



Ciemat
Centro de Investigaciones
Energéticas, Medioambientales
y Tecnológicas



Centro de Investigaciones Energéticas, MedioAmbientales y Tecnológicas



Departamento de Física Teórica I

Facultad de Ciencias Físicas

Universidad Complutense de Madrid

Determinación de Parámetros Cosmológicos usando Oscilaciones Acústicas de Bariones en Cartografiados Fotométricos de Galaxias

Tesis presentada por

Aurelio Carnero Rosell

para optar al grado de Doctor

y dirigida por el

Dr. Eusebio Sánchez Álvaro

Madrid - 15 de abril de 2011

Este trabajo está dedicado:
a mi madre, a mi padre y a mi hermano,
que sin ellos no soy nadie.
A Clara, por estar siempre ahí.

*No vayas a creer lo que te cuentan del mundo (ni siquiera esto que te estoy contando), ya te dije que el mundo es incontable. **Mario Benedetti**. Las soledades de Babel, 1991.*

Agradecimientos

Buceando en Internet encontré esta frase atribuida a Johann W. Goethe: *Si yo pudiera enumerar cuánto debo a mis grandes antecesores y contemporáneos, no me quedaría mucho en propiedad.* Igualmente, esta tesis se ha llevado a cabo gracias a la ayuda y amistad de mucha gente.

Para empezar, agradezco a Eusebio todo el esfuerzo que me ha dedicado durante estos cuatro años. Agradezco su amistad y su ingenio, además de la confianza que puso en mí desde el principio. También agradezco a Manuel la oportunidad que me dio de formar parte del Ciemat, por compartir su tiempo y por su apoyo. En general, quiero agradecer la ayuda recibida por parte de todos los compañeros del Ciemat, por esas reuniones de departamento, por los seminarios y por su compañía.

Quiero agradecer también a Juan su apoyo y compañía. A Enrique, Martín y Anna, por su esfuerzo y por su amistad. Gracias a los compañeros de DES y PAU: Ramón, Enrique, Pablo... También a Fernando, *Eu aprecio sua amizade.* Igualmente, agradezco a todos los compañeros con los que me crucé en congresos y viajes, que compartieran sus inquietudes conmigo. También quiero agradecer a Mercedes su apoyo y amistad durante estos cuatro años. Agradezco a Javier y Jorge, su ayuda y por aguantar los skype meetings en el despacho. Agradezco a Alicia su gestión y ayuda con los trámites burocráticos.

Más de lo que unas pocas palabras puedan demostrar, quiero agradecer a todos los compañeros de despacho y más allá por compartir su tiempo conmigo, sus risas, sus penurias, sus chistes, sus virus, su comida y su conocimiento. Por hacerme enfadar y por hacerme razonar. Cristina y David, olé. María C., Nacho C., Julia, Nacho S., Carmen, Dani y Javier, al que también le agradezco el pique insular. Les agradezco su buen vivir. A Mara, Jesús y Juan Pablo, que siempre me recibieron con una sonrisa, incluso cuando me llevaba su tarjeta a casa. Por supuesto, a Ricardo, Miguel, Juanjo y Antonio por domar los ordenadores, por sus risas y junto con Carlos "el ingeniero", por su juerga y por ser de los pocos no físicos del grupo. Carlos, a ti también te agradezco que seas el abogado del diablo de mis juicios. Igualmente, gracias a Jorge y Rafael, con los que algún día me haré rico. Finalmente, gracias a los nuevos chicos, Bruno, Adrián, Jose y Mariano. Durante cuatro años, a muchos de ustedes os he visto más que a mi propia sombra, compartiendo almuerzos en los que a veces, aquello se parecía más a un debate de cuarto milenio que a otra cosa, por eso y mucho más, gracias.

Agradezco a Clara por aguantarme día a día, por abrirme las puertas de su vida y de su ciudad.

También me gustaría agradecer a Agus, David, Vero, Nacho G, Carlota, Iñigo, Juan B,

Eva, Penélope, Taho, Arám, Luis, Lola, Rocío, Carlos, Cristo, Pablo, Juanito, Alberto, Alejandro, Rael, Nacho R., Avi, Juan, John, Gerry, Martyn y demás. Por estar en Madrid, en Tenerife, en Barcelona, en Londres, en el colegio, en el instituto, en la universidad, en todos lados. Gracias por esta experiencia compartida. No me quiero extender más con ustedes que podría escribir otro libro.

Finalmente y más importante, agradecimientos a mis padres por estar ahí, porque siempre les parece poco el tiempo que estoy en casa. Agradecimientos a Guillermo, mi hermano, por esos momentos juntos. A Julieta, Carlota, Octavio, María, Javier, Tomás, Antonio y resto de familia, gracias.

Índice general

1. Introducción	1
2. El modelo estándar cosmológico	5
2.1. El Principio Cosmológico	5
2.2. Relatividad General: la métrica de LFRW	5
2.3. Base observacional del modelo estándar	8
2.4. Parámetros cosmológicos	18
2.4.1. Materia oscura	19
2.4.2. Energía oscura	20
2.4.3. Métodos de estudio de la energía oscura	21
2.5. Distancias en cosmología	23
2.5.1. Distancia comóvil	24
2.5.2. Distancia por luminosidad	24
2.5.3. Distancia por diámetro angular	25
2.6. Crecimiento y formación de estructuras	25
2.6.1. Simulaciones de N-cuerpos	27
3. Las Oscilaciones Acústicas de Bariones	31
3.1. Origen de las Oscilaciones Acústicas de Bariones	31
3.2. La señal BAO en la distribución de galaxias	32
3.2.1. La función de correlación a dos puntos	34
3.2.2. El espectro de potencias	35
3.3. El método de la regla estándar	37
3.4. Distorsiones en el espacio de z	38
3.5. Efectos no-lineales	39
3.6. Efectos observacionales	43
3.6.1. Varianza cósmica	43
3.6.2. <i>Bias</i> y trazadores	44
3.6.3. Completitud y máscara	45
3.6.4. Cartografiados fotométricos	46
3.6.5. La función de correlación angular en armónicos esféricos	49
3.7. Estado actual de la medida de BAO	50

4. El método PLG	53
4.1. Objetivos	53
4.2. Parametrización de $\omega(\theta)$	54
4.3. Algoritmo de aplicación del método	54
4.4. Calibración del método PLG	55
4.5. Corrección del efecto de proyección	56
4.6. Otros efectos	58
4.6.1. No-linealidades	58
4.6.2. <i>Bias</i>	60
4.6.3. Distorsiones en el espacio de z	60
4.7. Conclusiones del método PLG	62
5. Medida de la señal BAO en DES	63
5.1. El proyecto DES	63
5.1.1. Objetivos	63
5.1.2. DECam	64
5.1.3. El Telescopio Blanco	68
5.1.4. DESDM	69
5.1.5. Estrategia de observación	70
5.1.6. Photoz	71
5.1.7. Simulaciones de DES	72
5.1.8. BAO en DES	73
5.2. La simulación MICE	73
5.3. Aplicación del método PLG a la simulación MICE	73
5.3.1. Photoz en MICE	74
5.3.2. Correlación entre <i>bins</i> de photoz	75
5.3.3. La función de correlación	76
5.3.4. Errores sistemáticos	81
5.3.5. Resultados: Cosmología	84
5.4. Conclusiones al proyecto DES	86
6. Medida de la señal BAO en SDSS	87
6.1. El proyecto SDSS	87
6.1.1. Catálogo DR7 fotométrico	89
6.2. Selección de LRG	89
6.3. Medida del corrimiento al rojo fotométrico	91
6.4. Máscara	92
6.5. Contaminación de la muestra	93
6.6. La función de correlación angular	94
6.7. Cálculo del error en la función de correlación	94
6.7.1. Error analítico	95
6.7.2. Realizaciones Montecarlo	95
6.7.3. <i>Jackknife</i>	95

6.8. Medida de θ_{BAO}	98
6.9. Errores sistemáticos	99
6.10. Sensibilidad a la energía oscura	102
6.10.1. Muestra completa de BAO	103
6.11. Medida del ritmo de crecimiento	107
7. Conclusiones	111
Referencias	113

1

Introducción

El descubrimiento de la materia oscura y la energía oscura en el siglo XX ha supuesto una revolución para la cosmología y nos ha permitido entender que la contribución de las estrellas y los planetas al contenido energético del Universo es despreciable. La naturaleza de estas dos componentes es completamente desconocida y entenderla es uno de los interrogantes más importantes a los que se enfrenta la física a principios del siglo XXI.

En 1998 dos grupos independientes de astrofísicos observaron que las supernovas tipo Ia eran menos brillantes de lo que se esperaba. La hipótesis más aceptada para explicar este hecho es que el Universo está sufriendo una fase de expansión acelerada, producida por una componente desconocida con presión negativa, a la que se llamó energía oscura. Posteriormente, medidas del Fondo de Microondas Cósmico [1–5] (CMB, siglas de *Cosmic Microwave Background*), medidas de la distribución espacial de galaxias [6, 7] y la tomografía de la distribución de materia usando lentes gravitacionales [8] han permitido confirmar este sorprendente descubrimiento. A partir de estos resultados y otras medidas previas, se propone el denominado modelo cosmológico estándar Λ CDM. Según este modelo, el Universo tiene geometría euclídea y está formado actualmente de un $\sim 75\%$ de energía oscura en forma de constante cosmológica y un $\sim 25\%$ de materia, del cual el 85% es oscura (Figura 1.1). El modelo parte del Principio Cosmológico, es decir, a grandes escalas el Universo es isótropo y homogéneo. Puesto que el cosmos se expande, si se extrapola hacia atrás en el tiempo, se concluye que tuvo que tener un origen denso, caliente y pequeño: el Big Bang.

En sus primeros instantes el Universo estaba dominado por la radiación. En estos estadios primitivos se produjo la nucleosíntesis primordial, que terminó con un $\sim 75\%$ de la masa bariónica en forma de Hidrógeno, el $\sim 25\%$ en forma de Helio, y trazas de Litio. A medida que el Universo se fue enfriando, la materia se recombinó formando los primeros átomos neutros y se desacopló de la radiación, dando origen al CMB. Tras millones de años se crearon las primeras galaxias, donde se formaron el resto de elementos químicos.

A lo largo del siglo XX se descubrieron las primeras grandes estructuras formadas por galaxias, confirmando las predicciones del modelo de crecimiento por inestabilidad gravitatoria, es decir, como consecuencia exclusiva de la gravedad: la materia oscura fría, cuya velocidad peculiar es no relativista, forma primero las estructuras pequeñas que crecen posteriormente por acreción gravitatoria, dando lugar a los cúmulos y supercúmulos

1. INTRODUCCIÓN

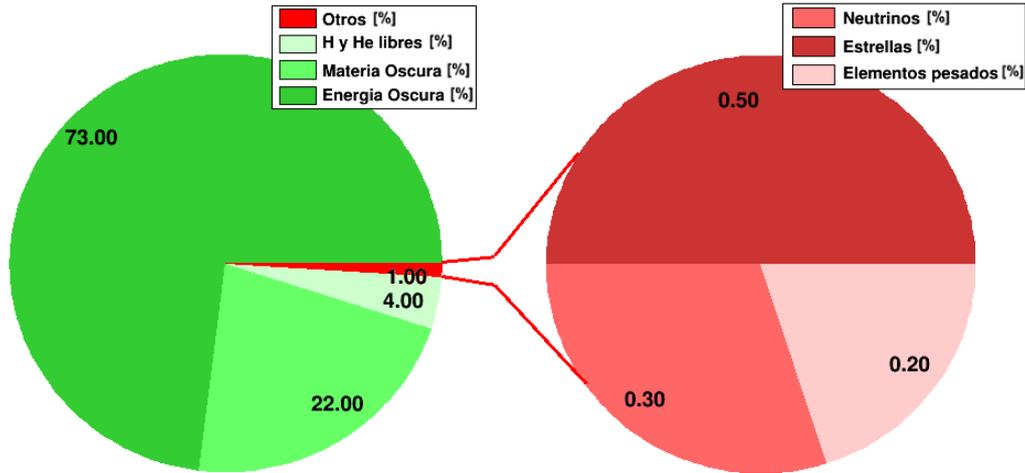


Figura 1.1: Contenido del Universo. El diagrama de la derecha es una ampliación del 1% de otras contribuciones del diagrama de la izquierda.

de galaxias.

Pese a que el modelo Λ CDM describe con precisión la evolución del Universo, aún está incompleto, puesto que la naturaleza de la materia oscura y de la energía oscura es desconocida. A día de hoy solo se sabe que la materia oscura es fría y que la energía oscura ejerce una presión negativa sobre el espacio que hace que acelere su expansión. Para poder progresar en la comprensión de estos extraños elementos, es necesario mejorar la calidad de los datos existentes. Actualmente la incertidumbre en el parámetro de la ecuación de estado de la energía oscura, w_{EO} (una forma de cuantificar el conocimiento sobre esta componente), es de aproximadamente un 10% [5]. El objetivo para esta década es reducir la incertidumbre en w_{EO} hasta el 1% [9].

Las medidas actuales del CMB son una de las bases observacionales del modelo estándar, pero aún es posible obtener más información de esta radiación. La nueva generación de proyectos diseñados para conseguir este objetivo comenzó con el lanzamiento en el año 2009 del satélite Planck [10], que permitirá medidas de la polarización de la radiación de fondo. Este telescopio espacial seguirá la senda de los satélites COBE [1] y WMAP [5] y de los experimentos en tierra Boomerang [4] y Maxima [2] entre otros.

Los cartografiados de galaxias, donde se mide la posición y velocidad de recesión de millones de ellas, también permiten la determinación de los parámetros cosmológicos. Estos cartografiados determinan la distribución de la materia visible, que depende de las condiciones iniciales del Universo y de la evolución temporal de sus distintas componentes. La velocidad de recesión o corrimiento al rojo z de una galaxia está relacionada con su distancia por la ley de Hubble (para z pequeño). Tradicionalmente la forma en que se obtiene el corrimiento al rojo es a través de la medida del espectro de los objetos. En él se identifica alguna línea de emisión o absorción conocida y se compara su longitud de onda con la longitud de emisión o absorción en el laboratorio. Medir corrimientos al rojo con este método requiere mucho tiempo de observación.

También se puede determinar el corrimiento al rojo reconstruyendo el espectro con medidas fotométricas, en un rango de frecuencias que depende del sistema de filtros del telescopio. Con esta técnica se puede medir z para cientos de miles de galaxias simultáneamente, aunque con una incertidumbre mayor. Para obtener el z fotométrico de una galaxia (*photoz*), se mide la intensidad lumínica del objeto en diferentes rangos de longitud de onda y se compara con la que se obtendría para el mismo objeto a $z = 0$. La precisión y la profundidad en z de los cartografiados fotométricos de galaxias dependen en gran medida del número de filtros y el rango de frecuencias que cubran.

La observación de forma intensiva de galaxias comenzó con el cartografiado del *Center for Astrophysics* de Harvard en 1977 [11]. En las siguientes décadas se fueron haciendo cartografiados cada vez más completos y profundos, hasta llegar al 2dF [12], que finalizó a principio de siglo XXI y que midió corrimientos al rojo espectroscópicos de alrededor de 250000 objetos. Ya en el siglo XXI comenzaron a tomar datos Deep2 [13], zCOSMOS [14] y sobre todo el *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) [15], el cartografiado de galaxias más completo hasta la fecha y que se describirá en el capítulo 6. Hoy en día están en funcionamiento los cartografiados GAMA [16], Pan-Starrs [17], Wigglez [18] y BOSS [19].

Mención especial merece el *Dark Energy Survey* (DES) [20], que comenzará a tomar datos en 2011 y donde las observaciones serán totalmente fotométricas. Medirá simultáneamente los cuatro observables para estudiar la energía oscura descritos en el párrafo siguiente. Este cartografiado se introducirá con detalle en el capítulo 5. Otros cartografiados planeados para el futuro son, por ejemplo, el *Large Synoptic Survey Telescope* [21], PAU [22] y Euclid [23].

Las principales técnicas de estudio de la energía oscura son el diagrama de Hubble de Supernovas tipo Ia, la tomografía de la distribución de materia usando lentes gravitacionales (*Weak Lensing*), la abundancia de cúmulos de galaxias y las Oscilaciones Acústicas de Bariones (BAO, siglas de *Baryonic Acoustic Oscillations*), en las que se centra esta tesis. Éstas representan una sobreabundancia de materia a una escala característica, debido a la propagación de ondas sonoras en el Universo primitivo. Su medida se efectúa usando la distribución de materia visible. La evolución temporal de dicha escala es función de los parámetros cosmológicos.

En esta tesis se presenta una nueva técnica para determinar la escala BAO que se podrá aplicar en cualquier cartografiado de galaxias con suficiente estadística. Esta técnica ha sido probada en simulaciones de DES y con los datos reales de SDSS, demostrando que es viable y consiguiendo resultados competitivos.

En el capítulo 2 se describirá con más detalle el modelo estándar Λ CDM, así como las medidas de distancias y la formación de estructuras en el Universo. El capítulo 3 está dedicado a las Oscilaciones Acústicas de Bariones y su uso como observable cosmológico en cartografiados de galaxias. Finalmente, en el capítulo 4 se presentará el método para la extracción de información cosmológica a partir de cartografiados fotométricos usando BAO, para terminar con los resultados obtenidos con las simulaciones del *Dark Energy Survey* en el capítulo 5, y con los datos del *Sloan Digital Sky Survey* en el capítulo 6.

2

El modelo estándar cosmológico

El modelo estándar cosmológico explica todas las observaciones realizadas: la expansión acelerada del Universo, el CMB, las BAO, las abundancias de elementos ligeros, el brillo de las supernovas Ia, etc. Se basa en la Relatividad General, el Principio Cosmológico y las propiedades de las distintas componentes de materia-energía que existen en el Universo.

A continuación se describe el modelo Λ CDM. En la sección 2.5 se explicarán las distintas definiciones de distancia, continuando con la formación de estructuras en el Universo, de donde se obtiene la medida de las BAO.

2.1. El Principio Cosmológico

El Principio Cosmológico propone que el Universo, visto por observadores fundamentales, es homogéneo e isótropo. Una consecuencia inmediata es la existencia de un tiempo cósmico universal, t . Todos los observadores fundamentales ven la misma secuencia de sucesos y pueden sincronizar sus relojes en base a ellos. Por lo tanto se puede separar la métrica en una parte espacial y otra temporal. Esta hipótesis está de acuerdo con las observaciones, como se describirá en la sección 2.3.

2.2. Relatividad General: la métrica de LFRW

La teoría de la Relatividad General [24] relaciona la curvatura del espacio-tiempo con el contenido de materia-energía del Universo. Esta descripción es consecuencia del Principio de Relatividad General, según el cual las leyes de la física deben ser las mismas para todos los observadores, tanto en reposo como en aceleración. Cualquier tipo de materia o energía en el Universo causa una curvatura en el espacio-tiempo y esta curvatura afecta a su vez a la dinámica de la masa-energía. En palabras de John Wheeler: *La materia le dice al espacio como curvarse, y el espacio le dice a la materia como moverse* [25]. Este comportamiento se expresa en la ecuación tensorial del campo de Einstein:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (2.1)$$

2. EL MODELO ESTÁNDAR COSMOLÓGICO

donde $R_{\mu\nu}$ es el tensor de curvatura de Ricci, $g_{\mu\nu}$ el tensor métrico y $T_{\mu\nu}$ el tensor de energía-momento que contiene todas las formas de materia-energía. Para un fluido perfecto, el tensor de energía-momento $T_{\mu\nu}$ tiene la forma:

$$T_{\mu\nu} = (\rho + p)u_\mu u_\nu + pg_{\mu\nu} \quad (2.2)$$

siendo ρ la densidad de energía, p la presión y u_μ la cuadrivelocidad. En la ecuación tensorial del campo de Einstein se incluye además, el término Λ asociado a la constante cosmológica.

La métrica más general que satisface el Principio Cosmológico se puede escribir como [26]:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)\gamma_{ij}(u)du^i du^j \quad (2.3)$$

En coordenadas esféricas, asumiendo que el espacio es esféricamente simétrico (por isotropía) [26]:

$$\gamma_{ij}(u)du^i du^j = e^{2\beta(r)}dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \quad (2.4)$$

siendo $e^{2\beta(r)}$ una función arbitraria en r (exponencial para mantener el mismo signo sea cual sea la función $\beta(r)$). El tensor de Ricci se puede escribir como ${}^{(3)}R_{ji} = 2k\gamma_{ij}$ (ecuación 2.5), con k constante [26]. El superíndice ${}^{(3)}$ indica que es solamente la parte espacial (la parte temporal se ha factorizado) y γ_{ij} es la métrica máximamente simétrica en el espacio tridimensional. Por otra parte, aplicando su definición [26]:

$${}^{(3)}R_{11} = \frac{2}{r}\partial_1\beta$$

$${}^{(3)}R_{22} = e^{-2\beta}(r\partial_1\beta - 1) + 1 \quad (2.5)$$

$${}^{(3)}R_{33} = \sin^2\theta [e^{-2\beta}(r\partial_1\beta - 1) + 1]$$

Por lo tanto, $\beta = -\frac{1}{2}\ln[1 - kr^2]$ y

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right] \quad (2.6)$$

Esta es la métrica de Lemaître-Friedmann-Robertson-Walker (LFRW). Obsérvese que es invariante bajo los cambios $k \rightarrow k/|k|$, $r \rightarrow \sqrt{|k|}r$ y $a \rightarrow a/\sqrt{|k|}$, por lo tanto el único parámetro relevante es $k/|k|$, que se abrevia por k y puede tomar los valores 1, 0, -1, lo que corresponde a geometría cerrada, plana o abierta respectivamente.

El factor de escala, $a(t)$, determina la escala de distancias en el Universo y se elige tal que en el presente $a(t_0) = 1$. Las coordenadas r, θ, ϕ y t son las coordenadas respecto a un observador comóvil. La dependencia de $a(t)$ con el contenido de energía en el universo está dada por el tensor de energía en la ecuación de Einstein (eq. 2.2). Para el caso de fluidos perfectos (isotrópicos) en un Universo en expansión, la solución viene dada por las ecuaciones de Friedmann:

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2 R_0^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (2.7)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) \quad (2.8)$$

Se define el parámetro de Hubble a partir de la primera ecuación $H(a) \equiv \dot{a}/a$. Contiene información sobre las densidades de energía y sobre la curvatura del Universo. El valor de $H(a)$ en el presente se conoce como la constante de Hubble H_0 , y da el ritmo de expansión actual.

Se puede obtener la ecuación de continuidad para la densidad de energía a partir de la ecuación 2.7 (derivando y eliminado \ddot{a}):

$$\dot{\rho} = -3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) \quad (2.9)$$

Si se describen la radiación, la materia y la energía como fluidos barotrópicos, la ecuación de estado se escribe como:

$$w \equiv \frac{p}{\rho} \quad (2.10)$$

y la solución a la ecuación 2.9 viene dada por:

$$\rho \propto a^{-3(1+w)} \quad (2.11)$$

Para cada componente, el parámetro w tendrá diferente valor:

- *Materia*: La ecuación de estado¹ para la materia no relativista es $p = 0$, lo que implica que $\rho_M \propto a^{-3}$ y $w = 0$.
- *Radiación*: En este caso la ecuación de estado² es $p = \frac{1}{3}\rho$ y por lo tanto $\rho_{rad} \propto a^{-4}$.
- *Constante Cosmológica, Λ* : La energía asociada a Λ tiene una ecuación de estado³ $p = -\rho$. La densidad de Λ es constante con la expansión del Universo, por lo tanto $\rho_\Lambda \propto a^0$.
- *Curvatura*: De la eq. 2.7 se ve que el término $-ka^{-2}R_0^{-2}$ se comporta como un término más en la densidad de energía, por lo que se puede caracterizar $\rho_k \propto a^{-2}$.

Partiendo de la ecuación 2.7 se puede definir la densidad crítica, que corresponde a un contenido energético tal que $k = 0$:

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \quad (2.12)$$

¹Si $\rho = \rho_m c^2$ y $p = \rho_m C^2$, donde c es la velocidad de la luz y $C = \sqrt{RT}$, la velocidad térmica de materia, para materia fría $C \ll c$, entonces $w \equiv \frac{p}{\rho} = \frac{\rho_m C^2}{\rho_m c^2} \approx 0$

²Esta relación se obtiene de manera más general a partir de la isotropía del tensor de energía momento. Por simplicidad, aquí se obtiene este resultado por consideraciones termodinámicas: la radiación, tratada como un gas relativista, tiene una energía térmica kT tal que $3kT = p = \mu c^2$. Considerando la ley de los gases perfectos $p \approx \frac{kT}{\mu c^2} \rho$ y sustituyendo la relación entre kT y μc^2 , se obtiene que $p = \frac{1}{3}\rho$.

³De la ecuación 2.7 se ve que Λ es equivalente a un fluido con densidad de energía $\rho \equiv \frac{\Lambda}{8\pi G}$. Si Λ es constante con el tiempo, también lo es la densidad de energía ρ . Para que esto se cumpla, en la ecuación 2.9 p debe de valer $p = -\frac{\Lambda}{8\pi G}$ y por lo tanto $w = -1$.

2. EL MODELO ESTÁNDAR COSMOLÓGICO

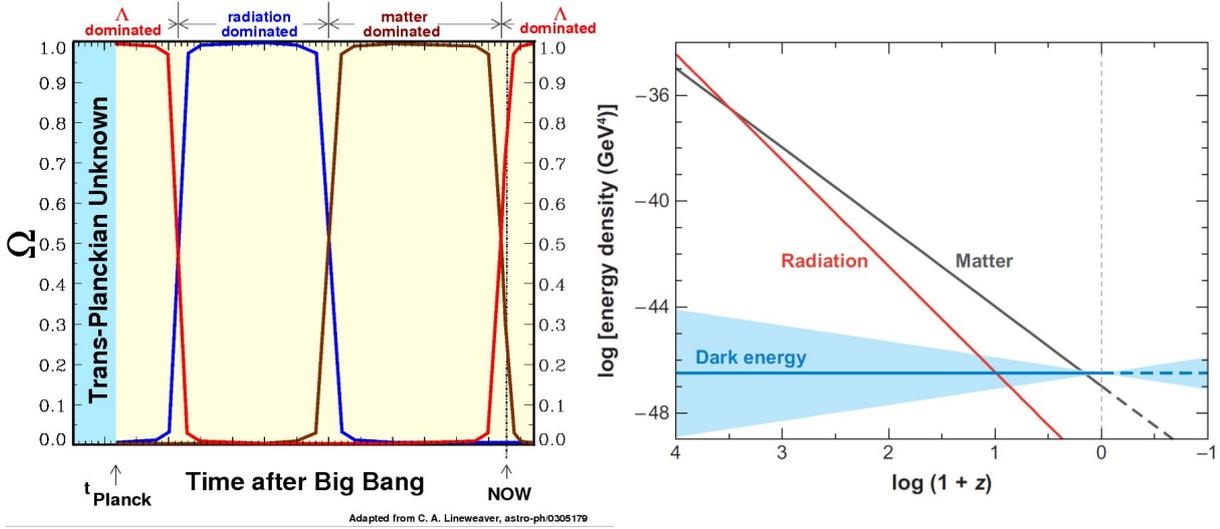


Figura 2.1: Evolución de cada uno de los parámetros de densidad en el modelo estándar [27]. Se aprecia qué componente ha dominado en cada era. En la figura de la derecha se muestra la evolución de la densidad de energía hasta la era dominada por radiación [28].

Se define el parámetro de densidad Ω para cada especie al expresar las densidades en unidades de la densidad crítica, $\Omega_i \equiv \rho_i/\rho_c$ con $i = M, \Lambda, rad, k, \dots$. Para un universo con materia oscura fría y constante cosmológica, la primera ecuación de Friedmann (eq 2.7) se escribe:

$$H(a)^2 = H_0^2 (\Omega_{M,0} a^{-3} + \Omega_{\Lambda,0} + \Omega_{rad,0} a^{-4} + \Omega_{K,0} a^{-2}) \quad (2.13)$$

donde el subíndice 0 representa su valor actual. Este subíndice no se usará a lo largo del trabajo, pero todo Ω se refiere al valor actual, a menos que se indique lo contrario. Evaluando esta expresión en la época presente, $H(t_0) = H_0$ y $a(t_0) = 1$:

$$\Omega_M + \Omega_{\Lambda} + \Omega_{rad} + \Omega_K = 1 \quad (2.14)$$

La evolución de los parámetros de densidad se muestra a la izquierda de la figura 2.1 [27]. Están normalizados a la densidad crítica, que en este caso es $\Omega_{crit} = 1$ (Universo plano). En el presente la contribución de la radiación es despreciable y la contribución de la materia y de la constante cosmológica son del mismo orden de magnitud. Sin embargo, en el Universo primitivo la contribución de la radiación era mayor que la de la materia. En el panel de la derecha de la figura 2.1 se muestra la evolución de la densidad de energía desde el presente hasta la época dominada por radiación [28].

2.3. Base observacional del modelo estándar

El modelo Λ CDM describe todas las medidas realizadas hasta la fecha, y las predicciones derivadas de él han sido confirmadas en una gran variedad de observaciones. A continuación se describen brevemente las más importantes.

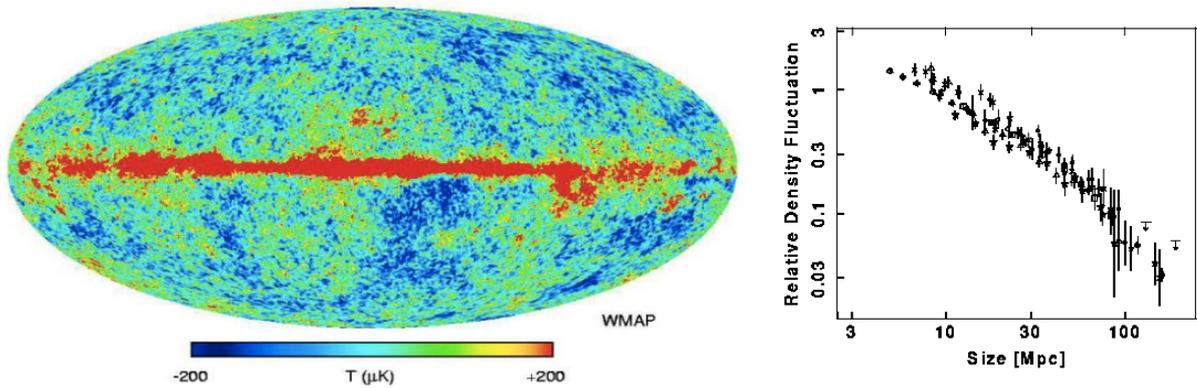


Figura 2.2: A la izquierda, distribución de inhomogeneidades en el CMB tomada con el satélite WMAP [29]. Las variaciones intrínsecas, una vez sustraída la contribución galáctica, son del orden de 1 parte en 10^5 . A la derecha, distribución de inhomogeneidades en la distribución de galaxias. A $100 Mpc$, el Universo se puede aproximar como homogéneo con una precisión $\sim 10^{-2}$ [30].

1. Isotropía y homogeneidad. El grado de anisotropía que se mide en el CMB es del orden de 10^{-5} [29], como se muestra en el panel izquierdo de la figura 2.2. La homogeneidad se ha estudiado en la distribución de galaxias, llegando solo a un $\sim 10\%$ del tamaño del Universo. Para escalas de $\sim 100 Mpc$, las inhomogeneidades no superan el 3% . Esto se muestra en el panel derecho de la figura 2.2, donde las fluctuaciones de materia medidas a partir de cartografiados de galaxias disminuyen con la escala [30].
2. Expansión del Universo. En el Universo local existe una relación lineal entre la distancia a una galaxia y su velocidad de recesión, debido a la expansión del cosmos [31]. Medidas actuales del *Hubble Key Project* [32] arrojan un valor para el ritmo de expansión presente de $H_0 = 72 \pm 8 \text{ km/s/Mpc}$. Los resultados pueden verse en la figura 2.3, donde se muestra la relación entre la distancia y la velocidad para varios objetos en el Universo local.

La ley de Hubble deja de ser válida para distancias suficientemente grandes. En este caso, aunque la velocidad de recesión siga siendo una medida directa de la distancia, la relación existente entre ambas deja de ser lineal, siendo función del contenido energético del Universo, como se verá en la sección 2.5. En 1998, midiendo distancias a supernovas tipo Ia (las más brillantes y por tanto, las que se observan a mayor distancia), se vio por primera vez que el ritmo de expansión se acelera. La medida más reciente se ve en la figura 2.4.

3. Abundancias de elementos ligeros. Una de las predicciones fundamentales del modelo estándar son las abundancias de los isótopos D , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$ en el Universo. El proceso de nucleosíntesis se produce a energías $\sim 1 \text{ MeV}$, donde la física es bien conocida y por lo tanto se pueden hacer predicciones muy precisas, en función de la cantidad de bariones en el Universo $\left(\frac{\Omega_B}{\Omega_\gamma}\right)$. Por otra parte, $\frac{\Omega_B}{\Omega_\gamma}$ se puede medir en el CMB, lo que permite predecir las abundancias de los elementos ligeros.

El valor de Ω_B rige todas las interacciones nucleares, y permite predecir el ritmo

2. EL MODELO ESTÁNDAR COSMOLÓGICO

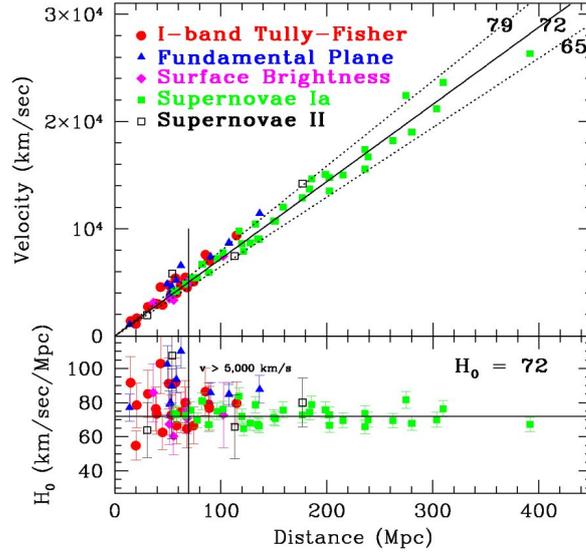


Figura 2.3: Diagrama de Hubble en el Universo local (para distancias menores que 400 Mpc) medido en el *Hubble Key Project* [32]. Se aprecia la relación lineal existente entre la distancia y la velocidad, siendo H_0 la pendiente con valor medio de $H_0 = 72 \pm 8 \text{ Km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

de formación de isótopos. En la figura 2.5 el valor obtenido para $\Omega_B h^2$ del CMB se representa por la banda gris vertical. Este número de bariones corresponde, si el modelo es correcto, a unas abundancias relativas (dadas por las líneas rosa, roja, verde y azul) en el cruce con la banda gris. Las predicciones se pueden comparar con las abundancias medidas en el cosmos. Observaciones del medio intergaláctico permiten obtener medidas de las abundancias. En [34] se mide la abundancia de ^4He . En la figura 2.5 este resultado se muestra como la banda rosada horizontal, en perfecto acuerdo con la predicción de ΛCDM . Lo mismo sucede para las abundancias de los otros isótopos. Medidas de las abundancias de D [35] y ^3He [36], se muestran en la figura 2.5 como bandas horizontales roja y verde respectivamente. Las observaciones son totalmente compatibles con las predicciones. En el caso del ^7Li [37], el acuerdo es ligeramente peor (la predicción en la figura 2.5 viene dada por banda azul oscura en su cruce con la banda gris vertical). Sin embargo, la abundancia de ^7Li es la más afectada por errores sistemáticos, ya que está influida por procesos de creación y aniquilación en las estrellas.

ΛCDM describe las abundancias de elementos primordiales, una vez fijado el valor de Ω_B . La consecuencia más importante de este valor, además, es que la materia oscura es no bariónica.

4. Existencia del CMB. En el modelo de Big Bang el Universo primitivo es pequeño y caliente. El espacio se expande y esto hace que disminuyan la temperatura y la densidad. 300000 años después del Big Bang, la temperatura alcanza los 3000 K. Entonces los electrones libres en el plasma se recombinan con los núcleos libres, formando átomos neutros, por lo que la materia y la radiación se desacoplan. Tras ~ 14 Gaños, los fotones provenientes de la época del desacoplo se han enfriado

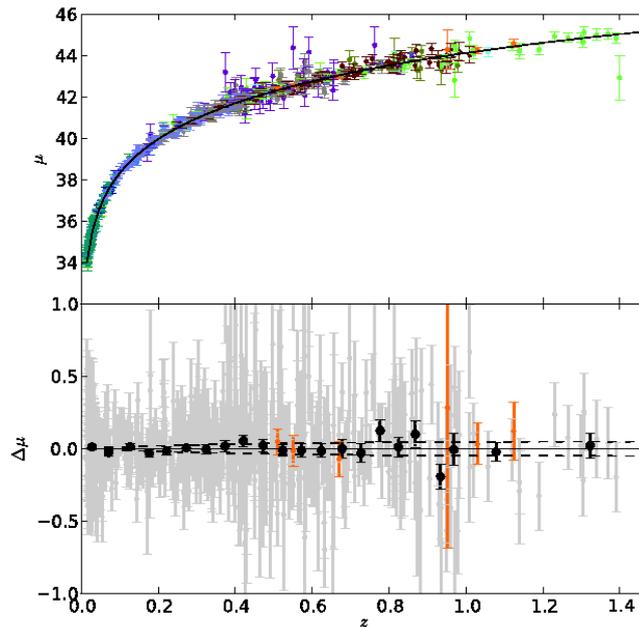


Figura 2.4: En el panel superior, el módulo distancia para las SNIa del catálogo *Union II* en función de z [33]. La línea continua representa el mejor ajuste a la cosmología Λ CDM. Para distancias grandes la relación entre la distancia y z deja de ser lineal. En el panel inferior, se muestran los residuos respecto a la cosmología Λ CDM para todas las SNIa (en gris) y para los valores medios en diferentes intervalos de z (en negro). Las líneas discontinuas son los residuales esperados para modelos con $\Delta w \pm 0,1$.

por el efecto de la expansión y se deberán observar con una distribución de cuerpo negro al mantenerse en equilibrio termodinámico. El satélite COBE [38] midió la emisión térmica del CMB encontrando una distribución de cuerpo negro perfecta con $T = 2,725 \pm 0,001 K$ (figura 2.6), confirmando las predicciones.

5. Fluctuaciones en el CMB. El grado de anisotropía también se predice en el modelo estándar. La hipótesis más aceptada es que el Universo sufrió una fase de expansión exponencial en el origen, llamada inflación [39, 40]. Esta fase produjo fluctuaciones en la métrica que se propagaron a la distribución espacial de energía. Además, las interacciones entre la materia y la radiación dan lugar a estructuras extra que se deben detectar en el CMB, como son las BAO. El satélite WMAP, durante casi una década, ha estudiado las fluctuaciones del CMB, confirmando las predicciones del modelo Λ CDM, como puede verse en la figura 2.7.

Puesto que estas fluctuaciones son el origen de la estructura que se observan actualmente, se espera una correlación entre ellas, el llamado efecto ISW (*Integrated Sachs-Wolfe*) [41], que depende del contenido energético del Universo. Las medidas actuales son compatibles con el modelo estándar [42], como puede verse en la figura 2.8, donde se muestra la correlación cruzada entre el CMB y dos poblaciones de galaxias distintas, una a $z = 0,33$ (izquierda) y otra a $z = 0,5$ (derecha).

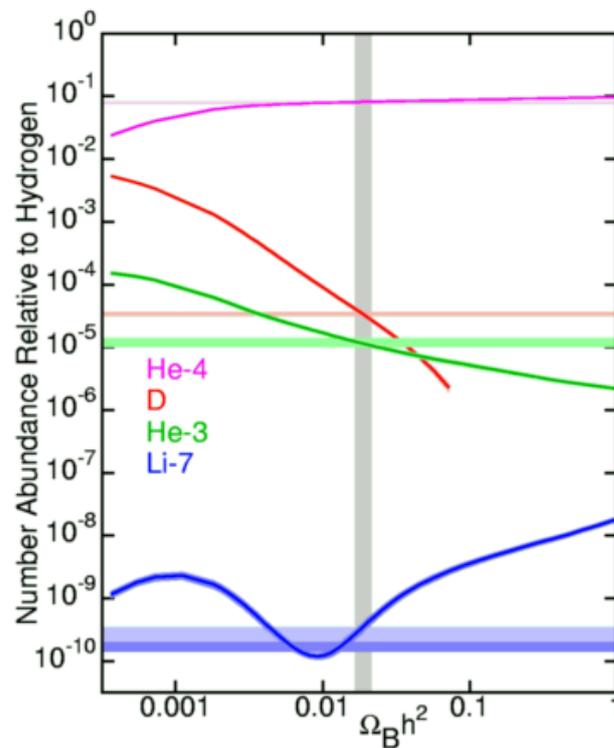


Figura 2.5: Abundancias relativas en función de la fracción de bariones para los isótopos ^4He (rosa), D (rojo), ^3He (verde) y ^7Li (azul). La banda gris vertical corresponde a la fracción de bariones medida en el CMB, lo que predice las abundancias de cada uno de ellos. Las bandas horizontales son las abundancias medidas experimentalmente. El acuerdo con la teoría es muy bueno. Figura tomada de <http://www.astro.ucla.edu/~wright/BBNS.html>

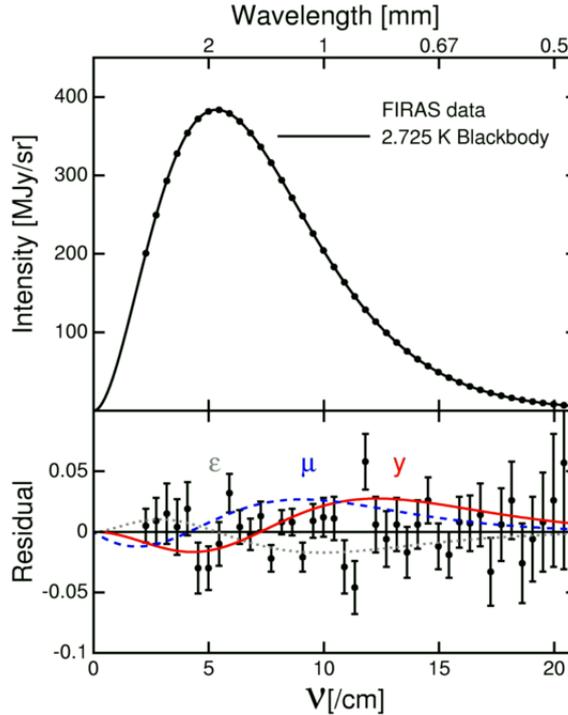


Figura 2.6: Espectro del CMB medido por el satélite COBE (panel superior). En el panel inferior, la medida en forma de residuo respecto al cuerpo negro a 2,725 K , donde las curvas gris, roja y azul son modelos distintos al de cuerpo negro. La emisión, como se había predicho, es compatible con la de cuerpo negro centrado a una temperatura de 2,725 K [38].

6. La estructura a gran escala del Universo. La formación de estructuras en el Universo se explica por efecto de la interacción gravitatoria en un Universo en expansión, con las condiciones iniciales de densidad dadas por el CMB. Si la materia oscura es fría, las estructuras crecen por acumulación desde escalas pequeñas a escalas más grandes. Las fluctuaciones en el CMB se traducen en fluctuaciones en la distribución de galaxias: la señal de las BAO, que se ve en el CMB, se ha detectado también en la distribución espacial de galaxias [6]. En el siguiente capítulo se darán más detalles sobre este observable.

Con simulaciones cosmológicas también se ha demostrado que la imagen del Universo dada por el modelo estándar es igual a la imagen obtenida en los cartografiados de galaxias. La figura 2.9 [43] es una comparación visual de la distribución de galaxias obtenida con cartografiados de galaxias, con la distribución que se obtiene en las simulaciones. Además y más importante, las propiedades estadísticas son también iguales.

7. Edad del Universo. Dadas las abundancias de energía y materia en el Universo, se puede estimar su edad en unos ~ 14 Gaños. Este resultado se puede comparar con otras medidas que dan límites inferiores a la edad del Universo. Observando la metalicidad de estrellas blancas (última fase de evolución en las estrellas de masa intermedia) se obtiene un límite inferior a la edad del Universo de ~ 11 Gaños [44]. Λ CDM está dentro de estos límites observacionales, mientras que un Universo en el

2. EL MODELO ESTÁNDAR COSMOLÓGICO

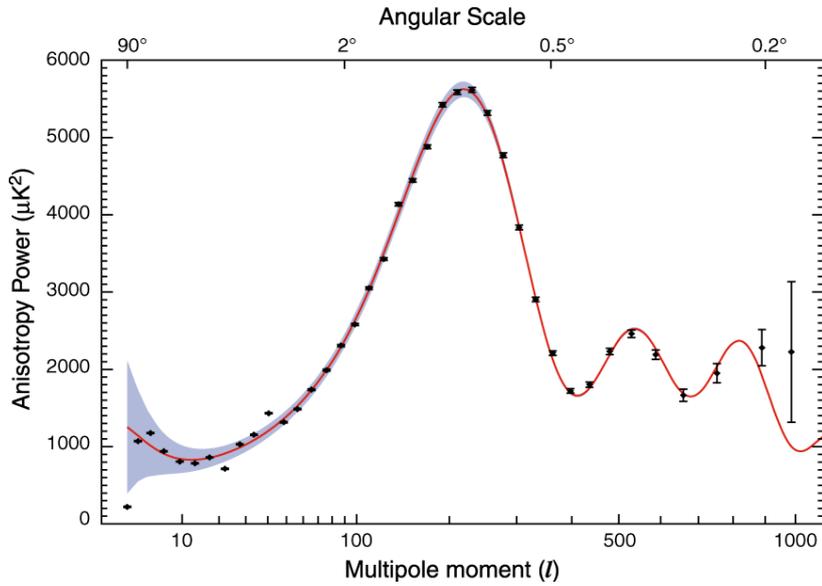


Figura 2.7: Espectro de potencias angular observado en las fluctuaciones del fondo de microondas por WMAP y el mejor ajuste a los parámetros cosmológicos. El modelo Λ CDM (línea roja) describe los datos con precisión. La banda gris es la incertidumbre debido a la varianza cósmica [5].

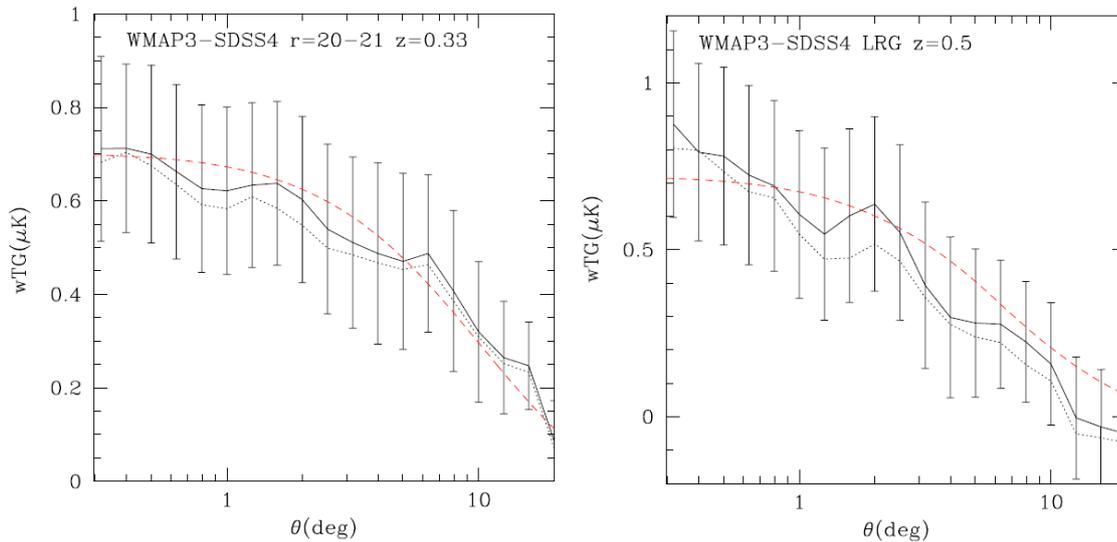


Figura 2.8: La correlación cruzada entre el CMB (WMAP3) y galaxias del cartografiado SDSS, a dos z distintos. Se muestra como la línea continua con las barras de error. La línea discontinua es para los primeros datos de WMAP1 y la línea roja el mejor ajuste a la cosmología Λ CDM. El acuerdo es bueno, aunque la sensibilidad actual no es muy grande [42].

