. 2003.
- [103] C. García-García, D. Alonso, and E. Bellini, “Disconnected pseudo- C_ℓ covariances for projected large-scale structure data,” J. Cosmology Astropart. Phys., vol. 2019, p. 043, Nov. 2019.
- [104] R. Cepeda-Arroita, S. E. Harper, C. Dickinson, J. A. Rubiño-Martín, R. T. Génova-Santos, A. C. Taylor, T. J. Pearson, M. Ashdown, A. Barr, R. B. Barreiro, B. Casaponsa, F. J. Casas, H. C. Chiang, R. Fernandez-Cobos, R. D. P. Grumitt, F. Guidi, H. M. Heilgendorff, D. Herranz, L. R. P. Jew, J. L. Jonas, M. E. Jones, A. Lasenby, J. Leech, J. P. Leahy, E. Martínez-González, M. W. Peel, L. Piccirillo, F. Poidevin, A. C. S. Readhead, R. Rebolo, B. Ruiz-Granados, J. Sievers, F. Vansyngel, P. Vielva, and R. A. Watson, “Detection of spectral variations of Anomalous Microwave Emission with QUIJOTE and C-BASS,” MNRAS, vol. 503, pp. 2927–2943, May 2021.
- [105] S. W. Henderson et al., “Advanced ACTPol Cryogenic Detector Arrays and Readout,” Journal of Low Temperature Physics, vol. 184, pp. 772–779, Aug. 2016.
- [106] M. Newville, T. Stensitzki, D. B. Allen, and A. Ingargiola, “LMFIT: Non-Linear Least-Square Minimization and Curve-Fitting for Python,” Sept. 2014.
- [107] A. Amblard and J. C. Hamilton, “Noise power spectrum estimation and fast map making for CMB experiments,” A&A, vol. 417, pp. 1189–1194, Apr. 2004.

-
- [108] E. L. Wright, “Scanning and Mapping Strategies for CMB Experiments,” *arXiv e-prints*, pp. astro-ph/9612006, Nov. 1996.
- [109] P. Collaboration, “Planck 2018 results. IV. Diffuse component separation,” *A&A*, vol. 641, p. A4, Sept. 2020.
- [110] R. Génova-Santos, J. A. Rubiño-Martín, A. Peláez-Santos, F. Poidevin, R. Rebolo, R. Vignaga, E. Artal, S. Harper, R. Hoyland, A. Lasenby, E. Martínez-González, L. Piccirillo, D. Tramonnte, and R. A. Watson, “QUIJOTE scientific results - II. Polarisation measurements of the microwave emission in the Galactic molecular complexes W43 and W47 and supernova remnant W44,” *MNRAS*, vol. 464, pp. 4107–4132, Feb. 2017.
- [111] G. Puglisi, G. Fabbian, and C. Baccigalupi, “A 3D model for carbon monoxide molecular line emission as a potential cosmic microwave background polarization contaminant,” *MNRAS*, vol. 469, pp. 2982–2996, Aug. 2017.
- [112] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, F. Argüeso, *et al.*, “Planck 2015 results. XXVI. The Second Planck Catalogue of Compact Sources,” *A&A*, vol. 594, p. A26, Sept. 2016.
- [113] G. Puglisi, V. Galluzzi, L. Bonavera, J. Gonzalez-Nuevo, A. Lapi, M. Massardi, F. Perrotta, C. Baccigalupi, A. Celotti, and L. Danese, “Forecasting the Contribution of Polarized Extragalactic Radio Sources in CMB Observations,” *ApJ*, vol. 858, p. 85, May 2018.
- [114] N. Krachmalnicoff, E. Carretti, C. Baccigalupi, G. Bernardi, S. Brown, B. M. Gaensler, M. Haverkorn, M. Kesteven, F. Perrotta, S. Poppi, and L. Staveley-Smith, “S-PASS view of polarized Galactic synchrotron at 2.3 GHz as a contaminant to CMB observations,” *A&A*, vol. 618, p. A166, Oct. 2018.
- [115] B. Westbrook, P. A. R. Ade, M. Aguilar, *et al.*, “The POLARBEAR-2 and Simons Array Focal Plane Fabrication Status,” *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 193, pp. 758–770, Dec. 2018.
- [116] M. O. Irfan, J. Bobin, M.-A. Miville-Deschênes, and I. Grenier, “Determining thermal dust emission from Planck HFI data using a sparse, parametric technique,” *A&A*, vol. 623, p. A21, Mar. 2019.
- [117] A. S. Bolton and D. J. Schlegel, “Spectro-Perfectionism: An Algorithmic Framework for Photon Noise-Limited Extraction of Optical Fiber Spectroscopy,” *PASP*, vol. 122, p. 248, Feb. 2010.