

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Física Teórica I



TESIS DOCTORAL

Magnificación cósmica en el Dark Energy Survey

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Rafael Ponce Aguilar

Director

Ignacio Sevilla Noarbe

Madrid, 2015



Centro de Investigaciones Energéticas, MedioAmbientales y Tecnológicas

* * *

Dpto. Física Teórica I

Facultad de Ciencias Físicas

Universidad Complutense de Madrid

Magnificación Cósmica en el Dark Energy Survey

Tesis presentada por

Rafael Ponce Aguilar

para optar al grado de Doctor

y dirigida por el

Dr. Ignacio Sevilla Noarbe

Madrid - 13 de octubre de 2014



Abstract

In this thesis, we measure galaxy number counts magnification due to Large Scale Structure of the Universe using cross-correlations of galaxy samples at different redshifts. We use these measurements to fit the bias of the foreground galaxies and recover the cosmological parameters more sensitive to this analysis, σ_8 and Ω_M .

We use Luminous Red Galaxies (LRGs) as a lens sample and normal galaxies as a source sample. Both lens and source galaxies will be drawn from the first data, from the Dark Energy Survey, called Science Verification A1 (SVA1).

We present the first detection of magnification by LRGs in SVA1. To develop this work we will further address the main systematic errors afflicting magnification, notably photo-z characterization and detection completeness/obscuration. Our results are compatibles with WMAP9 and Planck, however the SVA1 region is still small, so the statistical error is large and the results are not competitive yet, but we have demonstrated that the method is working properly.

*A mi madre y a mi hermano,
por todo lo que hemos vivido juntos.
A Ana y a Ender,
por estar ahí.*

We have to dream in order to survive. **Doctor Beverly Crusher.** Star Trek - The Next Generation: Night Terrors, ep. 17, seas. 4, 1991.

Agradecimientos

Escribir los agradecimientos resulta ser especialmente difícil ya que este trabajo ha sido posible con la ayuda de mucha gente. No sólo con la de aquellos que me han acompañado en estos casi cinco años, sino también de aquellos que me han acompañado a lo largo de mi vida, ya que gracias a ellos he forjado el carácter y la paciencia necesarias para finalizar este trabajo.

En primer lugar, agradezco a Nacho, que depositó su confianza en mí desde el principio y ha luchado conmigo durante todo este tiempo. Agradezco también a Eusebio, de quien he aprendido mucho.

Quiero agradecer también a Juan, David, Ana y Santi, por hacer interesantes las n -reuniones ($n \rightarrow \infty$) que hemos compartido. A Enrique, quien me proporcionó el código teórico, a Martín, a Pablo y a Francisco, por la simulación, a Ramón, Carles y en especial a Pol, por el *photoz* y a todos ellos, junto con Anne, por hacer entretenidos los meetings y por las discusiones que finalmente han permitido llevar este trabajo a buen puerto.

Agradezco también a mis compañeros del CIEMAT, con quienes he compartido/perdido mucho tiempo. A Javi, Edu, Manu G., Bárbara, Bruno, Julia, Dani, Javier S., Nacho C., Cristina, Carmen, Mariano, Jose, Adri, Alberto (el rubio), Antonio, Aurelio (con quien tuve la esperanza de hacerme rico), Miguel Ángel, Isa y Carlos (el inge, gracias por hacer interesante la hora de la comida y por las charlas de Star Trek). A mis compañeros de despacho, a quienes he aprendido a querer/odiar, Jorge y Manu. También he de agradecer a Ricardo, Juanjo y especialmente a Miguel, ya que además de haberse convertido en un gran amigo, sin su ayuda seguramente este trabajo no habría sido posible.

Me gustaría agradecer a Conchita, Alicia y Sonia, quienes han gestionado los

trámites burocráticos de cada uno de mis viajes. También quisiera mencionar al *break segmentation violation*, error de ROOT que me incitó a utilizar C y Python. Es justo mencionar también a mis compañeros de facultad, Fer madrid, Fuente, Odín y Raffa y en especial a Edwin y a Jaime.

Agradezco también a mis grandes amigos: Fernando V., Carlo Mario P., Kelvin y Chrisito, y cómo no, hay que mencionar a Athor, que nos acompañó durante muchos años. También mencionar al Toe y a la Rebe, junto con Alej (la que tendría que haber sido mi ahijada de no ser por los viajes de curro) y Raúl.

Agradezco especialmente a Ana y a Ender, que iluminan mi vida en el día a día y a quienes quiero mucho. Y a mi familia, a mi madre Gladys, a mi hermano Manolo, a mi cuñada Catherine, a mis primas Carmen y Piluki, a mi sobrina Ana (la bicha) y a Fran y a Yoli y a mi tita, a quien quiero mucho, os doy las gracias por todo.

También he de agradecer a mis sobrinos Rafita, Martita, Pablo y Dani y a mi hermana Carmela, de quien tengo buenos recuerdos aunque llevemos mucho sin vernos. A mi tía Ana María, mi tía Pili, mi tío Hugo y mis primos Andrés, Joaquín y Paulina.

Finalmente, quiero agradecer a todos aquellos que se han cruzado conmigo en algún momento de mi vida y han contribuido a que sea quien soy. Gracias.