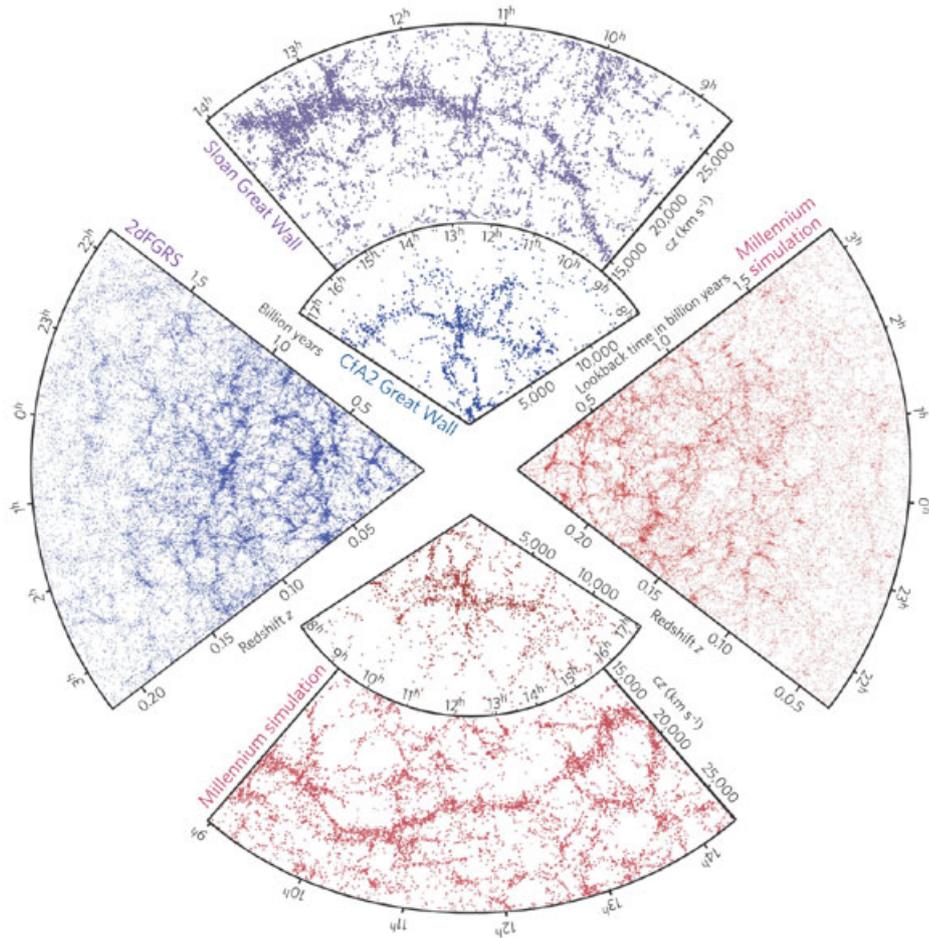


Figura 2.9: Comparación de la distribución espacial de galaxias entre cartografiados de galaxias (azul) y simulaciones cosmológicas con la cosmología Λ CDM (rojo). Las simulaciones tienen las mismas propiedades estadísticas que los datos [43].

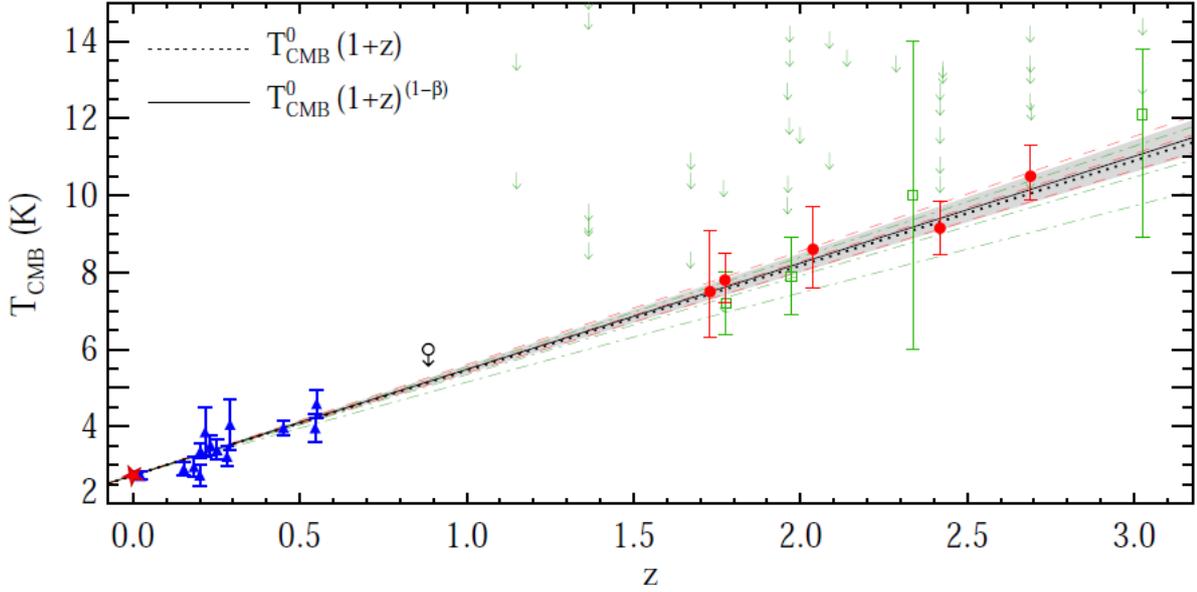


Figura 2.10: Temperatura en función del corrimiento al rojo para el CMB (puntos). Los resultados son compatibles con el modelo Λ CDM (línea discontinua). El mejor ajuste se muestra con la línea continua, siendo la banda gris la incertidumbre en el ajuste [45].

que $\Omega_M = 1$ los viola, pues se predice una edad menor que la de las estrellas.

8. Evolución de la temperatura con z . Debido a la expansión el Universo se enfría. En el modelo Λ CDM la temperatura crece con z como $T \propto (1+z)$. Estudiando las líneas de absorción en el espectro del gas intergaláctico se puede obtener la temperatura del CMB para el z correspondiente y comparar su dependencia temporal con los distintos modelos cosmológicos [45, 46]. Las medidas actuales son compatibles con Λ CDM, como puede verse en la figura 2.10, donde los datos (puntos) dan el mejor ajuste (línea continua) [45]. Este test excluye los modelos llamados de "luz cansada".

9. Materia Oscura. Se propuso por primera vez para dar explicación a la dispersión de velocidades en los cúmulos de galaxias [47]. Posteriormente se vio que también explicaba la relación masa-luminosidad en las galaxias elípticas y las curvas de rotación de galaxias espirales, donde se observan velocidades de rotación mayores que las que provocaría la masa reconstruida de la galaxia a partir de sus estrellas.

Para poder ajustar estos observables, es necesaria una componente extra de materia no luminosa. Las curvas de rotación de galaxias espirales [48] (figura 2.11, panel izquierdo), estudios de lentes gravitacionales [49], la velocidad de dispersión [47] y la relación masa-luminosidad en cúmulos de galaxias [50] (figura 2.11, panel derecho), o la dinámica de estructuras a gran escala [51], implican la existencia de un nuevo tipo de materia no luminosa que contribuye gravitacionalmente en la formación de las estructuras del Universo. En la figura 2.11 se muestran algunos ejemplos de estas medidas. Además, en la figura 2.12 se muestra una imagen en el óptico, en rayos

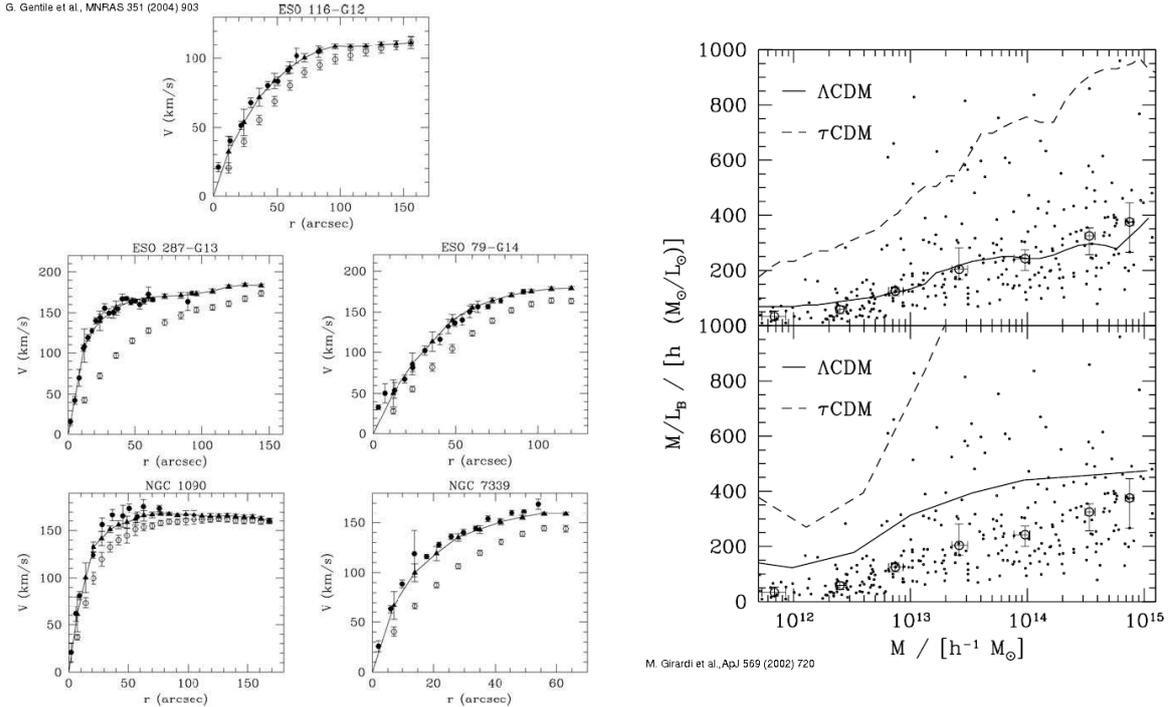


Figura 2.11: Curvas de rotación para varias galaxias espirales [48] (panel izquierdo). Los puntos negros son las velocidades medidas y la línea continua el ajuste al modelo con materia oscura. A la derecha, la relación masa-luminosidad para cúmulos de galaxias [50]. El modelo Λ CDM ajusta a las observaciones.

X y la reconstrucción de masa usando WL del cúmulo de la Bala (*Bullet Cluster*). Este cúmulo es en realidad el resultado de la colisión de dos cúmulos de galaxias. Estudiándolo con diferentes técnicas se puede reconstruir su estructura. La mayor parte de la masa (en azul), reconstruida con WL, se sitúa en el mismo lugar que las galaxias ya que ambas componentes (materia luminosa y oscura) no han colisionado. Sin embargo, el gas ionizado (en rojo), reconstruido a través de su emisión en rayos X y que supone el $\sim 90\%$ de la masa bariónica, ha sido separado del resto debido a sus interacciones. Por tanto, la mayor parte de la masa contenida en el cúmulo interactúa muy débilmente, tal y como se espera de la materia oscura.

A partir de las abundancias de elementos primordiales y de la información obtenida del CMB, se deduce que ésta es no bariónica, y contribuye en $\sim 25\%$ a la energía total del Universo. De la distribución espacial de galaxias también se infiere que la materia oscura es no relativista (fría) puesto que la formación de estructuras se ha producido desde las más pequeñas (galaxias) a las más grandes (cúmulos de galaxias) y no al contrario. En la sección 2.4.1 se darán más detalles sobre los candidatos a formar la materia oscura.

10. Energía Oscura. En 1998, midiendo distancias a supernovas tipo Ia [52, 53], se observó que las más lejanas eran menos brillantes, es decir, que están más lejos de lo esperado en una cosmología donde $\Omega_M = 1$. La explicación es la existencia de la energía oscura, que acelera la expansión del Universo. Medidas posteriores de la escala

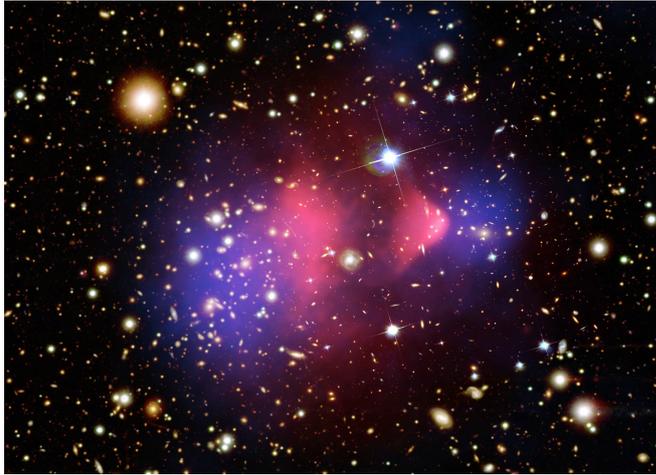


Figura 2.12: Imagen en el óptico, en rayos X (azul) y reconstrucción usando WL (rojo), del *Bullet cluster*, cuyo comportamiento es una importante confirmación de la existencia de la materia oscura. Imagen tomada de <http://chandra.harvard.edu/photo/2006/1e0657/>.

de las Oscilaciones Acústicas de Bariones [6] y del CMB han permitido confirmar la existencia de la energía oscura, que supone el $\sim 72\%$ del contenido energético del Universo, siendo su naturaleza desconocida. En la sección 2.4.2 se dará una breve lista de los modelos teóricos propuestos para la naturaleza de la energía oscura.

2.4. Parámetros cosmológicos

El modelo Λ CDM permite describir el Universo con un número relativamente pequeño de parámetros. Las medidas proporcionan información sobre las densidades de materia y energía, sobre el número efectivo de neutrinos, sobre la curvatura del Universo o la naturaleza de la energía oscura. En la tabla 2.1 se muestran los parámetros cosmológicos que serán útiles en el análisis realizado en esta tesis⁴. Estos se han obtenido de la observación del CMB por la sonda WMAP [5]. Los errores en los parámetros cosmológicos varían con el modelo. Si la energía oscura varía con el corrimiento al rojo, entonces la precisión en los resultados será diferente. Esto se debe al alto grado de correlación existente entre los parámetros.

De todos los parámetros cosmológicos, H_0 es uno de los que más influye en la precisión obtenida de los observables geométricos, como son las Supernovas tipo Ia o las BAO. Estos observables miden las densidades de energía y la ecuación de estado de la energía oscura a través del parámetro de Hubble, donde H_0 hace de factor de normalización y su incertidumbre afecta directamente a la de los otros parámetros. Por otra parte, las densidades de materia-energía están acopladas entre sí y con la constante de la ecuación de estado de energía oscura. Por tanto, es necesario combinar resultados independientes para llegar al nivel de precisión actual. En la figura 2.13 se muestra la degeneración existente entre varios de estos parámetros y cómo combinando varios observables se puede mejorar

⁴http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/dr4/params/lcdm_sz_lens_wmap7_bao_snsalt.cfm

$\Omega_M = 0,266 \pm 0,029$	$H_0 = 71,0 \pm 2,5 \text{ km/s/Mpc}$
$\Omega_b = 0,0449 \pm 0,0028$	$n_s = 0,963 \pm 0,014$
$\Omega_\Lambda = 0,734 \pm 0,029$	$z_* = 1090,79 \pm 0,93$
$r_s = 153,2 \pm 1,7 \text{ Mpc}$	$\theta_* = 0,5950 \pm 0,0015^\circ$

Tabla 2.1: El mejor ajuste a algunos parámetros cosmológicos para Λ CDM con el experimento WMAP7 [5]. H_0 mide el ritmo de expansión actual, n_s es el índice escalar que describe las fluctuaciones primordiales de densidad en el fondo de microondas. Los parámetros Ω_i describen la densidad de cada especie relativa a la densidad crítica. El subíndice M hace referencia a la suma de materia bariónica y no bariónica, b a la materia bariónica únicamente y Λ a la constante cosmológica. Finalmente, por su importancia en el análisis de las BAO, se muestran también aquellos parámetros relacionados con el momento del desacoplo entre materia y radiación. θ_* y z_* son la escala angular de las oscilaciones acústicas y el corrimiento al rojo en el CMB respectivamente, y r_s es la escala acústica en el desacoplo.

la precisión del ajuste [33].

2.4.1. Materia oscura

En base a las medidas que se tienen de la materia oscura (sección anterior), se sabe que la parte dominante es no relativista (por lo que la constante en su ecuación de estado es $w_{DM} = 0$) y que supone un $\sim 23\%$ del contenido total de materia-energía del Universo. Su naturaleza es desconocida, aunque la hipótesis más aceptada es que está formada por partículas aún por descubrir.

Algunas extensiones al modelo estándar de partículas predicen la existencia de partículas pesadas que darían cuenta de la materia oscura. Uno de los principales candidatos a formarlas, dentro de estas teorías, es el *neutralino* [54], la partícula estable más ligera en algunas de las extensiones supersimétricas. En las dimensiones extra, siguiendo las ideas de Kaluza y Klein [55] y sobre todo de Arkani-Hamed, Dimopoulos y Dvali [56], también surgen partículas que podrían dar cuenta de la materia oscura, las llamadas partículas de Kaluza-Klein. Otro candidato posible son los axiones, partículas introducidas como una extensión del modelo estándar para resolver el problema de la violación CP fuerte [57]. En general, podría ocurrir que hubiese varias contribuciones no bariónicas a la densidad total de materia oscura. En parte esto ya se sabe que es cierto, pues los neutrinos contribuyen a la densidad total, aunque no dan cuenta de toda la materia oscura y además son relativistas, lo que, como se ha visto, excluye que puedan ser la contribución dominante.

La próxima década será crucial para entender qué partículas forman la materia oscura, ya que ésta podría ser detectada directamente con el acelerador LHC, con otros experimentos

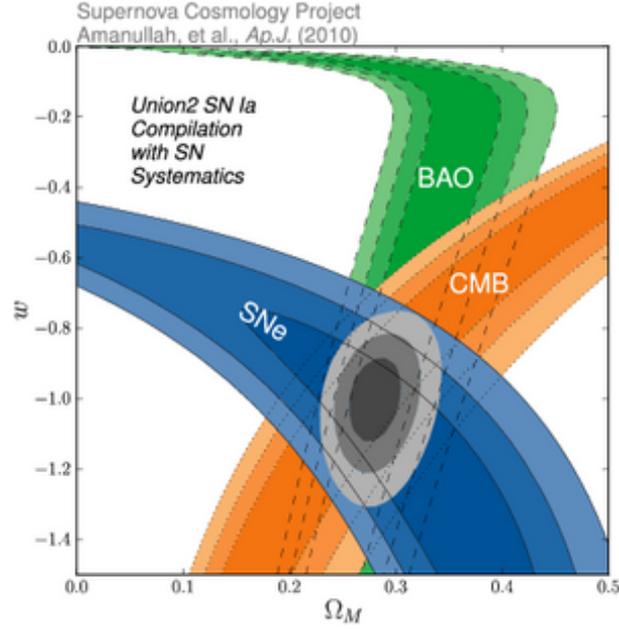


Figura 2.13: Intervalos de confianza al 68 %, 95 % y 99 % en el espacio $\Omega_M - w_x$ para Supernovas tipo Ia, BAO CMB [33]. La dependencia de cada una de ellas con los parámetros cosmológicos permite romper la degeneración existente, reduciendo la incertidumbre en la determinación de Ω_M y w_x .

de detección directa, o indirectamente con el estudio de rayos cósmicos, neutrinos y rayos γ en telescopios especializados.

2.4.2. Energía oscura

El descubrimiento reciente más importante para la cosmología ha sido la observación de la expansión acelerada del Universo. En un Universo que solo contenga materia y radiación, se espera una desaceleración de la expansión por la atracción gravitatoria. Sin embargo, las observaciones de supernovas tipo Ia a finales de siglo pasado [52, 53] permitieron confirmar que la expansión se está acelerando.

Hoy en día existen muchos modelos que intentan explicar la naturaleza de la energía oscura, nombre que se ha dado al agente causante de la aceleración. Hasta el momento, todas las observaciones son compatibles con que la energía oscura sea la constante cosmológica Λ , con ecuación de estado $p = -\rho$ ($w = -1$).

Otros modelos proponen campos escalares con diferentes ecuaciones de estado. Si $-1/3 > w > -1$, la energía oscura será un escalar tipo *quintaesencia* [28] y si $w < -1$ la energía oscura será *energía fantasma* [58]. También se han propuesto modelos donde la constante de la ecuación de estado no es tal y varía con el corrimiento al rojo, $w \equiv w(z)$, como es el caso de la *k-esencia* [59].

Para comparar modelos, la dependencia de w con el factor de escala del Universo se desarrolla en serie:

$$w(a) = w_0 + w_a(1 - a) = w_0 + w_a \frac{z}{1 + z} \quad (2.15)$$

donde cada modelo da una predicción para w_0 y w_a .

Actualmente existen cientos de teorías para explicar la naturaleza de la energía oscura. Una posibilidad es que la teoría de la Relatividad General no sea la descripción adecuada de la gravitación a distancias cosmológicas [60] y que lo que actualmente se interpreta como expansión acelerada se deba a que se usa una teoría incompleta. También se ha propuesto [61, 62] que el Principio Cosmológico no sea cierto (en este caso la aceleración aparente se debe a las no uniformidades), o que la energía oscura sea una manifestación de los campos magnéticos primordiales [63], entre otras.

El objetivo de la siguiente generación de proyectos de observación cosmológica es distinguir entre estas alternativas (o encontrar otra), para lo que es necesario mejorar el error en w_{EO} al menos en un orden de magnitud.

2.4.3. Métodos de estudio de la energía oscura

Hay 2 tipos fundamentales de observables cosmológicos: geométricos y de evolución. Los primeros están relacionados con la geometría, e implican la medida de distancias. Los segundos están relacionados con la estructura a gran escala del cosmos. Son independientes y su consistencia es un test de la teoría de la gravitación.

En 2006 se publicó el informe del *Dark Energy Task Force* (DETF) [9]. Contiene las conclusiones de un panel de expertos internacionales sobre los métodos más sensibles para el estudio de la energía oscura. Tras un estudio intensivo, llega a la conclusión de que existen 4 métodos cuyas sensibilidades son las más elevadas. Estos métodos se describen brevemente a continuación:

1. Las Supernovas tipo Ia como candelas estándar. Este método consiste en medir el módulo distancia, μ (ecuación 2.25), para muchas supernovas tipo Ia (SNIa) y ajustar su evolución a la cosmología (método geométrico).

Las SNIa son un tipo especial de supernovas. Ocurren en el seno de un sistema estelar binario formado por una enana blanca y una compañera, generalmente una gigante roja. La estrella enana absorbe materia de su compañera, hasta que su masa supera el límite de Chandrashekar y explota como supernova. La intensidad de este proceso es tal que se puede observar en galaxias distantes (hasta $z \sim 2$), a veces sobrepasando el brillo de la galaxia progenitora. Las SNIa son visibles a lo largo de varios meses y la duración está íntimamente relacionada con el máximo de luminosidad. Esto hace que las SNIa se puedan calibrar con precisión y usarse como candelas estándar.

En la figura 2.4 se muestra el módulo distancia en función del corrimiento al rojo para el catálogo *Union II* de supernovas Ia de 2010 [33], junto con el mejor ajuste a la cosmología Λ CDM. Como referencia, los parámetros cosmológicos para estos datos se muestran en la figura 2.13 (elipse azul).

2. La abundancia de cúmulos. El número de cúmulos de galaxias, dN_c/dz es sensible a la energía oscura a través del factor de crecimiento de las fluctuaciones de materia [64, 65].

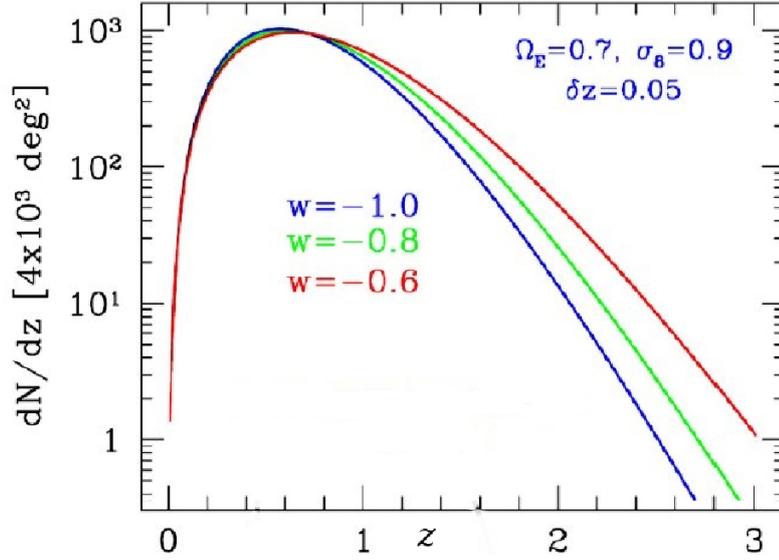


Figura 2.14: El número de cúmulos de galaxias esperado para distintos modelos de energía oscura [20].

La dependencia explícita con la cosmología es⁵:

$$\frac{d^2 N_c(z)}{dz d\Omega} = \frac{c}{H(z)} d_A^2 (1+z)^2 \int_0^\infty f(M, z) \frac{dn_c(z)}{dM} dM, \quad (2.16)$$

donde $dn_c(z)/dM$ es la densidad de cúmulos con masa M en coordenadas comóviles, $H(z)$ es el parámetro de Hubble y $d_A(z)$ la distancia por diámetro angular. La función $f(M, z)$ representa la probabilidad de detección. Este método es tanto geométrico como de evolución.

La dificultad de esta medida reside, desde el punto de vista teórico, en la caracterización de la densidad de cúmulos $\frac{dn_c(z)}{dM}$ a partir de primeros principios. Hoy en día este cálculo se basa en el desarrollo de Press y Schechter [66], Sheth y Tormen [67] o Jenkins [68]. Desde el punto de vista observacional la dificultad estriba en hallar los cúmulos y calcular su masa. Esto puede hacerse de varias formas: usando los movimientos propios de las galaxias que lo componen, mediante la emisión en rayos X del gas atrapado en el cúmulo o usando la huella que deja en el CMB a través del efecto Sunyaev-Zel'dovich (SZ) [69].

En la figura 2.14 se muestra la dependencia del número de cúmulos en función de distintos modelos de energía oscura [20].

3. Lentes gravitacionales débiles. Debido al campo de masas que existe entre una galaxia dada y la Tierra, la luz sigue una trayectoria curva compleja que resulta en una deformación de la imagen de la galaxia y en una magnificación de su brillo aparente. Las propiedades estadísticas de las formas de las galaxias están relacionadas con el campo de masa y por tanto con los parámetros cosmológicos [70, 71]. En la figura 2.15

⁵<http://www.darkenergysurvey.org/reports/proposal-standalone.pdf>

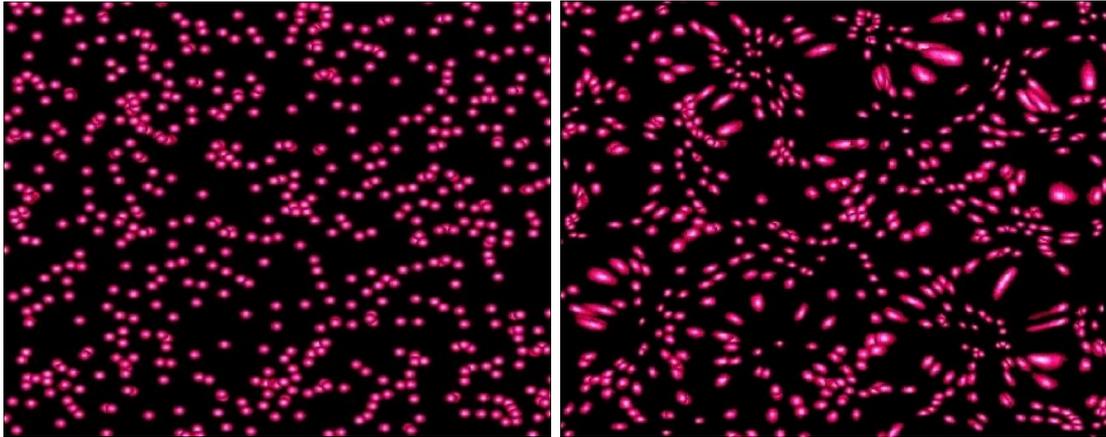


Figura 2.15: Imagen simulada de las distorsiones producidas en las galaxias por el campo de masas que hay entre las fuentes y el observador. La imagen de la izquierda es el campo original y el de la derecha, la imagen que se observaría. Imagen tomada de http://aether.lbl.gov/Weak_lensing/weak_theory.html.

se muestra el efecto (simulado) de las lentes gravitacionales sobre una distribución de galaxias⁶. Este método es tanto geométrico como de evolución.

Si se realiza un análisis estadístico de las elipticidades de las galaxias se espera que debido al efecto de las lentes gravitacionales la elipticidad sea distinta de cero y coherente con el campo de masas que atraviesa la luz en su viaje hacia el observador. Este método, pese a ser uno de los más potentes en teoría, requiere de un análisis minucioso y está fuertemente afectado por efectos sistemáticos. Aun así, ya se ha medido [72], aunque la obtención de parámetros cosmológicos está limitada por el pequeño tamaño de los cartografiados utilizados.

4. Las BAO como regla estándar. El capítulo 3 estará dedicado a este método. La idea básica consiste en utilizar la escala característica de las BAO como una regla estándar, que está relacionada con los parámetros cosmológicos a través de la distancia por diámetro angular [6, 73]. Es, por tanto, un método geométrico.

2.5. Distancias en cosmología

Medir distancias es de vital importancia en cosmología. Sin embargo su medida no es trivial ya que distintas definiciones dan resultados diferentes cuando se aplican a escala cosmológica (figura 2.16).

Se define el corrimiento al rojo z de una galaxia como el desplazamiento hacia el rojo de todas las líneas de emisión del espectro:

$$z = \frac{\lambda_o - \lambda_{emit}}{\lambda_{emit}} \equiv \frac{1}{a(t_{emit})} - 1 \quad (2.17)$$

donde el subíndice o hace referencia a la longitud de onda observada y $emit$ a la longitud de onda emitida. Valores negativos de z implican que la galaxia se acerca, y se han medido

⁶http://aether.lbl.gov/Weak_lensing/weak_theory.html

2. EL MODELO ESTÁNDAR COSMOLÓGICO

en galaxias del Grupo Local de la Vía Láctea, debido a las velocidades peculiares dentro de nuestro cúmulo. Sin embargo, para galaxias fuera del Grupo Local, todas presentan un corrimiento al rojo positivo debido a la expansión del Universo.

Sustituyendo en la ecuación 2.13 el factor de escala por el corrimiento al rojo, ignorando el término de radiación y tomando la expresión 2.15 para la energía oscura:

$$H(z) = H_0 \left(\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^{2/3} + \Omega_X(1+z)^{-3(1+w_0+w_a)} e^{-3w_a z/(1+z)} \right)^{1/2} \quad (2.18)$$

$H(z)$ contiene información sobre las densidades de energía en el Universo, siendo H_0 la constante de proporcionalidad entre la velocidad de recesión v y la distancia D en el Universo local y que se parametriza como:

$$H_0 = 100 h k m s^{-1} M p c^{-1} \quad (2.19)$$

donde el subíndice $_0$ hace referencia a la época presente y h es un número adimensional. El *Hubble Key Project* [32] midió el valor de h en 2001, dando un valor de $h = 0,72 \pm 0,08$ (figura 2.3). Una nueva medida publicada en 2011 [74], ha actualizado este valor a $h = 0,738 \pm 0,024$.

2.5.1. Distancia comóvil

Es la distancia existente entre observadores fundamentales. Se define, en la línea de visión, como:

$$d_C = c \int_0^z \frac{dz'}{H(z')} \quad (2.20)$$

Si $z \ll 1$ entonces:

$$\int_0^z \frac{dz'}{H(z')} \sim \frac{z-0}{H(0)} = \frac{z}{H_0} \quad (2.21)$$

luego $d_C \sim \frac{c}{H_0} z$, y se recupera la ley de Hubble. Para z grande los otros términos influyen y la ley de Hubble deja de cumplirse.

La distancia comóvil es la medida fundamental, ya que las otras pueden deducirse en términos de ésta. Para cualquier curvatura, la distancia comóvil es:

$$d_M = \begin{cases} d_H \frac{1}{\sqrt{\Omega_k}} \sinh \left[\sqrt{\Omega_k} d_C / d_H \right] & \text{para } \Omega_k > 0 \\ d_C & \text{para } \Omega_k = 0 \\ d_H \frac{1}{\sqrt{\Omega_k}} \sin \left[\sqrt{\Omega_k} d_C / d_H \right] & \text{para } \Omega_k < 0 \end{cases} \quad (2.22)$$

donde $d_H \equiv \frac{c}{H_0} \simeq 3000 h^{-1} M p c$.

2.5.2. Distancia por luminosidad

La distancia por luminosidad d_L a una fuente se define como la relación entre el flujo total de luz recibido S , en todas las frecuencias, y la luminosidad intrínseca L :

$$d_L \equiv \sqrt{\frac{L}{4\pi S}} \quad (2.23)$$

Está relacionada con la distancia comóvil según:

$$d_L = (1 + z)d_M \quad (2.24)$$

Experimentalmente, esta distancia se puede hallar si se conoce el brillo real de la fuente, en este caso el objeto se denomina candela estándar. Si se mide el flujo recibido y se comparan ambas magnitudes, se estará haciendo una medida de la difusión geométrica sufrida por la luz y por tanto de la distancia.

Para un objeto dado, existe una relación entre la magnitud aparente m , la magnitud absoluta M y la distancia por luminosidad, tal que:

$$\mu \equiv m - M = 2,5 \log_{10} \left(\frac{d_L}{10pc} \right)^2 \quad (2.25)$$

donde μ se llama módulo distancia.

Las Supernovas tipo Ia son una de las candelas estándar más importantes, ya que es posible calibrarlas a altos corrimientos al rojo. Su uso permitió confirmar la existencia de la energía oscura a finales del siglo XX.

2.5.3. Distancia por diámetro angular

Otro observable geométrico es la distancia por diámetro angular d_A . Se define como el factor entre el tamaño intrínseco de un objeto y su tamaño aparente, en la dirección transversal:

$$\Delta\theta = \frac{s_{\perp}}{d_A} \quad (2.26)$$

donde s_{\perp} es el tamaño transversal de la fuente y $\Delta\theta$ el ángulo subtendido. Si se conoce el tamaño intrínseco de la fuente se dice que es una regla estándar, por ejemplo la escala de las Oscilaciones Acústicas de Bariones. Para tal caso la distancia angular puede calcularse como:

$$d_A = \frac{d_M}{1 + z} \quad (2.27)$$

lo que permite obtener información sobre la evolución de $H(z)$ midiendo la evolución del ángulo subtendido con z . Si además se conoce el tamaño del objeto en la dirección radial $s_{\parallel}(z)$ y se mide la diferencia de corrimientos al rojo Δz entre un extremo y otro de la fuente, se puede obtener el parámetro de Hubble directamente:

$$H(z) = \frac{c\Delta z}{s_{\parallel}(z)} \quad (2.28)$$

2.6. Crecimiento y formación de estructuras

La observación del Universo cercano nos indica que existen estructuras como las estrellas, galaxias, cúmulos o supercúmulos. Aunque parece ser una contradicción con el Principio Cosmológico, el modelo Λ CDM describe perfectamente la formación de dichas estructuras: el proceso de inflación cósmica amplificó las pequeñas inhomogeneidades presentes en el

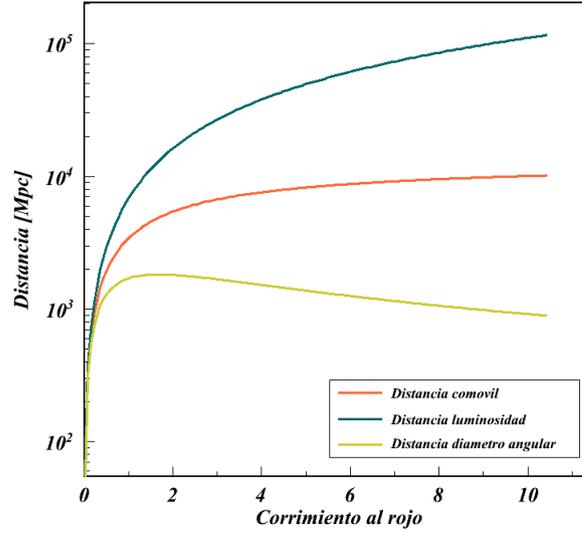


Figura 2.16: Comparación entre la distancia comóvil, la distancia por luminosidad y la distancia por diámetro angular para el modelo estándar Λ CDM con los parámetros de WMAP7. Éstas solamente son iguales para z muy pequeño, después, cada una está afectada de diferente manera por la evolución cosmológica.

Universo primitivo. Dichas inhomogeneidades crecieron posteriormente por inestabilidad gravitatoria, formando finalmente galaxias y cúmulos de galaxias.

Si se describe la materia como un fluido perfecto, las ecuaciones que describen los campos de densidades $\rho(r, t)$ y velocidades $u(r, t)$ son:

- Ecuación de continuidad:

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_r + \vec{\nabla}_r \cdot (\rho u) = 0$$

- Ecuación de Euler, que implica la conservación del momento con potencial gravitatorio Φ . Ignorando gradientes de presión:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_r + (u \cdot \vec{\nabla}_r)u = -\vec{\nabla}_r \Phi$$

- Ecuación de Poisson, que rige la evolución del potencial gravitatorio en función del contenido de materia:

$$\nabla_r^2 \Phi = 4\pi G \rho$$

Es conveniente trabajar con el contraste de densidad, que se define como:

$$\delta(\vec{r}, t) = \frac{\rho(\vec{r}, t) - \bar{\rho}(t)}{\bar{\rho}(t)} \quad (2.29)$$

La densidad en cada punto es, pues, $\rho(r, t) = \bar{\rho}(t)[1 + \delta(r, t)]$, donde $\bar{\rho}$ es la densidad media, que para un universo dominado por materia fría es $\propto 1/a^3$.

También es útil trabajar en coordenadas comóviles $x = r/a(t)$, en donde las velocidades se expresan $v = u - (\dot{a}/a)r = (\dot{a}x) - \dot{a}x = a\dot{x}$. Haciendo las sustituciones apropiadas, las ecuaciones anteriores quedan:

- Continuidad: $\frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{1}{a} \vec{\nabla} \cdot [(1 + \delta)v] = 0$
- Euler: $\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{a}(v \cdot \vec{\nabla})v + \frac{\dot{a}}{a}v = -\frac{1}{a}\vec{\nabla}\phi$
- Poisson: $\nabla^2\phi = 4\pi G\bar{\rho}a^2\delta$ con $\phi \equiv \Phi - \frac{2}{3}\pi G\bar{\rho}a^2x^2$

Estas ecuaciones son generales para la materia, dentro del límite Newtoniano y con la única aproximación de que los gradientes de presión son nulos. Debido a que las fluctuaciones son pequeñas en el inicio, se puede estudiar la evolución en el límite lineal, es decir, expandiendo las ecuaciones y manteniendo únicamente los términos de primer orden en δ y en v :

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{1}{a} \vec{\nabla} \cdot v = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\dot{a}}{a}v + \frac{1}{a}\vec{\nabla}\phi = 0$$

Tomando la derivada temporal de la primera ecuación, sustituyendo y teniendo en cuenta la ecuación de Poisson, resulta:

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} + 2\frac{\dot{a}}{a}\frac{\partial \delta}{\partial t} = 4\pi G\bar{\rho}\delta \quad (2.30)$$

Esta es la ecuación que rige la evolución de las fluctuaciones en unidades comóviles en el régimen lineal. Es una ecuación diferencial de segundo orden para $\delta(x, t)$, cuya solución tiene la forma:

$$\delta(x, t) = A(x)D_+(t) + B(x)D_-(t)$$

donde $D_-(t)$ es decreciente y $D_+(t)$ es creciente. Únicamente es relevante el modo creciente, ya que $D_-(t)$ tenderá a cero. En este caso:

$$\delta(x, t) = \delta(x, t_{init}) \frac{D_+(t)}{D_+(t_{init})} \quad (2.31)$$

Se llama factor de crecimiento a $D_+(t)$ y su dependencia con los parámetros cosmológicos se halla resolviendo la ecuación 2.30. Por ejemplo, para Λ CDM:

$$D_+(z) = \frac{H(z)}{H_0} \int_z^\infty \frac{dz'(1+z')}{H^3(z')} \left[\int_0^\infty \frac{dz'(1+z')}{H^3(z')} \right]^{-1} \quad (2.32)$$

donde se hace la normalización tal que $D_+(t_0) = 1$ a $z = 0$. Aproximadamente, $D_+(t)$ varía según $d \ln D / d \ln a \approx \Omega_m^{0.55}$.

Cuando $|\delta| \approx 1$, la aproximación lineal ya no es válida y hay que resolver las ecuaciones completas del movimiento. Esto ocurre a bajo z y a escalas muy pequeñas, donde la estructura del Universo se aparta más de la uniformidad.

2.6.1. Simulaciones de N-cuerpos

Debido a que no se puede obtener una solución analítica para la evolución de las fluctuaciones de densidad en todo el Universo, las simulaciones son la única herramienta disponible para obtener predicciones teóricas precisas. Los efectos no lineales de colapso gravitatorio o de hidrodinámica se pueden incluir en dichas simulaciones, que pueden entonces, compararse con los datos.

2. EL MODELO ESTÁNDAR COSMOLÓGICO

En las simulaciones cosmológicas se calcula la evolución de millones de partículas en interacción gravitacional, a partir de unas condiciones iniciales. Estas partículas representan cúmulos de materia que, haciéndolas evolucionar, conforman una imagen de las estructuras a gran escala.

El código más extensamente utilizado para realizar estas simulaciones es Gadget-2 [75]. Con éste, se han desarrollado las simulaciones más completas hasta la fecha, que son las simulaciones MICE⁷ [76], las simulaciones *Millenium*⁸ [77] y *LasDamas*⁹. En el capítulo 5 se darán más detalles de la simulación MICE y de su utilización como herramienta cosmológica. En la figura¹⁰ 2.17 se muestran imágenes simuladas de los resultados de una simulación cosmológica de N-cuerpos. Con ellas se explica la formación de estructuras en el Universo a partir de un origen homogéneo.

⁷<http://segre.ieec.uab.es/fosalba/MICE/>

⁸<http://www.mpa-garching.mpg.de/galform/virgo/millennium/>

⁹<http://lss.phy.vanderbilt.edu/lasdamas/>

¹⁰<http://cosmicweb.uchicago.edu/filaments.html>

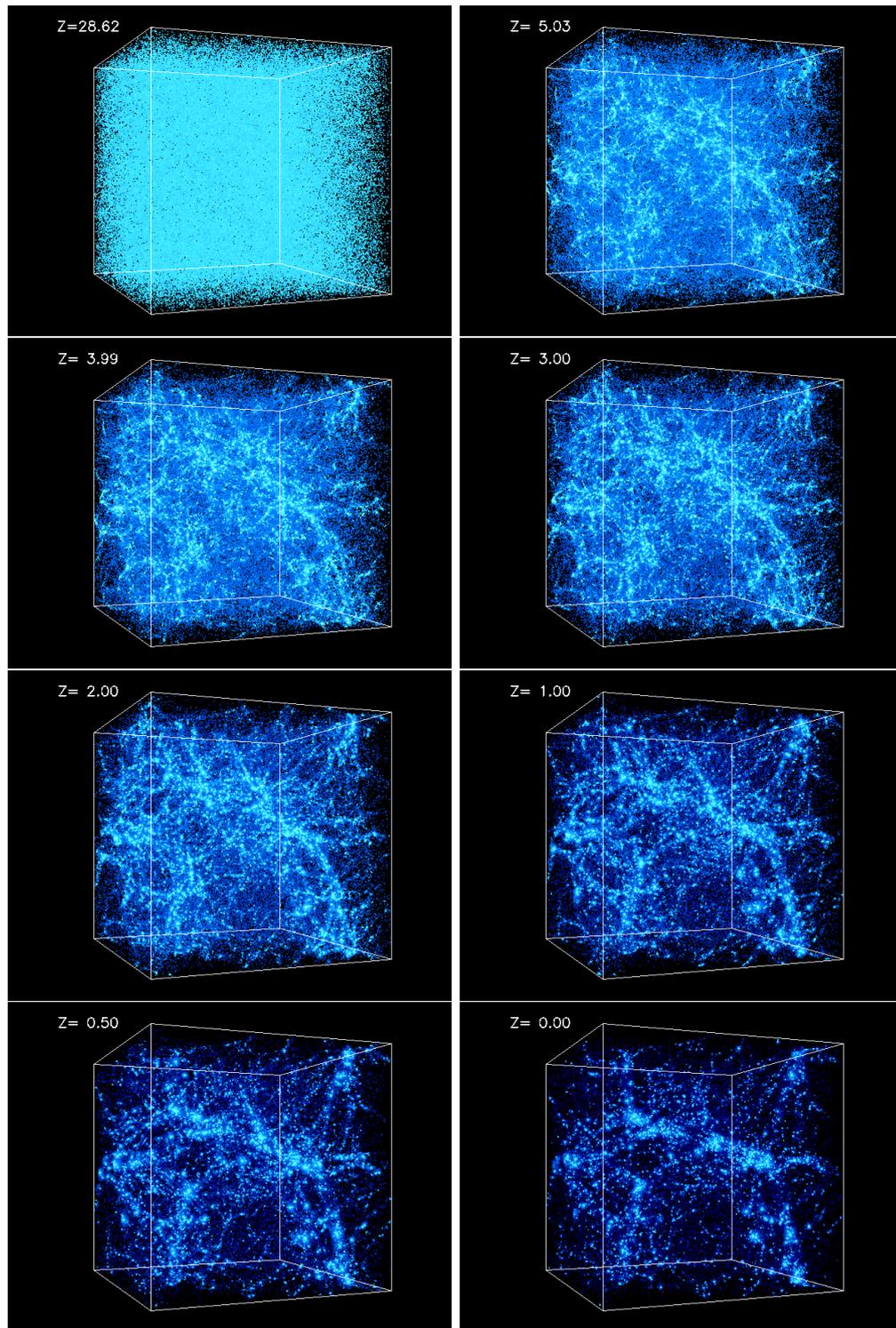


Figura 2.17: Imágenes obtenidas de una simulación de N-cuerpos a distintos corrimientos al rojo. Se observa la evolución en la distribución de masas a partir de unas condiciones iniciales. A alto corrimiento al rojo, la distribución es muy aproximadamente homogénea, y conforme se acerca a $z = 0$, aparecen las estructuras observadas. Imagen tomada de <http://cosmicweb.uchicago.edu/filaments.html>.

3

Las Oscilaciones Acústicas de Bariones

La detección de las Oscilaciones Acústicas de Bariones (BAO) en la distribución de galaxias es una de las predicciones más potentes del modelo Λ CDM. En este capítulo se explica el origen de las mismas y como se observan en la distribución de galaxias, además de su uso como observable para medir parámetros cosmológicos. Finalmente, se estudiará su medida en cartografiados fotométricos.

3.1. Origen de las Oscilaciones Acústicas de Bariones

Según el modelo estándar de la cosmología, el período de inflación posterior al Big Bang produjo el crecimiento de las fluctuaciones cuánticas existentes en el Universo temprano, que quedaron impresas en la distribución de materia-energía. En la mayor parte de los modelos de inflación el espectro de potencias primordial es muy aproximadamente invariante de escala $P(k) \propto k^{n_s}$ [78, 79] con $n_s \approx 1$. Esta predicción ha sido confirmada por las medidas obtenidas del fondo de microondas con el experimento WMAP7 [5], que dan un valor de $n_s = 0,96 \pm 0,013$.

Tras la inflación, la materia bariónica está totalmente ionizada y acoplada a la radiación, formando un plasma que es atraído a los potenciales gravitatorios creados por las sobredensidades de materia oscura. Al mismo tiempo, la presión de radiación tiende a dispersar los bariones. Este proceso de atracción y repulsión forma ondas acústicas en el plasma, que se propagan hasta el momento del desacoplo entre la materia bariónica y la radiación.

Cuando la temperatura en el Universo cae hasta los 3000 K, la materia bariónica empieza a recombinarse formando átomos neutros, por lo que la radiación se desacopla de los bariones. En este instante, las ondas sonoras que se propagan en el plasma se “congelan”, a una distancia dada por el horizonte acústico. En coordenadas comóviles, este horizonte se expresa [5]:

$$r_s(z_{dec}) = \frac{c}{\sqrt{3}} \int_0^{1/(1+z_{dec})} \frac{da}{a^2 H(a) \sqrt{1 + (3\Omega_b/4\Omega_\gamma)}} \text{ Mpc } h^{-1} \quad (3.1)$$

3. LAS OSCILACIONES ACÚSTICAS DE BARIONES

z_{dec} es el corrimiento al rojo en el momento del desacoplo, que tiene una aproximación analítica [80]:

$$z_{dec} = 1291 \frac{(\Omega_M h^2)^{0,251}}{1+0,659(\Omega_M h^2)^{0,828}} [1 + b_1 (\Omega_b h^2)^{b_2}] ,$$

$$b_1 = 0,313(\Omega_M h^2)^{-0,419} [1 + 0,607(\Omega_M h^2)^{0,674}] , \quad (3.2)$$

$$b_2 = 0,238(\Omega_M h^2)^{0,223}$$

En el espacio de Fourier, las BAO se observan como oscilaciones en el espectro de potencias (figura 2.7), cuya amplitud será mayor cuánto mayor sea la fracción Ω_b/Ω_M . En el espacio real las BAO se observan como una sobredensidad de escala característica r_s (figura 3.2). Esta escala se puede utilizar como una regla estándar, ya que su tamaño aparente está únicamente afectado por la expansión del Universo.

3.2. La señal BAO en la distribución de galaxias

Después del desacoplo, la densidad media de cada tipo de materia-energía evoluciona según su ecuación de estado. Mientras, las fluctuaciones de materia existentes crecerán por inestabilidad gravitatoria, formando estructuras cada vez más compactas. Como ejemplo, en la figura 3.1 se muestra la evolución de una sobredensidad, desde el Universo primitivo hasta un corrimiento al rojo de $z = 10$, para materia oscura, gas, fotones y neutrinos [81]. Se puede ver como tras el desacoplo, entre el 2^{ndo} y el 3^{er} panel, la materia bariónica cae hacia la materia oscura, que formaba los potenciales gravitatorios originales. En la realidad, el Universo está formado por una superposición de estas fluctuaciones.

A pequeñas escalas, cuando la densidad es suficientemente alta, las sobredensidades colapsarán para formar estructuras virializadas (galaxias y cúmulos de galaxias), constituidas tanto por materia oscura como por materia bariónica. Estos procesos, altamente no-lineales, requieren además de magneto-hidrodinámica para describir los bariones, y es necesario el uso de simulaciones para entender el mecanismo de formación de galaxias y sus efectos en la distribución espacial.

A grandes escalas la evolución de las fluctuaciones está bien descrita por la teoría lineal de crecimiento de estructuras (sección 2.6). Las condiciones iniciales están definidas por el espectro primordial. Debido a la expansión, el tamaño aparente de r_s impreso en la distribución de materia irá creciendo con el tiempo (en unidades comóviles esta escala se mantiene constante) y se podrá utilizar para medir la geometría del Universo [82, 83].

Los efectos de las BAO se manifiestan en la distribución espacial de galaxias como un exceso de materia a una escala comóvil r_s , lo que significa que, desde cualquier galaxia, en cualquier dirección, hay una probabilidad mayor de encontrar otra galaxia a esa distancia que la que habría si no se hubiese producido la onda acústica.

La distribución espacial de materia se caracteriza mediante el contraste de densidad (ecuación 2.29). Se puede entender como realización de un campo aleatorio, el de densidades, por lo que sus características están codificadas en la función de correlación a dos puntos y en su homólogo en espacio de Fourier, el espectro de potencias. De hecho, si el campo

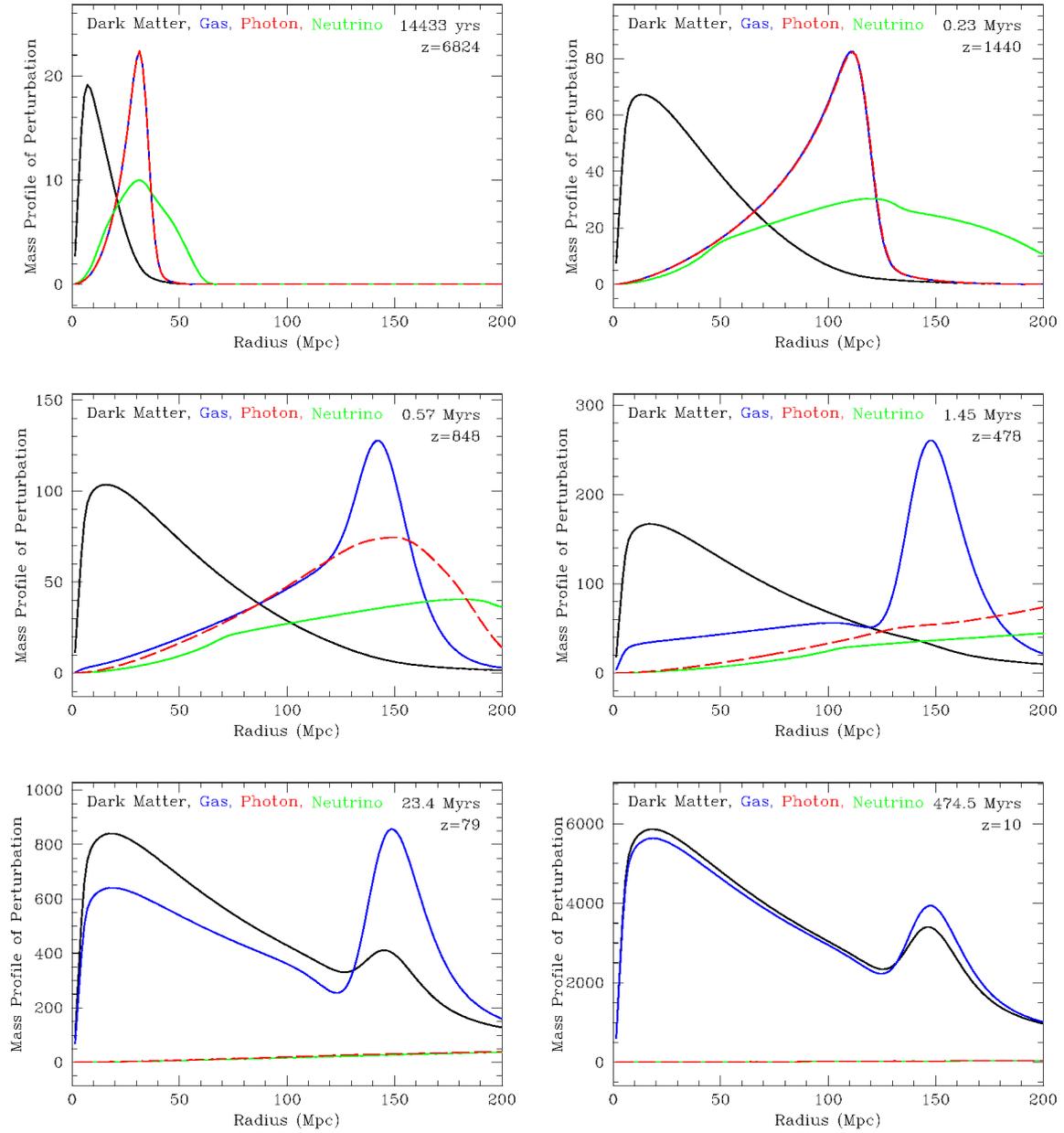


Figura 3.1: Evolución de una sobredensidad en función del corrimiento al rojo para materia oscura (negro), bariones (azul), radiación (rojo) y neutrinos (verde) [81]. Al inicio, los bariones y los fotones se propagan como un mismo fluido. En la recombinación (entre el 2^{ndo} y el 3^{er} panel), los bariones y los fotones se desacoplan. Al término de la recombinación sobrevive una perturbación de materia oscura en el centro y una perturbación bariónica a una cierta distancia. Finalmente, por gravedad, los bariones y la materia oscura son atraídos hacia las sobredensidades [81].

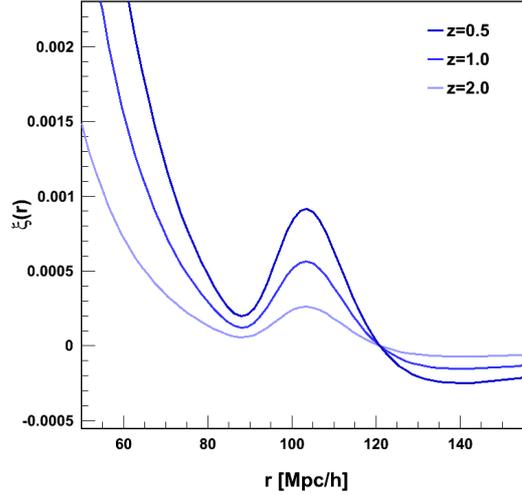


Figura 3.2: La función de correlación isotrópica para las fluctuaciones de materia a distintos z en coordenadas comóviles. Se ha utilizado la cosmología de WMAP7 en el régimen lineal.

es gaussiano toda la información está contenida en estos observables. Si no es gaussiano una caracterización completa exige momentos de orden superior, como es la función de correlación a tres o más puntos.

A continuación se describe brevemente la estadística de los campos aleatorios a través de su espectro de potencias y su función de correlación.

3.2.1. La función de correlación a dos puntos

La función de correlación a dos puntos $\xi(\vec{r})$ cuantifica el exceso de probabilidad de encontrar una galaxia a una distancia \vec{r} , relativa a la probabilidad de encontrar una galaxia a esa misma distancia en una distribución uniforme con la misma densidad media:

$$dP = \bar{n}^2(1 + \xi(\vec{r}))dV_1dV_2 \quad (3.3)$$

En la figura 3.2 se muestra la función de correlación isotrópica para las fluctuaciones de materia en la cosmología de WMAP7 para $z = 0,5, 1, 2$. Las oscilaciones acústicas se manifiestan como un pico en la función de correlación a una escala comóvil fija $r_s \sim 100 \text{ Mpc}/h$.

En las observaciones, la distribución de galaxias se obtiene para una zona del cielo concreta. La función ventana W (también llamada máscara), que describe el área y la profundidad de las observaciones, introduce efectos de borde que pueden afectar a la función de correlación. Por eso se necesitan estimadores específicos que corrijan estos efectos. El primer y más sencillo estimador que incluye correcciones de borde es el estimador natural [84]. En él se compara el número de pares de galaxias N_{gal} con el de una distribución aleatoria uniforme de N_{rd} puntos en la misma área W . El estimador se calcula, asumiendo isotropía:

$$\xi_{natural}(r) = \left(\frac{N_{rd}}{N_{gal}} \right)^2 \frac{DD(r)}{RR(r)} - 1 \quad (3.4)$$

donde $DD(r)$ y $RR(r)$ son el número de pares en datos (DD) y en una distribución puramente aleatoria (RR) a una distancia r . El estimador de Landy & Szalay [85], es el que da el menor error, por lo que es el más ampliamente utilizado. Se calcula:

$$\xi_{LS}(r) = 1 + \left(\frac{N_{rd}}{N_{gal}} \right)^2 \frac{DD(r)}{RR(r)} - 2 \frac{N_{rd}}{N_{gal}} \frac{DR(r)}{RR(r)} \quad (3.5)$$

donde $DR(r)$ es el número de pares formados por una galaxia y un punto de la muestra aleatoria.

3.2.2. El espectro de potencias

En el modelo estándar, las fluctuaciones resultantes de la inflación son gaussianas. Una propiedad importante de este tipo de fluctuaciones es que la transformada de Fourier del campo sigue siendo gaussiana. Las fases de los modos de Fourier son aleatorias y las partes real e imaginaria de los coeficientes siguen una distribución gaussiana y son mutuamente independientes.

La transformada de Fourier del campo de densidades $\delta(\vec{r}, z)$ es $\hat{\delta}(\vec{k}, z)$:

$$\hat{\delta}(\vec{k}, z) = \int d^3\vec{r} \delta(\vec{r}, z) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}), \quad \delta(\vec{r}, z) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3\vec{k} \delta(\vec{k}, z) \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (3.6)$$

Para la que se define el espectro de potencias $P(\vec{k})$ como:

$$\langle \hat{\delta}(\vec{k}) \hat{\delta}(\vec{k}') \rangle = (2\pi)^3 \delta^D(\vec{k} - \vec{k}') P(\vec{k}) \quad (3.7)$$

donde $\delta^D(\vec{k})$ es la delta de Dirac. Por isotropía $P(\vec{k})$ solo depende del módulo $k = |\vec{k}|$. Debido a que $\delta(\vec{r})$ es real, $\delta_{\vec{k}}^* = \delta_{-\vec{k}}$. Entonces se puede escribir:

$$\langle \hat{\delta}_{\vec{k}} \hat{\delta}_{\vec{k}'}^* \rangle = (2\pi)^3 \int d^3\vec{r} \xi(\vec{r}) \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r}] \delta^D(\vec{k} - \vec{k}') \quad (3.8)$$

siendo $\xi(\vec{r})$ la función de correlación a dos puntos. El espectro de potencias es, pues, la transformada de Fourier de la función de correlación (sustituyendo $\hat{\delta}_{\vec{k}}$ en la ecuación 3.7):

$$P(\vec{k}, z) = \int d^3\vec{r} \xi(\vec{r}, z) \exp i\vec{k} \cdot \vec{r} \quad (3.9)$$

Como se vio en la sección 3.1, el espectro de potencias primordial tiene la forma de una ley de potencias con exponente $n_s \approx 1$. Mientras $\delta \ll 1$, el espectro será invariante de escala (los modos de Fourier evolucionan independientemente) y el campo gaussiano permanece gaussiano. Por lo tanto, el espectro de potencias observado P_M será proporcional al espectro inicial:

$$P_M(k, z) \propto k^{n_s}$$

Además, en la evolución de las fluctuaciones de materia sólo hace falta conocer el factor de crecimiento de las fluctuaciones de densidad $D_+(z)$ (ecuación 2.32), que por definición del espectro:

$$P_M(k, z) \propto k^{n_s} D_+^2(z)$$

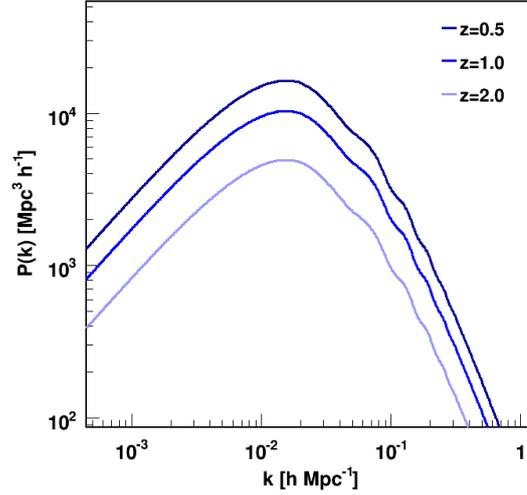


Figura 3.3: El espectro de potencias para las fluctuaciones de materia en la cosmología de WMAP7 para varios corrimientos al rojo, obtenidos con el programa *CAMB*. En estas figuras, las BAO se ven como una serie de oscilaciones a escalas de $k \approx 10^{-1}$.

La evolución de las perturbaciones de materia dependerá también de las interacciones ocurridas a lo largo de la historia entre la materia oscura, los bariones, los neutrinos y los fotones. Dependiendo de las abundancias y de la naturaleza de la materia oscura, el espectro de potencias se verá afectado de distinta forma. Toda esta información está contenida en la función de transferencia $T(k, z)$, que se obtiene resolviendo las ecuaciones de Boltzman en el Universo primitivo (cuando las especies estaban acopladas). En la actualidad, existen varios códigos públicos que resuelven estas ecuaciones, como son *CAMB* [86], *CMBFAST* [87] o *i-COSMO* [88]. Teniendo todo esto en cuenta, el espectro de potencias de materia en el régimen lineal es:

$$P_M(k, z) = k^n T^2(k, z) D_+^2(z) \quad (3.10)$$

En la figura 3.3 se muestra el espectro de potencias lineal para las fluctuaciones de materia en la cosmología de WMAP7 a corrimientos al rojo $z = 0,5$, $z = 1$ y $z = 2$, obtenido con *CAMB*¹.

En la práctica, sin embargo, lo que se observa son las fluctuaciones en la distribución de galaxias δ_G y no las fluctuaciones en la distribución de materia δ_M (ver también sección 3.6.2). Ambas están relacionadas según:

$$\delta_G = b(k, z) \delta_M \quad (3.11)$$

$b(k, z)$ es conocido como el parámetro de *bias*. En general podría ser función de k y z , pero las medidas [89] limitan la variación con k , sobre todo a escalas grandes, por lo que $b(k, z) = b(z)$. En el espectro de potencias esto se traduce en:

$$P_G(k, z) = b^2(z) P_M(k, z) \quad (3.12)$$

¹http://lambda.gsfc.nasa.gov/toolbox/tb_camb_form.cfm

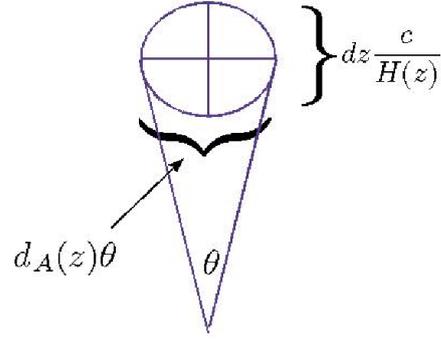


Figura 3.4: El método de la regla estándar y cómo su tamaño está relacionado con los parámetros cosmológicos.

3.3. El método de la regla estándar

Como se ha visto anteriormente, las BAO son una buena regla estándar, ya que desde el desacople, la escala acústica solo ha cambiado debido a la expansión del Universo. El método para obtener información cosmológica de las BAO, desde el punto de vista observacional, consiste en extraer de la distribución espacial de galaxias, a través del espectro de potencias o de la función de correlación, la escala acústica para distintos corrimientos al rojo. Estudiando su evolución se mide el ritmo de expansión del Universo, directamente relacionado con los parámetros cosmológicos.

Las BAO son un proceso tridimensional (figura 3.4): se puede medir la escala acústica tanto en la dirección transversal (en espacio angular) como en la dirección radial (en espacio de z).

En la dirección transversal, el ángulo subtendido por una regla estándar está relacionado con su tamaño según la ecuación 2.26. La distancia angular de las BAO está relacionada con los parámetros cosmológicos a través de la integral del parámetro de Hubble y su evolución en función de z para varias cosmologías se muestra en el panel izquierdo de la figura 3.5.

Para medir la escala BAO en la dirección radial, se miden intervalos de corrimiento al rojo entre pares de galaxias en la línea de visión y se obtiene la función de correlación en la dirección radial, que tiene una estructura similar a la angular. El intervalo Δz asociado con la distancia s_{\parallel} en la función de correlación en espacio de z , está relacionado directamente con el parámetro de Hubble (ecuación 2.28). La evolución de la distancia radial Δz_{BAO} se muestra en el panel derecho de la figura 3.5 para varias cosmologías.

Una vez se tienen N valores de la escala acústica en función del corrimiento al rojo, hay que comprobar qué cosmología ajusta mejor a los datos. Para ello se calcula la función χ^2 y se minimiza respecto a los parámetros cosmológicos:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(r_{obs}(z_i) - r_s(z, \Omega_M, \Omega_\Lambda, w, h, \dots))^2}{\sigma(z)_i^2} \quad (3.13)$$

3. LAS OSCILACIONES ACÚSTICAS DE BARIONES

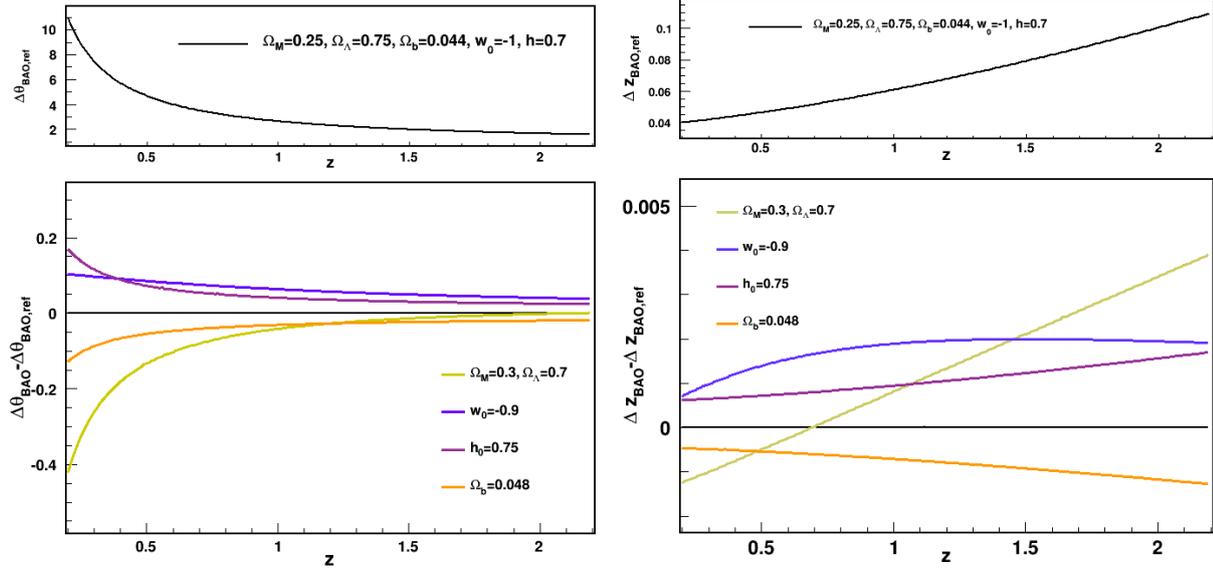


Figura 3.5: Evolución de la escala angular (izquierda) y radial (derecha) de las BAO con el corrimiento al rojo para varias cosmologías. En la cosmología de referencia: $\Omega_M = 0,25$, $\Omega_k = 0$, $\Omega_b = 0,044$, $w = -1$ y $h_0 = 0,7$ (paneles superiores). En los otros modelos, los parámetros están fijos a la cosmología de referencia, salvo el indicado en la leyenda. En los paneles inferiores se representa la diferencia entre la escala angular (izquierda) y radial (derecha), para cada cosmología, y las correspondientes a la cosmología de referencia.

Desde el punto de vista físico, el tamaño de las BAO en la dirección tangencial es igual que en la dirección radial, pero debido a que el corrimiento al rojo es una medida de la velocidad, donde están incluidas las velocidades peculiares de las galaxias, se produce una distorsión de la escala BAO en la línea de visión. A este efecto se le llama distorsión en el espacio de z (RSD, de sus siglas en inglés) y se explicará en la sección 3.4. Los efectos de las RSD también afectan a la distancia transversal, pero son mucho menores.

Otros efectos a tener en cuenta cuando se intenta extraer la escala acústica de la distribución de galaxias, son las posibles distorsiones producidas por los efectos no-lineales en la evolución de las fluctuaciones de materia. Las no-linealidades y sus efectos en la escala BAO observada se detallan en la sección 3.5.

3.4. Distorsiones en el espacio de z

La distancia medida utilizando el corrimiento al rojo difiere de la distancia radial verdadera debido a las velocidades peculiares de las galaxias, v_r , en la línea de visión. A grandes escalas se producirán distorsiones en las fluctuaciones de densidad debido a los movimientos de las galaxias dentro de los cúmulos. Las estructuras que se ven en la distribución a gran escala serán más densas y los vacíos mayores y aun más vacíos, con un efecto de compresión en la función de correlación en la línea de visión, conocido como el efecto Kaiser [90]. A pequeñas escalas, velocidades aleatorias dentro de los cúmulos y grupos de galaxias producen un elongación radial de la distribución de galaxias, apuntando al observador. Este efecto recibe el nombre de dedo de Dios (FOG) [91]. El efecto de las

RSD² puede verse esquemáticamente en la figura 3.6.

En el regimen lineal y en la aproximación plano-paralela (las galaxias están suficientemente lejos como para suponer que los desplazamientos producidos por las velocidades peculiares son siempre paralelos) el espectro de potencias en el espacio de corrimientos al rojo s , inducido por las velocidades coherentes es [90]:

$$P_s(k) = (1 + \beta\mu_k^2)^2 P(k) \quad (3.14)$$

donde $P(k)$ es el espectro de potencias de las fluctuaciones de densidad δ , $\mu = \cos\theta$ y s representa el espacio de corrimientos al rojo. El parámetro β es proporcional al ritmo de crecimiento de velocidades $f(\Omega_M)$. En el límite lineal y considerando el *bias* b , se escribe [90]:

$$\beta = \frac{f(\Omega_M)}{b} \equiv \frac{1}{b} \frac{d \ln D_+}{d \ln a} \quad (3.15)$$

El ritmo de crecimiento de velocidades se comporta como $f(\Omega_M) \sim \Omega_M^\gamma(a)$, donde γ es el índice de crecimiento gravitacional. Para el caso de gravedad estándar (Relatividad General), $\gamma = 0,55$ [92].

En la figura 3.7 se ve el efecto medido de las RSD en el cartografiado 2dFGRS [93]. Aunque la caracterización de las RSD es en sí un observable cosmológico, en esta tesis solo interesan los efectos que éstas puedan introducir en la medida de las BAO. Más adelante se estudiarán en el caso de los cartografiados fotométricos.

3.5. Efectos no-lineales

Los efectos no-lineales se deben a los términos de orden superior en las ecuaciones del movimiento. Aquí se hará uso de la teoría de perturbaciones renormalizada (RPT) [94], desarrollada en analogía con los cálculos utilizados en teoría cuántica de campos. Esquemáticamente, dentro de la teoría perturbativa estándar, la expansión del espectro de potencias se escribe:

$$P(k, z) = D_+^2(z) P_0(k) T^2(k) + P_{1loop}(k, z) + P_{2loop}(k, z) + \dots \quad (3.16)$$

donde $D_+^2(z)$ es el factor de crecimiento de las fluctuaciones de densidad, $P_0(k)$ es el espectro de potencias inicial, $T(k)$ la función de transferencia y P_{1loop} , P_{2loop} son las correcciones no-lineales de órdenes superiores. $P_{1loop}(k, z) \sim O(P_{lin}\Delta_{lin})$, $P_{2loop}(k, z) \sim O(P_{lin}\Delta_{lin}^2)$ y así sucesivamente, donde $\Delta_{lin} \equiv 4\pi k^3 P_{lin}$ mide la amplitud de las fluctuaciones a la escala k en la teoría lineal.

Para escalas cercanas al regimen no-lineal, donde $\Delta_{lin} \gtrsim 1$, truncar en la expansión de la teoría lineal introduce sesgos importantes. En la teoría renormalizada, la idea es salvar esta limitación impuesta por la teoría PT estándar. Como resultado, el espectro de potencias se escribe como una nueva serie de potencias, que no es una expansión perturbativa de las amplitudes de las fluctuaciones, como en la teoría de perturbaciones estándar. RPT exhibe un comportamiento diferente: Al truncar en RPT se tienen en cuenta todas las

²<http://www.astr.ua.edu/keel/galaxies/hamcollapse.gif>

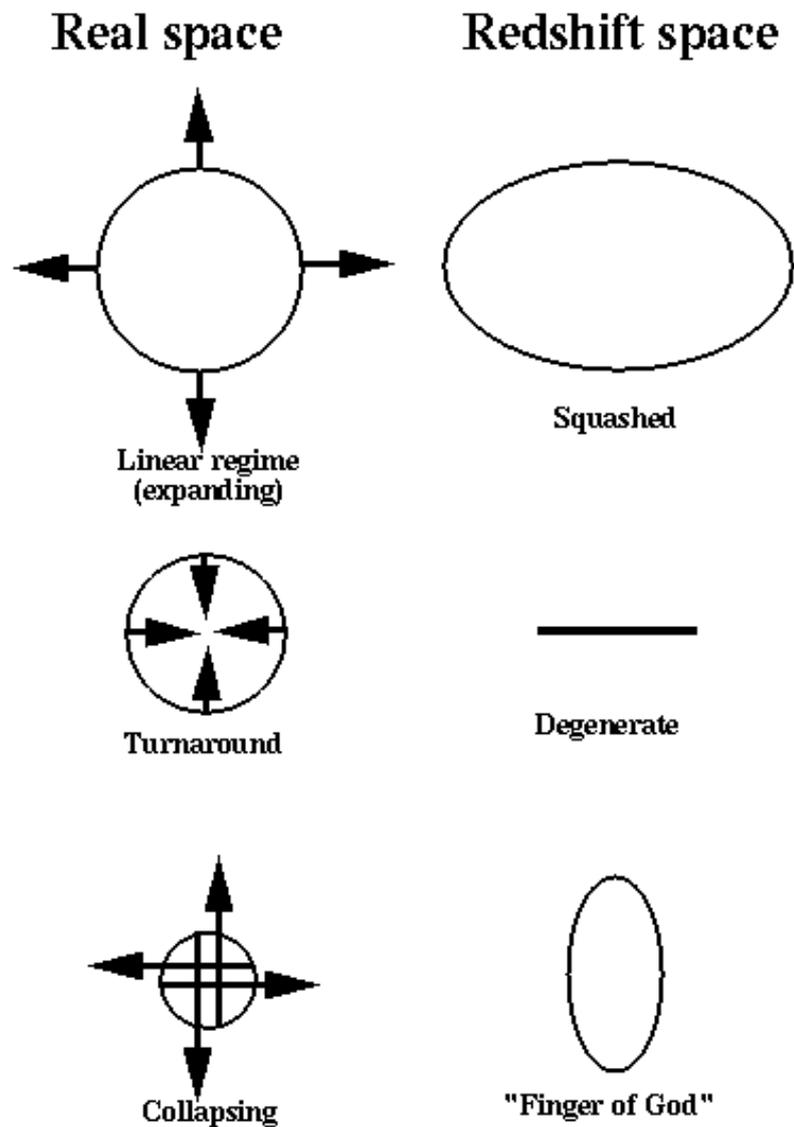


Figura 3.6: Esquema de los efectos provocados por medir en el espacio de corrimientos al rojo. El régimen lineal produce una compresión de la distribución (el efecto Kaiser), mientras que a pequeñas escalas se produce una elongación en la línea de visión (*Finger of God*). Imagen tomada de <http://www.astr.ua.edu/keel/galaxies/hamcollapse.gif>.

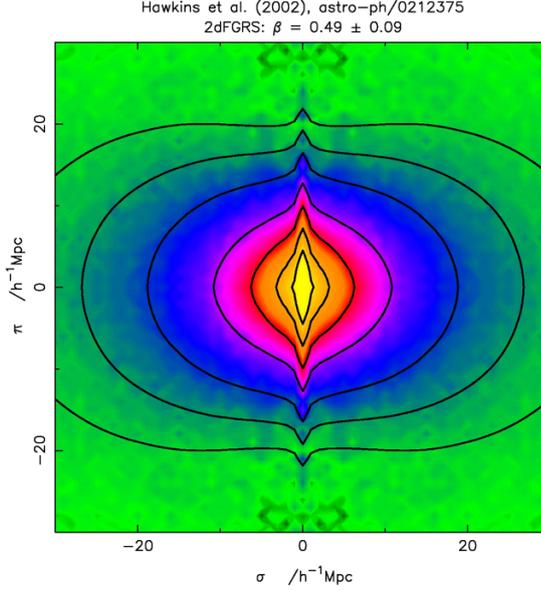


Figura 3.7: El efecto de las RSD observado en la función de correlación de galaxias del 2dFGRS [93], donde σ , π son la distancia transversal y longitudinal respectivamente.

no-linealidades a pequeña y a gran escala. Esto se traduce en una renormalización del factor de crecimiento $D_+(z)$ de las fluctuaciones de densidad, definido anteriormente como:

$$D_+(z) = \frac{\langle \delta_{lin}(k, z) \delta_0(k') \rangle}{\langle \delta_0(k) \delta_0(k') \rangle} \quad (3.17)$$

donde δ_0 es el contraste de densidad y $\delta_{lin}(k, z) = D_+(z)\delta_0(k)$ es la evolución lineal. En la teoría RPT, el factor de crecimiento pasa a ser:

$$D_+(z) \longrightarrow G(k, z) = \frac{\langle \delta(k, z) \delta_0(k') \rangle}{\langle \delta_0(k) \delta_0(k') \rangle} \quad (3.18)$$

donde $\delta(k, z)$ es el contraste de densidad no-lineal. La función $G(k, z)$ se conoce como el *propagador*, por analogía con los cálculos en teoría cuántica de campos. Todos los términos en la ecuación 3.16 que son proporcionales a P_0 están resumados dentro de $G^2 P_0$. En el límite a alto k (véase [95]) el comportamiento dominante del propagador es:

$$G(k, z) \simeq D_+(z) \exp \left[-\frac{1}{2} k^2 \sigma_v^2 (D_+(z) - 1)^2 \right] \quad (3.19)$$

donde la escala característica de la transición a la teoría lineal es σ_v :

$$\sigma_v^2 \equiv \frac{1}{3} \int \frac{P_0(q)}{q^2} d^3 q \quad (3.20)$$

En el otro extremo, a bajos k (véase [95]), la expresión del propagador es mucho más complicada, aunque se puede aproximar por una gaussiana con una dependencia débil en la escala. En RPT, el espectro de potencias se traduce en (figura 3.8):

$$P(k, z) = G^2(k, z) P_0(k) + P_{MC}(k, z) \quad (3.21)$$

3. LAS OSCILACIONES ACÚSTICAS DE BARIONES

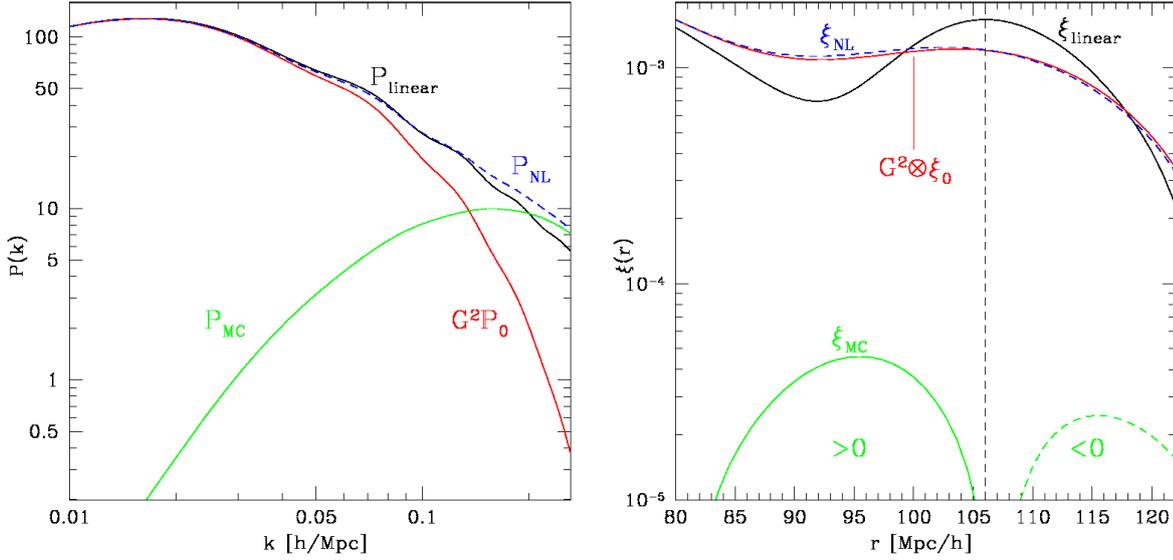


Figura 3.8: Espectro de potencias (izquierda) y función de correlación (derecha) a $z = 0$ para materia oscura en cosmología Λ CDM [94]. Los efectos de incluir correcciones no-lineales son una disminución de la amplitud y un pequeño desplazamiento del máximo local de la función de correlación. La línea negra continua es la función lineal, la línea azul discontinua es la función no-lineal, que incluye los efectos del acoplo de modos (línea verde) y los efectos del propagador (línea roja). La línea vertical discontinua marca el máximo local en la función de correlación lineal. Se ve que los efectos del acoplo entre modos, MC , son mucho menores que los del término del propagador, y son más importantes a pequeñas escalas r , o lo que es lo mismo, a alto número de onda k .

$G(k, z)$ describe cómo un modo k se propaga en el tiempo en presencia de todos los otros modos de Fourier. El término P_{MC} representa el espectro de potencias generado por el acoplo de modos y absorbe las diferencias entre la gaussiana $G(k, z)$ y el propagador real. Este depende del espectro de potencias lineal a través de convoluciones, aunque tiene una expansión en *loops* similar a la ecuación 3.16.

En la función de correlación, RPT se traduce en:

$$\xi(r, z) = [G^2 \otimes \xi_0](r, z) + \xi_{MC}(r, z) \quad (3.22)$$

donde el símbolo \otimes representa la convolución. Debido a que en el espacio de Fourier el propagador G es aproximadamente gaussiano, la convolución conduce a una atenuación de cualquier rasgo (como son las BAO) en la función de correlación. Además induce un desplazamiento del máximo local debido a que la función de correlación lineal no es simétrica. El segundo término, $\xi_{MC}(r, z)$, produce otro desplazamiento del máximo local en la función de correlación, pero es mucho menor. Estas dos contribuciones se pueden ver en la figura 3.8 para $z = 0$ [94].

Estos efectos deben de tenerse en cuenta a la hora de extraer la escala acústica de la función de correlación. En la figura 3.9 se muestra la desviación en la posición del máximo local de la función de correlación respecto a la teoría lineal para dos corrimientos al rojo distintos [94].

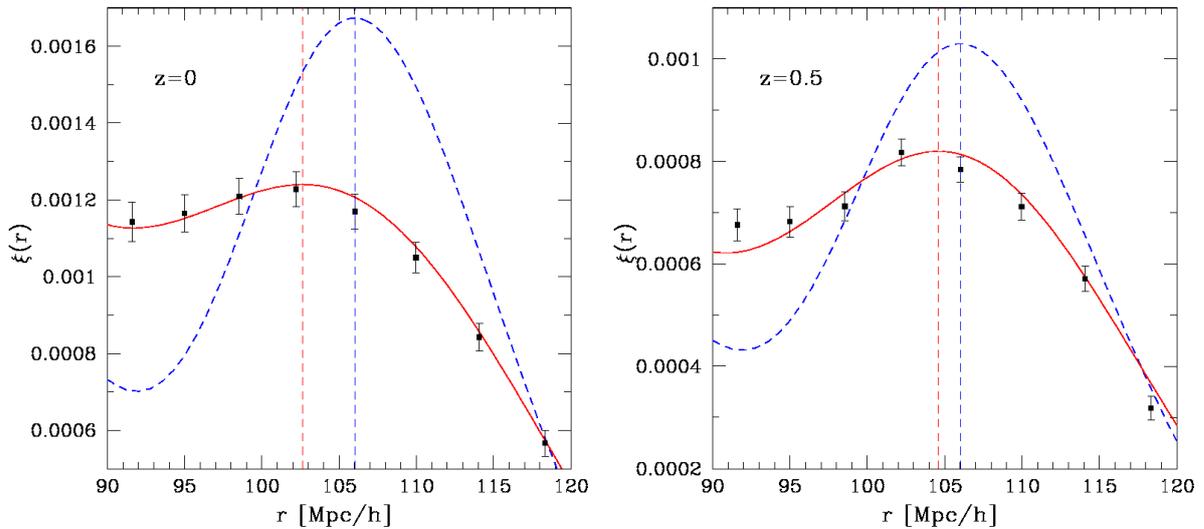


Figura 3.9: Desplazamiento del máximo local para dos corrimientos al rojo distintos debido a las no-linealidades. Las líneas continuas representan la teoría no-lineal y las discontinuas el régimen lineal, mientras, los puntos corresponden a una simulación numérica [94].

3.6. Efectos observacionales

Los cartografiados de galaxias, de donde se obtiene la información para estudiar las BAO, consisten en observaciones del cielo para la obtención de posiciones y corrimientos al rojo de miles o millones de galaxias, muchas veces con técnicas fotométricas, con resolución finita en la medida de z . Las observaciones se realizan durante largas temporadas que pueden durar años. La profundidad del cartografiado dependerá en gran medida de las condiciones atmosféricas del lugar de observación, de la calidad y disponibilidad del telescopio, así como de la calibración de los datos. Finalmente, hay que reconstruir la distribución real de materia a partir de la distribución de galaxias, que es el observable que se mide. Todos estos efectos se propagan a la función de correlación y al espectro de potencias y hay que estudiarlos y tenerlos bajo control si se quieren resultados fiables.

Otra dificultad, intrínseca a la cosmología, es conocer el error asociado a la distribución espacial (varianza cósmica). Solo se tiene acceso a una sola realización de universo y experimentalmente no se puede obtener la varianza estadística directamente. Para estimar el valor real de esta magnitud se deben aplicar técnicas de reconstrucción a partir de los propios datos o construir realizaciones a partir de simulaciones y hallar la varianza a partir de éstas. El análisis que se presenta en esta tesis se ha realizado con la intención de desarrollar un método para extraer la escala acústica a partir de datos fotométricos, por lo tanto, todos estos efectos serán de gran relevancia.

3.6.1. Varianza cósmica

Para saber qué error se está cometiendo en los estimadores estadísticos, hay que tener en cuenta el área de observación y el número de galaxias. Cuánto mayor sean, más precisas

3. LAS OSCILACIONES ACÚSTICAS DE BARIONES

serán las estimaciones. Esto se traduce en una menor incertidumbre en la función de correlación o en el espectro de potencias.

El error tiene dos componentes: el muestreo del campo aleatorio, que depende del número de galaxias y el número de veces que se realiza el campo, que es solamente una. Este error se puede estimar de diferentes formas. Una es a partir de los propios datos; para obtener la varianza de esta forma hay que utilizar técnicas específicas de submuestreo, como el Bootstrap o el Jackknife [96], que se explicará en el capítulo 6. También se puede, una vez calculada la función de correlación, reproducirla con cientos de realizaciones artificiales y estudiar la varianza a partir de ellas.

La caracterización de la varianza es muy importante para los estudios de la estructura a gran escala del Universo, ya que ésta es la principal fuente de incertidumbre en los estimadores estadísticos para los cartografiados presentes y futuros, en los que el número de galaxias observadas es muy alto. El error estadístico en la función de correlación σ_ξ será la combinación de la varianza cósmica más una contribución poissoniana debido al muestreo de galaxias.

3.6.2. *Bias* y trazadores

Las galaxias representan solamente una pequeña cantidad de la materia total del Universo. Por tanto, si se quiere comparar con la teoría, donde se ha visto que la evolución está regida por la materia oscura, hay que relacionar la distribución espacial de galaxias con la distribución real de materia. Esta relación depende del tipo de galaxia. Es decir, distintas galaxias trazan de distinta manera la distribución de materia. Por ejemplo, se sabe que en la mayoría de cúmulos de galaxias, las galaxias más masivas y viejas se encuentran en la zona central del cúmulo. Por tanto, estas galaxias se acumularán más en ciertas regiones que otras galaxias de diferente tipo.

Recordando la ecuación 3.12, donde ya se introdujo la relación entre materia y galaxias para el espectro de potencias:

$$P_G(k, z) = b(k, z)^2 P_M(k, z)$$

Aquí $P_G(k, z)$ es el espectro de galaxias y b es el parámetro de *bias* que da cuenta de la relación entre masa y luminosidad de los objetos que se observan. A diferencia de la evolución de la materia oscura, la formación de galaxias requiere un detallado análisis de formación de estrellas, enfriamiento de gas y de acreción de materia en los agujeros negros. No existe un cálculo analítico que de cuenta de estos efectos, así que la relación entre masa y luminosidad no se puede obtener desde primeros principios. Durante las últimas décadas, estudios de formación de cúmulos han establecido observacionalmente la dependencia de la materia contenida en ellos con la luminosidad, morfología, color y tipo espectral de las galaxias que los pueblan, por ejemplo en [97–103].

Para hallar la distribución real de materia es conveniente tener una muestra de galaxias lo más homogénea posible. Estas galaxias se llaman trazadores y tienen que cumplir ciertas características: que su distribución espacial sea homogénea, que se conozca bien la forma de reconstruir su corrimiento al rojo en el caso fotométrico y que sean brillantes. En la

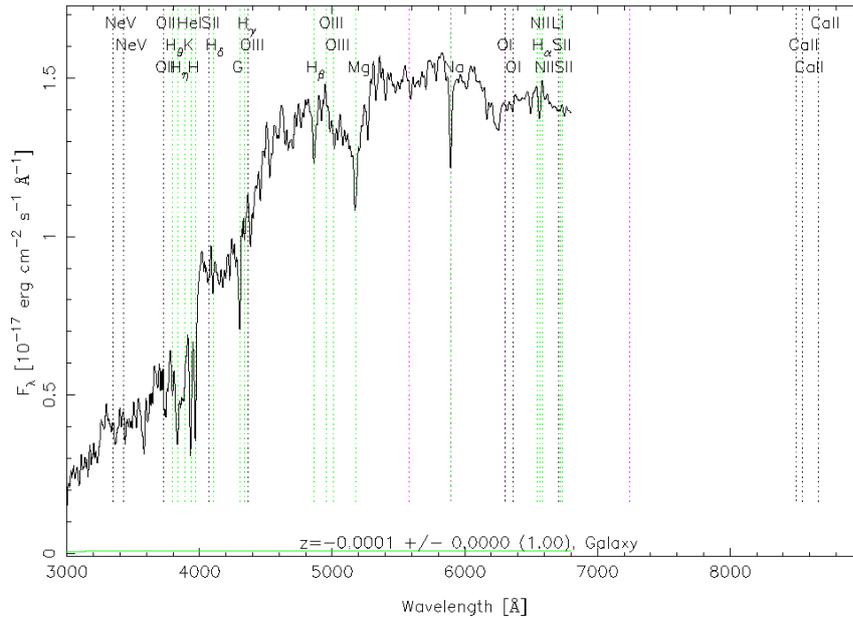


Figura 3.10: Espectro de emisión típico de una LRG a $z \sim 0$. Se aprecia la debilidad de la emisión en longitudes de ondas menores que 4000 Å. Tomado de <http://www.sdss.org/dr7/algorithms/spectemplates/index.html>.

práctica, los trazadores más utilizados hasta ahora son las Galaxias Rojas Luminosas (LRG).

Las LRG tienden a poblar las zonas más densas de los cúmulos. Son viejas, elípticas, rojas o con tipo espectral que indica una población antigua de estrellas, por lo que apenas brillan en el ultravioleta. Esto se traduce en el espectro en una emisión muy débil en frecuencias por debajo de los 4000 Å. En la figura 3.10 se muestra el espectro de una LRG típica. En la figura 3.11 se muestra como varía el espectro según el corrimiento al rojo de la galaxia. El escalón a 4000 Å es una característica muy importante para obtener el corrimiento al rojo en cartografiados fotométricos.