Índice general

1. Introducción	1
2. Modelo estándar, ΛCDM	7
2.1. Principio cosmológico	8
2.2. Teoría del Big Bang	8
2.3. Relatividad General: dinámica del Universo en expansión	9
2.4. Evidencias observacionales del modelo estándar	13
2.5. Materia Oscura	19
2.6. Energía Oscura	20
2.7. Métodos de estudio de la energía oscura	21
2.7.1. Métodos principales	21
2.7.2. Métodos alternativos	26
2.8. Parámetros cosmológicos	29
3. Magnificación Cósmica	31
3.1. <i>Bias de magnificación</i>	33
3.2. Estimador utilizado para la detección de la magnificación cósmica	36
3.2.1. Función de correlación a dos puntos	36
3.2.2. Función de cross-correlación a dos puntos	38
3.2.3. Función de auto-correlación y cross-correlación en armónicos esféricos	40
3.3. Espectro de potencias $P(k)$	43
3.3.1. Bias galáctico	44
3.3.2. Efectos no lineales y distorsiones en el espacio de z	45

3.3.3.	Función de cross-correlación angular a partir del espectro de potencias $P(k)$	49
3.4.	Efectos sistemáticos	53
3.4.1.	Desplazamiento al rojo fotométrico	53
3.4.2.	Profundidad del muestreo y máscara	54
3.4.3.	Contaminación estelar	57
3.4.4.	Extinción en el medio interestelar	57
3.4.5.	Masa de aire o extinción atmosférica	58
3.4.6.	Brillo de cielo	58
3.4.7.	Turbulencia atmosférica o <i>Seeing</i>	59
3.4.8.	Polvo galáctico en las fuentes	59
3.5.	Efectos estadísticos	60
3.5.1.	Varianza cósmica	60
3.5.2.	Error de Poisson	61
3.6.	Detecciones: repaso histórico y estatus actual	61
4.	Herramientas Computacionales	67
4.1.	Motivación	67
4.2.	Posibles soluciones	68
4.2.1.	Pixelización	68
4.2.2.	OpenMP	69
4.2.3.	Interfaz de paso de mensajes	69
4.2.4.	Algoritmos de árbol o <i>Tree Code</i>	70
4.2.5.	Unidad de procesamiento gráfico o GPU	70
4.3.	Optimización del cálculo	72
4.4.	GPU 2 Point angular Correlation Function (GP2PCF)	75
4.5.	Precisión en GPUs: Desventajas de la representación en precisión simple	77
4.6.	Conclusiones	77
5.	El proyecto DES	81
5.1.	Objetivos	81
5.2.	DECam	83
5.3.	El Telescopio Blanco	87

5.4.	El sistema de gestión de datos (DESDM)	88
5.5.	Estrategia de observación	90
5.6.	<i>Photoz</i> y su calibración	91
6.	Magnificación cósmica en DES: simulaciones	95
6.1.	La simulación MICE	96
6.2.	Método de medida	98
6.2.1.	Selección de la muestra: <i>photoz</i>	98
6.2.2.	Selección de la muestra: cortes en magnitud sobre la muestra fuente	103
6.2.3.	Estimación del parámetro $\alpha(m)$	105
6.2.4.	Incertidumbre estadística	111
6.2.5.	Sistemáticos	119
6.3.	La magnificación cósmica como un efecto acromático	138
6.4.	Detección	139
6.5.	Resultados: Medida del bias galáctico	139
6.6.	Resultados: Determinación de los parámetros cosmológicos	144
6.7.	Conclusiones: simulación MICE	148
7.	Magnificación cósmica en DES	155
7.1.	Selección del área de estudio	155
7.2.	Selección de la muestra: <i>photoz</i>	160
7.3.	Selección de la muestra: cortes en magnitud sobre la muestra fuente .	161
7.3.1.	Estimación del parámetro $\alpha(m)$	161
7.4.	Incertidumbre estadística	165
7.5.	Sistemáticos	165
7.5.1.	Desplazamiento al rojo fotométrico o <i>photoz</i>	169
7.5.2.	Extinción, masa de aire, brillo de cielo y <i>seeing</i>	174
7.5.3.	Polvo galáctico	176
7.6.	Máscara: generación del catálogo aleatorio	180
7.7.	Detección	182
7.8.	Resultados: Medida del bias galáctico de las LRGs	187
7.9.	Resultados: Medida de los parámetros cosmológicos Ω_M y σ_8	191

7.10. Conclusiones: DES	192
8. Conclusiones	199
A. DES-MICE: Figuras	203
B. DES-SPTE: Figuras	209
Referencias	214

Capítulo 1

Introducción

A lo largo de la historia, el hombre siempre se ha hecho preguntas sobre el Cosmos y su origen. Con el paso del tiempo, se ha dado cuenta que éste era más grande y complicado de lo que jamás llegó a imaginar. Pasó de una concepción basada en movimientos planetarios y estrellas fijas a darse cuenta de que la contribución de estos astros era insignificante en comparación con el contenido energético del Universo. Durante el siglo XX, el descubrimiento de la energía y la materia oscuras han supuesto una revolución en nuestra manera de entender la cosmología y comprender su naturaleza se ha convertido en uno de los grandes desafíos de la física del siglo XXI.

De observaciones como el defecto en el brillo de las supernovas de tipo Ia [1, 2] nace la hipótesis de que el Universo está experimentando una expansión acelerada debido a la existencia de una presión negativa de origen desconocido a cuyo agente se llamó *energía oscura*. Posteriormente, con el refinamiento de la instrumentación, se han podido llevar a cabo otros experimentos, entre ellos la medida de la distribución espacial de galaxias [3, 4] o la tomografía de la distribución de materia utilizando la señal de magnificación producida por el efecto de lente gravitacional débil [5]. Éstos han permitido confirmar la hipótesis de la existencia de la energía oscura.

Gracias a estos resultados y a muchos otros se construye el hoy conocido como modelo estándar cosmológico o Λ CDM. De acuerdo con este modelo, el Universo tiene una geometría euclídea y está formado por aproximadamente un 68 % de energía oscura, un 27 % de materia oscura y un 5 % de materia bariónica [6] (ver Figura 1.1).

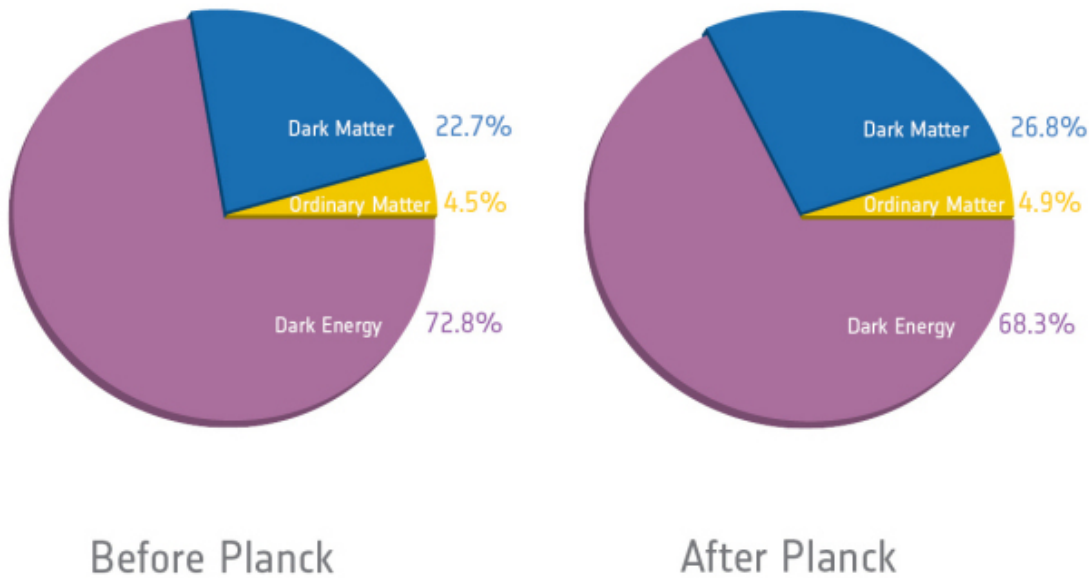


Figura 1.1: Contenido de materia y energía en el Universo antes y después de los resultados de Planck.

La existencia de la Radiación de Fondo de Microondas [7–12] (CMB, siglas de *Cosmic Microwave Background*, descubierta por Penzias y Wilson en 1965) y las medidas que se han hecho de ella, gracias a satélites como COBE [7], WMAP [11] y Planck [12] (ver Figura 1.2), son las más precisas que tenemos hoy en día, y confirman el modelo Λ CDM.

Los cartografiados de galaxias, que nos permiten determinar la distribución de materia visible y nos aportan información sobre las condiciones iniciales del Universo y su evolución temporal, son también una herramienta muy poderosa para contrastar el modelo Λ CDM. Los cartografiados, además de la posición angular de los objetos, nos proporcionan información sobre su velocidad de recesión a través del *desplazamiento al rojo* (z). Tradicionalmente el desplazamiento al rojo se obtiene a partir de los espectros de los objetos observados. Sin embargo esta técnica, aunque muy precisa, requiere mucho tiempo de observación, lo que la hace ineficiente si se quiere cartografiar una gran parte del cielo. Por esta razón se ha desarrollado otra técnica que, aunque menos precisa, nos permite obtener los desplazamientos al rojo de un gran número de galaxias. Consiste en la utilización de varios filtros de manera que, a

partir de la medida de la intensidad luminosa en cada uno de ellos, se puede reconstruir de forma aproximada el espectro de los objetos observados y a partir de éste estimar el desplazamiento al rojo. La precisión y profundidad de los cartografiados fotométricos depende principalmente del número de filtros y del rango de frecuencias que cubren y el desplazamiento al rojo obtenido de esta manera recibe el nombre de *photoz*.