3.6.3. Completitud y máscara

Las observaciones de galaxias se realizan en diferentes noches con una calidad del cielo que dependerá de la época del año y de las variaciones climatológicas del lugar de observación. Por tanto, la profundidad alcanzada no será uniforme en todo el área del cartografiado. La distribución de zonas del cielo donde se observa y a qué profundidad se llega en cada punto recibe el nombre de máscara. Ésta está compuesta básicamente de dos partes. Una es la máscara angular, donde se indica en qué regiones del cielo se ha observado y en cuáles no. La otra es la máscara en profundidad, que nos indica hasta qué magnitud límite se ha llegado en cada punto. A la hora de construir la máscara también hay que considerar el efecto que tienen las estrellas de la Vía Láctea. Éstas enmascaran regiones del cielo que quedarán fuera del área efectiva.

Las regiones del cielo donde no se observa hay que eliminarlas antes de calcular la función de correlación, si no, se podrían introducir correlaciones artificiales. Con esta

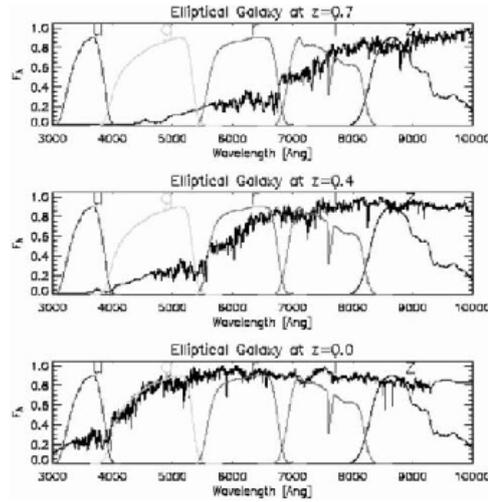


Figura 3.11: Debido al corrimiento al rojo, el salto a 4000 Å en el espectro de las galaxias elípticas se desplaza. Este desplazamiento puede medirse utilizando fotometría en varios filtros (se han tomado como referencia los filtros *ugriz* de SDSS) [104]. Cuantos más filtros haya en esta zona del espectro, más precisa será la medida de z .

finalidad se desarrollaron los estimadores introducidos anteriormente (sección 3.2.1), como el estimador de Landy & Szalay (ecuación 3.5). En estos estimadores, la información de la máscara está contenida en los catálogos aleatorios.

3.6.4. Cartografiados fotométricos

Medir corrimientos al rojo con técnicas fotométricas permite obtener una mayor estadística y en un volumen mayor de lo que permite su homólogo espectroscópico. Esta técnica es conocida desde hace tiempo [105–107] y la dificultad reside en cómo reconstruir el z real a partir de imágenes. Anteriormente se explicó que para poder reconstruirlo, es necesario que los trazadores tengan alguna característica que sirva para diferenciar la distribución espectral de energía (SED, siglas de *Spectral Energy Distribution*) a distintos z . Estas medidas se llaman *photoz*, del inglés *photometric-z*. El corrimiento al rojo obtenido con espectroscopía se denotará, por definición, z .

Los *photoz* producen una distorsión en la distribución espacial de galaxias medida debido a la resolución. En la figura 3.12 se muestra el efecto que tiene el error en *photoz* en la distribución espacial de galaxias observada. Para cartografiados fotométricos típicos, la resolución impone que se deba trabajar únicamente con la información angular en diferentes capas de *photoz*.

La función de correlación angular $\omega(\theta)$ está relacionada con la función de correlación 3D $\xi(r)$ a través de la integral de $\xi(r)$ en una capa (*bin*) de z . Esta proyección de la distribución espacial a una superficie produce una atenuación y un desplazamiento hacia escalas menores del máximo local (efecto de proyección), similares a los efectos de las no-linealidades pero de mayor magnitud. Este efecto puede verse en la figura 3.13 para $z = 0,255$. Este sesgo de proyección será mayor cuánto mayor sea el grosor de la capa Δz .

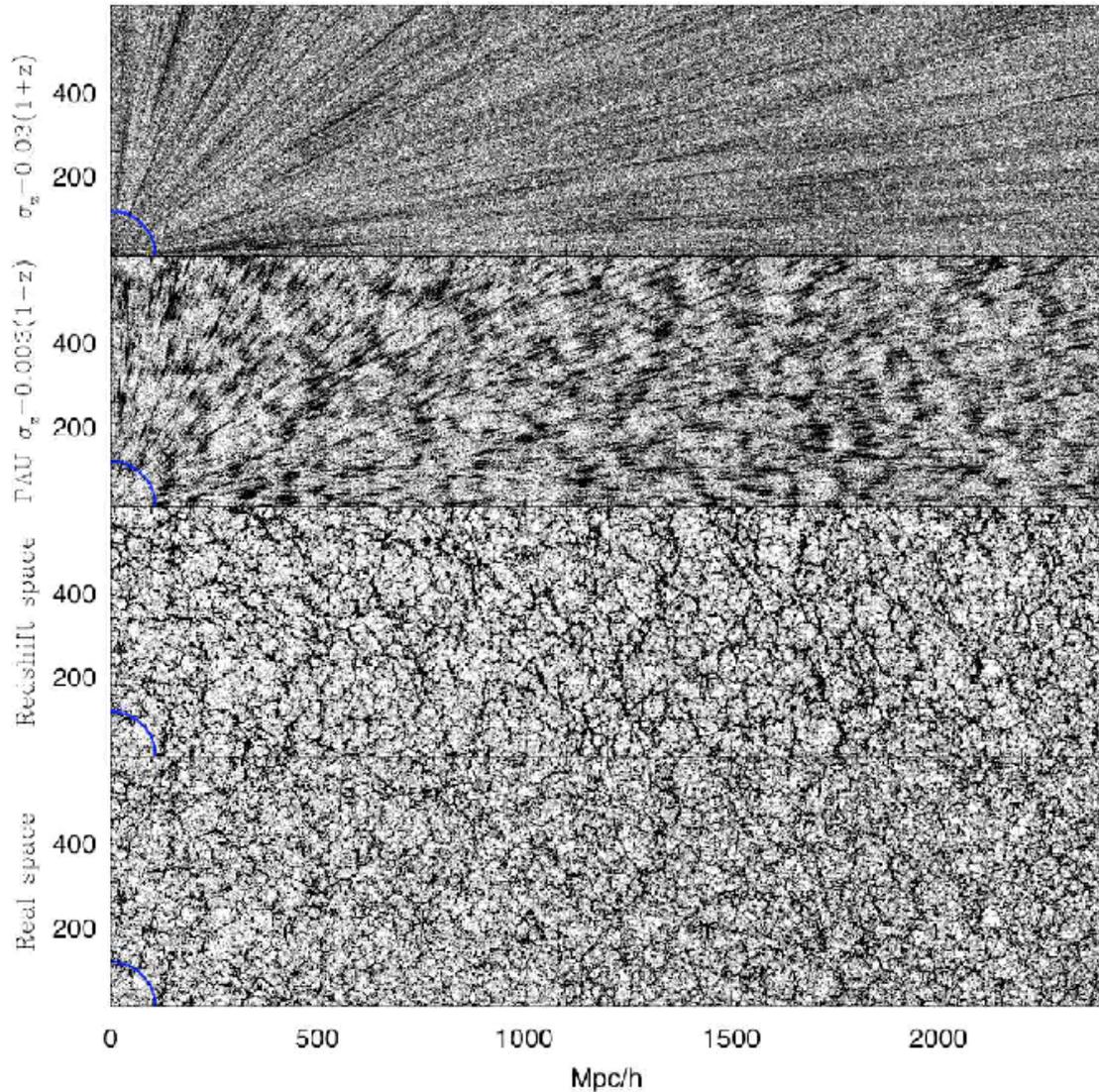


Figura 3.12: Efecto de la resolución en photoz, a partir de una simulación de N-cuerpos. Situando al observador en el origen de coordenadas y de abajo a arriba: la distribución real de materia y la distribución en el espacio de z (incluyendo las RSD). En el tercer y cuarto panel se observan los efectos de medir con photoz para dos valores distintos de resolución: para $\sigma_z = 0,003(1+z)$ y para $\sigma_z = 0,03(1+z)$. En el primero, todavía es posible observar las estructuras en la dirección longitudinal y obtener la escala BAO radial, sin embargo, en el segundo caso, el análisis radial de las BAO es imposible [22].

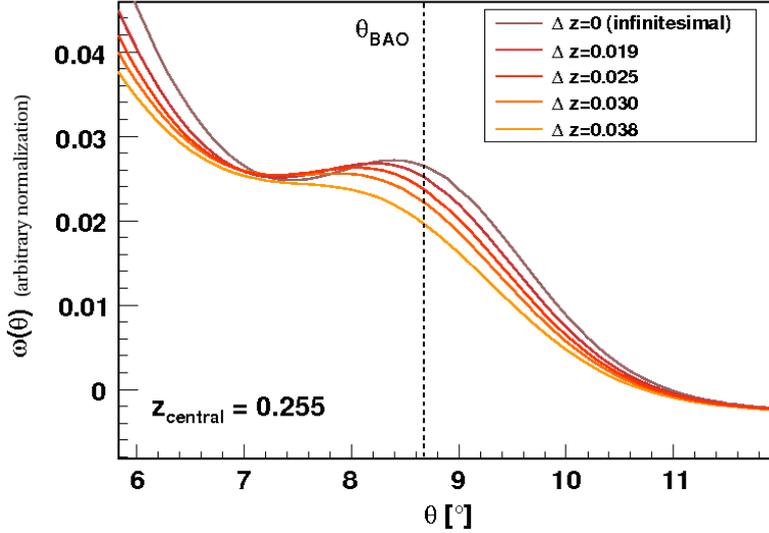


Figura 3.13: La función de correlación angular para distintos grosores de *bin* Δz . La cosmología utilizada es Λ CDM con $\Omega_\Lambda = 0,75$, $\Omega_M = 0,25$, $h = 0,7$ y $\Omega_b = 0,044$. La normalización es arbitraria y la línea vertical representa el valor de θ_{BAO} en la misma cosmología para $z = 0,255$. El efecto de proyección produce una atenuación y un desplazamiento de la señal de las BAO.

La función de correlación angular a dos puntos $\omega(\theta)$ se define como:

$$\omega(\theta) \equiv \langle \delta(\hat{n}_1)\delta(\hat{n}_2) \rangle = \int_0^\infty dz_1 \phi(z_1) \int_0^\infty dz_2 \phi(z_2) \xi(z_1, z_2, \theta) \quad (3.23)$$

donde ϕ es la función de selección y θ el ángulo entre la dirección \hat{n}_1 y \hat{n}_2 , relacionado con la cosmología a través de la expresión:

$$r_{12}(\theta) = \sqrt{r(z_1)^2 + r(z_2)^2 - 2r(z_1)r(z_2)\cos(\theta)} \quad (3.24)$$

donde $r(z)$ es la distancia comóvil. Esta expresión es válida para modelos cosmológicos con geometría plana (para una generalización a otras geometrías consultar [108]).

Al seleccionar una región de photoz, existirá un porcentaje de galaxias que realmente no están en dicha capa, pero que por resolución en la medida de z , sí caerán entre los límites de la capa Δz_i . Esta migración se traduce en que la función de selección ϕ en la ecuación 3.23 se extienda en un rango de z mayor que el que define los límites de la capa en photoz. La función de selección, para una capa de photoz $z_{p1} < z_p < z_{p2}$ es [109, 110]:

$$\phi(z) \propto \frac{dN}{dz} \int_{z_{p1}}^{z_{p2}} dz_p \frac{dN_p}{dz_p} P(z_p|z) \quad (3.25)$$

dN_p/dz_p representa la distribución de galaxias observada en photoz, mientras que dN/dz es la distribución real. $P(z_p|z)$ es la probabilidad condicional de obtener el valor de photoz z_p , dado el valor real de z . En general, la probabilidad $P(z_p|z)$ es aproximadamente gaussiana:

$$P(z_p|z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_z^2}} \exp\left[-\frac{(z_p - z)^2}{2\sigma_z^2}\right] \quad (3.26)$$

σ_z es función de z y depende del número de filtros utilizados y del rango de frecuencias en el que se observa. Esta magnitud caracteriza la incertidumbre en la medida del photoz.

3.6.5. La función de correlación angular en armónicos esféricos

La función de correlación angular $\omega(\theta)$ también se puede definir, en analogía con $\xi(r)$, como el exceso de probabilidad de que dos puntos (galaxias) situados en elementos de ángulo sólido $d\Omega_1$ y $d\Omega_2$, se encuentren separados por una distancia angular θ , comparado con una distribución uniforme [92]. Al ser angular, $\omega(\theta)$ está definida en la esfera y por lo tanto se puede expresar en función de armónicos esféricos.

Si $\delta(\hat{n})$ es la proyección de las fluctuaciones de densidad $\delta(\vec{x}, z)$ en la dirección \hat{n} :

$$\delta(\hat{n}) = \int dz \phi(z) \delta(\hat{n}, z) \quad (3.27)$$

siendo ϕ la función de selección radial, entonces $\delta(\hat{n})$ se puede descomponer en suma de armónicos esféricos: [111]:

$$\delta(\hat{n}) = \sum_{l \geq 0} \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm}(\hat{n}) \quad (3.28)$$

donde \hat{n} es la dirección en la línea de visión y Y_{lm} los armónicos esféricos. Los coeficientes de la expansión forman el espectro de potencias angular:

$$\langle a_{lm} a_{l'm'} \rangle \equiv \delta_{ll'} \delta_{mm'} C_l \quad (3.29)$$

que se relaciona con la función de correlación angular por el análogo a la transformada de Fourier en la esfera [112]:

$$\omega(\theta) = \sum_{l \geq 0} \left(\frac{2l+1}{4\pi} \right) P_l(\cos\theta) C_l \quad (3.30)$$

donde P_l es el polinomio de Legendre de orden l .

La covarianza en las medidas de $\omega(\theta)$ se puede relacionar con la covarianza en C_l (ecuación 3.30):

$$\text{Cov}_{\theta\theta'} = \sum_{l, l' \geq 0} \left(\frac{2l+1}{4\pi} \right)^2 P_l(\cos\theta) P_{l'}(\cos\theta') \text{Cov}_{ll'} \quad (3.31)$$

siendo $\text{Cov}_{\theta\theta'} \equiv \langle \omega(\theta) \omega(\theta') \rangle$ y $\text{Cov}_{ll'} \equiv \langle C_l C_{l'} \rangle$. En la situación en que se observa todo el cielo, suponiendo que el espectro de a_{lm} es una distribución gaussiana, las medidas de C_l están descorrelacionadas: $\text{Cov}_{ll'} = \text{Var}(C_l) \delta_{ll'}$. Además, se puede estimar usando los $2l+1$ modos disponibles:

$$C_l \equiv \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l a_{lm}^2 \quad (3.32)$$

entonces, $\text{Var}(C_l) = 2C_l^2 / (2l+1)$.

Sin embargo, un escenario más realista se da cuando el área de observación es limitada [113]. En este caso, el error correspondiente a una observación parcial del cielo se puede obtener del anterior si se reescala por la fracción de cielo observado f_{sky} , siendo el factor de normalización $1/\sqrt{f_{sky}}$. Es decir:

$$\text{Cov}_{\theta\theta'} = \frac{2}{f_{sky}} \sum_{l \geq 0} \frac{2l+1}{(4\pi)^2} P_l(\cos\theta) P_l(\cos\theta') (C_l + 1/\bar{n})^2 \quad (3.33)$$

3. LAS OSCILACIONES ACÚSTICAS DE BARIONES

donde se ha incluido el error debido al número finito de galaxias (\bar{n} es el número de objetos por estereoradián) [111]. Esta es la expresión que se utilizará a lo largo de esta tesis para calcular el error estadístico y la covarianza en las funciones de correlación angular $\omega(\theta)$.

Finalmente, la expresión que relaciona los C_l con el espectro de potencias es [112]:

$$C_l = \frac{1}{2\pi^2} \int 4\pi k^2 dk P(k) \Phi_l^2(k) \quad (3.34)$$

donde:

$$\Phi_l(k) = \int dz \phi(z) D(z) j_l(kr(z)) \quad (3.35)$$

$\phi(z)$ es la función de selección radial introducida en la sección 3.6.4.

3.7. Estado actual de la medida de BAO

La primera detección significativa de la señal BAO en la distribución espacial de galaxias se produjo en el año 2005 por Eisenstein et al. [6]. En este trabajo se mide la función de correlación a dos puntos de 46.748 Galaxias Rojas Luminosas (LRG) a un corrimiento al rojo medio de $z = 0,35$ en el catálogo espectroscópico de SDSS [15]. El pico acústico en la función de correlación se observa de forma significativa a $r = 100h^{-1}Mpc$, en acuerdo con la cosmología obtenida del fondo de microondas y de Supernovas tipo Ia.

Posteriormente, la señal de las BAO ha sido medida a diferentes corrimientos al rojo. Estas medidas se presentan en la figura 3.14 interpretadas en unidades angulares y en diferencias de z . Todas las medidas se han hallado utilizando catálogos espectroscópicos de galaxias (SDSS y 2dF), excepto la de Padmanabhan et al. [104], que utiliza el catálogo fotométrico DR3 de SDSS. Las medidas están en buen acuerdo con la cosmología Λ CDM, representada por la línea continua. La banda verde representa la influencia del error en H_0 en la predicción teórica.

Los cartografiados fotométricos de galaxias son relativamente nuevos, por lo que todavía es necesario elaborar técnicas de análisis específicas y optimizadas para estos. En esta tesis se propone una novedosa técnica para extraer información cosmológica a partir de cartografiados fotométricos de galaxias. Está basada en el análisis angular de la distribución espacial de galaxias en capas de corrimiento al rojo con el objetivo de encontrar la escala BAO y utilizarla como una regla estándar. En el siguiente capítulo se explicará el método, al que se ha llamado método PLG.

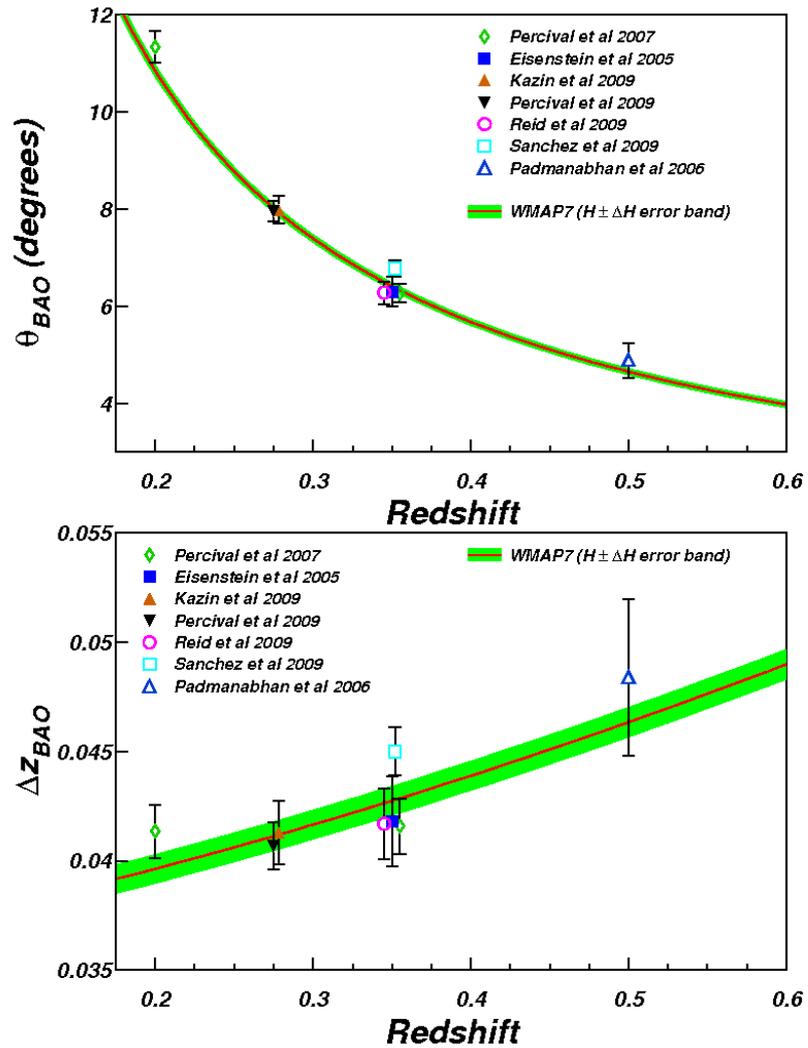


Figura 3.14: Medidas de la escala acústica en función del corrimiento al rojo y las predicciones de WMAP7 (incluyendo la incertidumbre en H_0). Los datos son compatibles con las predicciones.

4

El método PLG

4.1. Objetivos

Algunos de los más importantes cartografiados de galaxias de la próxima generación utilizarán métodos fotométricos para estimar corrimientos al rojo. Obtendrán, por tanto, una estadística muy superior a la de los cartografiados espectroscópicos. Sin embargo, las técnicas de análisis para estos datos están todavía en desarrollo ya que la espectroscopía ha sido la técnica principal hasta la fecha. En estos cartografiados, uno de los métodos fundamentales para estudiar la energía oscura es utilizar la escala BAO como regla estándar.

El potencial del método reside en relacionar directamente la posición del pico BAO en la función de correlación con la escala del horizonte acústico en el momento del desacoplo. Es necesario diferenciar las dos magnitudes siguientes: $\theta_{BAO}(z) \equiv r_s/\chi(z)$, la escala angular correspondiente a la escala del horizonte acústico y $\theta_p(z)$, la posición del máximo local en la función de correlación [114–118].

El uso de photoz requiere capas (*bins*) anchas y esto induce dos efectos a grandes escalas, como se vio en el capítulo anterior. El primero es un desplazamiento de la posición del máximo local, asociado al efecto de las BAO, hacia ángulos más pequeños, y segundo, una reducción de la amplitud de $\omega(\theta)$, que puede incluso provocar la desaparición del máximo local [119, 120] (como se ve en la figura 3.13).

Estos resultados implican que se debe medir θ_{BAO} utilizando indicadores diferentes del máximo local en $\omega(\theta)$, ya que éste no es una buena determinación de la escala característica de las BAO. Una de las posibilidades es usar el cociente entre el espectro de potencias real y un espectro de potencias suavizado, sin oscilaciones acústicas [121], pero esto requiere conocer a priori los parámetros cosmológicos para obtener ese espectro de potencias.

En esta tesis se presenta un método alternativo. Consiste en extraer la escala acústica r_s asociada a las BAO de la función de correlación angular $\omega(\theta)$. El método se ha denominado método PLG (de las siglas en inglés de *Power Law + Gaussian*). Consiste en una parametrización de $\omega(\theta)$ por una ley de potencias, para describir el continuo, más una gaussiana que describe el pico BAO. El valor medio de la gaussiana resultante del ajuste es la medida básica que servirá para finalmente, obtener la escala BAO, tras corregir el efecto de proyección [122].

Es bien conocido desde los primeros estudios de la estructura a gran escala del Uni-

verso [92], que la función de correlación angular se comporta como una ley de potencias a escalas pequeñas. Por otra parte, los efectos de la expansión cosmológica y de las observaciones en la forma del pico acústico se parametrizan con forma gaussiana. Estos dos hechos llevan a proponer la parametrización PLG.

En este capítulo se detallará el método y su calibración sobre funciones teóricas.

4.2. Parametrización de $\omega(\theta)$

Como ya se ha mencionado, el método consiste en parametrizar la función de correlación alrededor de la escala BAO con la expresión:

$$\omega(\theta) = A + B\theta^\gamma + Ce^{-(\theta-\theta_{FIT})^2/2\sigma^2} \quad (4.1)$$

la gaussiana da cuenta del efecto de las BAO en $\omega(\theta)$, donde θ_{FIT} será el observable que se relaciona con la regla estándar θ_{BAO} .

La ley de potencias sirve para caracterizar el continuo. Si el espectro es $P(k) \propto k^\alpha$, la función de correlación será también proporcional a una ley de potencias $\xi(r) \propto r^{-1-\alpha}$, al igual que $\omega(\theta)$. El índice γ en nuestra parametrización es potencialmente otro observable cosmológico, relacionado con la densidad de materia. Sin embargo, está fuertemente afectado por errores sistemáticos.

El valor constante, A , tiene en cuenta que $\omega(\theta)$ se puede hacer negativo después de la escala acústica. B y C dan cuenta de la normalización relativa entre ambos términos y θ_{FIT} y σ describen la forma del pico BAO.

Esta parametrización se aplicará en varios *bins* de z . A continuación se detalla el procedimiento a seguir.

4.3. Algoritmo de aplicación del método

1. Dividir el catálogo de galaxias en capas (*bins*) de z . La elección de los límites de cada *bin* vendrá definida por el error en z , de tal forma que los *bins* no sean demasiado grandes tal que la señal BAO desaparezca (por el efecto de proyección), ni tan pequeños como para que los errores en z difuminen igualmente la señal e introduzcan correlaciones muy grandes entre *bins*.
2. Calcular $\omega(\theta)$ en cada *bin*.
3. Parametrizar la función de correlación por la expresión 4.1, alrededor de la señal BAO esperada.
4. Del resultado del ajuste, θ_{FIT} se utilizará como observable para obtener finalmente θ_{BAO} . Para ello habrá que corregir los efectos de proyección inducidos por la integral en la línea de visión.

5. Una vez obtenido θ_{BAO} a varios corrimientos al rojo, ajustarlos a la cosmología a través de la ecuación 2.26. Para este paso es necesario conocer los errores sistemáticos, estadísticos y las correlaciones existentes.

En primer lugar hay que demostrar que la parametrización PLG describe la función $\omega(\theta)$. Para ello se han calculado funciones de correlación teóricas para varias cosmologías y varios intervalos de z que se han utilizado como prueba. En la siguiente sección se explica la calibración de la parametrización PLG sobre las funciones teóricas.

4.4. Calibración del método PLG

Las funciones de correlación teóricas se han calculado siguiendo la ecuación 3.23. Por simplicidad, se asume que la evolución temporal de la función de correlación es pequeña dentro del rango de z donde se calcula $\omega(\theta)$: $\xi(r; z_{inf}) \approx \xi(r; z_{sup})$ (para una relación sin aproximaciones consultar [108]).

La función de correlación teórica $\xi(r, z)$ se ha obtenido calculando la integral del espectro de potencias no-lineal (ecuación 4.2) en cada *bin* de corrimiento al rojo. Este se ha obtenido usando RPT (sección 3.5) a partir del espectro de potencias lineal $P_L(k, z = 0)$ dado por el software CAMB [86]. La función de selección ϕ , es una función gaussiana centrada en \bar{z} , con una amplitud σ_z dada por la precisión alcanzada en la medida del photoz en el cartografiado de galaxias.

En la teoría lineal, el espectro de potencias de galaxias a cualquier z es $P_{Lgal}(k, z) = b^2 D_+^2(z) P(k, z = 0)$, donde $D_+(z)$ es el factor de crecimiento (ecuación 2.32). Ya que solo interesa la posición del pico BAO y no la amplitud, se ha asumido que $b(k, z) = 1$, es decir, que no evoluciona dentro de cada rango de z y que es independiente de escala. Esta aproximación es buena para las escalas en las que se trabaja, como se ha medido en [89].

Finalmente, las no-linealidades se introducen según la ecuación 3.21, ignorando el término de acoplo P_{MC} , que tiene un efecto casi nulo sobre la escala BAO, especialmente si se está afectado por efectos de proyección [112]. El espectro no-lineal se reduce finalmente a [81, 95, 123]:

$$P_{NL} = P_L e^{-k^2 \sigma_v^2(z)/2} \quad (4.2)$$

donde σ_v es la escala en la que las no-linealidades empiezan a ser importantes (ecuación 3.20).

Sobre las funciones de correlación teóricas (no-lineales), se aplica la parametrización dada por la ecuación 4.1 para catorce modelos cosmológicos distintos, en cosmologías FLRW (resumidos en la tabla 4.1). Se ha probado la parametrización para varios z , entre $z = 0,3$ y $z = 1,3$, con distintos grosores Δz , desde $\Delta z \sim 0$ (caso infinitesimal) hasta $\Delta z \sim 0,2$, para cada cosmología. En total, la parametrización se ha probado sobre 350 configuraciones distintas. En cuanto a los errores, estos se han fijado al 1 %, mucho menor que el error esperado en cualquier cartografiado fotométrico.

En la figura 4.1 se ven los resultados para algunas configuraciones. En todos los casos los ajustes tienen probabilidades en un rango que va desde 0,6 a 0,9, con valores de χ^2/n_{dof}

4. EL MÉTODO PLG

h	Ω_M	Ω_b	Ω_k	w_0	w_a	n_s
0.70	0.25	0.044	0.00	-1.00	0.0	0.95
0.68						
0.72						
	0.20					
	0.30					
		0.040				
		0.048				
			+0.01			
			-0.01			
				-0.90		
				-1.10		
					-0.1	
					+0.1	
						1.00

Tabla 4.1: Resumen de los 14 modelos cosmológicos utilizados para probar el método. Cada línea representa un modelo. La primera línea es el modelo fiducial. En los siguientes, donde hay un hueco, se asumen los valores fiduciales, variando únicamente el parámetro que se indica.

entre $\sim 0,7$ y $\sim 0,2$. PLG describe correctamente $\omega(\theta)$ para todas las cosmologías, todos los grosores de bin y todos los z .

A la hora de hacer el ajuste hay que elegir un punto inicial θ_{ini} y un punto final θ_{fin} . Existe una región de estabilidad para estos, que no se pueden seleccionar arbitrariamente. A ángulos pequeños, las no-linealidades son importantes y se produce un cambio en el exponente que no se puede describir con una ley de potencias única, por lo que θ_{ini} no puede ser muy pequeño. Para ángulos mayores que la escala BAO, llega un punto en el que la correlación vuelve a aumentar, comportamiento que no está descrito en PLG y por tanto θ_{fin} no puede ser muy grande. La región del ajuste debe elegirse dentro de los márgenes donde la parametrización PLG puede describir correctamente la función $\omega(\theta)$.

Del ajuste se obtiene, finalmente, los valores de θ_{FIT} para cada una de las configuraciones. En el caso infinitesimal, se recupera el valor teórico de θ_{BAO} con un sesgo menor del 0,75 % en todos los casos. A medida que aumenta el grosor Δz , θ_{FIT} se aleja más del valor de θ_{BAO} y es necesario corregir del efecto de proyección, como se describe en la siguiente sección.

4.5. Corrección del efecto de proyección

Como ya se ha visto, si se quiere extraer la escala acústica de $\omega(\theta)$ para obtener información cosmológica, es necesario corregir el observable θ_{FIT} para recuperar θ_{BAO} :

$$\theta_{BAO} = \alpha \theta_{FIT} \quad (4.3)$$

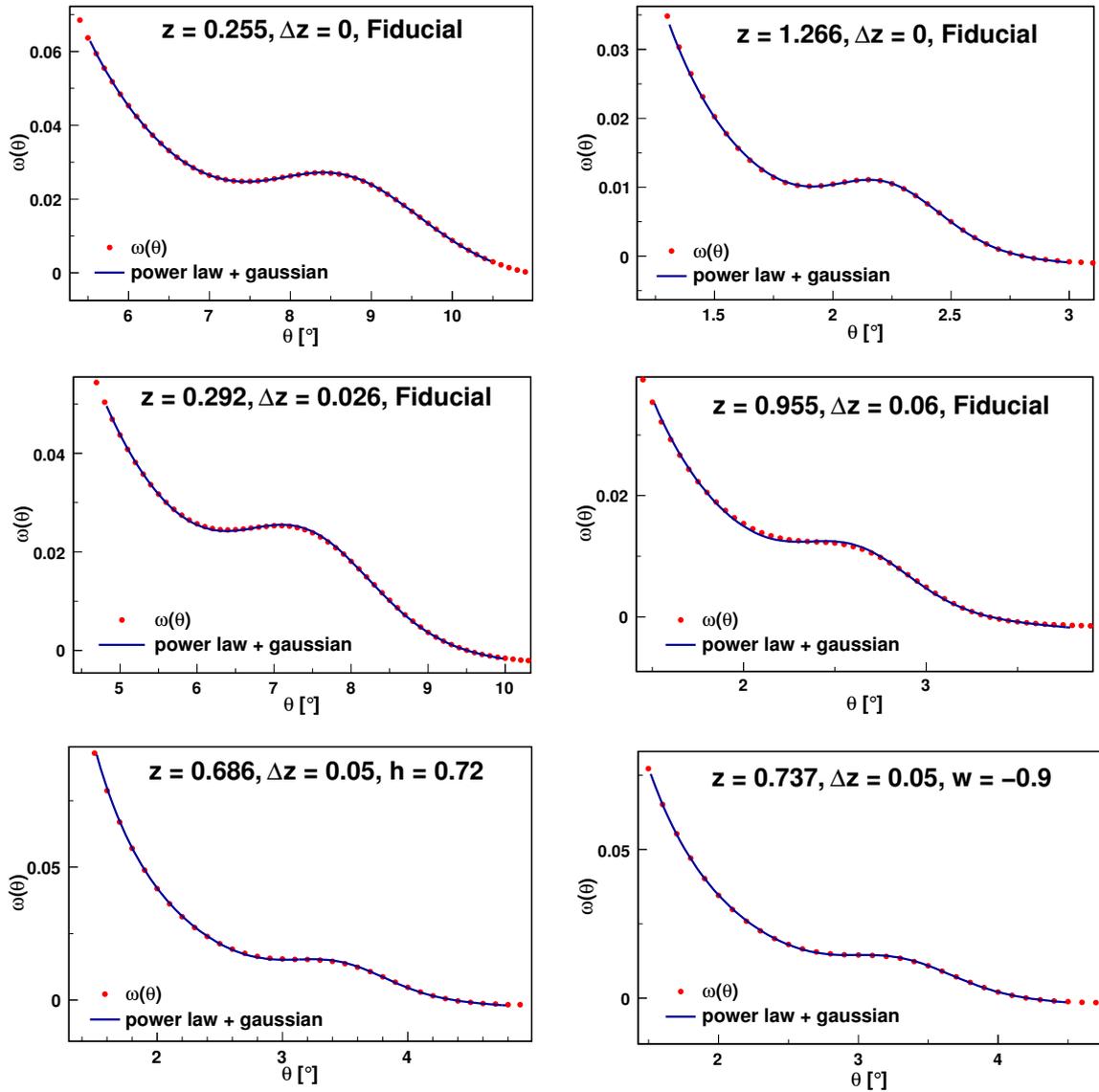


Figura 4.1: Aplicación de la parametrización PLG para 6 ejemplos de los 350 calculados. Los puntos rojos son la predicción teórica con un error del 1%, mientras que la línea azul es el ajuste a la ecuación 4.1. En todos los casos, la probabilidad de ajuste está entre 0.6 y 0.9. La gaussiana es capaz de describir el pico BAO y recuperar la escala θ_{BAO} para todos los modelos cosmológicos.

4. EL MÉTODO PLG

donde en principio, α es una función de z , Δz y la cosmología. Si se quiere que la medida de θ_{BAO} no esté sesgada, α debe ser independiente de los parámetros cosmológicos. Para comprobar que, en efecto, lo es, se estudian los resultados de los ajustes anteriores, donde se obtiene θ_{FIT} para cada una de las 350 configuraciones. De este análisis, se comprueban dos resultados:

- Se recupera la escala BAO para todas las cosmologías con una precisión $\leq 0,75\%$ para un *bin* de grosor infinitesimal. El método PLG es capaz de compensar el desplazamiento del $\sim 2\%$ del máximo local respecto al valor real cuando la anchura del *bin* tiende a cero [114].
- El sesgo entre θ_{FIT} y θ_{BAO} tiene un perfil universal, independientemente de la cosmología. Entonces, la función de corrección α solo depende de z y del grosor Δz , es decir, $\alpha \equiv \alpha(z, \Delta z)$ con una precisión $< 1\%$.

Estos resultados se muestran en la figura 4.2, donde se representa la evolución del sesgo de proyección, tomando θ_{BAO} como referencia. La dispersión de los resultados es constante con Δz y viene de la precisión con que se calculan las funciones $\omega(\theta)$ teóricas para calibrar. El valor medio del sesgo (entre las 14 cosmologías) es la corrección aplicada sobre θ_{FIT} . Después de corregir, se recupera la escala θ_{BAO} , para cualquier grosor Δz , para cualquier cosmología y para cualquier z . Hay que señalar que el valor absoluto de la proyección sí cambia con el modelo cosmológico, ya que tanto la posición del BAO como la distancia radial varían. Sin embargo, el efecto relativo es independiente de la cosmología y depende solo de z y de la anchura del *bin*.

4.6. Otros efectos

En estos resultados no se han incluido los efectos de las distorsiones en el espacio de z (RSD), además de que las no-linealidades no contienen el efecto de acoplamiento de modos de Fourier. Para comprobar que estas aproximaciones no están alterando las conclusiones del análisis, se ha realizado una serie de estudios descritos a continuación.

4.6.1. No-linealidades

Para estudiar el efecto de una posible descripción errónea de las no-linealidades, se ha aplicado el método también sobre modelos lineales, de tal forma que si las diferencias entre la teoría lineal y no-lineal son grandes, los efectos de no incluir el término de acoplo MC (sección 3.5) en la descripción pueden ser igualmente grandes.

El procedimiento para obtener las funciones de correlación lineales es el mismo que con las no-lineales, salvo por el término multiplicativo de la ecuación 4.2. El estudio se realiza únicamente para *bins* infinitesimales, entre $z = 0,2$ y $z = 1,4$, con la cosmología fiducial, de tal forma que se recupera θ_{BAO} directamente y se separa el efecto de las no-linealidades del efecto de proyección. En la figura 4.3 se muestran los resultados en forma de residuos, para modelos lineales y no-lineales. Los residuos se calculan como la diferencia relativa

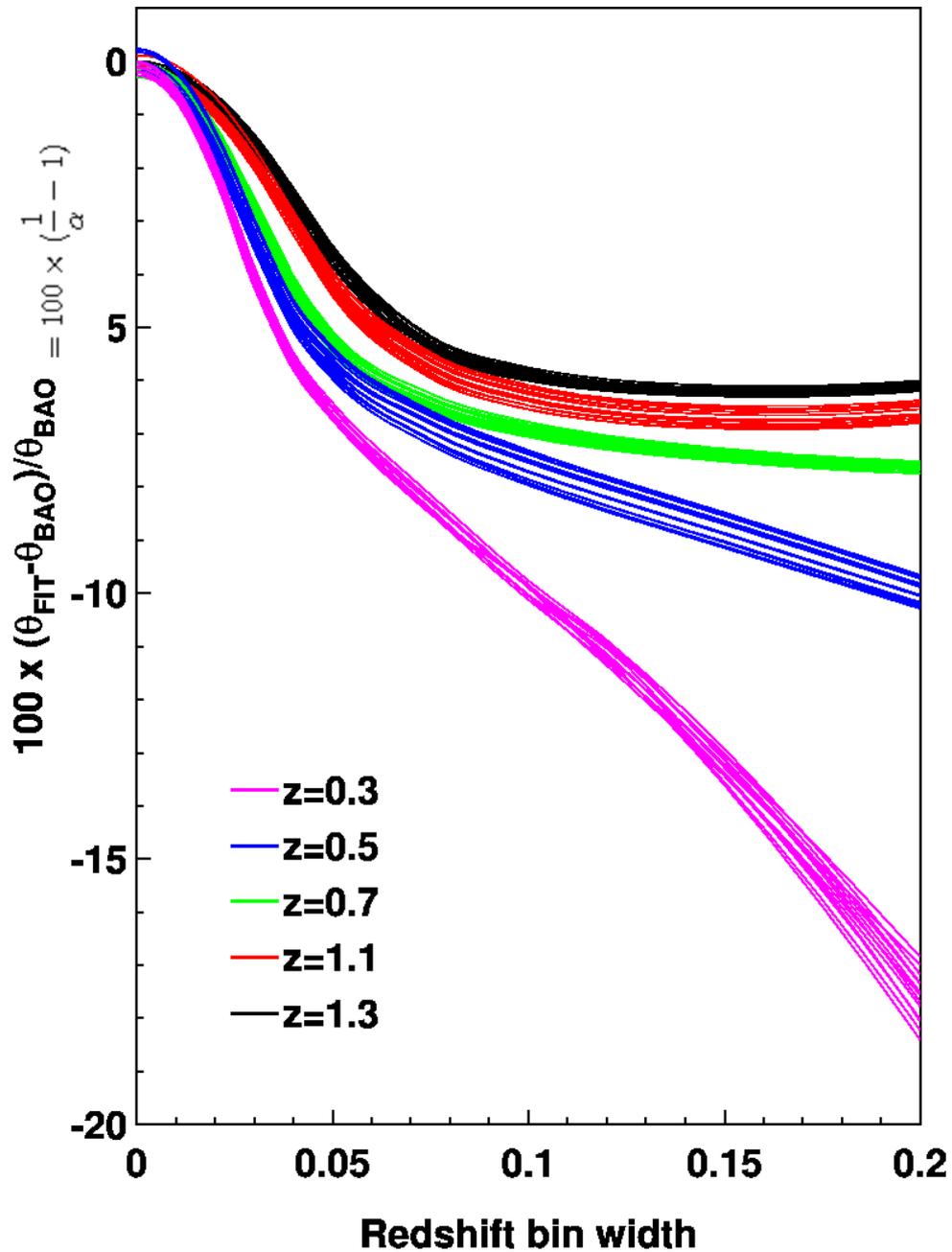


Figura 4.2: La evolución del sesgo medido en θ_{FIT} en función del grosor del *bin* para los 14 modelos cosmológicos usados y para 5 distintos z , desde 0,3 hasta 1,3. En cada una de las bandas (negro, rojo, verde, azul y rosa) están incluidos los 14 modelos. La escala acústica θ_{BAO} , para cada modelo, se usa como referencia. El sesgo de proyección, α , es independiente de la cosmología y la dispersión mucho menor que la corrección.

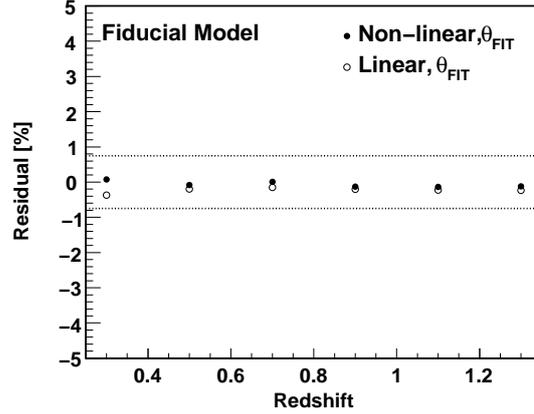


Figura 4.3: Diferencia de medida para $\omega(\theta)$ lineal y no-lineal en *bin* infinitesimal, para varios corrimientos al rojo. Las no-linealidades tienen muy poca influencia en el método PLG, comparado con el efecto de proyección, e introducen un error sistemático $< 1\%$.

entre θ_{FIT} medido y θ_{FIT} teórico. Los resultados obtenidos tanto con la teoría lineal como con la teoría no-lineal son los mismos. En ambos casos se recupera la escala BAO, siendo las diferencias $\lesssim 10^{-2}$.

De esta forma se comprueba que, pese a que la descripción de las no-linealidades pudiera ser inexacta (no está incluido el término MC), ésta no induce cambios significativos en la escala BAO y por tanto, la calibración del método PLG no está influenciada por ésta.

4.6.2. Bias

En las escalas de las BAO el parámetro de *bias* es una constante [89]. Además, dado el grosor de los *bins* de z , se puede asumir también que el *bias* es independiente de z dentro de cada uno. La dependencia con z resulta en una diferente normalización de $\omega(\theta)$ para diferentes *bins*. Como el método es capaz de absorber la normalización, no es sensible a $b(z)$. Se ha probado que cambios globales en la amplitud no afectan a la determinación de la escala acústica. También se han probado los efectos de un *bias* dependiente de escala, introduciendo el efecto en las funciones de correlación con un modelo *Q-model* [89], para asegurar que no se están introduciendo sesgos desconocidos. Las variaciones del *bias* con θ en la región donde se realiza el ajuste están entre un 1% y un 6% (figura 4.4, panel de la izquierda) e inducen cambios en la determinación de la escala acústica por debajo del 1% (figura 4.4, panel de la derecha).

4.6.3. Distorsiones en el espacio de z

Hasta ahora no se han incluido los efectos de las RSD en la calibración del método, aun sabiendo que éstas producen anisotropías en la distribución de materia. Para estudiar su influencia, se incluyen los efectos de las RSD en el cálculo y se comprueba si los valores de θ_{FIT} extraídos son iguales. Para introducir las RSD, se sustituye $\xi(r)$ en la ecuación 3.23 por la función de correlación anisótropa $\xi(\sigma, \pi)$, donde π es la separación radial y σ la

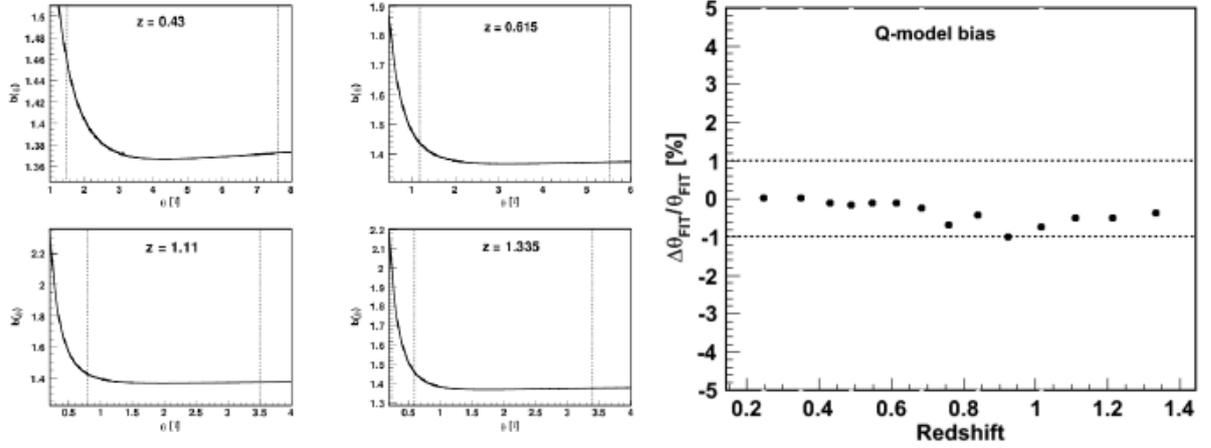


Figura 4.4: A la izquierda, el modelo de *bias Q-model*, en función de la escala θ , para 4 *bins* de z distintos. Las líneas verticales representan el punto inicial y final del ajuste PLG sobre las funciones de correlación, donde los cambios de amplitud pueden llegar al $\sim 6\%$. A la derecha, resultados en θ_{FIT} tras incluir *bias* dependiente de escala en 14 *bins* de z . Las variaciones son menores del $\sim 1\%$. La parametrización PLG es capaz de absorber el efecto de *bias*.

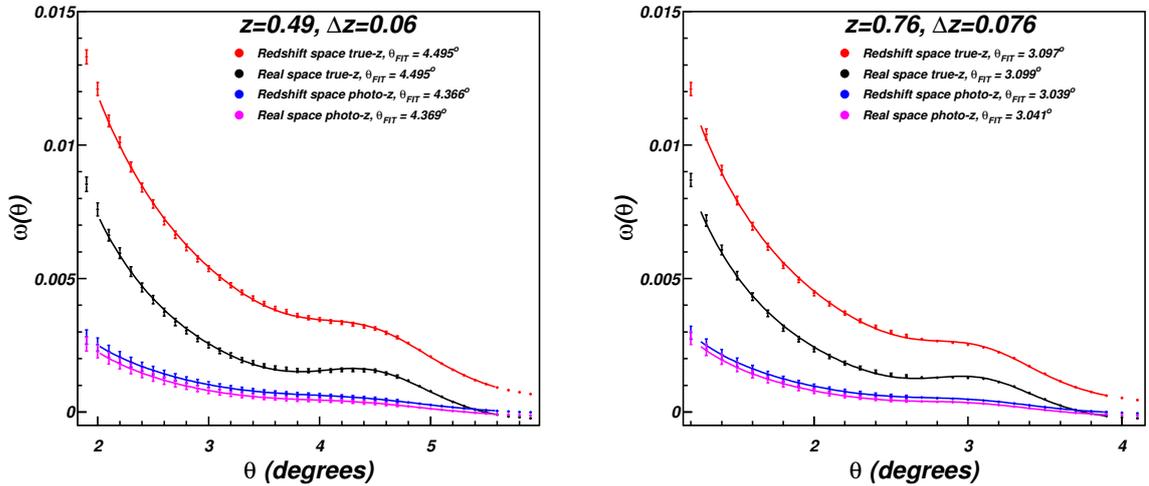


Figura 4.5: Efecto de las RSD en la función de correlación angular en dos z distintos. Los puntos son las predicciones teóricas y las líneas la parametrización PLG. Los θ_{FIT} medidos difieren menos del 0,5%. En las funciones medidas con photoz (líneas azul y rosa), el efecto de las RSD es muy pequeño, comparado con el cambio de amplitud debido al photoz.

separación perpendicular [124].

Las predicciones resultantes, en el espacio real y en el espacio de z , se muestran en la figura 4.5 para dos *bins* de corrimientos al rojo. Los puntos corresponden a un modelo con y sin los efectos de las RSD, con z real y con *photoz*. Ambos cambian la amplitud de la correlación, pero no el resultado de θ_{FIT} .

Las líneas en la figura 4.5 muestran los resultados del ajuste a la parametrización PLG (los valores de θ_{FIT} para cada una de las predicciones se muestra en la figura). Las RSD no producen sesgo. La parametrización es capaz de absorber estos efectos, que no cambian el valor medido de θ_{FIT} , siendo el efecto neto en $\omega(\theta)$ un aumento de amplitud, muy pequeño respecto a los efectos inducidos por la resolución en la medida de *photoz*.

4.7. Conclusiones del método PLG

Se ha comprobado que el método PLG es válido para extraer la escala BAO a partir de la función de correlación angular $\omega(\theta)$ de galaxias, pese a estar afectada por el sesgo de proyección. Se ha visto que este tiene un perfil universal y que por lo tanto, solo depende de z y del grosor del *bin*. El método es robusto frente a cambios en la descripción de las no-linealidades, en la inclusión o no de las RSD y en el valor del parámetro de *bias* b .

En el capítulo 5 se aplica este método a una simulación con las características observacionales del proyecto DES, con el objetivo de cuantificar su sensibilidad a la energía oscura.

5

Medida de la señal BAO en DES

5.1. El proyecto DES

*Dark Energy Survey*¹ (DES) representa el primer gran cartografiado fotométrico diseñado principalmente para el estudio de la energía oscura. Es una colaboración internacional consistente en más de 120 investigadores de EEUU, Reino Unido, España, Brasil y Alemania (figura 5.1). Para realizar el cartografiado, se ha construido una cámara CCD de 3 grad^2 de campo de visión en los laboratorios de Fermilab, en Chicago. Esta cámara, llamada DECam (*Dark Energy Camera*), será montada en el telescopio Blanco de cuatro metros del Observatorio Interamericano de Cerro Tololo (CTIO), en Chile, y comenzará a tomar datos a finales del 2011.

A continuación se expondrán los objetivos de DES, luego se describirán la cámara DECam, el telescopio Blanco, la gestión de los datos (DESDM, *Dark Energy Survey Data Management*), la fotometría, la estrategia de observación y finalmente las simulaciones, a las que se aplicará el método PLG.

5.1.1. Objetivos

DES estudiará las propiedades de la energía oscura usando cuatro métodos independientes: el número de cúmulos de galaxias en función de z (CL), el efecto de lente gravitacional débil en la distribución de galaxias (WL), BAO y el diagrama de Hubble de supernovas tipo Ia (SN). Obtener estas cuatro medidas de la misma instalación observacional permitirá un control estricto de las incertidumbres sistemáticas y obtener medidas robustas y precisas de los parámetros cosmológicos.

El objetivo del proyecto es observar 5000 grad^2 en el hemisferio sur galáctico, en cinco filtros que cubren longitudes de onda desde el visible al infrarrojo cercano: los filtros SDSS g, r, i, z y la banda infrarroja Y , hasta una magnitud AB de $i \sim 24$. Estos filtros se han elegido para poder medir con precisión el photoz hasta alto z . Además, la localización de DES se ha elegido para que el área muestreada solape con la del *South Pole Telescope* (SPT) [125], lo que permitirá medir el efecto Sunyaev-Zeldovich [69] para un gran número de cúmulos (y obtener una determinación precisa de su masa).

¹<http://www.darkenergysurvey.org/>



Figura 5.1: Los integrantes, por países, de la colaboración DES. Las instituciones españolas involucradas en el proyecto son el IFAE y el IEEC-CSIC en Barcelona, y el CIEMAT en Madrid.

DES ha sido diseñado para que cada una de las cuatro técnicas obtenga las propiedades de la energía oscura de manera independiente. Permitirá medir el parámetro w de la energía oscura con una precisión $< 5\%$ y determinar su variación con z (en caso de existir) con una precisión $\sim 30\%$.

DES medirá CL y WL hasta $z \leq 1$. También obtendrá distancias a 3000 supernovas tipo Ia hasta $z \sim 1$ y caracterizará la distribución angular de materia hasta $z < 1,4$. Pero también permitirá el estudio de otros observables, como el efecto Sachs-Wolfe [126] o las RSD [93]. Estos estudios adicionales mejorarán aún más la sensibilidad en los parámetros cosmológicos.

El DETF (sección 2.4.3) definió una figura de mérito para evaluar la sensibilidad de un proyecto dado a la ecuación de estado de la energía oscura y su posible variación con el tiempo [9]. La precisión de cada técnica de DES, más la combinación de las cuatro, se muestra en la figura 5.2. Para obtener esta predicción, la ecuación de estado de la energía oscura se escribe $p/\rho = w_0 + w_a(1 - a)$. Se espera una mejora de al menos un factor 4 ó 5 respecto a los resultados actuales.

DECam está ya construida y en fase de verificación en Fermilab, Chicago. La instalación en el telescopio Blanco se realizará durante el verano de 2011 y la primera luz se espera en otoño de 2011.

5.1.2. DECcam

Los componentes principales de DECcam son (figura 5.3): un plano focal CCD de 570 megapíxeles en el interior de un criostato que lo mantiene en vacío, la óptica correctora (con un campo de visión de 2,2 grados de diámetro), un sistema de cinco filtros (g, r, i, z, Y) en el óptico e infrarrojo cercano, la electrónica de bajo ruido de lectura de CCD, un

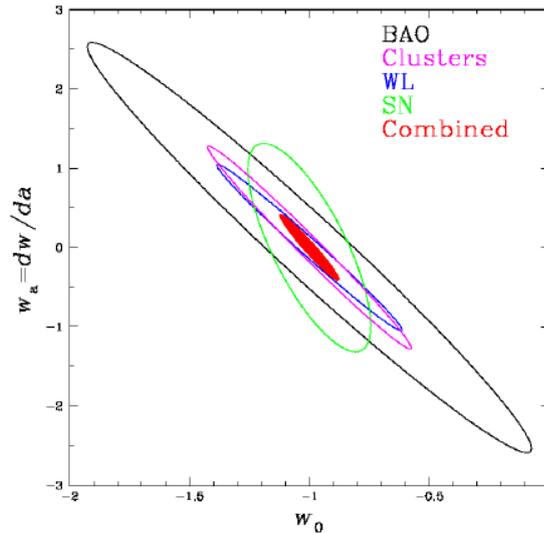


Figura 5.2: Sensibilidad en DES para cada una de las técnicas de medida, a una ecuación de estado de la energía oscura del tipo $p/\rho = w_0 + w_a(1 - a)$. Se muestra el 68 % de probabilidad para las BAO (negro), CL (rosa), WL (azul) y SN (verde). La sensibilidad final, combinando estos cuatro observables, se muestra en rojo [9].

sistema de enfriamiento criogénico para mantener el plano focal a una temperatura inferior a los 180 K, un sistema mecánico para el ajuste del telescopio (hexápodo) y el sistema de control y de comunicación con las infraestructuras del Telescopio Blanco.

El plano focal de la cámara consiste en 62 CCD de 2048x4096 píxeles (que para el telescopio Blanco se traduce en $0,27''/\text{píxel}$), dispuestos en hexágono cubriendo un área de 3 grad^2 , además de 12 CCD auxiliares para el guiado y enfoque de la imagen (situados en los bordes del plano focal). La disposición de estos se muestra en el panel izquierdo de la figura 5.4, comparando el área del plano focal con el tamaño aparente de la Luna. A la derecha, una imagen del plano focal parcialmente instrumentado.

Para tener sensibilidad en el infrarrojo se han utilizado los CCD desarrollados en el Lawrence Berkely National Laboratory (LBNL) [127], que han sido probados con éxito en el telescopio Mayall del Observatorio Kitt Peak, en el telescopio Shane del Observatorio Lick y en el propio Blanco. Tienen un espesor de 250 micras y son altamente sensibles al infrarrojo, con una eficiencia cuántica $> 50 \%$ para $\lambda \sim 10000 \text{ \AA}$, un factor ~ 10 más grande que los CCDs tradicionales (figura 5.5).

La óptica correctora consiste en cinco lentes que producen una imagen sin viñeteo de 2,2 grados de diámetro, y contribuye menos de $0,4''$ al ancho de la PSF (*Point Spread Function*). La lente más grande tiene un diámetro de 1,1 metros. En la figura 5.6 se muestra la disposición esquemática del sistema óptico en DECam.

El sistema de filtros está montado en una estructura que permite mover independientemente, dentro y fuera del camino óptico, cada uno de los filtros. En la figura 5.7 se muestra el rango de longitudes de onda que cubre cada uno de los filtros². El mayor reto

²http://www.asahi-spectra.com/opticalfilters/astronomical_filter.html

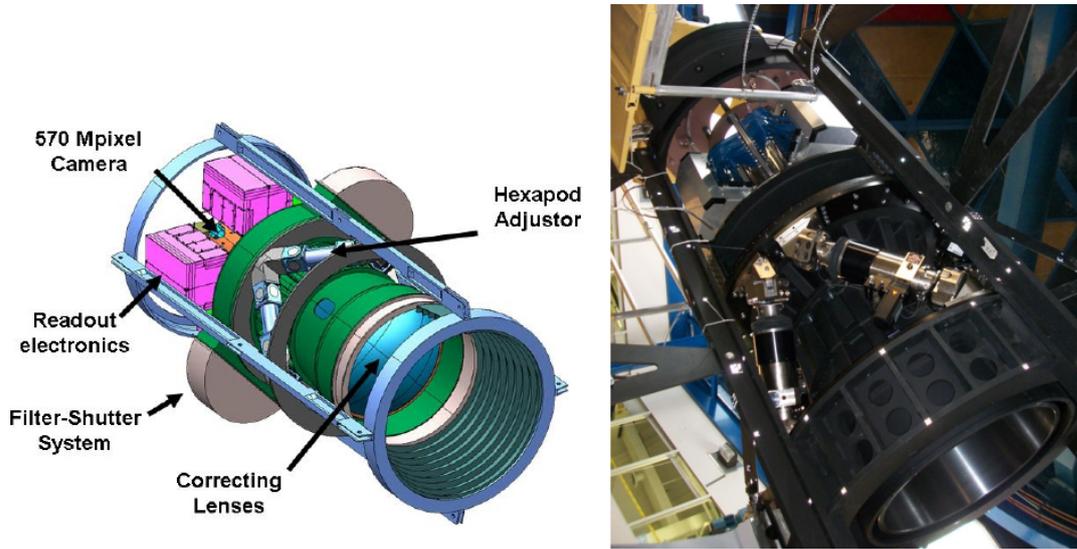


Figura 5.3: Esquema de DECam (izquierda), donde se ven todos sus componentes. A la derecha una foto tomada en Fermilab (<http://www.darkenergysurvey.org/>).

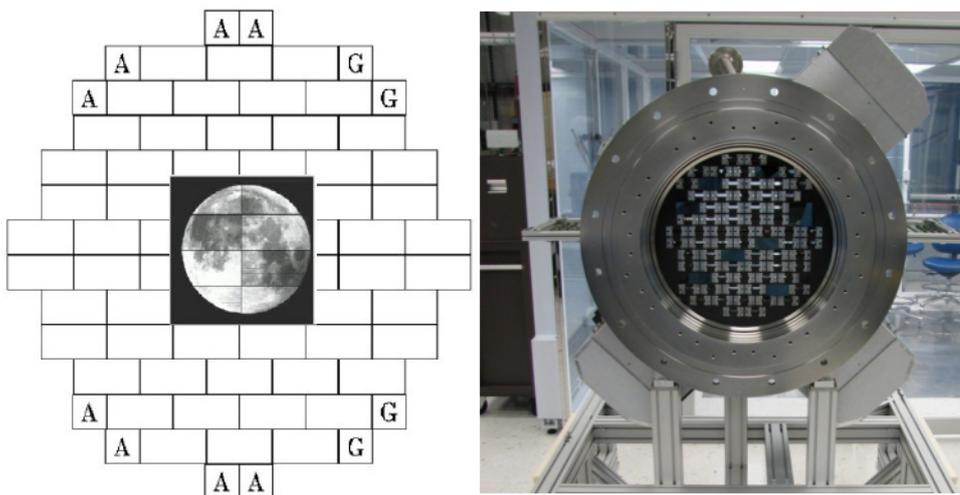


Figura 5.4: Esquema de la disposición de los CCD, y el tamaño aparente de la Luna en el plano focal de DECAM. Los 5000 grad² son cubiertos por 1650 imágenes como ésta. A la derecha una imagen real del plano focal parcialmente instrumentado (<http://www.darkenergysurvey.org/>).

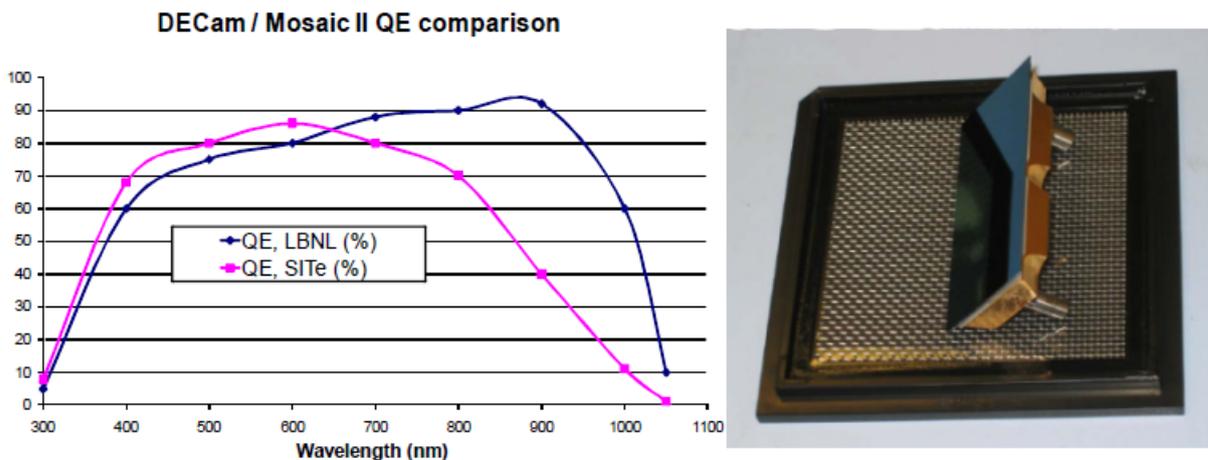


Figura 5.5: Eficiencia cuántica en función de la longitud de onda para los CCDs utilizados en DES (azul), frente a CCDs convencionales (rosa). Los primeros son altamente sensibles en la zona roja del espectro, comparados con los CCDs convencionales. A la derecha, una imagen de uno de los CCDs (<http://www.darkenergysurvey.org/>).

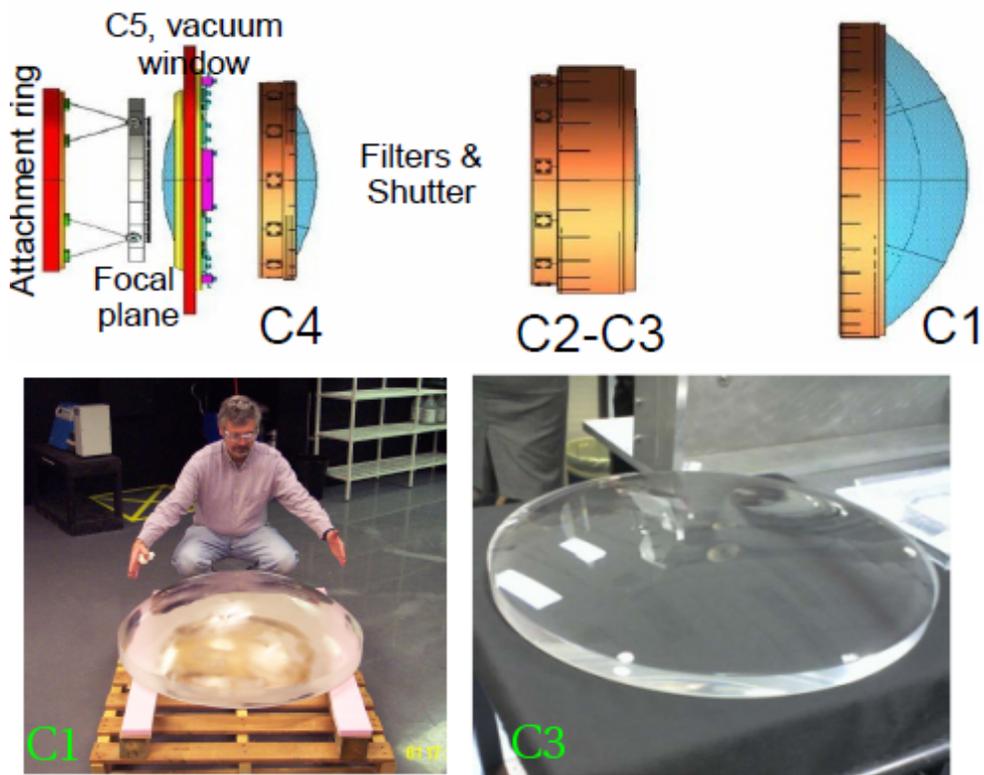


Figura 5.6: En el panel superior el sistema óptico en DECam. Abajo, imágenes de algunas lentes (<http://www.darkenergysurvey.org/>).

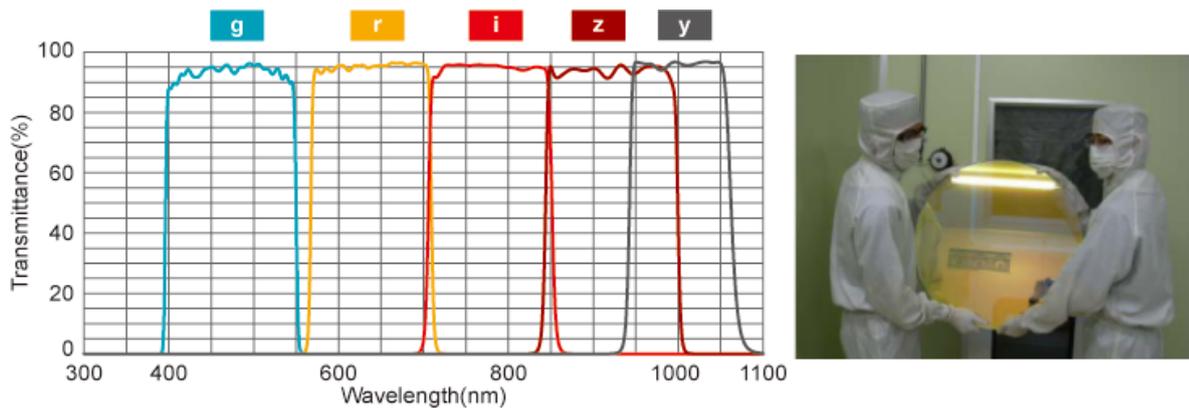


Figura 5.7: El sistema de filtros que se usarán en DES en función de la longitud de onda. La transmitancia no incluye los efectos de la atmósfera ni del telescopio. A la derecha, imagen de uno de los filtros en el laboratorio.

tecnológico consiste en conseguir una homogeneidad en la transmitancia de al menos el 2% en cada uno de ellos, cuando su tamaño es de 60 centímetros de diámetro.

Parte de la fabricación y el diseño de la electrónica de DECam se ha llevado a cabo en el Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT). Su diseño permite la lectura de las imágenes en un tiempo menor de lo que tarda el telescopio en moverse a la siguiente posición de observación, además de que se ha optimizado para que el ruido se mantenga por debajo de los 10 electrones/píxel, para un tiempo de lectura de los 520 Megapíxel de 17 segundos.

5.1.3. El Telescopio Blanco

El telescopio Blanco de 4 metros está situado en el Observatorio Interamericano de Cerro Tololo, Chile (figura 5.8), uno de los observatorios con mejor calidad de cielo del mundo. En el momento de su construcción (comenzó a funcionar en 1974) la calidad del espejo principal era la mejor del mundo y solamente ha sido superado en la última década con el advenimiento de los super-pulidos. Tiene un diseño de ancho campo visual tipo Ritchey-Chrétien. El telescopio se ha usado durante 4 décadas con distintas cámaras y correctores ópticos, convirtiéndolo en uno de los mejores telescopios del hemisferio sur. Utilizando este telescopio se han realizado algunas de las observaciones críticas que llevaron al descubrimiento de la energía oscura, con las primeras medidas de distancia a supernovas tipo Ia a finales del siglo XX [53].

Para el proyecto DES se han hecho mejoras importantes en el telescopio y en las instalaciones asociadas. Fundamentalmente labores de modernización para adaptarlo a un instrumento tan avanzado como DECam. Algunas de las mejoras son:

- El control de la óptica activa del espejo primario tendrá sensores de frente de ondas integrados en el plano focal de DECam. Esto mejorará la estabilidad del foco y de la PSF.
- Se han calibrado los movimientos relativos entre el foco primario y el espejo primario,



Figura 5.8: Vista del Observatorio de Cerro Tololo, Chile (izquierda). El telescopio Blanco (derecha) está situado en el edificio más grande. El cilindro negro en el foco primario se sustituirá por uno nuevo que contenga la cámara DECam (<http://www.darkenergysurvey.org/>).

debidos a la flexibilidad de la montura. Esta información se ha utilizado para calibrar los sistemas de control activo de DECam.

- Se ha mejorado el sistema de control del telescopio. En particular, se ha estudiado que el telescopio podrá moverse los 2 grados previstos entre imagen e imagen, en el tiempo de lectura de la cámara (17 segundos aproximadamente), por lo que los movimientos no limitarán la eficiencia del cartografiado.

La gran área de observación de DECam, la velocidad de lectura, las herramientas mejoradas de observación y control en tiempo real de la calidad de imagen, harán del Blanco uno de los telescopios más eficientes del mundo. Está programado que el cartografiado DES use el 30 % del tiempo del telescopio (525 noches en 5 años), por lo que el resto estará disponible para el uso por parte de la comunidad científica.

5.1.4. DESDM

El objetivo del sistema de gestión de datos es procesar las imágenes en bruto, generar datos procesados listos para su uso científico y hacerlos accesibles a la colaboración y a la comunidad en general. Se ha diseñado cumpliendo con los requisitos científicos de la colaboración y con la necesidad de procesar, calibrar y archivar los datos automáticamente y de forma fiable.

El sistema de gestión de datos procesará alrededor de 400 Gigabytes de información cada noche, generando un total de ~ 1 Petabyte al final del proyecto. Si se incluyen los catálogos procesados y reducidos, el tamaño total será de varios Petabytes. Para manejar esta cantidad de datos, la estructura consiste en un sistema de archivos distribuidos, un entorno de procesado, un conjunto de códigos astronómicos y un sistema de acceso a los datos. Usará recursos computacionales de alto rendimiento distribuidos en varios nodos, conectados por tecnología GRID. Los operadores del DESDM controlarán el sistema, a la

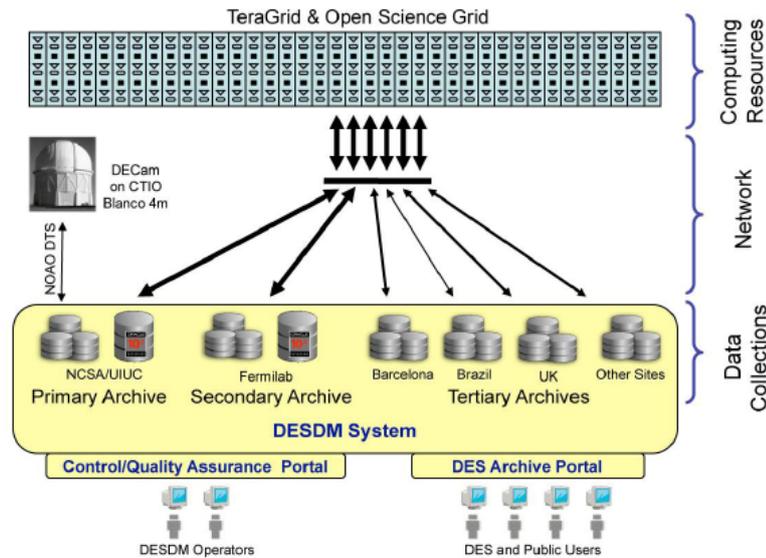


Figura 5.9: Estructura del sistema de gestión de datos de DES. Usará tecnología GRID y los archivos estarán distribuidos en varios sistemas secundarios y terciarios (<http://www.darkenergysurvey.org/>).

vez que monitorizarán la calidad de los datos. En la figura 5.9 se muestra el diagrama de funcionamiento del DESDM.

5.1.5. Estrategia de observación

DES dispone de 525 noches en 5 años para cartografiar 5000 grad^2 en el hemisferio sur galáctico, en cinco bandas fotométricas. A la vez, buscará supernovas Ia en un área de 30 grad^2 . En el panel izquierdo de la figura 5.10 se muestra la zona de observación de DES (área punteada) sobre un mapa de la esfera celeste. Las regiones más oscuras son aquellas que tienen menos extinción galáctica. A la derecha se muestra el área de observación, superpuesta a las áreas de distintos cartografiados espectroscópicos. Estas regiones se usarán para calibrar los photoz.

Para realizar un cartografiado completo en todos los filtros de forma óptima hay que decidir una estrategia de observación. Ésta se ha diseñado optimizando tres variables: la posibilidad de estudiar la estructura a gran escala y el número de cúmulos desde etapas iniciales, la mejor observación de WL y la recolección de un número significativo de supernovas Ia. Se han reservado las noches con mejor calidad de cielo para el cartografiado principal, esto es, si el *seeing* es $\leq 1,1''$ se realiza el cartografiado y si es mayor que $1,1''$, entonces se buscan supernovas en los campos definidos para ello. Si el *seeing* se mantiene $\leq 1,1''$ durante 7 días consecutivos, se observarán los campos de supernovas por una noche.

Se llama teselado (*tiling*) a la cobertura del área observada en un filtro dado. Sucesivos teselados aumentan el tiempo de exposición en cada filtro. Los 5000 grad^2 son cubiertos con 1650 imágenes no superpuestas de la cámara DECam. En total, en cada región se dispondrá de $2 \text{ teselados/año/filtro} \times 5 \text{ años} \times 4 \text{ filtros} = 40 \text{ teselados}$. En la tabla 5.1 se muestra la estrategia de observación a lo largo de los 5 años de duración del proyecto. Cada

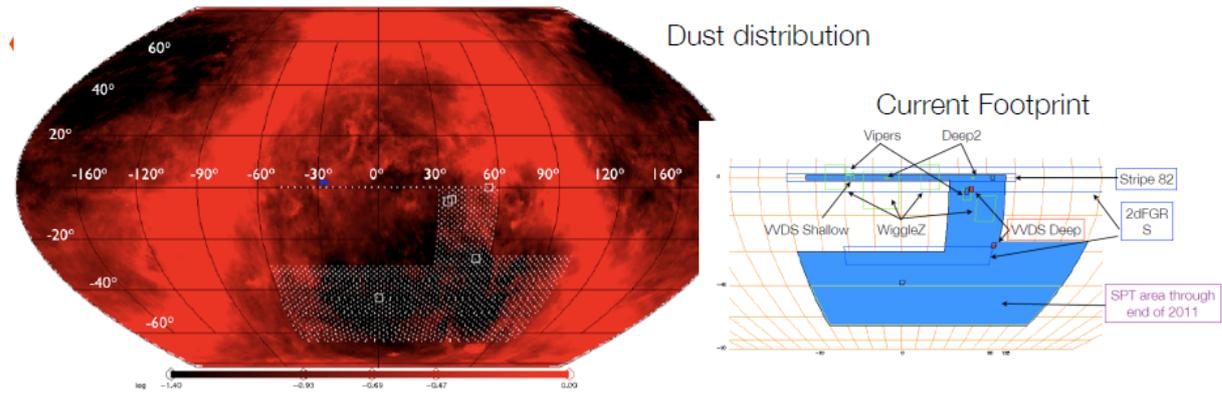


Figura 5.10: El área de observación de DES. Las regiones rojas son aquéllas con mayor extinción, debido al polvo galáctico (izquierda). A la derecha se muestra el área de DES, superpuesta al área de varios cartografiados que servirán para calibrar el photoz. La franja *Stripe 82* corresponde también al SDSS (<http://www.darkenergysurvey.org/>).

Año	Filtros	Tiempo de exposición (s)	Teselados/filtro	magnitud límite 10σ				
				g	r	i	z	Y
2012	grizY	80	2	24.2	23.7	23.3	22.5	20.9
2013	grizY	80	2	24.6	24.1	23.7	22.9	21.3
2014	iz	200	2			24.1	23.2	
2015	iz	200	2			24.4	23.6	
2016	z	400	2				23.8	

Tabla 5.1: Plan de observación durante los cinco años que dura el proyecto.

año se dispone de 105 noches de observación en los meses comprendidos entre septiembre y febrero: alrededor de 21 noches de observación al mes. El resto de noches estará abierto al uso de la comunidad científica.

5.1.6. Photoz

Para conseguir los objetivos científicos propuestos, DES necesitará medir corrimientos al rojo a cientos de millones de galaxias, a partir de imágenes en las bandas g, r, i, z, Y .

Los códigos de reconstrucción del photoz requieren muestras espectroscópicas de referencia y calibración (para DES será necesaria una muestra de entre 5×10^4 y 10^5 galaxias), que será obtenida de cartografiados previos. Para calibrar galaxias brillantes, DES utilizará los catálogos de SDSS y 2dF. Por eso observará un área cubierta por SDSS, donde además se han realizado submuestreos más profundos, lo que permite una calibración de objetos más tenues. En esta área existen alrededor de 70000 galaxias para las cuales el z está bien medido. DES también solapa con el área de observación de 2dF, que proporciona otros 90000 corrimientos al rojo espectroscópicos hasta $z \leq 0,25$. Para calibrar las galaxias más débiles y lejanas, se usarán datos de VIMOS VLT Deep Survey (VVDS [128]) y el Keck DEEP2 Survey [13]. Estas calibraciones proporcionarán otros 90000 z espectroscópicos. Además, algunas de estas regiones se muestrearán repetidamente

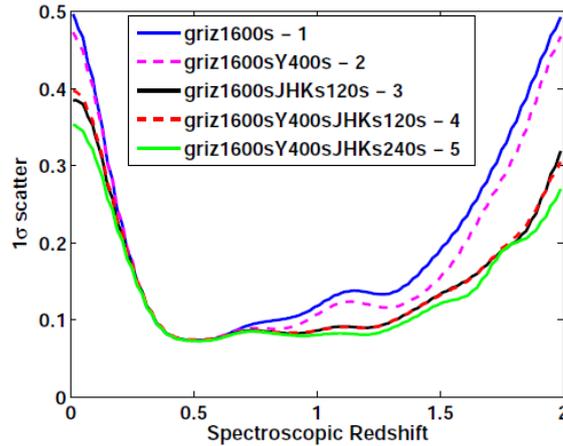


Figura 5.11: La dispersión en el corrimiento al rojo fotométrico (a 1σ) en función del z espectroscópico para varias configuraciones de filtros y combinando con filtros infrarrojos JHK. La línea rosa discontinua corresponde a DES, mientras que la negra, la verde y la roja incluyen observaciones infrarrojas del cartografiado VHS, que mejoran la precisión a alto z [129].

como parte de la búsqueda de supernovas, de tal manera que las galaxias anfitrionas estén bien calibradas. Con todo esto, se tendrán alrededor de 250000 z medidas antes de que comience DES, muestra suficiente para optimizar las técnicas de reconstrucción del photoz.

Para las LRG, el error esperado en el photoz se ha estimado con los datos de DES y considerando medidas fotométricas extra en el infrarrojo, ya que el área observada por DES solapa con el cartografiado infrarrojo VHS³. Los resultados se pueden ver en la figura 5.11 [129].

5.1.7. Simulaciones de DES

Como ya se dijo en la sección 2.6.1, las simulaciones de N-cuerpos son la única herramienta disponible para obtener predicciones teóricas precisas que incluyan todos los efectos presentes en un cartografiado de galaxias.

La colaboración DES tiene acceso a varias simulaciones de N-cuerpos, entre ellas a las simulaciones *Millenium* [77], *Hubble Volume* [130], *Carmen* [130] y a las simulaciones MICE [76] (siglas de *Marenostrum Institut de Ciències de l'Espai*). Estas simulaciones generan catálogos artificiales de galaxias que siguen la evolución de la distribución de materia en un modelo cosmológico.

Respecto a la gestión de datos, estos catálogos artificiales son procesados para generar imágenes virtuales, teniendo en cuenta todos los efectos observacionales posibles: *seeing*, extinción, tiempo de exposición, efectos del detector, WL, supernovas, errores en la astrometría y en la fotometría, máscara, etc. Una vez incluidos todos los efectos en las imágenes virtuales, el DESDM genera catálogos de objetos reducidos y procesados. Los métodos de análisis y medida se prueban utilizando estas simulaciones, que permiten estudiar la influencia de cada uno de los efectos incluidos en las mismas.

³<http://wiki.astrogrid.org/pub/VISTA/VHS/PS-VHS-v4p2.pdf>

5.1.8. BAO en DES

DES medirá corrimientos al rojo a $\sim 300 \times 10^6$ galaxias hasta $z \sim 1,4$, con la precisión dada en la figura 5.11. Con esto se pretende obtener el espectro de potencias y la función de correlación de galaxias para poder caracterizar la escala acústica como una regla estándar. De este análisis se podrá, además, estudiar las abundancias de materia bariónica y materia oscura, el factor de crecimiento de las fluctuaciones de densidad, el efecto ISW, las RSD y otros análisis complementarios. En la figura 5.2 se muestra la sensibilidad esperada para el método de las BAO en DES para un modelo de energía oscura dinámica. En el caso de que w_{DE} sea constante, se espera obtener una incertidumbre del $\sim 20\%$ en la medida de w_{DE} , únicamente con la medida de las BAO.

5.2. La simulación MICE

Hacer cartografiados simulados con las mismas características de volumen, densidad, resolución y complejidad que las observaciones reales, se ha convertido en una herramienta estándar para preparar la explotación científica y para entender los datos astronómicos. Durante el año 2007, el proyecto DES solicitó el uso de datos provenientes de la simulación MICE para estudiar y calibrar las herramientas de análisis de los distintos grupos de trabajo. La simulación resultante tiene algunas de las principales características observacionales del proyecto. Sobre estos datos simulados, se ha probado el método PLG con la intención de estudiar las perspectivas para extraer información cosmológica y para analizar errores sistemáticos.

La colaboración MICE⁴ ha desarrollado un conjunto de grandes simulaciones de N-cuerpos con el código Gadget-2 [77] en el supercomputador *Marenostrum* del Centro Nacional de Supercomputación⁵, en Barcelona. Éstas han sido realizadas sobre un cubo comóvil de lado $L_{box} = 3072 Mpc/h$. Comienzan a $z_{inicial} = 50$ y contienen 2048^3 partículas, con una masa cada una de $24 \times 10^{10} M_{\odot}/h$. Las simulaciones de MICE utilizan el modelo estándar Λ CDM, con los valores para los parámetros cosmológicos $\Omega_M = 0,25$, $\Omega_{\Lambda} = 0,75$, $\Omega_b = 0,044$, $n_s = 0,95$, $w = -1$ y $h = 0,7$.

En comparación con otras simulaciones, MICE tiene un número de partículas similar al de las simulaciones *Millenium*, pero con un volumen 216 veces más grande. Esto hace que MICE sea más adecuada que *Millenium* para el análisis estadístico de la estructura a gran escala del Universo, como es necesario para la búsqueda de la escala acústica y para el estudio de efectos de largo alcance como las WL. Por contra, MICE no es la más adecuada para estudiar los efectos a pequeña escala, por tener una resolución peor.

5.3. Aplicación del método PLG a la simulación MICE

A partir de las simulaciones MICE, se generó un catálogo de galaxias artificiales con las mismas expectativas observacionales que DES. Este catálogo consta de 50×10^6 objetos,

⁴<http://www.ice.cat/mice>

⁵<http://www.bsc.es/>

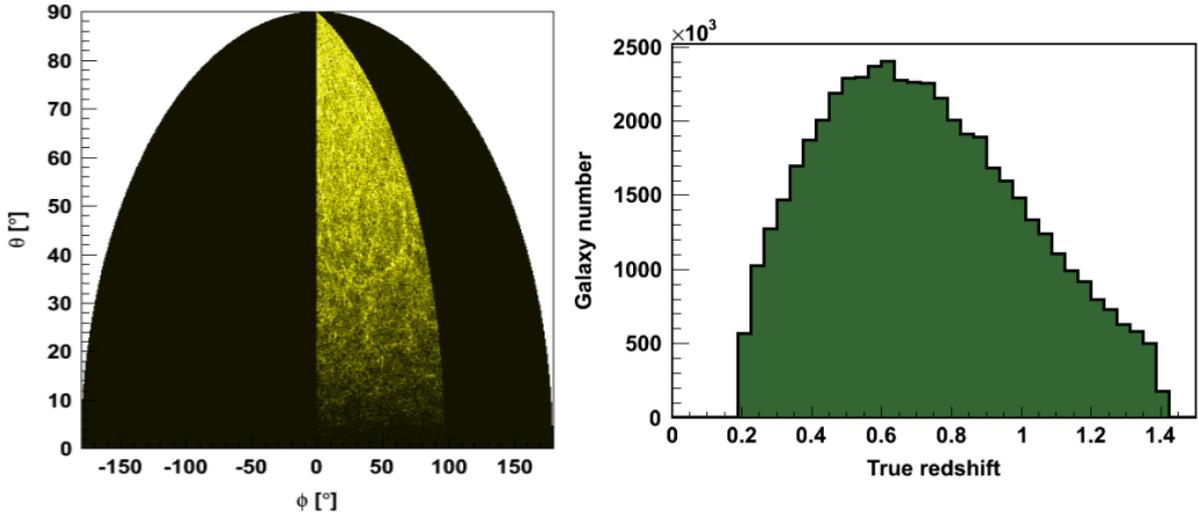


Figura 5.12: A la izquierda, el área de la simulación en proyección Aitoff en coordenadas esféricas, $\phi = ra$ y $\theta = 90^\circ - dec$, siendo ra la ascensión recta y dec la declinación. DES cubrirá 5000 grad^2 , aproximadamente un octante del cielo. A la derecha, la distribución dN/dz_{real} en la simulación MICE utilizada para calibrar el método PLG.

con masas de $24 \times 10^{10} M_\odot/h$ cada una.

Al igual que en DES, la simulación MICE ocupa 5000 grad^2 (izquierda en la figura 5.12). La distribución en z para la simulación MICE-DES se puede ver en la derecha de la figura 5.12 y tiene la forma:

$$dN/dz \propto (z/0,5)^2 \exp -(z/0,5)^{1,5} \quad (5.1)$$

5.3.1. Photoz en MICE

Sobre el catálogo original, se incluye el photoz observado desplazando cada z simulado (verdadero) según una dispersión gaussiana aleatoria, centrada en cero y con una anchura que es función de z (figura 5.13). El photoz observado de esta forma, simula lo esperado en DES.

En la figura 5.13 (izquierda) se muestra la parametrización utilizada para el error en la medida del photoz. Se ha tomado como referencia la curva rosa de la figura 5.11. Como resultado, a la derecha de la figura 5.13 se muestra la distribución dN/dz_{photoz} , comparada con la original.

La resolución en la medida del photoz hace que DES solamente sea sensible a la función de correlación angular $\omega(\theta)$ en diferentes *bins* de photoz (ya que la información radial se pierde). Para elegir el grosor de los *bins* hay que tener en cuenta el error. Se seleccionan los *bins* tal que sean lo suficientemente grandes como para que la realización de las BAO sea posible y para que haya suficiente estadística. Por otro lado, cuanto mayor sea el *bin*, mayor será el efecto de proyección, que implica una atenuación de la señal BAO. Para elegir el grosor de *bin* óptimo hay que considerar un compromiso entre ambos efectos. De esta manera, se han construido catorce *bins de photoz*. La anchura de los *bins* sigue la

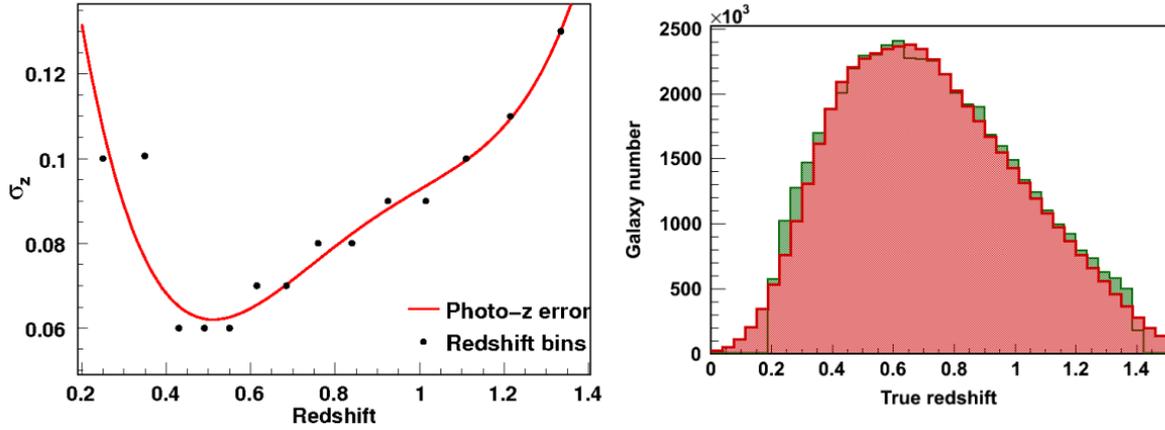


Figura 5.13: A la izquierda, la distribución del error en z para la simulación MICE-DES (línea roja). Los puntos representan los catorce *bins* en los que se ha dividido la simulación MICE: en el eje X se representa el z central de cada *bin* y en el eje Y, el ancho de cada *bin*. Los *bins* se han elegido tal que sigan la distribución del error. A la derecha, la distribución dN/dz_{photoz} (en rojo), frente a la dN/dz_{real} (verde).

distribución del error en z , dada por los puntos en el panel izquierdo de la figura 5.13. Con estos catorce *bins* se cubre la región entera $0,2 < z < 1,5$.

5.3.2. Correlación entre *bins* de photoz

Debido al error en z , algunas galaxias pertenecientes a un *bin* de photoz serán medidas en un *bin* distinto. Esto hace que existan correlaciones entre *bins* adyacentes, mayores cuanto mayor sea el error en el photoz. Para medirlas, se calcula la matriz de migración r_{ij} , definida como la probabilidad de que una galaxia en el *bin* i sea medida en el *bin* j . En este caso se dispone tanto del catálogo original como del catálogo photoz, por lo que se puede calcular directamente la matriz de migración contando el número de galaxias que migran de un *bin* i a un *bin* j al incluir el photoz. Una vez se ha calculado la matriz de migración, el cálculo de la matriz de covarianza es directo [122, 131]. Si el número de galaxias en un *bin* de photoz es:

$$N_i^O = \sum_{j=1}^{N_{bins}} r_{ij} N_j^T \quad (5.2)$$

donde N_i^O es el número de galaxias observadas en el *bin* i , r_{ij} es la matriz de migración y N_j^T es el número verdadero de galaxias en el *bin* j . Entonces, la función de correlación verdadera y la observada se relacionan según [131]:

$$\omega_i^O(\theta) = \sum_{k=1}^{N_{bins}} r_{ik}^2 \frac{(N_k^T)^2}{(N_i^O)^2} \omega_k^T(\theta) \quad (5.3)$$

donde $\omega_i^O(\theta)$ es la función de correlación observada en el *bin* i a escala θ y $\omega_i^T(\theta)$ la función de correlación verdadera en el *bin* i a escala θ . Finalmente, la matriz de covarianza entre

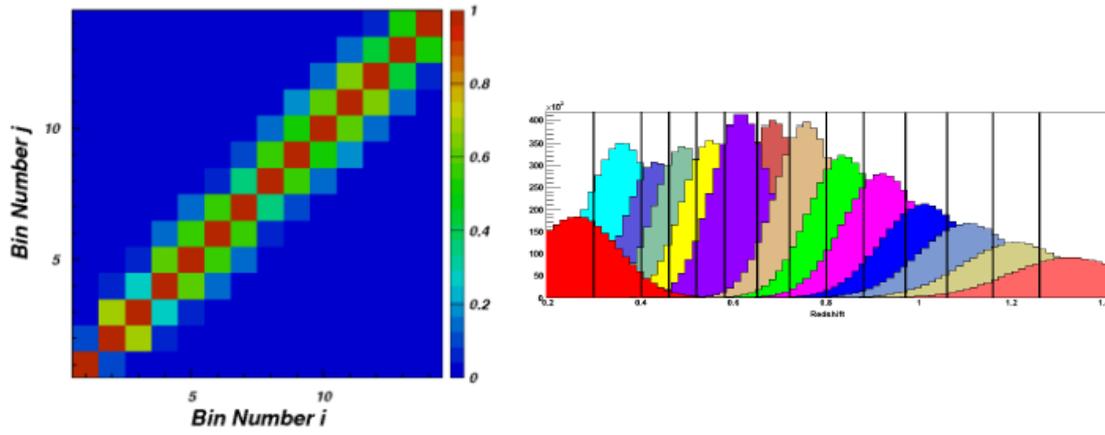


Figura 5.14: Matriz de correlación entre *bins* de photoz. La correlación se extiende 3 *bins*. En el panel derecho, las distribuciones de z medidas para cada *bin*, donde se aprecia la extensión de la correlación.

bins se escribe:

$$C_{ij} = \langle \omega_i^O(\theta) \omega_j^O(\theta') \rangle = \sum_{k=1}^{N_{bins}} (r_{ik}^2 r_{jk}^2) \frac{(N_k^T)^4}{(N_i^O)^2 (N_j^O)^2} \text{Cov}_{\theta\theta'} \quad (5.4)$$

donde $\text{Cov}_{\theta\theta'}$ viene dada por la ecuación 3.33.

Los valores de C_{ij} se muestran en la figura 5.14. La correlación se extiende tres *bins* de manera significativa, y es despreciable para distancias mayores.

5.3.3. La función de correlación

Una vez que se definen los *bins* de photoz, se calcula $\omega(\theta)$ para cada uno de ellos. Para acelerar el cálculo, el área de MICE se ha pixelado con una resolución de $\sim 0,1$ grados. Con esto, el número de puntos para los que calcular la función de correlación se reduce en un orden de magnitud. Para que todos los píxeles tengan la misma área, se usan coordenadas esféricas ϕ y $\cos(\theta)$, donde $\phi = ra \cdot \pi/180^\circ$ y $\theta = (90^\circ - dec) \cdot \pi/180^\circ$, siendo ra la ascensión recta y dec la declinación. En la figuras 5.15, 5.16 y 5.17 se pueden ver los 14 mapas construidos.