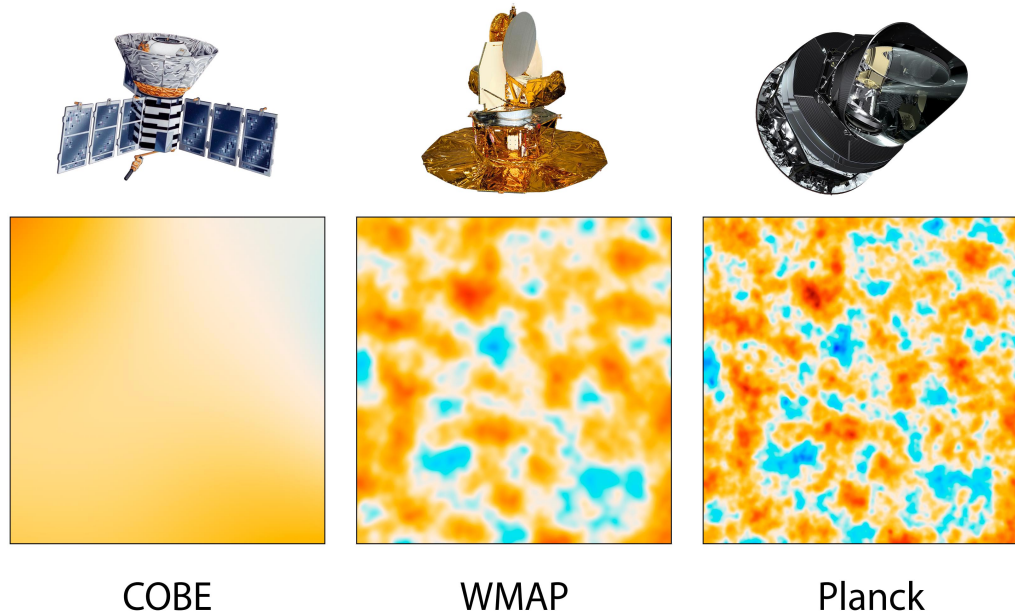


Figura 1.2: Resolución de los distintos satélites que han medido el CMB. Imagen tomada de <http://photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/PIA16874>.

El primer cartografiado de galaxias fue el *Center for Astrophysics Survey* de Harvard en 1977 [13] y desde entonces, con la mejora de los instrumentos y el incremento de observatorios alrededor del mundo, se han ido haciendo cartografiados cada vez más completos y más profundos hasta llegar al *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) [14]. Éste fue el primer cartografiado digital y es también el más completo del que disponemos en la actualidad.

Para el desarrollo de esta tesis se estudiará la señal de magnificación cósmica de los primeros datos del *Dark Energy Survey* (DES)¹. Este proyecto vio su primera

¹<http://www.darkenergysurvey.org/>

luz a finales del año 2012 y pretende cubrir un octavo del cielo en cinco bandas fotométricas. Por su área (5000 grados cuadrados) y profundidad ($z \sim 1.4$) el proyecto DES promete ser la referencia para los astrónomos de todo el mundo durante los próximos 10 o 15 años. Los datos que se usan en esta tesis se han tomado durante la etapa de *Science Verification*, cuyo objetivo es estudiar la calidad de los mismos y corregir posibles defectos en los sistemas del telescopio y/o la cámara.

DES fue concebido pensando especialmente en el estudio de la energía oscura, mediante el uso de cuatro técnicas principales [15]: el diagrama de Hubble de las Supernovas de tipo Ia, la tomografía de la distribución de materia usando lentes gravitacionales débiles, la abundancia de cúmulos de galaxias y las oscilaciones acústicas de bariones (BAO, del inglés *Baryon Acoustic Oscillations*). Sin embargo hay otros métodos para estudiar las propiedades de la energía oscura como son la *la señal de magnificación*, llamado también *bias de magnificación*, las distorsiones en el espacio de desplazamientos al rojo (RSD, del inglés *Redshift Space Distortions*), etc.

La señal de magnificación, tema principal de la tesis, se observa sobre la función angular de correlación cruzada de dos muestras de galaxias, físicamente separadas en desplazamientos al rojo, y mide la influencia de la materia a través del aumento o disminución del brillo de las galaxias por efecto lente gravitacional. A esta función en adelante la llamaremos función de *cross-correlación*. El efecto de magnificación resulta ser sensible a la densidad de materia del Universo (Ω_M) y a la amplitud de sus fluctuaciones (σ_8). La medida de estos parámetros, es independiente de la obtenida por otros métodos como el CMB, y proporciona una restricción adicional a las características de la energía oscura, especialmente si se hace a varios desplazamientos al rojo. Asimismo, constituye un test de consistencia de la *Relatividad General*.

La señal de magnificación es una de las consecuencias del efecto lente producido por la materia y ha sido ampliamente estudiado en el pasado (ver sección 3.6). Su estudio se ha llevado a cabo con los datos de cartografiados como el SDSS o el *Canada-France-Hawaii Telescope Lensing Survey* (CFHTLS) [16].

En este trabajo se presenta el estudio de la magnificación cósmica en un nuevo conjunto de datos, a través de su señal en la cross-correlación de dos muestras de galaxias, haciendo uso de nuevas herramientas computacionales desarrolladas especialmente para ello, como son: simulaciones de N-cuerpos, para recrear el Universo, y

un código de análisis de datos que aprovecha la potencia del *hardware* especialmente diseñado para videojuegos. Este código permite calcular las funciones de correlación en una fracción del tiempo necesario para hacerlo con *hardware* convencional, reduciendo el tiempo de cálculo de días a minutos.

En el capítulo 2 se expone en detalle el modelo estándar cosmológico Λ CDM. El capítulo 3 estará dedicado a entender cómo la magnificación cósmica modifica la función de cross-correlación de galaxias. A lo largo del capítulo 4 se presentarán diversas herramientas computacionales que se han desarrollado con el fin acelerar el cálculo de la función de correlación ya que, computacionalmente hablando, es especialmente costoso. En el capítulo 5 se presentará formalmente el proyecto DES. A lo largo del capítulo 6 se expondrá el método utilizado para obtener la cosmología a partir del uso de simulaciones de N-cuerpos diseñadas para el proyecto DES y en el capítulo 7 se aplicará a los primeros datos del proyecto. Finalmente en el capítulo 8 se presentarán las conclusiones finales de este trabajo.