Para cada uno de los 14 mapas de galaxias, se construye también un mapa de puntos aleatorios distribuidos uniformemente, con el mismo número de objetos que en el mapa de galaxias. La pixelización en estos mapas es la misma. Finalmente, se calcula la función de correlación con el estimador de Landy&Szalay, que se define angularmente igual que en la ecuación 3.5 (sustituyendo r por θ). Las funciones medidas se pueden ver en la figura 5.19.

Sobre las funciones de correlación medidas en cada uno de los 14 *bins*, se aplica la parametrización PLG para extraer la escala $\theta_{FIT,i}$, donde los errores en $\omega(\theta)$ vienen dados por la ecuación 3.33. Los resultados pueden verse en la figura 5.19. Las probabilidades de los ajustes son siempre superiores al 40%. Solo hay un *bin*, $z = 1,215$, donde la probabilidad de ajuste es menor del 1%. Respectivamente, el χ^2 es $\chi^2/n_{dof} \lesssim 1$; para el *bin* $z = 1,215$, $\chi^2/n_{dof} \sim 5$.

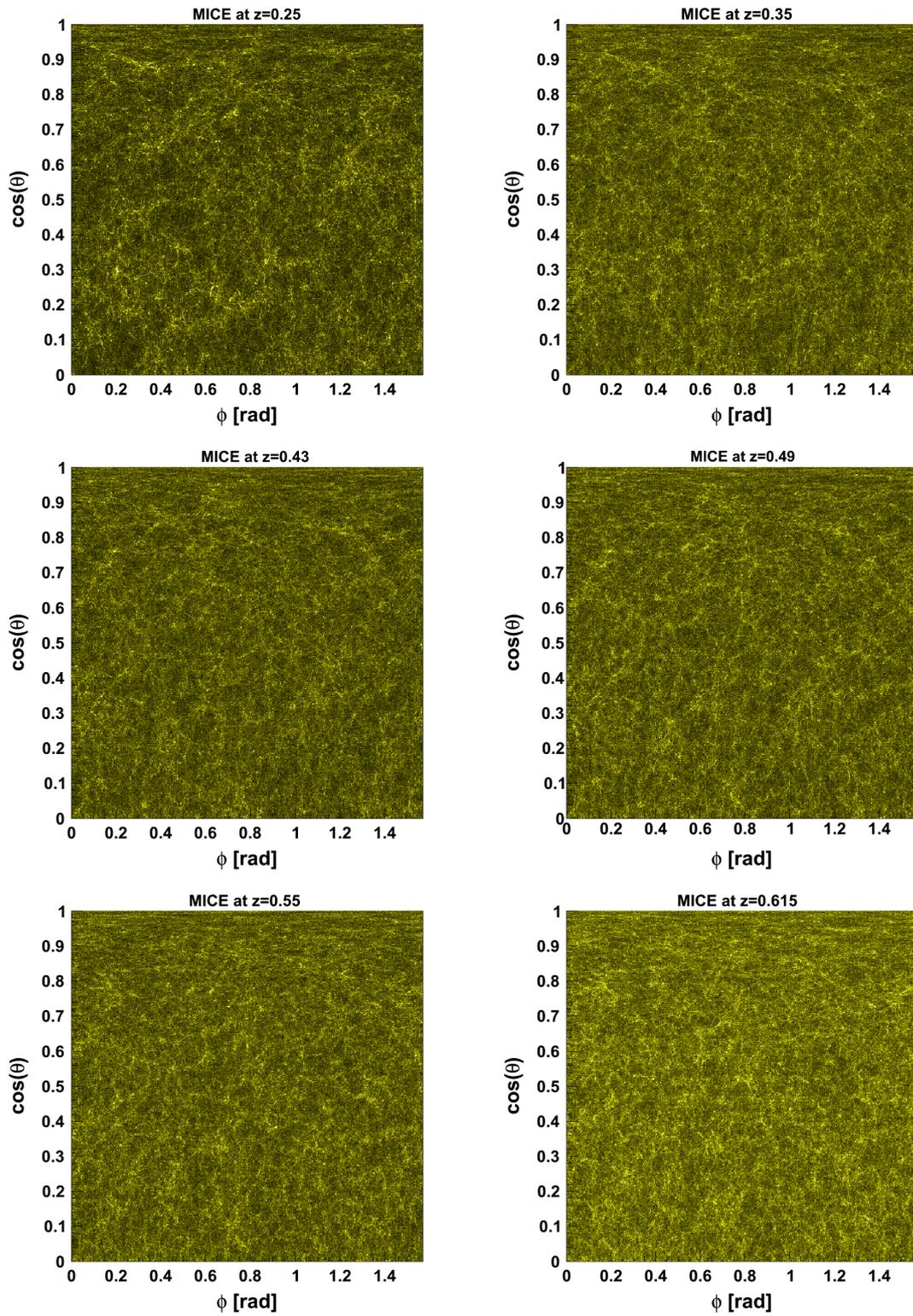


Figura 5.15: Mapas de galaxias para los primeros 6 *bins* de MICE, a partir de los cuales se calcula la función de correlación angular.

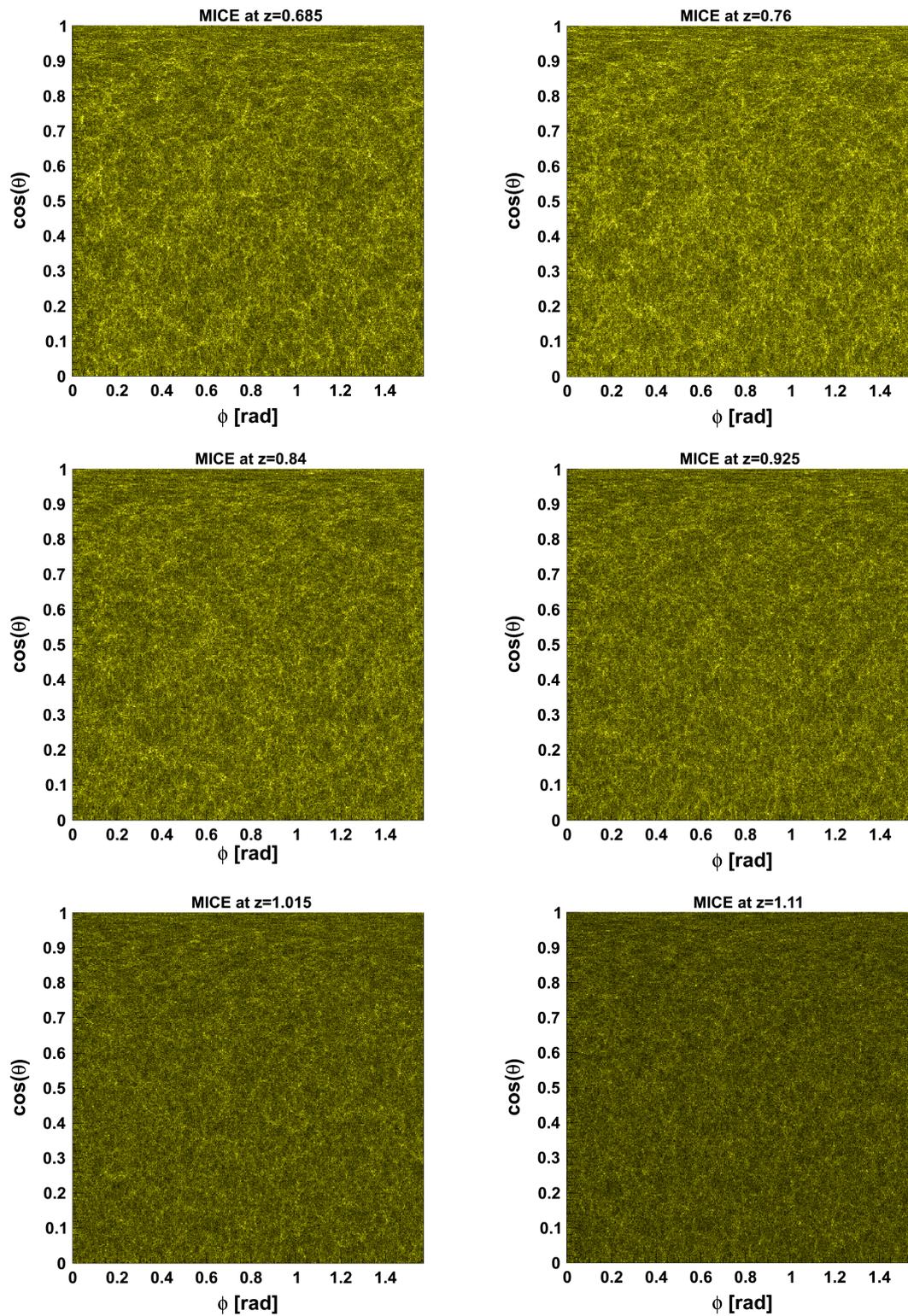


Figura 5.16: Mapas de galaxias para los 6 *bins* siguientes de MICE, a partir de los cuales se calcula la función de correlación angular.

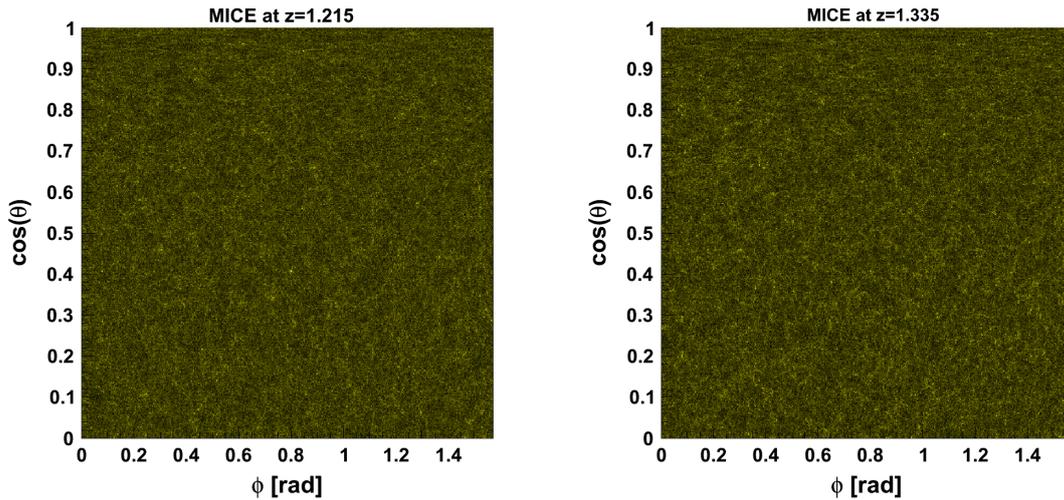


Figura 5.17: Mapas de galaxias para los últimos 2 *bins* de MICE, a partir de los cuales se calcula la función de correlación angular.

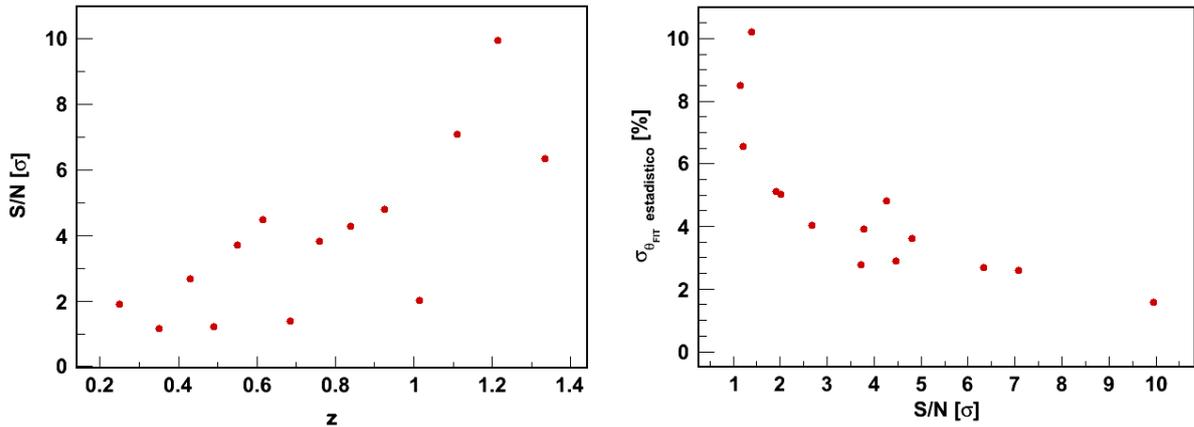


Figura 5.18: A la izquierda, la significancia de la detección de θ_{FIT} en función de z . A mayor z el error en $\omega(\theta)$ disminuye y aumenta la sensibilidad. A la derecha, el error estadístico en función de la significancia. A menor significancia, mayor error estadístico, ya que la señal es menos clara.

La significancia estadística de θ_{FIT} varía entre $\sim 1\sigma$ y $\sim 10\sigma$, y aumenta con el corrimiento al rojo, como se ve a la izquierda de la figura 5.18. Este es el comportamiento esperado, pues el error en la función de correlación disminuye con z y está dominado por el área cubierta por el cartografiado. Aquí se usarán todas las medidas de θ_{FIT} , aunque para algunas no se pueda clamar una detección inequívoca. En todo caso, las medidas con menor significancia estadística son las que tienen un error estadístico mayor (panel derecho en la figura 5.18), ya que la señal BAO es más difícil de localizar con precisión. Por tanto, incluir aquellas medidas con poca significancia no sesgará la sensibilidad final a los parámetros cosmológicos.

Una vez se obtiene θ_{FIT} , hay que corregir el efecto de proyección para obtener θ_{BAO} . Hay que tener presente que el grosor efectivo del *bin* no se corresponde con la diferencia entre z_{inf} y z_{sup} . Se ha evaluado el grosor del bin efectivo Δz_{true} , aquel que hace que la

5. MEDIDA DE LA SEÑAL BAO EN DES

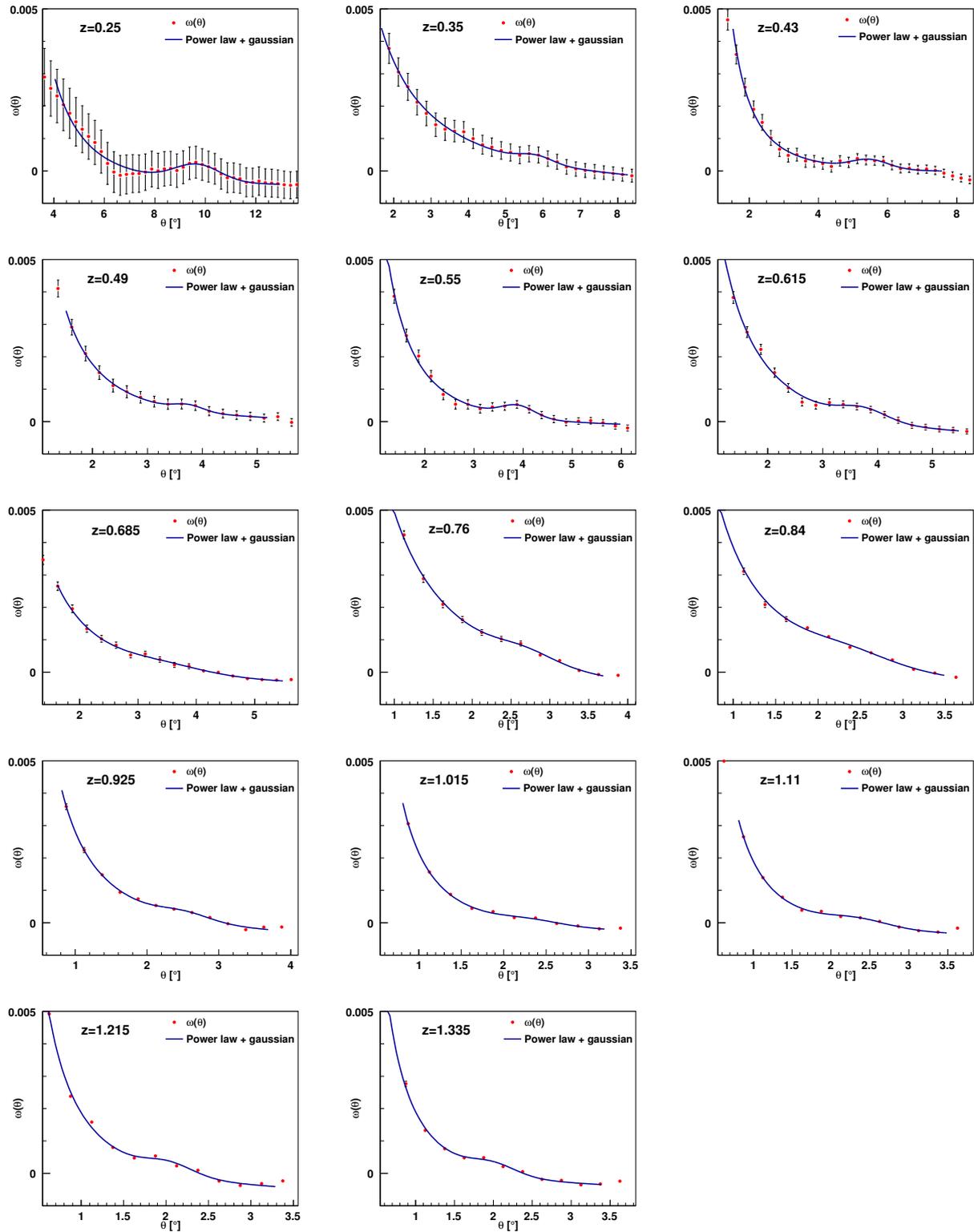


Figura 5.19: La parametrización PLG en las funciones de correlación medidas en la simulación MICE de DES. La línea azul es el mejor ajuste, y los puntos el resultado de la medida.

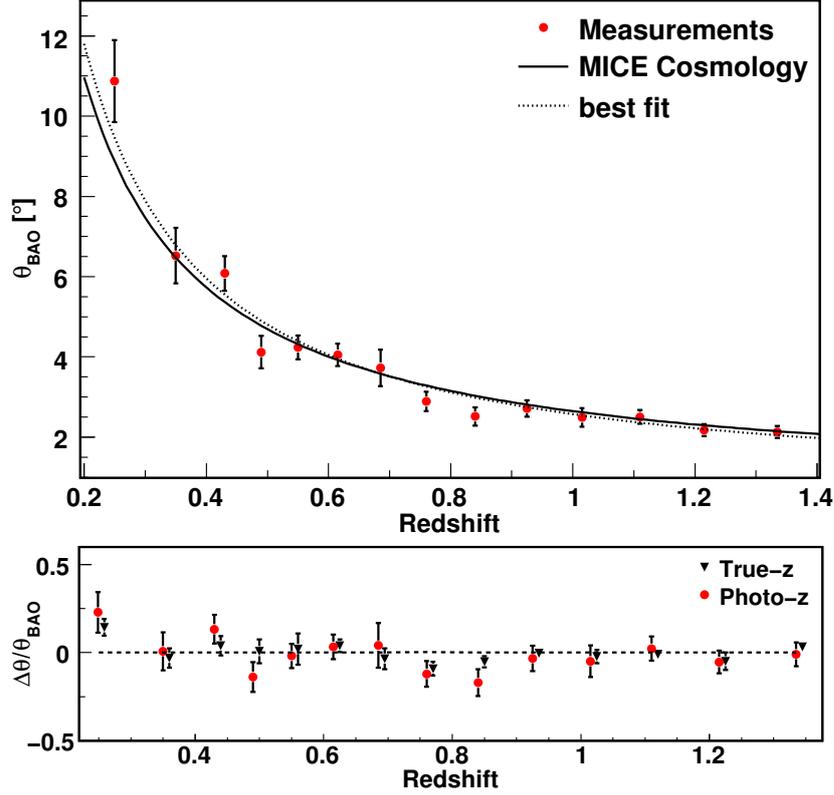


Figura 5.20: Evolución de θ_{BAO} con z (arriba). La línea continua es la cosmología de MICE, mientras que la línea discontinua es el mejor ajuste a los puntos medidos. Comparación de los resultados obtenidos usando photoz y z verdadero (abajo). Los resultados con z verdadero se acercan más a la cosmología de MICE.

$\omega(\theta)$ medida en z , tenga la misma amplitud que la $\omega(\theta)$ observada, de donde se obtiene que $\Delta z_{true} = \sqrt{2\pi} \Delta z_{photo}$. Finalmente, se aplica la corrección $\alpha(z, \Delta z_{true})$ (ecuación 4.3), necesaria a cada $\theta_{FIT}(z)$, según el grosor Δz_{true} y el z que corresponde a cada *bin* (figura 4.2).

Los valores finales de θ_{BAO} pueden verse en la figura 5.20, donde se representa también el valor en la cosmología de MICE (línea continua), además del mejor ajuste a los parámetros cosmológicos Ω_M , w resultante del análisis que se describe más adelante (línea punteada). En esta figura, los errores incluyen tanto los errores estadísticos como los sistemáticos, que se describen a continuación. También se ha realizado el análisis para el catálogo con z verdaderos. Los resultados pueden verse en el panel inferior de la figura 5.20 en forma de residuos. Como es de esperar, los valores de θ_{BAO} están más cerca de la cosmología de MICE que en el caso con photoz.

5.3.4. Errores sistemáticos

Las principales fuentes de error sistemático en este análisis son:

- La incertidumbre en el algoritmo de ajuste (error del método PLG).
- El error cometido en la corrección de θ_{FIT} .

5. MEDIDA DE LA SEÑAL BAO EN DES

Error sistemático	$\sigma_{\theta_{BAO}}$	Correlacionado
Método	1,0 %	No
photoz	5,0 %	Sí
RSD	1,0 %	Sí
Modelo	1,0 %	No
Corrección	1,0 %	No

Tabla 5.2: Estimación de los errores sistemáticos. El error del photoz y de las RSD están correlacionados entre *bins*, los otros no.

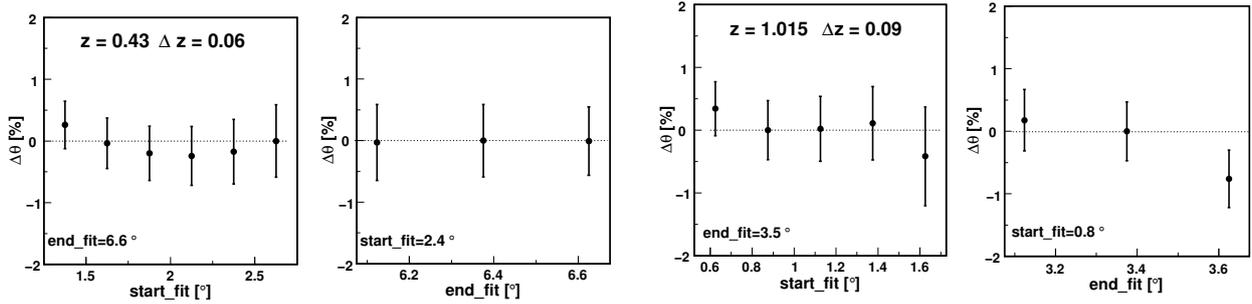


Figura 5.21: Variación de θ_{FIT} en función del inicio y final del ajuste, para dos *bins*, $z = 0,43$ y $z = 1,015$. Las barras de error son solo la contribución de Poisson. Las variaciones son siempre mucho menores que el error estadístico.

- La incertidumbre asociada a la descripción teórica de las no-linealidades (error de modelo).
- El error en la medida del photoz.

Error del método PLG

Para calcular el error asociado a la parametrización, se ha aplicado el método PLG en funciones teóricas, con los mismos grosores y z centrales que los usados en el análisis de MICE. El error del método viene de la incertidumbre causada al seleccionar el rango donde se hace el ajuste. Para evaluarlo, se ha probado la parametrización cambiando los θ iniciales, θ_{ini} , y finales del ajuste, θ_{fin} .

Para elegir el rango del ajuste, hay que seleccionar un θ_{ini} inicial a ángulos menores que el máximo local y un θ_{fin} por encima. Variando estos dos ángulos se puede estudiar cuánto cambia θ_{FIT} en función de estos dos valores. Los resultados pueden verse en la figura 5.21, donde se muestra el valor de θ_{FIT} para distintos valores de θ_{ini} , θ_{fin} , para dos ejemplos. En todos los casos las diferencias están por debajo del 1%, siempre y cuando no se vaya ni a escalas muy pequeñas (donde las no-linealidades producen un cambio en el exponente de la función de correlación) ni a escalas muy grandes (cuando la función de correlación vuelve a aumentar después de la señal BAO). Para el análisis se ha considerado el límite superior, un 1%, de manera conservadora. Este error no está correlacionado entre *bins*.

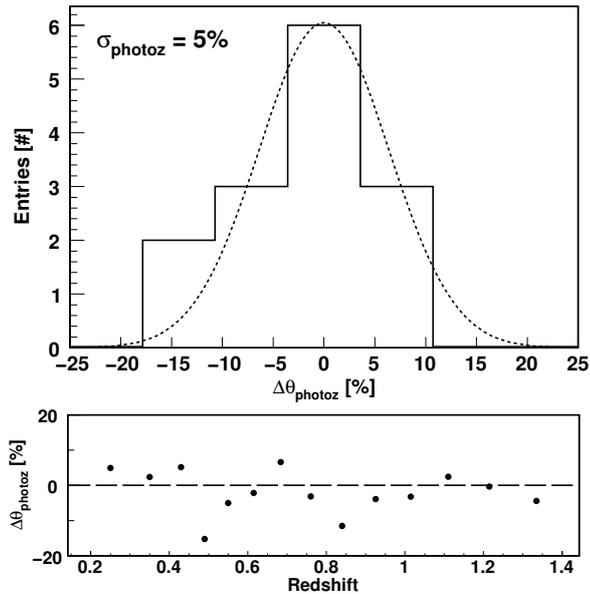


Figura 5.22: Distribución de diferencias relativas $[\theta_{FIT}(\text{photoz}) - \theta_{FIT}(z)]/\theta_{FIT}(z)$ para los catorce *bins* del análisis (panel superior). La dispersión es del 5%. Este error se toma constante con z , pues no hay dependencia cuando se estudia su evolución con z (panel inferior).

Error en la corrección de θ_{FIT}

La dispersión de todos los modelos cosmológicos, en torno a un valor medio, es $\leq 1\%$ para la corrección aplicada sobre θ_{FIT} , tal y como se ve en la figura 4.2. La dispersión se propaga directamente al valor de θ_{BAO} como una fuente de incertidumbre. De manera conservadora, se considera un error sistemático del 1% asociado a la corrección α .

Error sistemático asociado a la descripción teórica

Viendo la figura 4.3, se encuentran diferencias entre la teoría lineal y no lineal mucho menores que el 1%. Al igual que con los anteriores sistemáticos, se asigna un valor del 1%.

Error sistemático debido a la medida del photoz

Para calcular el error asociado a la medida del photoz, se ha analizado la simulación MICE con z verdaderos. Se puede estimar la desviación en θ_{FIT} calculando las diferencias entre los resultados obtenidos con ambos catálogos. En la figura 5.22 (panel superior) se muestra la distribución de diferencias. Las incertidumbres en el photoz no introducen sesgo, pero producen una dispersión en torno al valor central del 5%, que se asigna como el error sistemático, ya que no se observa dependencia con z , como se ve en el panel inferior de la figura 5.22. El error sistemático en cada *bin* de z está correlacionado con los demás según la matriz de la figura 5.14. Este es el error sistemático dominante en la medida de θ_{BAO} .

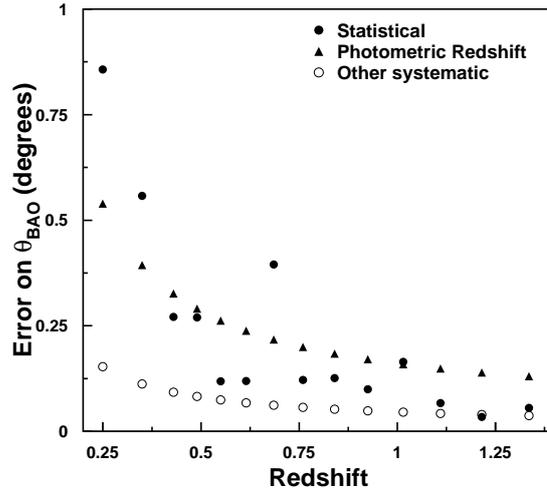


Figura 5.23: Contribuciones al error en θ_{BAO} en función de z . El error sistemático dominante, debido al photoz, es comparable o mayor que el error estadístico. El resto de errores sistemáticos son mucho menores.

Otras fuentes de incertidumbre

En cuanto a las RSD, se han variado los parámetros dentro de su incertidumbre (sección 3.4) y se ha medido un error siempre por debajo del 1%. En la figura 5.23 se resumen los errores en función de z . Aparte, hay otras posibles fuentes de incertidumbre, como la proveniente de la magnificación del brillo debido a las lentes gravitacionales, que puede introducir correlaciones entre *bins* a distintos z [132]. Sin embargo, este efecto se concentra a pequeñas escalas, además de tener una magnitud mucho menor que la correlación inducida por el photoz, por lo que aquí se ignora.

5.3.5. Resultados: Cosmología

A partir de la evolución de θ_{BAO} con z , e incluyendo tanto los errores estadísticos como los sistemáticos, se obtienen los parámetros cosmológicos que mejor ajustan a los datos. El error total en cada punto se ha obtenido sumando en cuadratura $\sigma_{\theta_{BAO}} = \sqrt{\sigma_{\theta_{BAO}}^2(stat) + \sigma_{\theta_{BAO}}^2(sis)}$. Se ha considerado la correlación entre *bins* de z . La matriz de covarianza \hat{C}_{ij} se calcula a partir de la matriz de correlación (figura 5.14) y los errores. Aquellos que no están correlacionados, se suman únicamente en cuadratura a los elementos de la diagonal de la matriz de covarianza.

Para ver cual es el conjunto de parámetros cosmológicos que mejor ajusta a los datos, se calcula el χ^2 para cada modelo y se busca el mínimo de:

$$\chi^2(\Omega_M, w) = \sum_{i,j}^{N_{bins}} (\hat{\theta}_{BAO}^i - \theta_{BAO}^i(\Omega_M, w)) \hat{C}_{ij}^{-1} (\hat{\theta}_{BAO}^j - \theta_{BAO}^j(\Omega_M, w)) \quad (5.5)$$

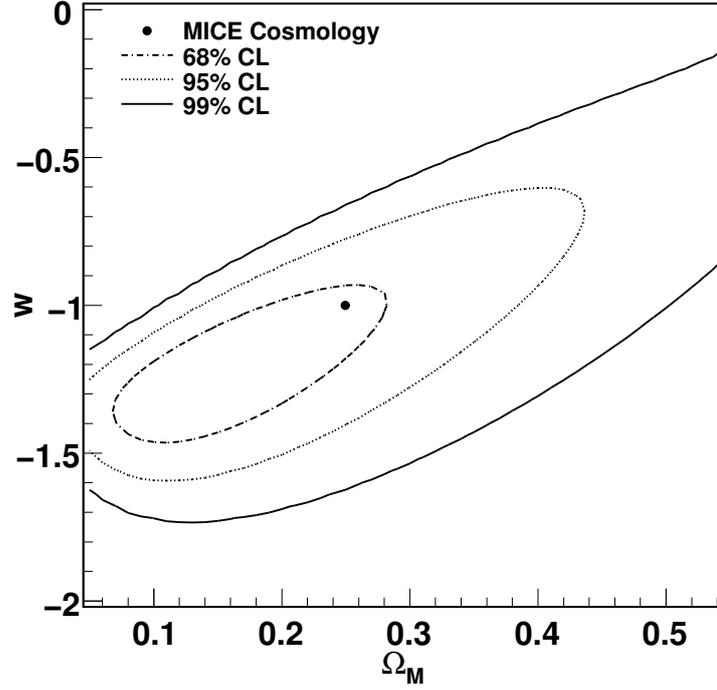


Figura 5.24: Regiones de confianza al 68 % (línea discontinua con puntos), al 95 % (línea discontinua) y al 99 % (línea continua). La cosmología verdadera, dada por el punto, se recupera después de aplicar el método PLG.

donde $\hat{\theta}_{BAO}^i = \alpha \theta_{FIT}$ es la medida del ángulo en MICE y $\theta_{BAO}^i(\Omega_M, w)$ la escala angular correspondiente al tamaño del horizonte acústico para los valores de Ω_M y w en el z del bin i . La dependencia con la cosmología se halla a partir de la ecuación 2.26, donde $\theta_{BAO}^i(\Omega_M, w) = \Delta\theta$ y $s_{\perp} = r_s$ (ecuación 3.1).

Los resultados se muestran en la figura 5.24, donde se han fijado el resto de parámetros cosmológicos a los valores de la simulación MICE. En la figura se muestran el 68 %, 95 % y 99 % de nivel de confianza. Se recupera la cosmología verdadera.

Si se restringe a un análisis unidimensional y se fija $\Omega_M = 0,25$, se encuentra un valor para la constante de la ecuación de estado de la energía oscura de $w = -1,05 \pm 0,14$. La precisión de este resultado depende fundamentalmente del error en el photoz, que es la fuente principal de error sistemático. Comparando estos resultados con los resultados obtenidos utilizando el verdadero z de las galaxias (donde la minimización se realiza sin incluir correlaciones) se ve que en este supuesto los resultados mejoran sensiblemente (figura 5.25), como es de esperar. Este gráfico pone de manifiesto la influencia del photoz en la medida de los parámetros cosmológicos. Una de las vías para mejorar la precisión es conseguir una determinación mejor del photoz. La otra es aumentar el área del cartografiado.

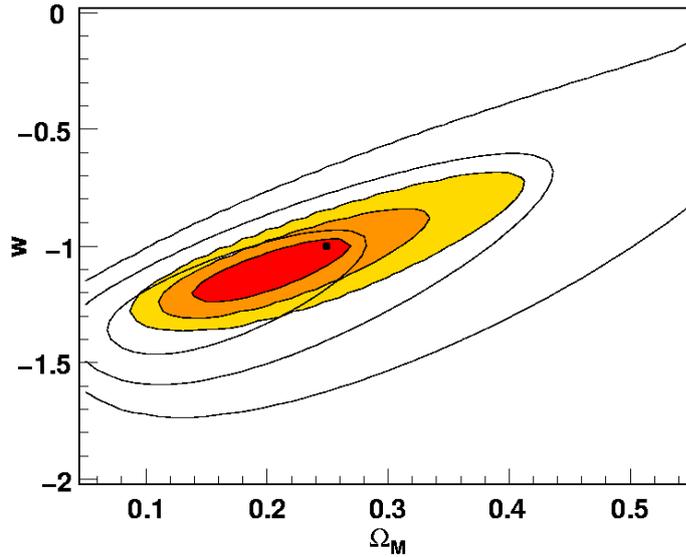


Figura 5.25: Regiones de confianza al 68 %, al 95 % y al 99 % para los resultados con z verdadero (colores) y con photoz (B/N). Ambos recuperan la cosmología de la simulación, pero se observa el impacto del error sistemático debido al photoz, que disminuye la precisión.

5.4. Conclusiones al proyecto DES

Se ha aplicado el método PLG a una simulación cosmológica con las características observacionales de DES. El método permite recuperar la cosmología de la simulación, con una precisión compatible con las expectativas del proyecto DES [122]. Se han evaluado los sistemáticos principales, encontrando que el photoz es la principal fuente de incertidumbre. Este estudio valida las previsiones que se habían hecho para el proyecto utilizando métodos independientes y demuestra que el valor de los errores sistemáticos está dentro de las previsiones si se consigue determinar el photoz con la precisión prevista.

6

Medida de la señal BAO en SDSS

Sloan Digital Sky Survey (SDSS) [15] es el mayor cartografiado de galaxias realizado hasta la fecha. En su fase SDSS-II, que es la que se analiza aquí, identificó y midió unos 360 millones de objetos, incluyendo además, espectros para aproximadamente un millón de galaxias. La fase SDSS-II terminó en 2009. Actualmente el proyecto continúa activo en su fase SDSS-III, uno de cuyos principales proyectos es BOSS [19], diseñado para medir BAO con precisión hasta $z \sim 0,7$.

En este capítulo se describe el proyecto, a continuación se explicará como se selecciona la muestra de galaxias analizada en esta tesis y se estudiará la función de correlación donde se aplica el método PLG, midiendo el efecto de las BAO.

6.1. El proyecto SDSS

SDSS es el primer gran proyecto dedicado a cartografiar áreas muy grandes de cielo. En su fase SDSS-II cubrió un área de un quinto de toda la esfera celeste ($\sim 8400 \text{ grad}^2$). Fue diseñado para obtener medidas en cinco bandas (u, g, r, i, z), que abarcan un rango de longitudes de ondas que va de 300 nm a 1000 nm [133] (figura 6.2), hasta una magnitud AB límite de ~ 22 en la banda r . También se diseñó para obtener espectros seleccionados del catálogo fotométrico.

El telescopio tiene un diseño Ritchey-Chrétien, con un campo de visión de 3 grados de diámetro (figura 6.1). Cubre $19,8 \text{ grad}^2/\text{hora}$ en cada banda utilizando el método de la exploración por deriva (*drift scan*), implicando un tiempo de exposición de 55 segundos. Está situado en el Observatorio Apache Point, Sunspot, New Mexico y viene equipado con una cámara de 30 CCDs de 2048×2048 píxeles [134] y dos espectrógrafos [135].

Tanto los datos fotométricos como los espectroscópicos se almacenan en Fermilab, Chicago, donde también se procesan las imágenes. De ellas se extraen catálogos de millones de galaxias [136]. La cámara de SDSS genera alrededor de $4,6 \text{ Megabytes/s}$, lo que supone un total de $15,7 \text{ Petabytes}$ de información al final del proyecto, solo en las imágenes (más otros 50 Petabytes en catálogos y espectros). Durante sus casi 10 años de funcionamiento, SDSS ha ido publicando paulatinamente los resultados obtenidos, haciendo de libre uso las imágenes y los catálogos. Cada una de estas publicaciones se denomina *Data Release* (DR).

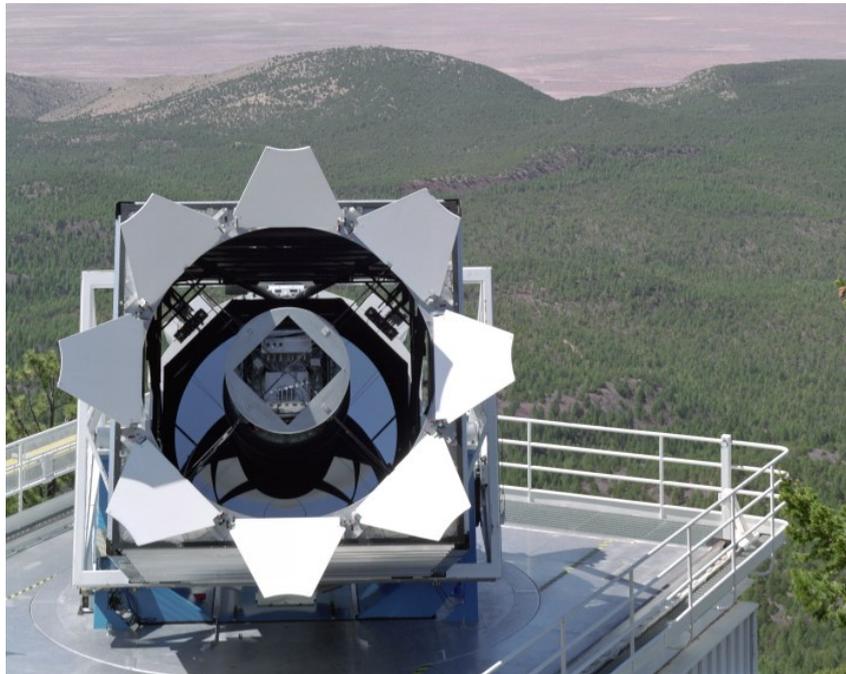


Figura 6.1: El telescopio de 2.5 metros de SDSS situado en el Observatorio Apache Point, EEUU (<http://www.sdss.org/>).

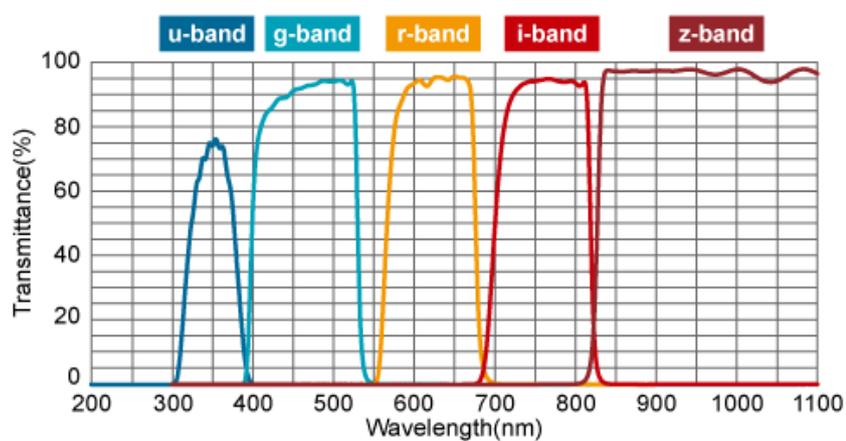


Figura 6.2: La transmitancia de los filtros utilizados en SDSS, sin incluir el efecto de la atmósfera (http://www.asahi-spectra.com/opticalfilters/astronomical_filter.html).

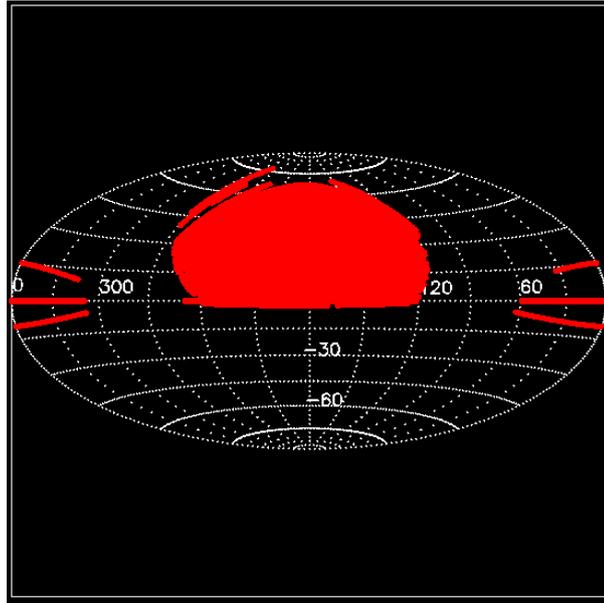


Figura 6.3: Área del cielo cubierta por SDSS-II en proyección de Aitoff, en coordenadas ecuatoriales (<http://www.sdss.org/>).

En esta tesis se hará uso de la última y más completa muestra fotométrica de SDSS, la muestra DR7. Sobre ella, se hará una selección de Galaxias Rojas Luminosas (LRG), utilizadas después para medir la escala BAO usando el método PLG [137] y el efecto de las RSD [138]. El uso de la muestra fotométrica permite medir la escala BAO a $z = 0,55$, el corrimiento al rojo más alto alcanzado hasta la fecha para este tipo de análisis.

6.1.1. Catálogo DR7 fotométrico

El DR7 supone la finalización del cartografiado SDSS-II [139]. Contiene medidas fotométricas de $\sim 357 \times 10^6$ objetos. Las magnitudes límites alcanzadas en el sistema AB son: $u < 22,0$, $g < 22,2$, $r < 22,2$, $i < 21,3$, $z < 20,5$ y el área cubierta por SDSS es de $\sim 8400 \text{ grad}^2$ (figura 6.3).

Para medir BAO a partir de esta muestra, se necesita construir una población de galaxias homogénea, es decir, cuyo parámetro de bias $b(z)$ sea único para toda la población. Además, se desea explorar la zona de alto z , por lo que se necesita que los trazadores sean muy brillantes, para poder medirlos a grandes distancias. Como se explicó en la sección 3.6.2, las LRG son buenas trazadoras del campo de materia subyacente y serán las galaxias usadas en este análisis.

6.2. Selección de LRG

Para estudiar la distribución de colores de las LRG en función del corrimiento al rojo, se calcula su evolución para varios tipos de galaxias con modelos semianalíticos [140]. En la figura 6.4 [140] se muestra esta evolución, en función de z , para los colores $g - r$ y $r - i$. Las LRG son galaxias elípticas E , por lo que a alto z pueblan la zona superior derecha del

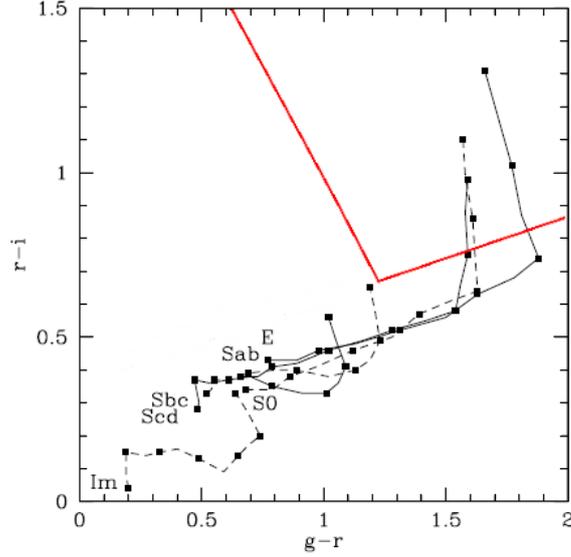


Figura 6.4: Evolución en color y en z para distintos tipos de galaxias. La evolución para cada tipo de galaxia se ha generado a partir de espectros simulados, proyectados sobre los filtros de SDSS. Las LRG son galaxias elípticas E . Los puntos representan el color de las galaxias en cada z , desde $z = 0$ (a la izquierda) hasta $z = 0,6$, con un espaciado de $\Delta z = 0,1$. En rojo, los cortes aplicados para seleccionar las LRG a alto z (ecuación 6.1) [140].

gráfico.

Teniendo esto en cuenta, se seleccionan las LRG aplicando los cortes siguientes [42]:

1. Se selecciona la región poblada por las LRG a alto z [140] en el diagrama color-color, esto es, se seleccionan todos los objetos que satisfagan:

$$\begin{aligned} (r - i) &> \frac{(g - r)}{4} + 0,36 \\ (g - r) &> -0,72 (r - i) + 1,7 \end{aligned}$$

2. Para minimizar la contaminación estelar en la muestra se requiere:

$$\begin{aligned} 17 &< r_{Petro} < 21 \\ 0 &< \sigma_{r_{Petro}} < 0,5 \\ 0 &< r - i < 2 \\ 0 &< g - r < 3 \\ 22 \frac{mag}{arcsec^2} &< mag_{50} < 24,5 \frac{mag}{arcsec^2} \\ b &\geq 20^\circ \end{aligned}$$

Las variables g , r , i son las magnitudes *model*¹ corregidas por extinción, r_{Petro} la magnitud de Petrosian² [141] en la banda r , $\sigma_{r_{Petro}}$ su error, mag_{50} el brillo superficial

¹http://www.sdss.org/dr7/algorithms/photometry.html#mag_model

²http://www.sdss.org/dr7/algorithms/photometry.html#mag_petro

medio dentro del radio Petrosian, definido como:

$$mag_{50} = r_{petro} + 2,5 \log(\pi R_{petro50}^2) \quad (6.1)$$

donde $R_{petro50}$ es el radio Petrosian, y b la latitud galáctica.

Aplicando estos cortes en la muestra fotométrica de SDSS, se seleccionan $\sim 1,40 \times 10^6$ objetos. La muestra no es pura al 100 %, sino que contiene una pequeña contaminación debido a las estrellas. Para estimar esta contaminación se utilizan aquellos objetos de nuestra selección que están en la muestra espectroscópica, donde, usando el espectro completo, se pueden distinguir y clasificar, como se verá en la sección 6.5.

6.3. Medida del corrimiento al rojo fotométrico

En este trabajo se usa el catálogo extendido de Fermilab-Chicago [142], que contiene la distribución de probabilidad completa (pdf) del z para cada objeto [143]. Esto supone una ventaja frente a otros métodos [143]. El conocimiento de la función dn/dz_{true} es inmediato con este método, calculada como la suma de todas las $pdf(z)$ de las galaxias que se estudian. Esta información es importante si se quiere hacer una descripción teórica precisa de la función de correlación observada.