Capítulo 2

Modelo estándar, Λ CDM

La cosmología es la ciencia que estudia el origen, la estructura y la evolución del Universo. Se basa en la observación y en la experiencia para establecer leyes de carácter general comparando distintas aproximaciones al mismo problema e interpretando los fenómenos observados dentro de un marco común o modelo cosmológico. Aplicar el método científico al conocimiento del Universo es especialmente difícil ya que sólo hay uno, es decir, que no podemos compararlo con otro ni salir de él y observarlo desde fuera. Tampoco podemos elegir el lugar y el instante de observación y por supuesto no sabemos si la parte que observamos del cosmos es realmente representativa del Universo como un todo.

A pesar de las dificultades intrínsecas al estudio del Universo, los modelos cosmológicos intentan explicar los fenómenos que se han ido observando a lo largo de los años. Hasta el momento el modelo que mejor concuerda con las observaciones es el llamado Λ CDM y gracias a esto es también conocido como modelo estándar cosmológico. Este modelo, haciendo uso de la teoría del Big Bang y de la hipótesis conocida como Principio Cosmológico, se construye sobre la sólida base de la teoría de la Relatividad General y, hasta la fecha, es el que mejor concuerda con las observaciones. Sin embargo aún no es capaz de explicar qué son la materia y la energía oscuras.

2.1. Principio cosmológico

Este principio, introducido por Einstein, dice que, más allá de las irregularidades locales, todas las regiones del Universo tienen estadísticamente las mismas propiedades y no existe ninguna dirección o posición privilegiada. Es decir, que el Universo es homogéneo e isótropo. Esta hipótesis ha sido refrendada por medidas del CMB y de la estructura a gran escala del Universo [17, 18]. El principio cosmológico, combinado con la Relatividad General, lleva a la predicción del Universo en expansión, la base de la teoría del Big Bang.

2.2. Teoría del Big Bang

En un principio el Universo era extremadamente denso, caliente y pequeño. La teoría general que describe la evolución del mismo recibe el nombre de teoría del Big Bang. Pese a la creencia popular, el Big Bang no fue una gran explosión, por lo menos no como entendemos una explosión, sino que por el contrario, fue un proceso en el cual el Universo empezó a expandirse a la par que se enfriaba y se hacía cada vez menos denso.

Tras miles de millones de años de evolución nos encontramos con un Universo poblado de galaxias que forman a su vez estructuras mayores, confirmando las predicciones del modelo de crecimiento por inestabilidad gravitatoria. Dicho modelo desarrolla la idea de que la materia oscura fría (no relativista) forma primero las estructuras pequeñas que posteriormente crecerán por acreción gravitatoria dando lugar a cúmulos y super-cúmulos de galaxias.

Una de las etapas más importantes de la evolución del Universo temprano, la cual podría haberse confirmado recientemente [19], recibe el nombre de *Periodo Inflacionario* o *Inflación* [20, 21] y, aunque tuvo lugar cuando el Universo apenas tenía 10^{-36} s y finalizó a los 10^{-32} s, es la responsable de que el Universo incrementara su tamaño un factor 10^{50} . Durante ésta las fluctuaciones cuánticas microscópicas incrementaron su tamaño dando origen a las fluctuaciones de densidad, responsables de la formación de estructuras.

A la etapa inflacionaria le sigue la *Era Hadrónica*, momento en que los gluones y los quarks quedan confinados en neutrones y protones. Al finalizar esta etapa se

alcanza el equilibrio entre nucleones seguido de lo que se conoce como *Nucleosíntesis Primordial*. Durante la nucleosíntesis primordial el Universo empieza a formar elementos ligeros como el hidrógeno y el helio en grandes cantidades a la par que se forman trazas de litio y otros elementos en cantidades despreciables. Esta etapa termina cuando aproximadamente el 90% de los protones se ha recombinado en átomos de hidrógeno y la temperatura del Universo está en torno a unos $3500K$ (380000 años). El final de este periodo se conoce como *Recombinación*. A partir de este momento el Universo se vuelve transparente a la radiación dando origen a la CMB. Nuestro entendimiento de estos procesos proviene del modelo estándar de la física de partículas.

2.3. Relatividad General: dinámica del Universo en expansión

La Relatividad General nace de la necesidad de encontrar una teoría que unificara la Relatividad Especial con la teoría de la gravitación de Newton. Esta teoría fue presentada por Einstein en 1915 a la Academia Prusiana de Ciencias e identifica la curvatura del espacio-tiempo con el campo gravitatorio [22]. Lo que nos dice la Relatividad General es que la presencia de materia curva el espacio y a su vez esta curvatura influye directamente en los movimientos de la materia [23]. Este comportamiento viene descrito por las ecuaciones de campo de Einstein:

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (2.1)$$

donde $G_{\mu\nu}$ es el tensor de Einstein que describe la evolución y curvatura del espacio-tiempo y se puede reescribir en función del tensor de Ricci, $R_{\mu\nu}$,

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (2.2)$$

R es el escalar de curvatura de Ricci, $g_{\mu\nu}$ el tensor métrico, Λ la constante cosmológica y $T_{\mu\nu}$ el tensor energía momento. Para el caso de un fluido perfecto el tensor $T_{\mu\nu}$

puede expresarse como:

$$T_{\mu\nu} = (\rho + p)u_\mu u_\nu + pg_{\mu\nu} \quad (2.3)$$

siendo ρ la densidad de energía, p la presión y u_μ la cuadrivelocidad.

La métrica más general que describe un universo homogéneo e isótropo, compatible con las observaciones de la estructura a gran escala es la de Lemaître-Friedmann-Robertson-Walker (LFRW) cuyo intervalo espacio-temporal, en coordenadas esféricas comóviles, viene dado por [24]:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right] \quad (2.4)$$

El parámetro $a(t)$ se conoce como factor de escala y determina la escala de distancias del Universo. Se escoge tal que en el presente $a(t_o) = 1$. El parámetro k puede tomar los valor 1, 0 ó -1 correspondientes con una geometría cerrada, plana o abierta respectivamente.

Para el caso de un fluido perfecto en un universo en expansión, con constante cosmológica y haciendo uso de la métrica LFRW, las ecuaciones de campo se reescriben como (ecuaciones de Friedmann [25]):

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{k}{a^2 R_0^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (2.5)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} \quad (2.6)$$

Si añadimos la condición de continuidad para el fluido:

$$\dot{\rho} = 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) \quad (2.7)$$

y consideramos que la radiación, la energía y la materia pueden describirse como fluidos barotrópicos, podemos escribir la ecuación de estado como:

$$w \equiv \frac{p}{\rho} \quad (2.8)$$

y la solución a la Ecuación 2.7 viene dada por:

$$\rho \propto a^{-3(1+w)} \quad (2.9)$$

El parámetro de la ecuación de estado, w , tomará distintos valores para diferentes tipos de fluidos:

- *Universo dominado por Materia (M)*: Para el caso de materia no relativista $p \ll \rho$, lo que implica que $w = 0$
- *Universo dominado por Radiación (rad)*: La radiación es un gas relativista por lo que $p = \frac{1}{3}\rho$ y $w = \frac{1}{3}$
- *Universo dominado por Constante Cosmológica (Λ)*: De la Ecuación 2.5 se asocia Λ a un fluido con densidad de energía $\rho \equiv \frac{\Lambda}{8\pi G}$. Dado que Λ debe ser constante con el tiempo, para que se cumpla la ecuación de continuidad, Ecuación 2.7, p debe valer $p = -\rho \equiv \frac{-\Lambda}{8\pi G}$, por lo que $w = -1$

Partiendo de la Ecuación 2.5 podemos definir la densidad crítica como aquella que hace $k = 0$, con $\Lambda = 0$:

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \quad (2.10)$$

A partir de la densidad crítica, ρ_c , podemos definir las densidades Ω_i en unidades de ρ_c , tal que $\Omega_i \equiv \rho_i/\rho_c$ con $i = M, \Lambda, rad$. Por lo que la primera ecuación de Friedmann (Ecuación 2.5) se expresa como:

$$H(a)^2 = H_0^2 (\Omega_M a^{-3} + \Omega_\Lambda + \Omega_{rad} a^{-4}) \quad (2.11)$$

donde los parámetros cosmológicos, H_0 y Ω_i hacen referencia a los valores actuales. Teniendo en cuenta que hoy consideramos $a(t_0) = 1$ y $H(t_0) \equiv H_0$, podemos escribir la expresión anterior como:

$$\Omega_M + \Omega_\Lambda + \Omega_{rad} = 1 \quad (2.12)$$

La densidad de radiación Ω_{rad} es despreciable en el presente y la contribución de la materia y la constante cosmológica son del mismo orden de magnitud, dominando

Λ (ver Figura 2.1).

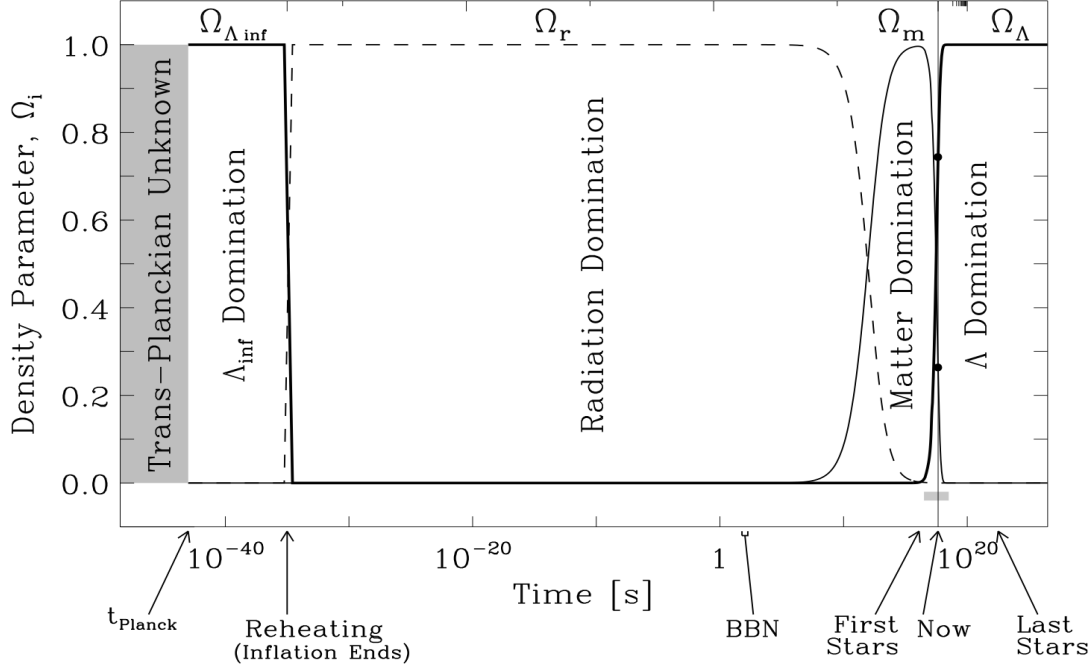


Figura 2.1: Evolución temporal de las densidades (Ω_i) del Universo.