El valor de photoz asignado a cada galaxia es el z tal que la distribución de $pdf(z)$ sea máxima, al que se llama z_{max} . La información $pdf(z)$ permite aplicar criterios de calidad en el photoz. Así, se imponen los siguientes cortes de calidad en la muestra:

$$\|z_{mean} - z_{max}\| \leq 0,05 \quad y \quad \sigma_{pdf(z)} \leq 0,1$$

El primer corte elimina aquellas galaxias para las que la $pdf(z)$ tiene varios máximos locales y el segundo corte aquellas galaxias con una incertidumbre en la $pdf(z)$ grande.

Además, la $pdf(z)$ completa se usa para calcular la distribución $N(z)$ de las LRG, que se muestra en el panel superior de la figura 6.5. El $\sim 90\%$ de las galaxias seleccionadas se concentran en el rango $0,4 < z < 0,6$, por lo que se realiza el estudio en este intervalo. La elección óptima para calcular la función de correlación es hacer dos *bins* de anchura $\Delta z = 0,1$ centrados en $z = 0,45$ y $z = 0,55$. Si se seleccionan *bins* más estrechos la correlación entre ellos debido a la resolución en photoz es muy grande y la anchura real, también por efecto de la resolución, no será muy distinta de $\Delta z = 0,1$, por lo que no se gana en precisión. Por otra parte, en un único *bin* de $\Delta z = 0,2$ el efecto de proyección es muy grande, lo que disminuye la amplitud de la señal BAO e impide su detección. En los paneles inferiores de la figura 6.5 se muestran las funciones dn/dz_{true} para los dos *bins* de estudio, calculadas sumando las probabilidades de las galaxias cuyo z_{max} está entre los límites de los *bins*. En el *bin* $z = 0,45$ el máximo de la distribución se encuentra a $z \sim 0,5$, en el límite del *bin* y la distribución es asimétrica. Esto implica que el photoz calculado para las galaxias en este *bin* tiene un pequeño sesgo. Para las LRG, a $z \sim 0,4$, el salto a 4000 \AA en el espectro de las LRG pasa de medirse en el filtro r a medirse en el filtro i , lo que produce una degeneración grande en la determinación del photoz. La distribución para

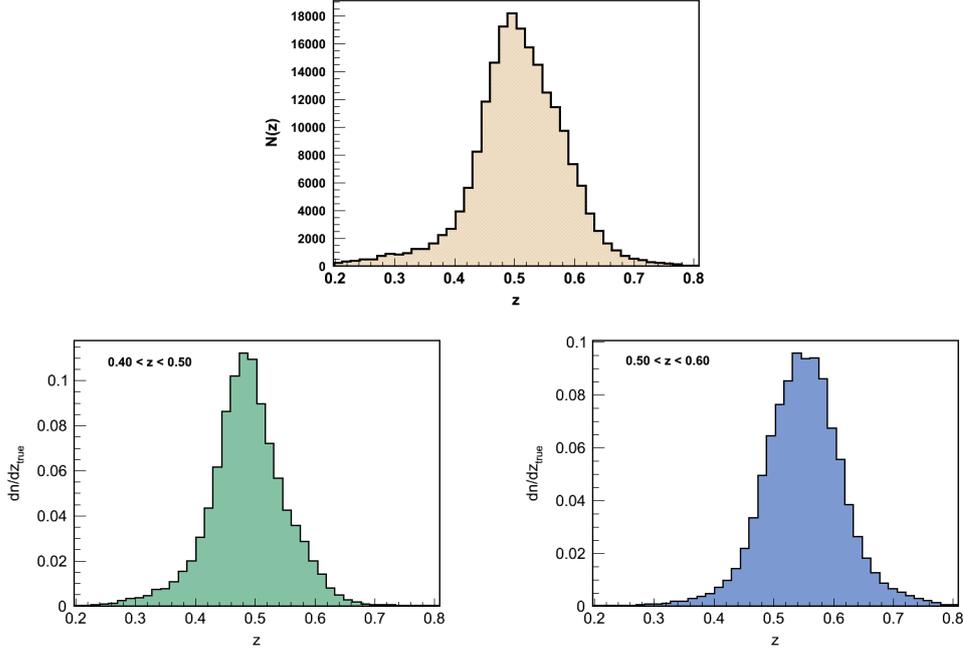


Figura 6.5: Distribución de galaxias en función de z (panel superior). En el panel inferior, las funciones dn/dz_{true} para las LRG sumando las $pdf(z)$ de las galaxias que cumplen $0,4 < z_{max} \leq 0,5$ (izquierda) y $0,5 < z_{max} \leq 0,6$ (derecha), una vez se aplican los cortes de calidad en el photoz.

el bin $z = 0,55$, sin embargo, es muy aproximadamente gaussiana y está bien centrada en el bin .

6.4. Máscara

En la sección 3.6.3 se introdujo el concepto de máscara. En nuestro caso, para construirla, se usan $\sim 70 \times 10^6$ galaxias del catálogo DR7 para las que se ha calculado la $pdf(z)$. Se excluyen del análisis, además de las regiones por debajo de $b = 20^\circ$, aquellas regiones donde la aceptación geométrica del cartografiado es compatible con la no observación, es decir, si la densidad de galaxias es $\lesssim 20$ galaxias/píxel. La máscara resultante se muestra en la figura 6.6, en coordenadas esféricas, donde $\phi = ra$ y $\theta = (\pi/2 - dec)$, siendo ra y dec las coordenadas ecuatoriales. Se ha excluido, además, la región sin conexión con el área principal y algunos píxeles en los bordes para asegurar la correcta calibración fotométrica en todo el área. La banda vertical a $\phi \sim 3$ se debe a que el photoz no está calculado para esos objetos. La máscara cubre un área de $\sim 7000 \text{ grad}^2$ y se ha verificado que es válida en todo el rango $0,4 < z_{max} \leq 0,6$.

Un total de $\sim 1,1 \times 10^6$ galaxias seleccionadas se encuentran en el rango $0,4 < z_{max} \leq 0,6$ y dentro de la máscara.

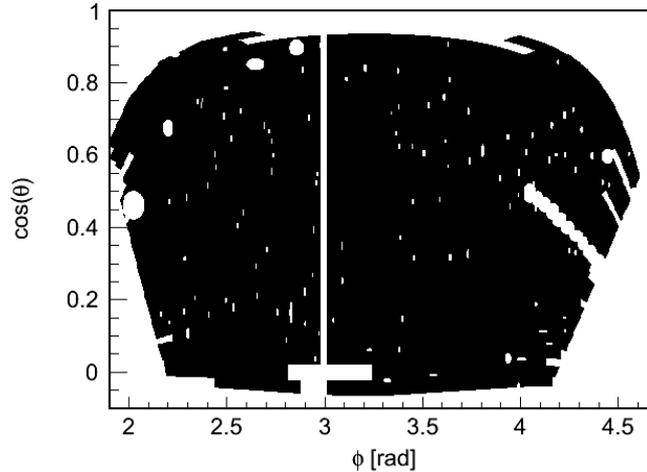


Figura 6.6: Distribución espacial de todos los objetos del DR7 en coordenadas esféricas $\phi = ra$, $\theta = \frac{\pi}{2} - dec$, siendo ra , dec las coordenadas ecuatoriales. Las zonas blancas son zonas con mala fotometría (donde la aceptación es compatible con la no observación) y se eliminan de la máscara. La franja a $\phi \sim 3$ se debe a un error en el catálogo $pdf(z)$.

6.5. Contaminación de la muestra

Para medir la pureza de la muestra seleccionada se utiliza el catálogo espectroscópico de SDSS. Se usan aquellas galaxias seleccionadas para las cuales se ha medido el espectro, ya que esto permite clasificar el objeto. Los tipos espectrales se enumeran en la tabla 6.1, con el identificador asignado en SDSS³.

0 - Desconocido	1 - Estrella	2 - Galaxia
3 - Quasar	4 - Quasar alto z	5 - Cielo
6 - Estrellas tardías	7 - Galaxia con línea de emisión	

Tabla 6.1: Clasificación espectral en la muestra espectroscópica de SDSS.

De los $\sim 1,1 \times 10^6$ objetos seleccionados en el rango $0,4 < z_{max} \leq 0,6$, hay espectros medidos para 10988 de ellos. En la figura 6.7 se ve el número de objetos según su tipo espectral. Un $\sim 5\%$ de los objetos tienen una clasificación espectral distinta de galaxias.

Para estudiar el efecto de la contaminación en la función de correlación angular, se calcula $\omega(\theta)$ para los objetos no clasificados espectralmente como galaxias (con tipos espectrales 0,1 o 6 en la clasificación de SDSS) que pasan los cortes (a excepción del corte en mag_{50} que no cambia la forma de la función de correlación, para mantener la estadística). El resultado se muestra en la figura 6.8, junto a la función de correlación para $> 10^5$ estrellas identificadas del catálogo estelar Tycho-2 [144]. Ambas son iguales. Esta coincidencia indica que, en efecto, los objetos que contaminan la muestra seleccionada se distribuyen como se espera que hagan las estrellas. Además la correlación varía lentamente con θ , por lo que no se espera ningún efecto sobre θ_{BAO} . La distribución de estrellas

³<http://cas.sdss.org/dr7/en/help/browser/enum.asp?n=SpecClass>

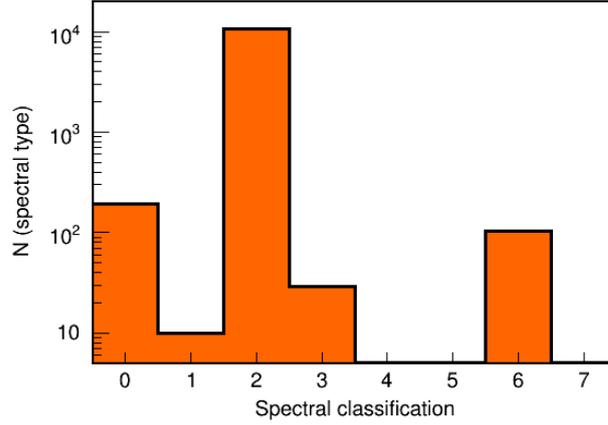


Figura 6.7: Tipo espectral para los objetos seleccionados con espectro medido. 0 son los objetos desconocidos, 1 son estrellas, 2 son galaxias, 3 son quásares, 4, 5 y 7 son quásares a alto z , cielo y galaxias de emisión respectivamente y 6 son un tipo especial de estrellas, llamadas tardías. La contaminación es de un $\sim 5\%$.

está descorrelacionada con la de galaxias, por lo que la función de correlación medida $\omega(\theta)_{obs}$ se puede expresar como:

$$\omega(\theta)_{obs} = (1 - f_{star})^2 \omega(\theta)_{LRG} + f_{star}^2 \omega(\theta)_{star} \quad (6.2)$$

donde f_{star} es la fracción de contaminación de la muestra (en este caso $f_{star} = 0,05$), $\omega(\theta)_{star}$ la función de correlación de estrellas, dada en la figura 6.8 y $\omega(\theta)_{LRG}$ la función de correlación de LRGs.

6.6. La función de correlación angular

El número de objetos en cada uno de los *bins* elegidos es $0,48 \times 10^6$ para $z = 0,45$ y $0,63 \times 10^6$ para $z = 0,55$. En la figura 6.9 se muestran los mapas de densidad para cada uno de ellos. La función de correlación se calcula utilizando el estimador de Landy & Szalay [85] (ecuación 3.5). Para calcularlo se construyen catálogos aleatorios con un total de $\sim 5 \times 10^6$ partículas.

En la figura 6.9 se muestran las funciones de correlación medidas. Los errores y covarianzas se han evaluado usando tres métodos independientes, que se describen a continuación.

6.7. Cálculo del error en la función de correlación

En la figura 6.10 se muestra el error calculado con tres técnicas independientes, para los dos *bins*. Las 3 estimaciones son compatibles. En las funciones de correlación de la figura 6.9 se ha utilizado la predicción analítica. Las tres estimaciones coinciden también en la matriz de correlación entre ángulos, que se muestra en la figura 6.11.

A continuación se describen las tres técnicas estudiadas.

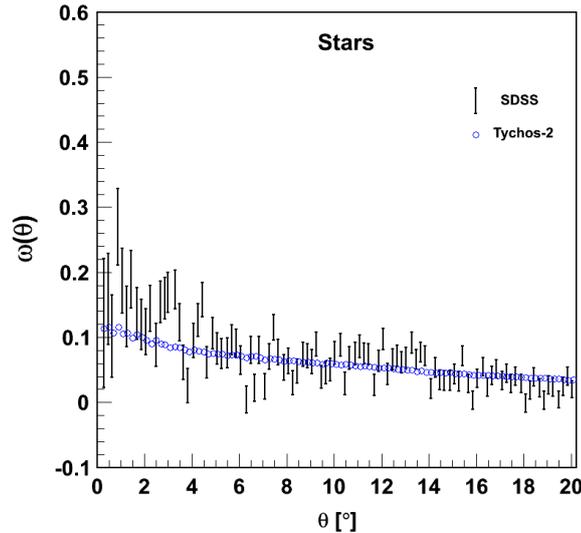


Figura 6.8: Función de correlación para las estrellas del catálogo Tycho-2 en la máscara de SDSS, en comparación con la función de correlación de los objetos SDSS no identificados como LRG y que pasan los cortes (a excepción del corte en mag_{50}). Ambas son iguales, confirmando que los contaminantes provienen de la Vía Láctea y por tanto están descorrelacionados con las LRG.

6.7.1. Error analítico

El error se calcula utilizando la ecuación 3.33 de la sección 3.6.5, una vez se tiene una descripción correcta de las funciones de correlación observadas (sección 6.11). Aquí se ha usado la cosmología de WMAP7, con las funciones de selección $\phi(z) \equiv dn/dz_{true}$ calculadas anteriormente (figura 6.5, panel inferior).

6.7.2. Realizaciones Montecarlo

Esta técnica consiste en generar realizaciones aleatorias de la función de correlación observada. Para un campo aleatorio gaussiano, los coeficientes a_{lm} (ecuación 3.28) son también variables aleatorias, cuyas partes real e imaginaria son variables aleatorias gaussianas con media 0 y anchura $\sigma = \sqrt{C_l}$. Los C_l se calculan de la $\omega(\theta)$ medida, y se generan tantos conjuntos de coeficientes a_{lm} como sea necesario. De la anchura de la distribución de todas las $\omega(\theta)$ así generadas, se obtienen los errores.

Finalmente, la covarianza es

$$C_{ij} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (\omega_k(\theta_i) - \mu(\theta_i)) (\omega_k(\theta_j) - \mu(\theta_j)) \quad (6.3)$$

donde $\mu(\theta)$ es el valor medio de las n realizaciones en la escala θ . En nuestro análisis se generan 50 realizaciones artificiales para cada una de las $\omega(\theta)$ observadas.

6.7.3. Jackknife

La técnica *Jackknife* es útil cuando solo se tiene una realización del experimento (como ocurre en cosmología). Consiste, en el caso de la función de correlación, en dividir el área

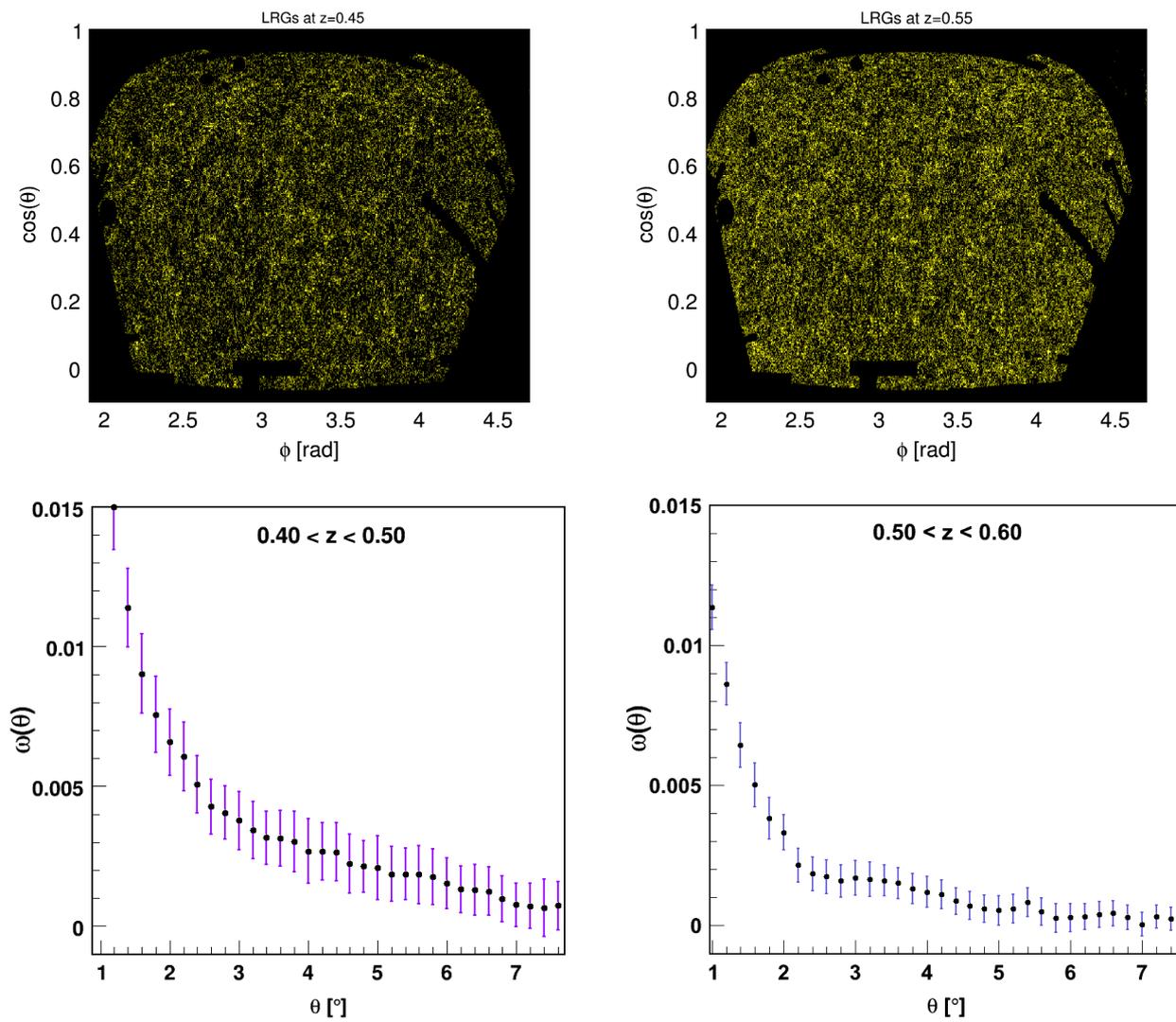


Figura 6.9: Mapas de galaxias y funciones de correlación para los dos *bins* de este estudio.

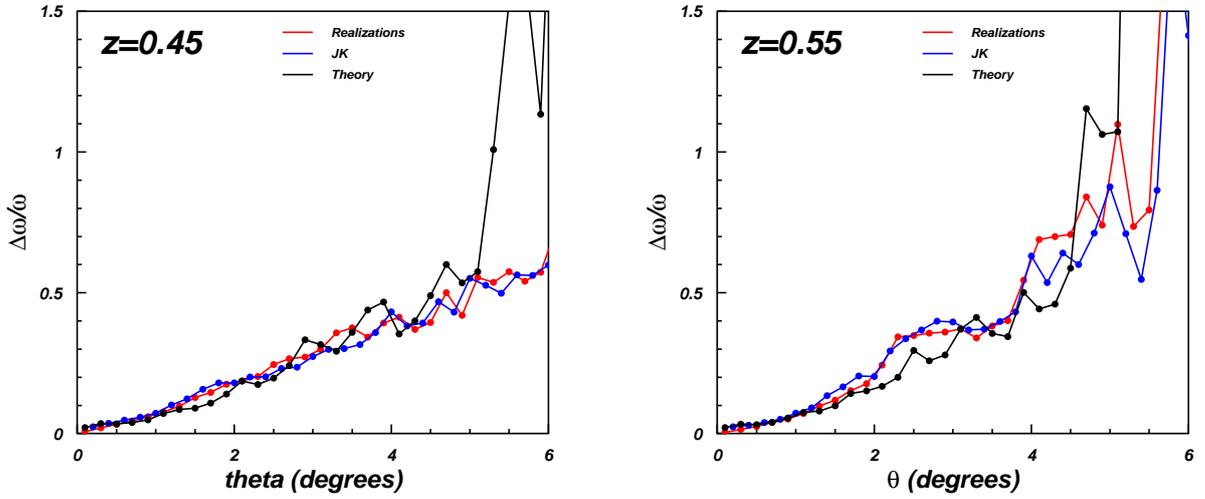


Figura 6.10: Comparación entre las tres estimaciones del error para $z = 0,45$ (izquierda) y $z = 0,55$ (derecha). El error analítico en negro, el error *Jackknife* en azul y el error con las realizaciones en rojo. Las tres estimaciones están de acuerdo en ambos *bins*.

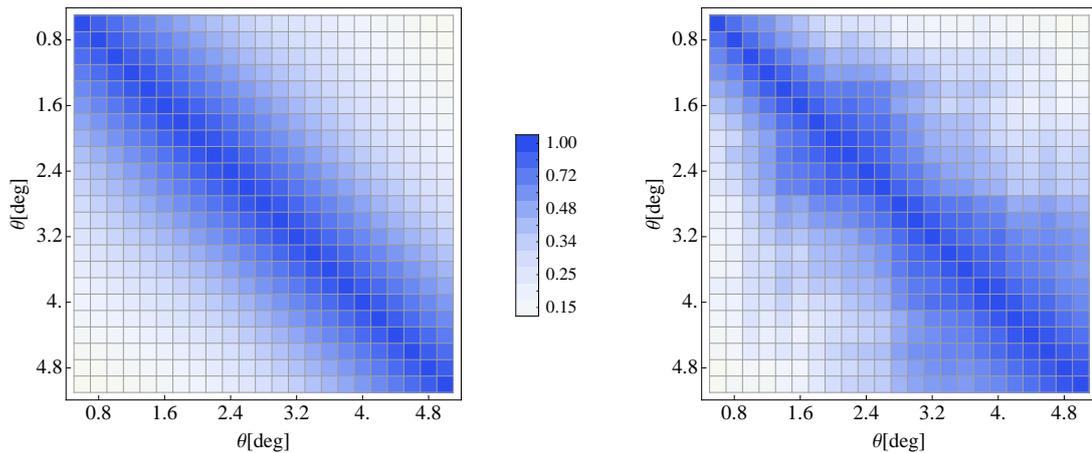


Figura 6.11: Matriz de correlación para el *bin* $z = 0,55$ calculada con la predicción teórica (izquierda) y con *Jackknife* (derecha). La matriz de correlación resultante es compatible en ambos casos y se extiende hasta $\sim 1^\circ$.

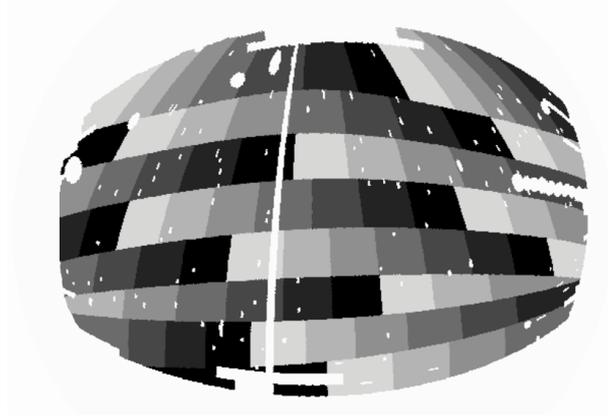


Figura 6.12: Regiones en las que se subdivide la máscara de SDSS para calcular el error por *Jackknife*. En cada realización, se elimina una región y se calcula la función de correlación. La varianza de las 80 realizaciones da el error en $\omega(\theta)$.

de observación en M regiones de áreas y formas similares. Después se mide $\omega(\theta)$ M veces, donde en cada una de las medidas se elimina una de las M regiones. La covarianza se estima con la ecuación 6.3 pero sustituyendo $\frac{1}{n}$ por $\frac{n-1}{n}$ para dar cuenta de la correlación entre las M estimaciones de $\omega(\theta)$. En este caso, para calcular el error *Jackknife*, se divide el área en $M = 80$ regiones (figura 6.12).

6.8. Medida de θ_{BAO}

En la figura 6.13 se muestra el ajuste del método PLG a las funciones de correlación medidas. La señal BAO en el *bin* $z = 0,55$ se detecta con una significancia $\sim 2,6\sigma$ y con una bondad de ajuste de $\chi^2/n_{dof} = 0,6$. A $z = 0,45$ no hay detección significativa. Esto se debe a que la calidad del photoz es peor, efecto que disminuye la amplitud de la señal BAO, haciéndola indetectable.

Con el valor de $\theta_{FIT}(z = 0,55) = (3,55 \pm 0,17)^\circ$ se obtiene θ_{BAO} aplicando la corrección de proyección para el z y grosor de *bin* correspondiente, como se vio en la sección 4.5. Para el *bin* $z = 0,55$, el valor de $\alpha(z, \Delta z_{true}) = 1,12$ (ecuación 4.3). El valor de Δz_{true} se ha calculado como $\sqrt{2\pi}\Delta z_{photoz}$ a partir de la distribución real de galaxias en el *bin* (figura 6.5). Todo esto resulta en un valor de $\theta_{BAO}(z = 0,55) = (3,98 \pm 0,19)^\circ$, sin incluir sistemáticos. Esta es la medida a más alto z hasta la fecha [137]. El valor está de acuerdo con la cosmología de WMAP7, como puede verse en la figura 6.14, junto a las medidas anteriores de BAO. Esta medida incluye tanto el error sistemático como el estadístico. A continuación se detalla el cálculo de los errores sistemáticos que no están incluidos en la simulación utilizada en el capítulo anterior, pero que son importantes en la medida. Fundamentalmente se deben a efectos de selección de la muestra y a efectos de un photoz no ideal.

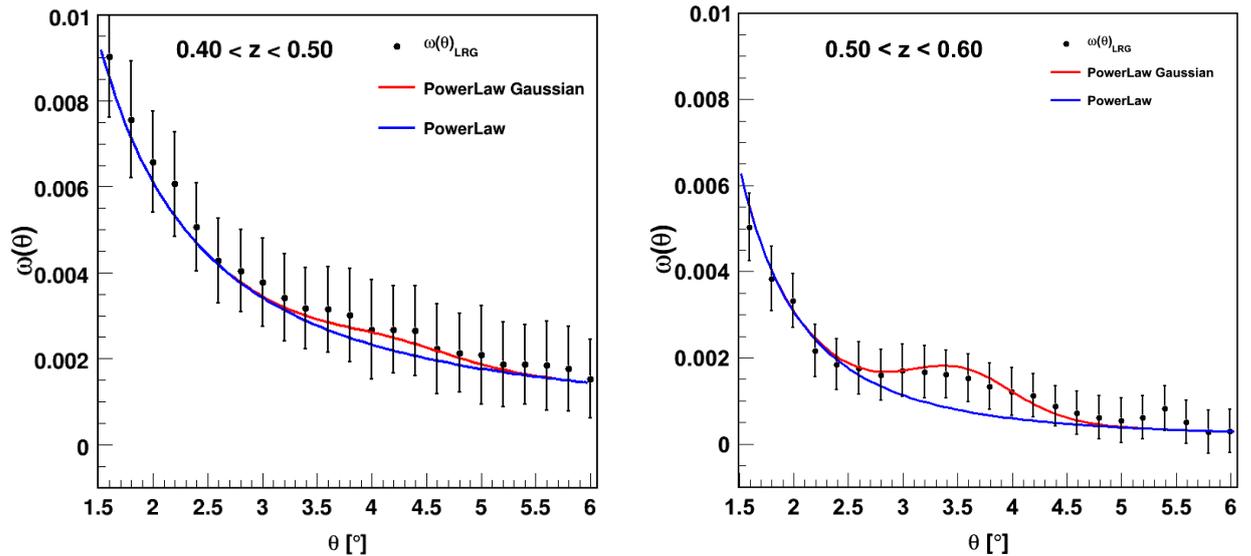


Figura 6.13: Resultado de aplicar el método PLG sobre las funciones de correlación. También se muestra la ley de potencias (PL) para comparar el método PLG frente a una distribución sin señal BAO.

6.9. Errores sistemáticos

Para una medida real hay que considerar los posibles errores sistemáticos que no estaban incluidos en la simulación presentada anteriormente. Estos errores provienen de 2 fuentes: el posible comportamiento no gaussiano del photoz y la selección de la muestra.

Para estimar cuánto influye que el photoz no sea completamente gaussiano, se ha calculado $\omega(\theta)$ en el rango $0,5 < z < 0,6$ para un algoritmo distinto: utilizando la distribución $pdf(z)$ completa (y no z_{max}). En este caso, cada galaxia contribuye una probabilidad (dada por el área de la $pdf(z)$ dentro de los límites $0,5 < z < 0,6$), incluso cuando el z_{max} no está dentro de los límites del bin . En la figura 6.15 se muestra la comparación entre ambos resultados, la diferencia es de un 2%, que se incluye como contribución al error sistemático. Este error está completamente correlacionado con el error del photoz calculado en la sección anterior.

Para estudiar los efectos de selección, se han relajado los cortes fotométricos (ecuación 6.1), encontrando una dispersión en θ_{FIT} del 2,5% que se asocia con el sistemático de selección. En el panel inferior de la figura 6.15 se muestran los resultados.

Para ver los efectos de la máscara, se estudia una posible dependencia de los resultados con la latitud galáctica b . A menor latitud, cerca del plano galáctico, la extinción es mayor y los errores fotométricos son también mayores. Además, la densidad de estrellas aumenta y la probabilidad de confundir una estrella con una galaxia también crece. En el panel izquierdo de la figura 6.16 se muestra la densidad de galaxias en función de la latitud galáctica para el bin de $z = 0,55$, en unidades de galaxias/píxel, donde cada píxel tienen un área de $0,01 \text{ grad}^2$. Se aprecia un gradiente con la latitud galáctica, debido a la contaminación de estrellas. Para estudiar este efecto, se ha calculado la función de correlación cortando en $b < 25^\circ$ y se ha aplicado el método PLG. En el panel derecho de

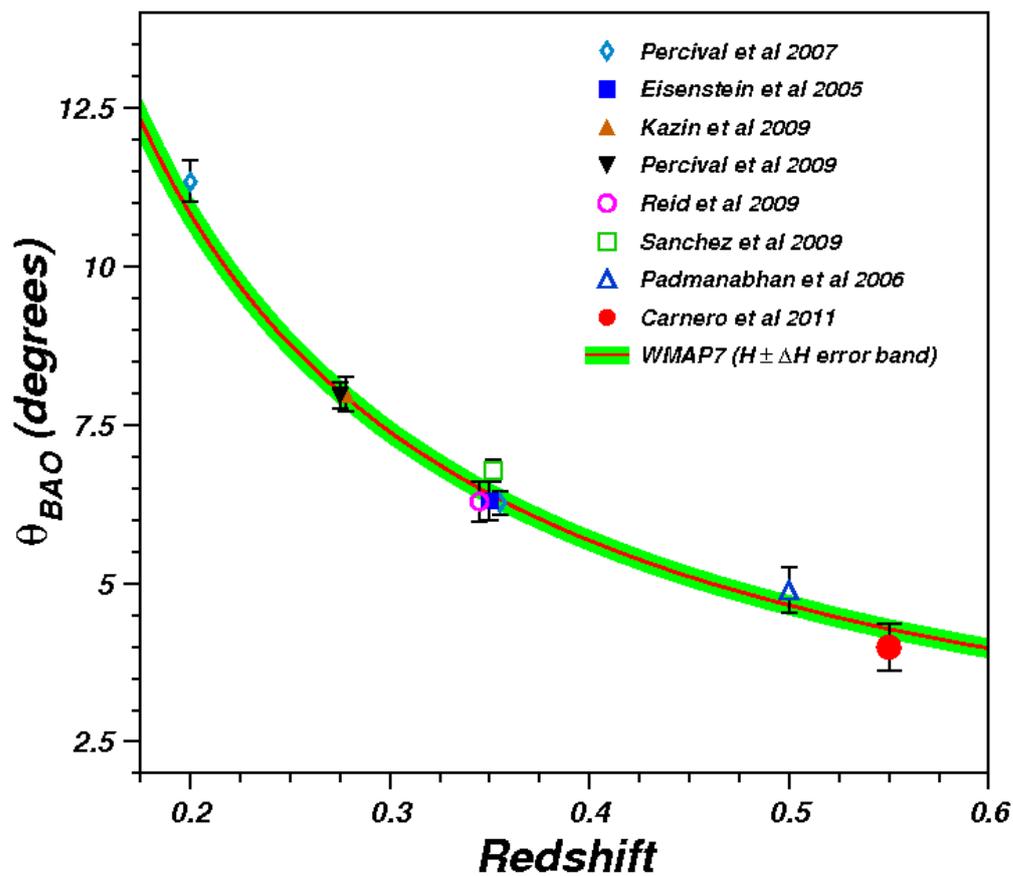


Figura 6.14: Comparación de la escala BAO estimada en esta tesis con lo esperado en la cosmología WMAP7. La banda de error en la predicción se debe a la incertidumbre en H_0 . La medida a $z = 0,55$ está en acuerdo con el resultado de WMAP7.

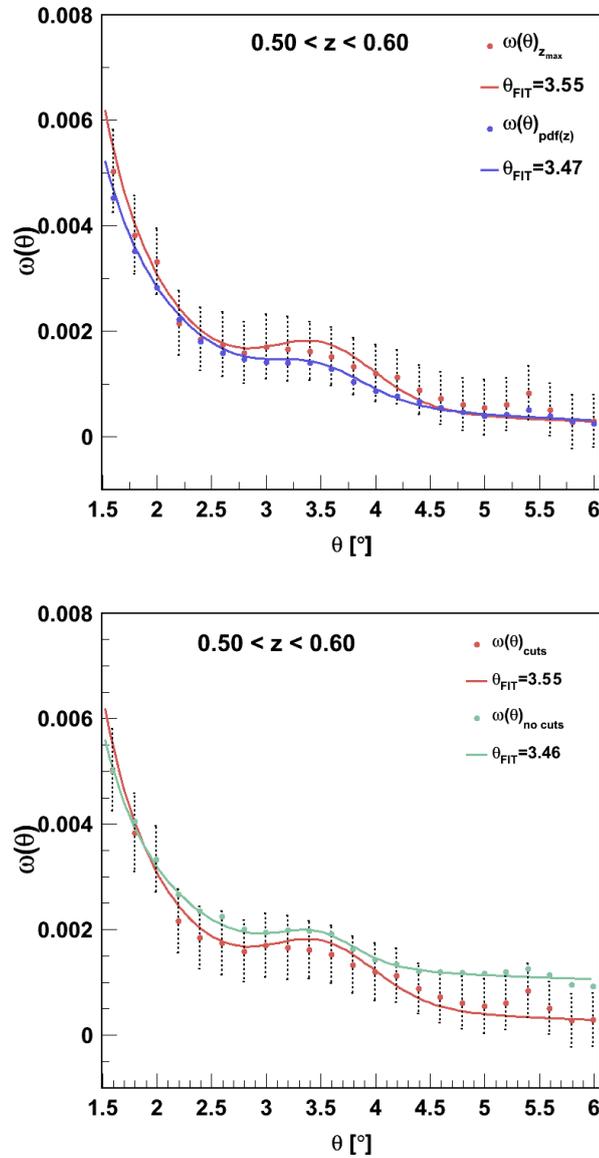


Figura 6.15: En el panel superior, comparación del método PLG sobre dos funciones de correlación correspondientes a dos métodos diferentes de medida del photoz. En rojo el resultado del análisis, en azul el ajuste con un photoz distinto, dando una dispersión del 2%. En el panel inferior, el efecto de relajar los cortes de selección en la muestra LRG. La selección *cuts* es el resultado del análisis, mientras que la selección *no cuts* es relajando los cortes de calidad (ecuación 6.1). Aunque la amplitud cambia ligeramente, la posición de θ_{FIT} solo varía dentro del 2,5%, que se asocia como sistemático de la selección.

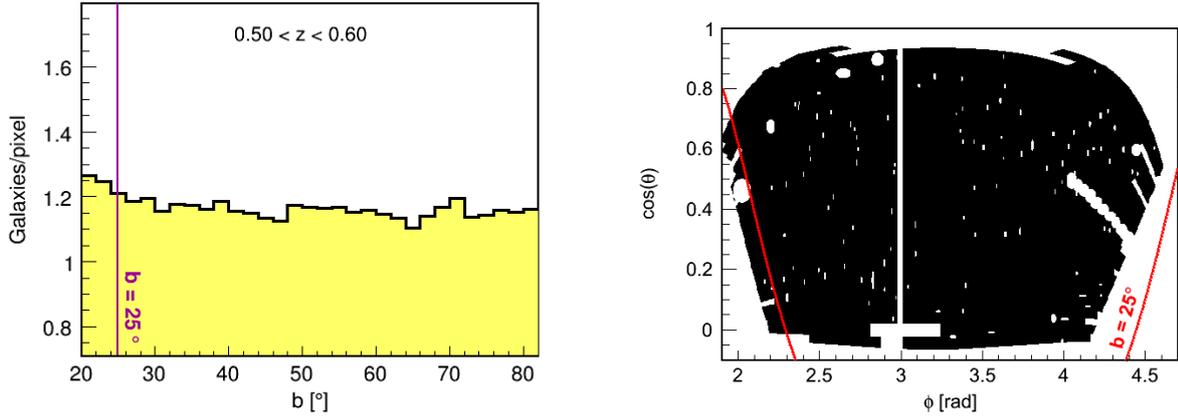


Figura 6.16: En el panel izquierdo, la densidad de objetos en función de la latitud galáctica b . En el panel derecho, el corte aplicado sobre la máscara, donde se calcula $\omega(\theta)$.

Systematic error	$\Delta\theta_{BAO}$
Parametrización	1 %
Photoz	5 %
RSD	1 %
Teoría	1 %
Efecto de proyección	1 %
Algoritmo de photoz	2 %
Selección	2.5 %
Máscara	2 %

Tabla 6.2: Estimación de los errores sistemáticos en la determinación de θ_{BAO} . Los que están por encima de la línea horizontal se estudiaron en el capítulo anterior. Los otros son las nuevas contribuciones que surgen de un cartografiado real. El error del algoritmo de photoz y del photoz están completamente correlacionados.

la figura 6.16 se muestra el corte sobre la máscara. Las regiones por debajo de $b = 25^\circ$ se eliminan del cálculo.

En la figura 6.17 se muestra el resultado de aplicar el método PLG sobre la selección, tras cortar en $b = 25^\circ$. La amplitud no cambia apreciablemente, pero la estadística disminuye. El valor de θ_{FIT} varía un $\sim 2\%$ respecto a la selección sin corte, que se suma al sistemático de la selección. La significancia, en este caso, disminuye a $S/N = 2,3\sigma$, por ser menor el área y el número de galaxias, lo que se traduce en una mayor incertidumbre en $\omega(\theta)$.

En la tabla 6.2 se muestran todos los errores que se aplican a la medida de θ_{BAO} . El error sistemático total es de $\sim 7,9\%$.

6.10. Sensibilidad a la energía oscura

Para medir la sensibilidad de los datos actuales de BAO a la energía oscura se utilizan las medidas de la figura 6.14: Percival 2007 a $z = 0,2$ [145], Percival 2010 a $z = 0,275$ [7], la

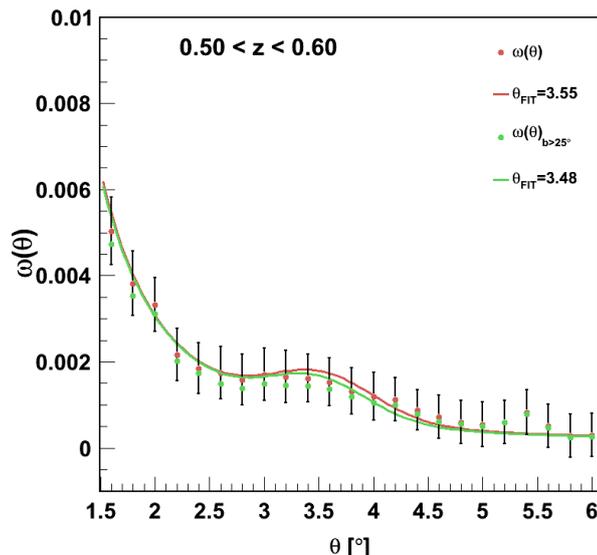


Figura 6.17: Efecto en $\omega(\theta)$ tras cortar en $b = 25^\circ$. Pese a que la amplitud cambia ligeramente, el cambio en θ_{FIT} es pequeño.

medida realizada en esta tesis a $z = 0,55$ y una a $z = 0,35$, ó Sánchez 2009 [146] (conjunto SA), ó Eisenstein 2005 [6] (conjunto EI). Las otras medidas están muy correlacionadas con las utilizadas y no se usan. Se asume un Universo plano $\Omega_M + \Omega_{DE} = 1$ con perturbaciones adiabáticas, y se utiliza la última medida de H_0 , publicada en el 2011 [74], con un valor de $H_0 = 73,8 \pm 2,4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

En la figura 6.18 se muestran los intervalos de confianza al 68 %, 95 %, 99 %, en el plano Ω_M , w y fijando el resto de parámetros a los valores de WMAP7. A la izquierda se muestra el conjunto SA y a la derecha el conjunto EI. En ambos casos los datos son compatibles con el modelo Λ CDM. Si se restringe a un análisis unidimensional (figura 6.19), la resolución en w es del $\sim 12\%$ para el conjunto SA y del $\sim 15\%$ para el conjunto EI, sin incluir la incertidumbre en H_0 .

Se estudia además la sensibilidad de los resultados a una ecuación de estado que evoluciona con el tiempo $w_{DE} = w_0 + w_a \frac{z}{1+z}$. En la figura 6.20 se muestran los contornos de confianza para los parámetros w_0 y w_a , donde se ajusta la evolución de la escala angular θ_{BAO} con z a estos dos parámetros. El resto de parámetros cosmológicos se han fijado a la cosmología de WMAP7. Los datos son compatibles con que la energía oscura sea una constante cosmológica ($w_0 = -1$, $w_a = 0$) y no son sensibles a su evolución con el tiempo. Para mejorar la sensibilidad en su evolución, son necesarios cartografiados más profundos.

6.10.1. Muestra completa de BAO

Alternativamente a medir la escala angular de las BAO, se puede calcular el intervalo de Δz_{BAO} asociado a las BAO en la distribución espacial de galaxias y relacionarlo con la escala acústica en el desacople. Como se vio en la sección 3.3: $\Delta z_{BAO}(z) = r_{BAO}H(z)/c$. Esta técnica solo se puede utilizar cuando la precisión en z es grande, como ocurre en los

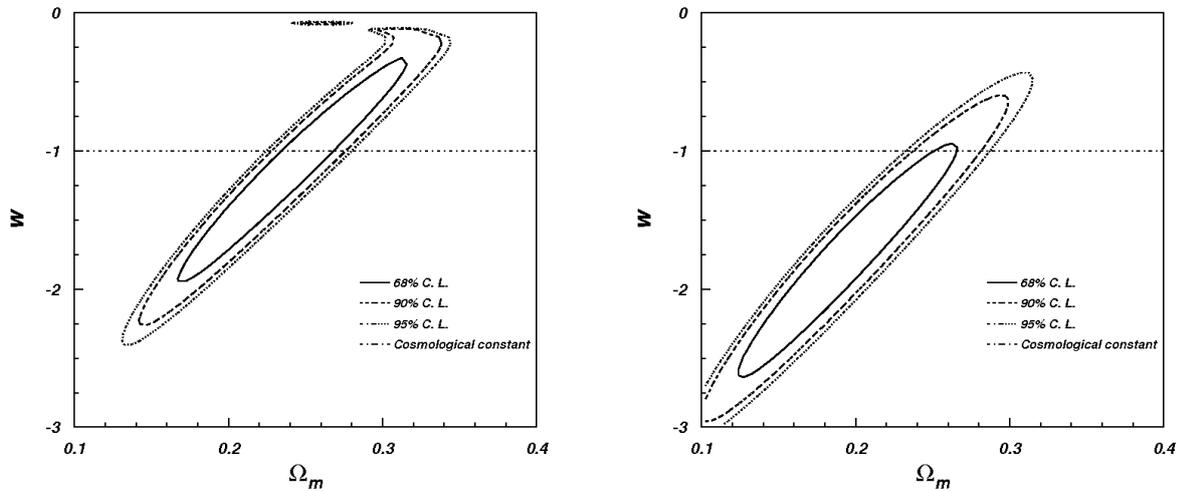


Figura 6.18: Intervalos de confianza en el espacio Ω_M , w , fijando el resto de parámetros a la cosmología de WMAP7 en el conjunto SA (izquierda) y en el conjunto EI (derecha). Los datos son compatibles con Λ CDM. No está incluido el error en H_0 .

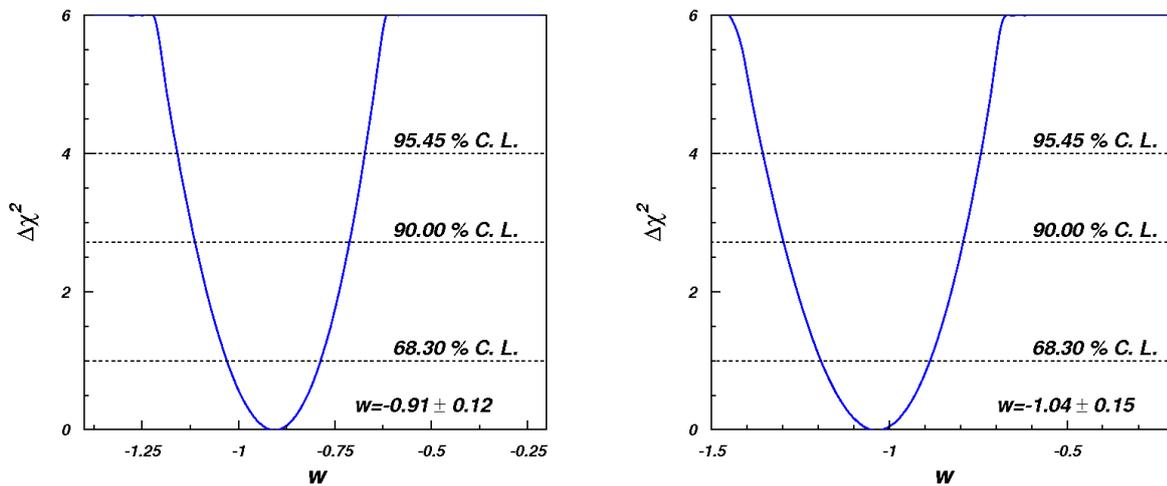


Figura 6.19: Intervalos de confianza para la energía oscura con ecuación de estado constante, fijando el resto de parámetros a la cosmología de WMAP7. Los datos son compatibles con que la energía oscura sea Λ ($w = -1$), siendo la incertidumbre de 12% y 15%. Si se varía el valor de H_0 dentro de su error dado por WMAP7, existe una contribución extra de $\sigma_w = 0,15$.

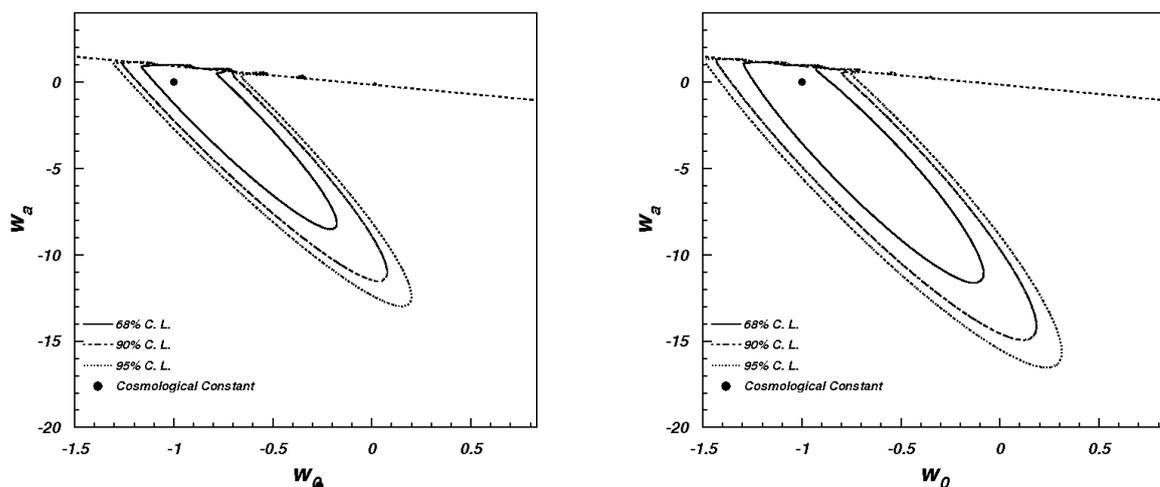


Figura 6.20: Intervalos de confianza para energía oscura con ecuación de estado $w = w_0 + w_a \frac{z}{1+z}$, para el conjunto SA (izquierda) y para el conjunto EI (derecha). Los datos son compatibles con que la energía oscura sea una constante cosmológica, representanda en la figura por el punto. Con los datos actuales, aun no hay suficiente sensibilidad a su variación con el tiempo. Los modelos por encima de la línea de puntos están excluidos.

cartografiados espectroscópicos o en ciertos cartografiados fotométricos, como por ejemplo en PAU [22]. En cuanto a la muestra fotométrica DR7 de SDSS, la precisión en z es baja y por lo tanto esta medida es imposible.

Para estudiar la sensibilidad total de las BAO a la energía oscura, se usan las medidas de la escala radial obtenidas en [147] a $z = 0,24$ y a $z = 0,43$, junto con las medidas angulares anteriores del conjunto SA. Combinando ambos resultados se obtienen los intervalos de confianza del panel izquierdo de la figura 6.21. Añadir las medidas radiales mejoran significativamente la sensibilidad de las BAO a la energía oscura, rompiendo la degeneración en el plano w_a . El mínimo de χ^2 se obtiene para $w_0 = -1,01$, $w_a = 0,04$, con una probabilidad de ajuste de 55.38 %. Restringiendo el análisis a una dimensión: $w_0 = -1,03 \pm 0,16$ ó $w_a = 0,06 \pm 0,22$, incluyendo sistemáticos y la incertidumbre en H_0 . Este resultado es compatible con que la energía oscura sea una constante cosmológica. Además, la precisión actual del método de las BAO, a la evolución con z del parámetro de la ecuación de estado de la energía oscura es del 20 %. En el panel derecho de la figura 6.21 se muestra el efecto de cada una de los observables BAO de manera independiente. La información angular rompe la degeneración en w_0 , mientras que la información radial rompe la degeneración en w_a . Por lo tanto, pese a que la información radial es más sensible a la evolución dinámica de la energía oscura, en caso de que exista, la información angular es igualmente importante para hallar la naturaleza de la energía oscura. Para las BAO radiales, el mínimo de χ^2 se encuentra en $w_0 = -1,35$, $w_a = 0,28$ y para las BAO angulares en $w_0 = -0,93$, $w_a = -1,96$.

Finalmente, en la figura 6.22 se muestra el efecto neto de $\theta_{BAO}(z = 0,55)$ en la

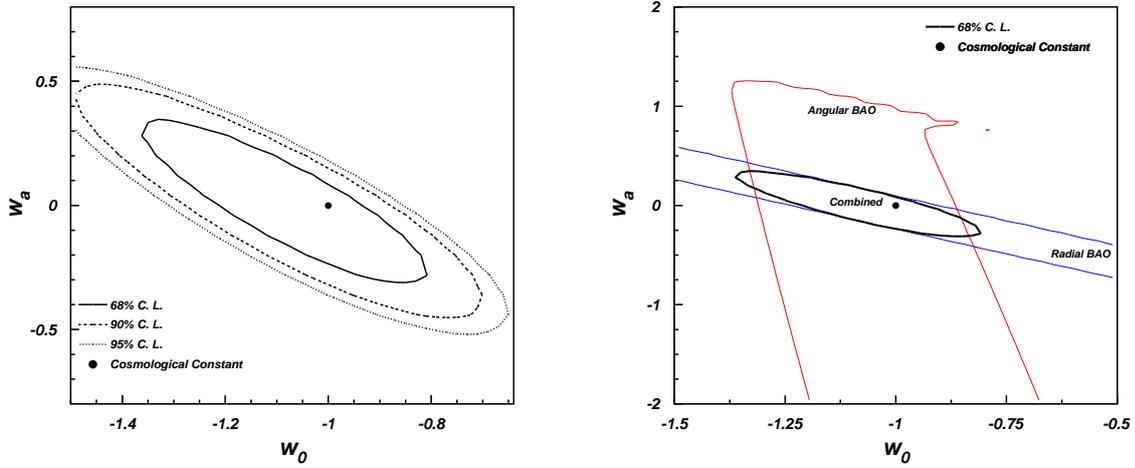


Figura 6.21: Intervalos de confianza para energía oscura con ecuación de estado $w = w_0 + w_a \frac{z}{1+z}$, para el conjunto SA e incluyendo las medidas de Δz_{BAO} de [147] (izquierda). Los datos son compatibles con que la energía oscura sea una constante cosmológica, representada en la figura por el punto. A la derecha, efecto de cada uno de los dos observables BAO en los resultados, donde únicamente se muestra el contorno al 68%. Las medidas angulares (rojo) caracterizan mejor el valor de w_0 , mientras que las radiales (azul) son más sensibles a w_a . La combinación de ambas (negro) permite obtener una medida precisa de la energía oscura.

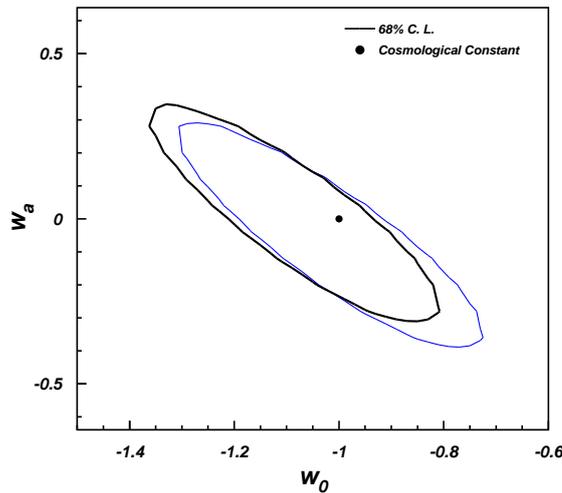


Figura 6.22: Efecto de incluir el valor $\theta_{BAO}(z = 0,55)$ hallado en este trabajo, sobre la sensibilidad a la energía oscura con ecuación de estado $w = w_0 + w_a \frac{z}{1+z}$. En azul el resultado obtenido sin este punto y en negro, si se incluye la medida a $z = 0,55$. La precisión del ajuste mejora $\sim 4\%$, aunque el valor del mínimo no cambia. Con esto, se concluye que la medida aquí realizada es compatible con las medidas anteriores, además de que al incluirla, se gana precisión.

sensibilidad a la energía oscura. Si se ignora este valor, el mínimo se encuentra en $w_0 = -1,09$, $w_a = 0,04$, con una probabilidad del 51.47 %, que comparado con lo anterior hace una mejoría en la probabilidad del ajuste de 4 %, por lo que el efecto de este punto no es despreciable. Por lo tanto, el valor obtenido en esta tesis está en perfecto acuerdo con las medidas anteriores, tanto angulares como radiales.

6.11. Medida del ritmo de crecimiento

El estudio de $\omega(\theta)$ permite, además, hacer una medida del ritmo de crecimiento de las fluctuaciones de densidad a través del efecto de las RSD [138]. Para ello, se ajusta $\omega(\theta)$ al modelo teórico descrito en el capítulo 3, en este caso a $z = 0,55$, con parámetros libres $b(z = 0,55)$ y $f(z = 0,55)$ e incluyendo el efecto de las estrellas (ecuación 6.2); $b(z)$ es el parámetro de bias de las galaxias y $f(z)$ determina el ritmo de crecimiento de las fluctuaciones de densidad, relacionado con las RSD (ecuación 3.15). El resto de parámetros se fijan a la cosmología de WMAP7 [5], con $\Omega_M = 0,272$, $\Omega_{DE} = 0,728$, $\Omega_b = 0,0456$, $n_s = 0,963$, $h = 0,704$ y $\sigma_8(z = 0) = 0,809$.

El resultado del ajuste se muestra en la figura 6.23. Los valores del mejor ajuste son $b(z = 0,55) = 1,86 \pm 0,03$ y $f(z = 0,55) = 0,81 \pm 0,76$; los intervalos de confianza a 1σ se muestran en el panel superior de la figura 6.24. El valor de $b(z)$ está dentro de lo esperado para las LRG a $z = 0,55$ [148]. $\sigma_8(z)$ es la amplitud de las fluctuaciones de densidad a $8/h \text{ Mpc}$ y es un parámetro libre en la teoría. A partir de $f(z)$, se puede calcular el ritmo de crecimiento, ya que:

$$\frac{\partial D_+}{\partial a}(z) = \frac{D_+(z)}{a} f(z) = \frac{1+z}{\sigma_8(0)} f(z) \sigma_8(z) \quad (6.4)$$

donde $f(z)$ se puede parametrizar como $f(z) = \Omega_M(z)^\gamma$ [149]. En esta parametrización, el factor de crecimiento toma la forma:

$$D_+(z) = \exp\left(-\int_0^z \Omega_M(x)^\gamma / (1+x) dx\right) \quad (6.5)$$

El resultado del ajuste a $\frac{\partial D_+}{\partial a}(z)$ se muestra en el panel inferior de la figura 6.24, utilizando también medidas previas [150]. Para este ajuste, $\sigma_8(0) = 0,8$ [151], donde $\sigma_8(z) = D_+(z)\sigma_8(0)$. A diferencia de otros análisis similares [152], aquí no se impone ningún valor sobre γ , ya que sirve para medir desviaciones al modelo estándar. Ajustando al modelo, resulta en $\gamma = 0,54 \pm 0,17$. La medida que aquí se presenta es compatible con GR, aunque su sensibilidad está limitada por las características del cartografiado. Además, es la primera que se obtiene usando datos de cartografiados fotométricos, demostrando así que es posible utilizarlos para realizar esta medida.

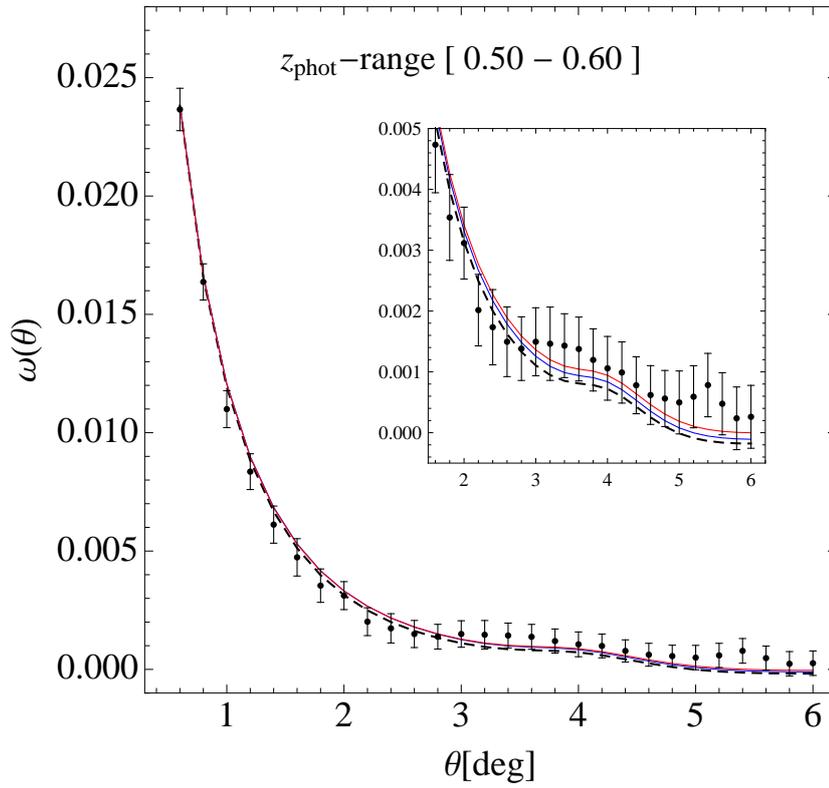


Figura 6.23: Ajuste de $\omega(\theta)_{obs}$ al modelo Λ CDM, con parámetros libres $b(z = 0,55)$ y $f(z = 0,55)$. La línea roja es el mejor ajuste considerando una contaminación de estrellas de $f_{star} = 5\%$. En este caso: $b(z = 0,55) = 1,86 \pm 0,03$ y $f(z = 0,55) = 0,81 \pm 0,76$. La línea azul corresponde al mismo ajuste si $f_{star} = 0\%$. Por comparación, se incluye también la $\omega(\theta)$ con la cosmología de WMAP7 (línea discontinua).

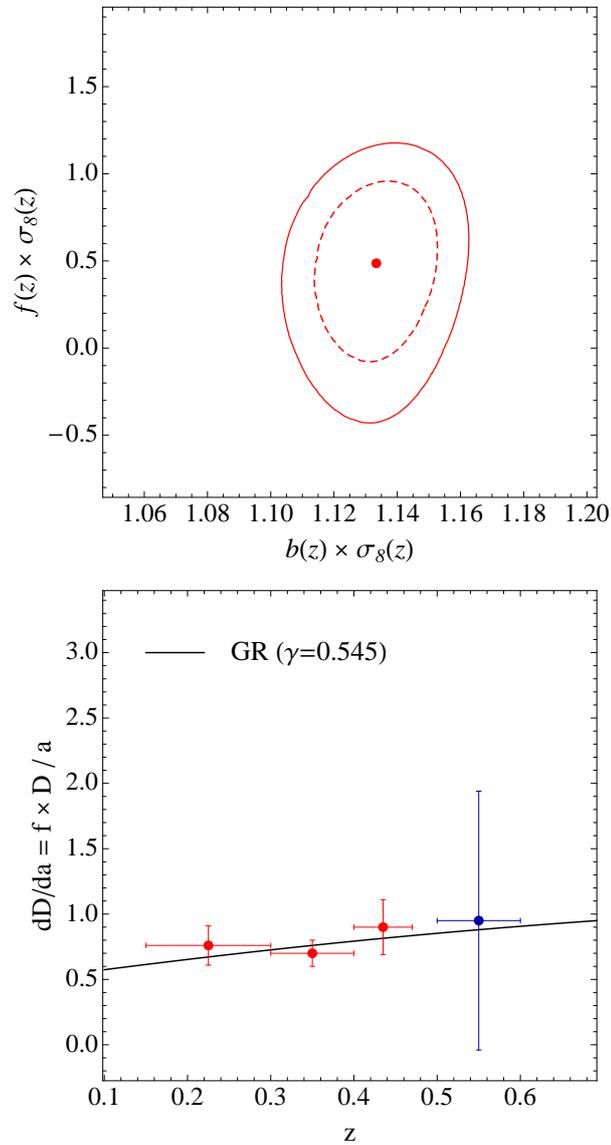


Figura 6.24: Panel superior, los intervalos de confianza en el plano $f \times \sigma_8(z = 0,55)$ y $b \times \sigma_8(z = 0,55)$. La línea discontinua corresponde al contorno a 1σ si se marginaliza y la línea continua sin marginalizar. Panel inferior, el ritmo de crecimiento obtenido del análisis de la muestra fotométrica DR7 de SDSS (azul), junto a otras medidas espectroscópicas [150] (rojo) y la predicción de la Relatividad General.

Conclusiones

En esta tesis se ha presentado un método nuevo, aplicable especialmente a catálogos fotométricos, para localizar con precisión la escala de las Oscilaciones Acústicas de Bariones (BAO) en la distribución de galaxias, y después utilizarla como una regla estándar. Lo novedoso del método es cómo extraer la escala BAO de la función de correlación angular $\omega(\theta)$, sabiendo que el máximo local no es directamente la regla estándar. Para ello se ajusta $\omega(\theta)$ como la suma de una ley de potencias y una gaussiana, alrededor de la escala BAO. La media de la gaussiana, θ_{FIT} , está relacionada con la escala BAO, θ_{BAO} , por un factor que es independiente de la cosmología y solo depende de z y del grosor del *bin* Δz .

Esta técnica se ha calibrado con cientos de configuraciones teóricas, para varias cosmologías, corrimientos al rojo y grosores de *bin* distintos. En todas ellas la escala BAO se recupera con una precisión mejor que el 1 %.

A continuación se ha aplicado el método a una simulación del proyecto *Dark Energy Survey* (DES). Este estudio confirma que funciona correctamente, recuperando la cosmología de la simulación. Además, ha permitido hacer una predicción de la sensibilidad de DES a la energía oscura utilizando las BAO [122]. El resultado satisface los requisitos científicos del proyecto.

Finalmente se ha estudiado el catálogo fotométrico DR7 de *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS). Aplicando el método se ha medido la escala BAO al corrimiento al rojo más alto hasta la fecha, a $z = 0,55$ [137]. El resultado es compatible con el modelo Λ CDM. La significancia de detección está de acuerdo con lo esperado teóricamente según las propiedades del cartografiado. La escala BAO medida $\theta_{BAO}(z = 0,55) = (3,98 \pm 0,33)^\circ$, se utiliza junto con medidas previas y con medidas de la escala BAO radial para estudiar la energía oscura. Los datos actuales son perfectamente compatibles con la descripción de la energía oscura como una constante cosmológica, con un valor para la constante de la ecuación de estado de la energía oscura de $w_0 = -1,03 \pm 0,16$. Se ha evaluado también el efecto de la inclusión de la medida $\theta_{BAO}(z = 0,55)$. Con este punto, que es compatible con las medidas anteriores, se gana en precisión, con una mejora en la probabilidad del mejor ajuste de $\sim 4\%$, respecto a las medidas anteriores. Las medidas actuales de la escala radial de las BAO son más efectivas para discriminar entre modelos dinámicos, mientras que las medidas angulares son más sensibles al valor actual de la energía oscura. Futuros cartografiados, como DES o BOSS, permitirán mejorar la sensibilidad de las BAO a la

7. CONCLUSIONES

energía oscura.

Utilizando las funciones $\omega(\theta)$ medidas, además, se mide el ritmo de crecimiento $f(z = 0,55) = 0,81 \pm 0,76$, relacionado con el efecto de las RSD, que permite probar desviaciones de la Relatividad General. Es la primera medida de $f(z)$ utilizando datos fotométricos, lo que demuestra la viabilidad de la medida y abre el camino a futuros cartografiados [138].

En general, la sensibilidad a las BAO en cartografiados fotométricos depende de dos factores principales: el área observada y la calidad de los photoz. La primera domina el error en $\omega(\theta)$. La segunda es la fuente dominante de error sistemático. Por tanto, los algoritmos de reconstrucción del photoz serán cruciales en la nueva generación de cartografiados.

Referencias

- [1] J.C. Mather, E.S. Cheng, R.A. Shafer, C.L. Bennett, N.W. Boggess, et al. A Preliminary measurement of the Cosmic Microwave Background spectrum by the Cosmic Background Explorer (COBE) satellite. *Astrophys.J.*, 354:L37–L40, 1990.
- [2] R. Stompor, M. Abroe, P. Ade, A. Balbi, D. Barbosa, et al. Cosmological implications of the MAXIMA-I high resolution cosmic microwave background anisotropy measurement. *Astrophys.J.*, 561:L7–L10, 2001.
- [3] A.E. Lange et al. Cosmological parameters from the first results of BOOMERANG. *Phys.Rev.*, D63:042001, 2001.
- [4] W.C. Jones, P. Ade, J. Bock, J. Bond, J. Borrill, et al. A Measurement of the angular power spectrum of the CMB temperature anisotropy from the 2003 flight of BOOMERANG. *Astrophys.J.*, 647:823–832, 2006.
- [5] E. Komatsu et al. Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation. *Astrophys.J. Suppl.*, 192:18, 2011.
- [6] D.J. Eisenstein et al. Detection of the baryon acoustic peak in the large-scale correlation function of SDSS luminous red galaxies. *Astrophys.J.*, 633:560–574, 2005.
- [7] B.A. Reid et al. Baryon Acoustic Oscillations in the Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 Galaxy Sample. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 401:2148–2168, 2010.
- [8] M. Jarvis, B. Jain, G. Bernstein, and D. Dolney. Dark energy constraints from the CTIO Lensing Survey. *Astrophys.J.*, 644:71–79, 2006.
- [9] A. Albrecht, G. Bernstein, R. Cahn, W.L. Freedman, J. Hewitt, et al. Report of the Dark Energy Task Force. *arXiv:astro-ph/0609591*, 2006.
- [10] J.A. Tauber et al. Planck pre-launch status: The Planck mission. *Astron.Astrophys.*, 520:A1, sep 2010.
- [11] J. Huchra, M. Davis, D. Latham, and J. Tonry. A survey of galaxy redshifts: 4. The data. *Astrophys.J.Suppl.*, 52:L89–L119, 1983.
- [12] M. Colless, The 2DF Galaxy Redshift Survey Team, et al. The 2dF Galaxy Redshift Survey. In R. Morganti & W.J. Couch, editor, *Looking Deep in the Southern Sky*, page 9, 1999.

REFERENCIAS

- [13] M. Davis, S.M. Faber, J.A. Newman, A.C. Phillips, R.S. Ellis, et al. Science objectives and early results of the DEEP2 redshift survey. *Proc.SPIE Int.Soc.Opt.Eng.*, 4834:161–172, 2003.
- [14] S.J. Lilly et al. zCOSMOS: A Large VLT/VIMOS redshift survey covering $0 < z < 3$ in the COSMOS field. *Astrophys.J.Suppl.*, 172:70–85, 2007.
- [15] D.G. York et al. The Sloan Digital Sky Survey: Technical Summary. *Astron.J.*, 120:1579–1587, 2000.
- [16] I.K. Baldry, A.S.G. Robotham, D.T. Hill, S.P. Driver, J. Liske, et al. Galaxy And Mass Assembly (GAMA): The input catalogue and star-galaxy separation. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 404:86–100, 2010.
- [17] E.A. Pier and K. Chambers. Pan-STARRS Observatory, Telescope, and Instrument Control. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #210*, volume 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 191, May 2007.
- [18] M.J. Drinkwater, R.J. Jurek, C. Blake, D. Woods, K.A. Pimblet, et al. The WiggleZ Dark Energy Survey: Survey Design and First Data Release. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 401:1429–1452, 2010.
- [19] H. Aihara et al. The Eighth Data Release of the Sloan Digital Sky Survey: First Data from SDSS-III. *Astrophys.J.Suppl.*, 193:29, 2011.
- [20] The Dark Energy Survey Collaboration. The Dark Energy Survey. *arXiv:astro-ph/0510346*, October 2005.
- [21] LSST Science Collaborations. LSST Science Book, Version 2.0. *arXiv:astro-ph/0912.0201*, 2009.
- [22] N. Benítez, E. Gaztañaga, R. Miquel, F. Castander, M. Moles, et al. Measuring Baryon Acoustic Oscillations along the line of sight with photometric redshifts: the PAU survey. *Astrophys.J.*, 691:241–260, 2009.
- [23] A. Refregier, A. Amara, T.D. Kitching, A. Rassat, R. Scaramella, et al. Euclid Imaging Consortium Science Book. *arXiv:astro-ph/1001.0061*, 2010.
- [24] A. Einstein. The Formal Foundation of the General Theory of Relativity. *Sitzungsber.Preuss.Akad.Wiss.Berlin (Math.Phys.)*, 1914:1030–1085, 1914.
- [25] C.W. Misner, K.S. Thorne, and J.A. Wheeler. *Gravitation. Volume I*. W.H. Freeman & Co, 1977.
- [26] S.M. Carroll. *Spacetime and geometry. An introduction to general relativity*. Spacetime and geometry / Sean Carroll. San Francisco, CA, USA: Addison Wesley, ISBN 0-8053-8732-3, 2004, XIV + 513 pp., 2004.

- [27] C.H. Lineweaver. Inflation and the Cosmic Microwave Background. In M. Colless, editor, *The New Cosmology*, pages 31–65, June 2005.
- [28] I. Zlatev, L.M. Wang, and P.J. Steinhardt. Quintessence, cosmic coincidence, and the cosmological constant. *Phys.Rev.Lett.*, 82:896–899, 1999.
- [29] K.M. Gorski, A.J. Banday, C.L. Bennett, G. Hinshaw, A. Kogut, et al. Power spectrum of primordial inhomogeneity determined from the four year COBE DMR sky maps. *Astrophys.J.*, 464:L11, 1996.
- [30] J.A. Peacock and S.J. Dodds. Reconstructing the linear power spectrum of cosmological mass fluctuations. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 267:1020–1034, 1994.
- [31] E. Hubble. A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae. *Proc.Nat.Acad.Sci.*, 15:168–173, 1929.
- [32] W.L. Freedman et al. Final results from the Hubble Space Telescope key project to measure the Hubble constant. *Astrophys.J.*, 553:47–72, 2001.
- [33] R. Amanullah, C. Lidman, D. Rubin, G. Aldering, P. Astier, et al. Spectra and Light Curves of Six Type Ia Supernovae at $0,511 < z < 1,12$ and the Union2 Compilation. *Astrophys.J.*, 716:712–738, 2010.
- [34] M. Fukugita and M. Kawasaki. Primordial helium abundance: a reanalysis of the izotov-thuan spectroscopic sample. *Astrophys.J.*, 646:691–695, 2006.
- [35] D. Kirkman, D. Tytler, N. Suzuki, J.M. O’Meara, and D. Lubin. The Cosmological baryon density from the deuterium to hydrogen ratio towards QSO absorption systems: D/H towards Q1243+3047. *Astrophys.J.Suppl.*, 149:1, 2003.
- [36] T.M. Bania, Robert T. Rood, and Dana S. Balser. The cosmological density of baryons from observations of 3He+ in the Milky Way. *Nature*, 415:54–57, 2002.
- [37] R.H. Cyburt, B.D. Fields, and K.A. Olive. An Update on the big bang nucleosynthesis prediction for Li-7: The problem worsens. *JCAP*, 0811:012, 2008.
- [38] JC. Mather, E.S. Cheng, D.A. Cottingham, R.E. Eplee, D.J. Fixsen, et al. Measurement of the Cosmic Microwave Background spectrum by the COBE FIRAS instrument. *Astrophys.J.*, 420:439–444, 1994.
- [39] A.H. Guth. The Inflationary Universe: A Possible Solution to the Horizon and Flatness Problems. *Phys.Rev.*, D23:347–356, 1981.
- [40] A.D. Linde. A New Inflationary Universe Scenario: A Possible Solution of the Horizon, Flatness, Homogeneity, Isotropy and Primordial Monopole Problems. *Phys.Lett.*, B108:389–393, 1982.
- [41] R.K. Sachs and A.M. Wolfe. Perturbations of a cosmological model and angular variations of the microwave background. *Astrophys.J.*, 147:73–90, 1967.

REFERENCIAS

- [42] A. Cabré, E. Gaztañaga, M. Manera, P. Fosalba, and F. Castander. Cross-correlation of Wilkinson Microwave Anisotropy Probe third-year data and the Sloan Digital Sky Survey DR4 galaxy survey: new evidence for dark energy. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 372:L23–L27, October 2006.
- [43] V. Springel, C.S. Frenk, and S.D.M. White. The large-scale structure of the Universe. *Nature*, 440, 2006.
- [44] G. Fontaine, P. Brassard, and P. Bergeron. The Potential of White Dwarf Cosmochronology. *PASP*, 113:409–435, April 2001.
- [45] G. Luzzi, M. Shimon, L. Lamagna, Y. Rephaeli, M. De Petris, A. Conte, S. De Gregori, and E.S. Battistelli. Redshift Dependence of the Cosmic Microwave Background Temperature from Sunyaev-Zeldovich Measurements. *Astrophys. J.*, 705:1122–1128, November 2009.
- [46] P. Noterdaeme, P. Petitjean, R. Srianand, C. Ledoux, and S. Lopez. The evolution of the Cosmic Microwave Background Temperature: Measurements of TCMB at high redshift from carbon monoxide excitation. *Astron.Astrophys.*, 2010.
- [47] F. Zwicky. Spectral displacement of extra galactic nebulae. *Helv.Phys.Acta*, 6:110–127, 1933.
- [48] G. Gentile, P. Salucci, U. Klein, D. Vergani, and P. Kalberla. The Cored distribution of dark matter in spiral galaxies. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 351:903, 2004.
- [49] M.J. Jee, H.C. Ford, G.D. Illingworth, R.L. White, T.J. Broadhurst, et al. Discovery of a Ringlike Dark Matter Structure in the Core of the Galaxy Cluster Cl 0024+17. *Astrophys.J.*, 661:728–749, 2007.
- [50] M. Girardi, P. Manzato, M. Mezzetti, G. Giuricin, and F. Limboz. Observational mass-to-light ratio of galaxy systems: from poor groups to rich clusters. *Astrophys.J.*, 569:101–111, 2002.
- [51] T. Padmanabhan. *Structure Formation in the Universe*. Cambridge University Press, June 1993.
- [52] S. Perlmutter et al. Measurements of Omega and Lambda from 42 high redshift supernovae. *Astrophys.J.*, 517:565–586, 1999.
- [53] A.G. Riess et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant. *Astron.J.*, 116:1009–1038, 1998.
- [54] G. Bertone. The moment of truth for WIMP Dark Matter. *Nature*, 468:389–393, 2010.
- [55] T. Kaluza. On the Problem of Unity in Physics. *Sitzungsber.Preuss.Akad.Wiss.Berlin (Math.Phys.)*, 1921:966–972, 1921.

- [56] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G.R. Dvali. Phenomenology, astrophysics and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity. *Phys.Rev.*, D59:086004, 1999.
- [57] R.D. Peccei and Helen R. Quinn. CP Conservation in the Presence of Instantons. *Phys.Rev.Lett.*, 38:1440–1443, 1977.
- [58] R.R. Caldwell, M. Kamionkowski, and N.N. Weinberg. Phantom energy and cosmic doomsday. *Phys.Rev.Lett.*, 91:071301, 2003.
- [59] C. Armendariz-Picon, Viatcheslav F. Mukhanov, and Paul J. Steinhardt. A Dynamical solution to the problem of a small cosmological constant and late time cosmic acceleration. *Phys.Rev.Lett.*, 85:4438–4441, 2000.
- [60] A.S. Al-Rawaf and M.O. Taha. Cosmology of General Relativity without Energy-Momentum Conservation. *General Relativity and Gravitation*, 28:935–952, August 1996.
- [61] K. Tomita. Bulk flows and CMB dipole anisotropy in cosmological void models. *Astrophys.J.*, 529:26, 2000.
- [62] M.N. C  lerier. Do we really see a cosmological constant in the supernovae data? *Astron.Astrophys.*, 353:63–71, 2000.
- [63] J.B. Jimenez and A.L. Maroto. Cosmological electromagnetic fields and dark energy. *JCAP*, 0903:016, 2009.
- [64] Z. Haiman, J.J. Mohr, and G.P. Holder. Constraints on Cosmological Parameters from Future Galaxy Cluster Surveys. *Astrophys. J.*, 553:545–561, June 2001.
- [65] R.A. Battye and J. Weller. Constraining cosmological parameters using Sunyaev-Zel’dovich cluster surveys. *Phys.Rev.*, D68:083506, 2003.
- [66] W.H. Press and P. Schechter. Formation of galaxies and clusters of galaxies by selfsimilar gravitational condensation. *Astrophys.J.*, 187:425–438, 1974.
- [67] R.K. Sheth and G. Tormen. Large scale bias and the peak background split. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 308:119, 1999.
- [68] A. Jenkins, C.S. Frenk, Simon D.M. White, J.M. Colberg, S. Cole, et al. The Mass function of dark matter halos. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 321:372, 2001.
- [69] R.A. Sunyaev and Ya.B. Zeldovich. Microwave background radiation as a probe of the contemporary structure and history of the universe. *Ann.Rev.Astron.Astrophys.*, 18:537–560, 1980.
- [70] H. Hoekstra and B. Jain. Weak Gravitational Lensing and its Cosmological Applications. *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, 58:99–123, 2008.

REFERENCIAS

- [71] D. Huterer. Weak lensing, dark matter and dark energy. *Gen.Rel.Grav.*, 42:2177–2195, 2010.
- [72] C.M. Hirata, R. Mandelbaum, M. Ishak, U. Seljak, R. Nichol, et al. Intrinsic galaxy alignments from the 2SLAQ and SDSS surveys: Luminosity and redshift scalings and implications for weak lensing surveys. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 381:1197–1218, 2007.
- [73] E.A. Kazin, M.R. Blanton, R. Scoccimarro, C.K. McBride, A.A. Berlind, et al. The Baryonic Acoustic Feature and Large-Scale Clustering in the SDSS LRG Sample. *Astrophys.J.*, 710:1444–1461, 2010.
- [74] A.G. Riess et al. A 3% Solution: Determination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope and Wide Field Camera 3. *Astrophys. J.*, 730:119, 2011.
- [75] V. Springel. The Cosmological simulation code GADGET-2. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 364:1105–1134, 2005.
- [76] P. Fosalba, E. Gaztañaga, F. Castander, and M. Manera. The onion universe: all sky light-cone simulations in shells. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 391:435–446, 2008.
- [77] V. Springel, S.D.M. White, A. Jenkins, C.S. Frenk, N. Yoshida, et al. Simulating the joint evolution of quasars, galaxies and their large-scale distribution. *Nature*, 435:629–636, 2005.
- [78] E.R. Harrison. Fluctuations at the threshold of classical cosmology. *Phys.Rev.*, D1:2726–2730, 1970.
- [79] Ya.B. Zeldovich. A Hypothesis, unifying the structure and the entropy of the universe. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 160:1P–3P, 1972.
- [80] D.J. Eisenstein and W. Hu. Baryonic features in the matter transfer function. *Astrophys.J.*, 496:605, 1998.
- [81] D.J. Eisenstein, H.J. Seo, and M.J. White. On the Robustness of the Acoustic Scale in the Low-Redshift Clustering of Matter. *Astrophys.J.*, 664:660–674, 2007.
- [82] C. Blake and K. Glazebrook. Probing dark energy using baryonic oscillations in the galaxy power spectrum as a cosmological ruler. *Astrophys.J.*, 594:665–673, 2003.
- [83] H.J. Seo and D.J. Eisenstein. Probing dark energy with baryonic acoustic oscillations from future large galaxy redshift surveys. *Astrophys.J.*, 598:720–740, 2003.
- [84] P.J.E. Peebles and M.G. Hauser. Statistical Analysis of Catalogs of Extragalactic Objects III. The Shane-Wirtanen and Zwicky Catalogs. *Astrophys.J. Suppl.*, 28:19–36, November 1974.
- [85] S.D. Landy and A.S. Szalay. Bias and variance of angular correlation functions. *Astrophys.J.*, 412:64, 1993.

- [86] A. Lewis, A. Challinor, and A. Lasenby. Efficient computation of CMB anisotropies in closed FRW models. *Astrophys.J.*, 538:473–476, 2000.
- [87] M. Zaldarriaga and U. Seljak. Cmbfast for spatially closed universes. *Astrophys.J.Suppl.*, 129:431–434, 2000.
- [88] A. Refregier, A. Amara, T. Kitching, and A. Rassat. iCosmo: an Interactive Cosmology Package. *arXiv:astro-ph/0810.1285*, 2008.
- [89] J.G. Cresswell and W.J. Percival. Scale Dependent Galaxy Bias in the SDSS as a function of Luminosity and Colour. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 392:682–690, 2009.
- [90] N. Kaiser. Clustering in real space and in redshift space. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 227:1–27, 1987.
- [91] J.C. Jackson. Fingers of God. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 156:1, 1972.
- [92] P.J.E. Peebles. *The large-scale structure of the universe*. Princeton University Press, 1980.
- [93] E. Hawkins, S. Maddox, S. Cole, D. Madgwick, P. Norberg, et al. The 2dF Galaxy Redshift Survey: Correlation functions, peculiar velocities and the matter density of the universe. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 346:78, 2003.
- [94] M. Crocce and R. Scoccimarro. Renormalized cosmological perturbation theory. *Phys.Rev.*, D73:063519, 2006.
- [95] M. Crocce and R. Scoccimarro. Nonlinear Evolution of Baryon Acoustic Oscillations. *Phys.Rev.*, D77:023533, 2008.
- [96] B. Efron. Nonparametric estimates of standard error: The jackknife, the bootstrap and other methods. *Biometrika*, 68:589–599, 1981.
- [97] M. Davis and M.J. Geller. Galaxy Correlations as a Function of Morphological Type. *Astrophys.J.*, 208:13–19, 1976.
- [98] A.J.S. Hamilton. Evidence for biasing in the CfA survey. *Astrophys.J. Letters*, 331:L59–L62, August 1988.
- [99] J. Loveday, S.J. Maddox, G. Efstathiou, and B.A. Peterson. The Stromlo-APM Redshift Survey. 2. Variation of galaxy clustering with morphology and luminosity. *Astrophys.J.*, 442:457, 1995.
- [100] C.N.A. Willmer, L. Nicolaci da Costa, and P.S. Pellegrini. Southern sky redshift survey: clustering of local galaxies. *Astron.J.*, 115:869–884, 1998.
- [101] P. Norberg et al. The 2dF Galaxy Redshift Survey: The Dependence of galaxy clustering on luminosity and spectral type. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 332:827, 2002.

REFERENCIAS

- [102] I. Zehavi et al. The Luminosity and color dependence of the galaxy correlation function. *Astrophys.J.*, 630:1–27, 2005.
- [103] Y.S. Loh, R.M. Rich, S. Heinis, Ryan Scranton, R.P. Mallery, et al. The UV-Optical Color Dependence of Galaxy Clustering in the Local Universe. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 407:55–70, September 2010.
- [104] N. Padmanabhan et al. The Clustering of Luminous Red Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey Imaging Data. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 378:852–872, 2007.
- [105] W.A. Baum. Photoelectric Magnitudes and Red-Shifts. In G. C. McVittie, editor, *Problems of Extra-Galactic Research*, volume 15 of *IAU Symposium*, pages 390–392, 1962.
- [106] D.C. Koo. Optical multicolors - A poor person's Z machine for galaxies. *Astronomical Journal*, 90:418–440, March 1985.
- [107] E.D. Loh and E.J. Spillar. Photometric redshifts of galaxies. *Astrophys. J.*, 303:154–161, April 1986.
- [108] T. Matsubara, A.S. Szalay, and A.C. Pope. Eigenmode analysis of galaxy distributions in redshift space. *Astrophys.J.*, 606:1–24, 2004.
- [109] T. Budavari et al. Angular clustering with photometric redshifts in the Sloan Digital Sky Survey: Bimodality in the clustering properties of galaxies. *Astrophys.J.*, 595:59–70, 2003.
- [110] Z.M. Ma, W. Hu, and D. Huterer. Effect of photometric redshift uncertainties on weak lensing tomography. *Astrophys.J.*, 636:21–29, 2005.
- [111] P.J.E. Peebles. Statistical Analysis of Catalogs of Extragalactic Objects. I. Theory. *Astrophys. J.*, 185:413–440, October 1973.
- [112] M. Crocce, A. Cabré, and E. Gaztañaga. Modeling the angular correlation function and its full covariance in Photometric Galaxy Surveys. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, page 385, March 2011.
- [113] A. Cabré, P. Fosalba, E. Gaztañaga, and M. Manera. Error analysis in cross-correlation of sky maps: Application to the ISW detection. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 2007.
- [114] A.G. Sánchez, C.M. Baugh, and R. Angulo. What is the best way to measure baryonic acoustic oscillations? *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 390:1470–1490, 2008.
- [115] N. Padmanabhan and M. White. Calibrating the Baryon Oscillation Ruler for Matter and Halos. *Phys.Rev.*, D80:063508, 2009.
- [116] H.J. Seo, E.R. Siegel, D.J. Eisenstein, and M. White. Nonlinear Structure Formation and the Acoustic Scale. *Astrophys. J.*, 686:13–24, October 2008.

- [117] H.J. Seo and D.J. Eisenstein. Improved forecasts for the baryon acoustic oscillations and cosmological distance scale. *Astrophys.J.*, 665:14–24, 2007.
- [118] H.J. Seo et al. High-precision Predictions for the Acoustic Scale in the Nonlinear Regime. *Astrophys. J.*, 720:1650–1667, September 2010.
- [119] F. Simpson, J.A. Peacock, and P. Simon. Locating the Baryon Acoustic Peak. *Phys.Rev.*, D79:063508, 2009.
- [120] L. Hui, E. Gaztañaga, and M. LoVerde. Anisotropic Magnification Distortion of the 3D Galaxy Correlation: II. Fourier and Redshift Space. *Phys.Rev.*, D77:063526, 2008.
- [121] D.J. Eisenstein, H. Seo, E. Sirko, and D. Spergel. Improving Cosmological Distance Measurements by Reconstruction of the Baryon Acoustic Peak. *Astrophys. J.*, 664:675–679, 2007.
- [122] E. Sánchez, A. Carnero, J. García-Bellido, E. Gaztañaga, F. de Simoni, M. Crocce, A. Cabré, P. Fosalba, and D. Alonso. Tracing the sound horizon scale with photometric redshift surveys. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 411:277–288, February 2011.
- [123] T. Matsubara. Resumming Cosmological Perturbations via the Lagrangian Picture: One-loop Results in Real Space and in Redshift Space. *Phys.Rev.*, D77:063530, 2008.
- [124] E. Gaztañaga, A. Cabré, and L. Hui. Clustering of Luminous Red Galaxies IV: Baryon Acoustic Peak in the Line-of-Sight Direction and a Direct Measurement of $H(z)$. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 399:1663–1680, 2009.
- [125] J.E. Ruhl et al. The South Pole Telescope. *Proc.SPIE Int.Soc.Opt.Eng.*, 5498:11, 2004.
- [126] T. Giannantonio, R. Scranton, R.G. Crittenden, R.C. Nichol, S.P. Boughn, et al. Combined analysis of the integrated Sachs-Wolfe effect and cosmological implications. *Phys.Rev.*, D77:123520, 2008.
- [127] S.E. Holland et al. Fully Depleted, Back-Illuminated Charge-Coupled Devices Fabricated on High-Resistivity Silicon. *IEEE Trans. Electron Dev.*, 50(3):225–238, January 2003.
- [128] O. Le Fèvre, G. Vettolani, B. Garilli, L. Tresse, D. Bottini, et al. The VIMOS VLT Deep Survey - First epoch VVDS-deep survey: 11564 spectra with $17.5 \leq IAB \leq 24$, and the redshift distribution over $0 \leq z \leq 5$. *Astron.Astrophys.*, 439:845–862, 2005.
- [129] M. Banerji, F.B. Abdalla, O. Lahav, and H. Lin. Photometric Redshifts for the Dark Energy Survey and VISTA and Implications for Large Scale Structure. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 386:1219–1233, 2008.

REFERENCIAS

- [130] H. Lin, N. Kuropatkin, R. Wechsler, M. Busha, M. Becker, B. Rossetto, L. da Costa, M. Makler, and Dark Energy Survey Collaboration. Dark Energy Survey Simulations. *Ann.Rev.Astron.Astrophys.*, 42:470, January 2010.
- [131] J. Benjamin, L. Van Waerbeke, B. Menard, and M. Kilbinger. Photometric redshifts: estimating their contamination and distribution using clustering information. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 408:1168–1180, 2010.
- [132] M. LoVerde, L. Hui, and E. Gaztanaga. Lensing corrections to features in the angular two-point correlation function and power spectrum. *Phys.Rev.*, D77:023512, 2008.
- [133] M. Fukugita, T. Ichikawa, J.E. Gunn, M. Doi, K. Shimasaku, et al. The Sloan digital sky survey photometric system. *Astron.J.*, 111:1748, 1996.
- [134] J.E. Gunn et al. The Sloan digital sky survey photometric camera. *Astron.J.*, 116:3040, 1998.
- [135] P.R. Newman et al. Mass-producing spectra: the SDSS spectrographic system. In A.F.M. Moorwood & M. Iye, editor, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 5492 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 533–544, September 2004.
- [136] C. Stoughton et al. Data processing factory for the Sloan Digital Sky Survey. *Proc.SPIE Int.Soc.Opt.Eng.*, 4836:339–349, 2002.
- [137] A. Carnero, E. Sánchez, M. Crocce, A. Cabré, and E. Gaztañaga. Clustering of photometric luminous red galaxies ii: Cosmological implications from baryon acoustic scale. *astro-ph/1104.5426*. Enviado para publicación al *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 2011.
- [138] M. Crocce, A. Cabré, E. Gaztañaga, A. Carnero, and E. Sánchez. Clustering of photometric luminous red galaxies i: Growth of structure and baryon acoustic feature. *astro-ph/1104.5236*. Enviado para publicación al *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 2011.
- [139] K.N. Abazajian et al. The Seventh Data Release of the Sloan Digital Sky Survey. *Astrophys.J.Suppl.*, 182:543–558, 2009.
- [140] D.J. Eisenstein et al. Spectroscopic target selection for the Sloan Digital Sky Survey: The Luminous red galaxy sample. *Astron.J.*, 122:2267, 2001.
- [141] V. Petrosian. Surface brightness and evolution of galaxies. *Astrophys.J.*, 209:L1–L5, 1976.
- [142] C.E. Cunha, M. Lima, H. Oyaizu, J. Frieman, and H. Lin. Estimating the Redshift Distribution of Photometric Galaxy Samples II. Applications and Tests of a New Method. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 396:2379–2398, 2009.
- [143] M. Lima, C.E. Cunha, H. Oyaizu, J. Frieman, H. Lin, et al. Estimating the Redshift Distribution of Faint Galaxy Samples. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 390:118, 2008.

- [144] E. Hog, C. Fabricius, V.V. Makarov, S. Urban, T. Corbin, et al. The Tycho-2 catalogue of the 2.5 million brightest stars. *Astron.Astrophys.*, 355:L27–L30, 2000.
- [145] W.J. Percival, R.C. Nichol, D.J. Eisenstein, J.A. Frieman, M. Fukugita, et al. The shape of the SDSS DR5 galaxy power spectrum. *Astrophys.J.*, 657:645–663, 2007.
- [146] A.G. Sánchez, M. Crocce, A. Cabré, C.M. Baugh, and E. Gaztañaga. Cosmological parameter constraints from SDSS luminous red galaxies: a new treatment of large-scale clustering. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 400:1643–1664, December 2009.
- [147] E. Gaztañaga, A. Cabré, and L. Hui. Clustering of Luminous Red Galaxies IV: Baryon Acoustic Peak in the Line-of-Sight Direction and a Direct Measurement of $H(z)$. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 399:1663–1680, 2009.
- [148] N.P. Ross et al. The 2dF-SDSS LRG and QSO Survey: the LRG 2-point correlation function and redshift-space distortions. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 381:573–588, October 2007.
- [149] E.V. Linder. Cosmic growth history and expansion history. *Phys.Rev.*, D72:043529, 2005.
- [150] A. Cabré and E. Gaztañaga. Clustering of luminous red galaxies I: large scale redshift space distortions. *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*, 393:1183–1208, 2009.
- [151] J.L. Tinker, E.S. Sheldon, R.H. Wechsler, M.R. Becker, E. Rozo, Y. Zu, D.H. Weinberg, I. Zehavi, M. Blanton, M. Busha, and B.P. Koester. Cosmological Constraints from Galaxy Clustering and the Mass-to-Number Ratio of Galaxy Clusters. *ArXiv e-prints astro-ph.CO:1104.1635*, April 2011.
- [152] S.A. Thomas, F.B. Abdalla, and O. Lahav. The Angular Power Spectra of Photometric SDSS LRGs. *arXiv:astro-ph.CO/1011.2448*, 2010.