Para estudiar el Universo en expansión a distintas épocas cosmológicas, podemos usar la relación entre el factor de escala y el desplazamiento al rojo:

$$z = \frac{\lambda_o - \lambda_{emit.}}{\lambda_{emit.}} \equiv \frac{1}{a(t_{emit.})} - 1 \quad (2.13)$$

donde λ_o hace referencia a la longitud de onda observada, mientras que $\lambda_{emit.}$ a la longitud de onda emitida. $a(t_{emit.})$ es el factor de escala correspondiente al momento en que se emitió la luz procedente del objeto que estamos observando.

A la distancia que existe entre dos observadores que se muevan con la expansión del Universo (observadores fundamentales) se la conoce como distancia comóvil y, en la línea de visión, se define como:

$$d_C = c \int_0^z \frac{dz'}{H(z')} \quad (2.14)$$

Si consideramos $z \ll 1$ entonces:

$$d_C = c \int_0^z \frac{dz'}{H(z')} \sim c \frac{z - 0}{H(0)} = c \frac{z}{H_0} \quad (2.15)$$

por lo que $d_C \sim \frac{c}{H_0} z$, que se corresponde con la ley de Hubble.

La distancia comóvil puede expresarse, para cualquier curvatura, como:

$$d_M = \begin{cases} d_H \frac{1}{\sqrt{\Omega_k}} \sinh[\sqrt{\Omega_k} \cdot d_C/d_H] & \text{para } \Omega_k > 0 \\ d_C & \text{para } \Omega_k = 0 \\ d_H \frac{1}{\sqrt{\Omega_k}} \sin[\sqrt{\Omega_k} \cdot d_C/d_H] & \text{para } \Omega_k < 0 \end{cases} \quad (2.16)$$

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

2.4. Evidencias observacionales del modelo estándar

Como se ha mencionado al principio de este capítulo, el modelo estándar ha sabido explicar, hasta la fecha, todas las medidas realizadas y las predicciones derivadas de él se han podido confirmar en un gran número de observaciones. A continuación se describen algunas de éstas.

1. *Isotropía y homogeneidad.* El Principio Cosmológico nos dice, a priori, que el Universo es homogéneo e isótropo y de las observaciones del CMB se sabe que el orden de la anisotropía es de 10^{-5} [17]. La homogeneidad se ha podido estudiar sobre la distribución de galaxias y se ha visto que para escalas de 100 *Mpc*, las inhomogeneidades son inferiores al 3%, lo que implica que el Universo observado es homogéneo con una precisión de aproximadamente 10^{-2} [18].
2. *Expansión del Universo.* En un principio, la idea de que el Universo estuviera en expansión no fue muy bien acogida, incluso el propio Einstein introdujo la constante cosmológica con la intención de describir un Universo estático. A pesar de esto la métrica LFRW ya contemplaba la expansión o la contracción del mismo. Sin embargo no es hasta Hubble que se hallaron indicios de su existencia. Hubble se dio cuenta de que, fuera del grupo local, todas las galaxias observadas se alejaban de nosotros. De alguna manera, todos los objetos que estaban lo suficientemente lejos para que las fuerzas gravitatorias entre ellos y

nosotros fueran despreciables, se estaban alejando. Esto lo llevó a proponer la Ley de Hubble, que relaciona el desplazamiento al rojo de los objetos con la distancia que nos separa de ellos [26], esta relación existe gracias a la expansión del cosmos. Lemaître, después de resolver las ecuaciones de Einstein de la Relatividad General, propuso que el Universo estaba en expansión [27].

El ritmo de expansión del Universo en el presente o constante de Hubble (H_0), fue medido por primera vez en la década de 1920 por el propio Hubble, obteniendo un valor de 500 km/s/Mpc [26]. En 1958, Allan Sandage obtuvo una nueva estimación de H_0 , obteniendo el valor de 75 km/s/Mpc [28]. Dicho valor, aunque estimado hace más de 50 años, se encuentra en buen acuerdo con las medidas actuales. En 2001 el *Hubble Key Project* [29] midió un valor para el ritmo de expansión presente de $H_0 = 72.0 \pm 8.0 \text{ km/s/Mpc}$. A lo largo de la última década el proyecto Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) ha proporcionado varias estimaciones para H_0 , siendo la mejor $69.7 \pm 2.4 \text{ km/s/Mpc}$ [30]. En el año 2011 se midió H_0 a partir de la observación de Cefeidas (un tipo de estrella variable) desde el óptico hasta el infrarrojo estimando un valor de $H_0 = 74.8 \pm 3.1 \text{ km/s/Mpc}$ [31].

Recientemente se han hecho públicos los resultados del satélite Planck [6] con la estimación más precisa de la constante de Hubble hecha hasta el momento, siendo $H_0 = 67.4 \pm 1.4 \text{ km/s/Mpc}$. Dicha estimación se encuentra en ligero desacuerdo con la medida obtenida a través de las Cefeidas.

3. *Abundancias de elementos ligeros.* De acuerdo con el modelo Λ CDM, durante la nucleosíntesis primordial se formaron determinados elementos ligeros como por ejemplo: D , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$, etc. El modelo permite calcular la abundancia de estos elementos en función del contenido de bariones del Universo ($\left(\frac{\Omega_B}{\Omega_\gamma}\right)$), cantidad que se puede medir en la CMB.

Dado que Ω_B rige todas las interacciones nucleares, nos permite predecir el ritmo de formación de isótopos. Las predicciones se pueden comparar con las abundancias obtenidas a partir de observaciones del medio intergaláctico y comprobar que están en buen acuerdo. En [32] se mide la abundancia de ${}^4\text{He}$, en [33–35] las abundancias de D , ${}^3\text{He}$ y ${}^7\text{Li}$ respectivamente y las abundancias

predichas se pueden ver en la Figura 2.2.

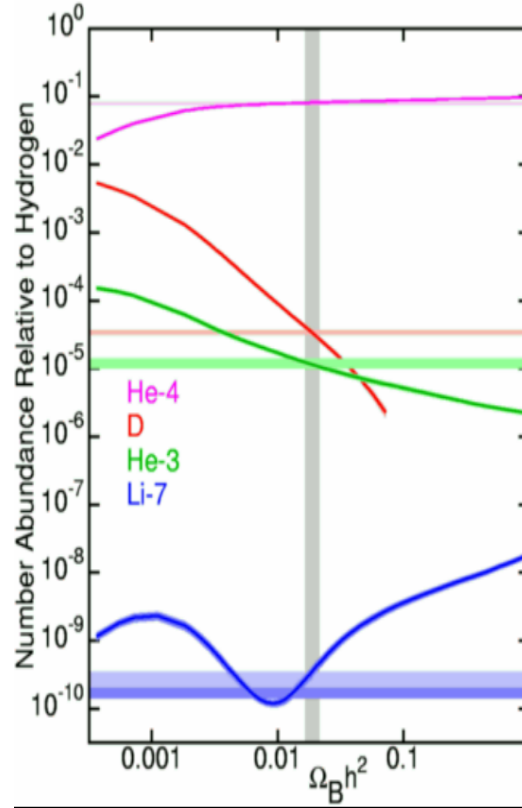


Figura 2.2: Abundancias relativas en función de la fracción de bariones para los isótopos ${}^4\text{He}$ (rosa), D (rojo), ${}^3\text{He}$ (verde) y ${}^7\text{Li}$ (azul). La banda gris vertical corresponde a la fracción de bariones medida en el CMB, lo que predice las abundancias de cada uno de ellos. Las bandas horizontales son las abundancias medidas experimentalmente. Excepto para el ${}^7\text{Li}$, el acuerdo con la teoría es bastante bueno. Figura tomada de <http://www.astro.ucla.edu/~wright/BBNS.html>.

Por tanto, todas las abundancias primordiales se describen perfectamente con un único valor de Ω_B , como predice la teoría. Éste es uno de sus éxitos más rotundos.

4. *Existencia del CMB.* La teoría del Big Bang nos dice que el CMB tiene su origen durante la etapa de *Recombinación*. Antes de ésta, la radiación es dispersada por los electrones del medio. Sin embargo, al producirse el cambio químico en el Universo, éste se vuelve transparente. Este momento se conoce como *instante de la última dispersión* y es cuando se crea el CMB. Esto ocurre cuando el

Un universo tenía apenas 380000 años y su temperatura alcanzaba los 3500 K. En el presente, tras aproximadamente 13 *Gaños*, los fotones liberados directamente después de la última dispersión se han enfriado por el efecto de la expansión y deberían observarse con una distribución de cuerpo negro. Gracias al satélite COBE [36] se pudo medir, por primera vez con precisión, la emisión térmica del CMB y se encontró una distribución de cuerpo negro perfecta correspondiente a una $T = 2.725 \pm 0.001 K$ (ver Figura 2.3), confirmando así las predicciones teóricas con una precisión asombrosa.

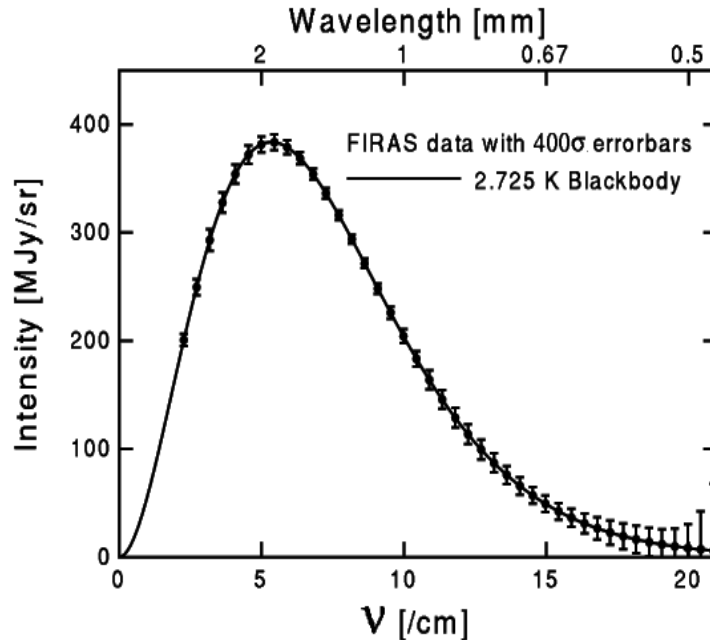


Figura 2.3: Espectro del CMB medido con el instrumento FIRAS del satélite COBE, junto con la emisión de un cuerpo negro con $T = 2.725 K$.

5. *Fluctuaciones en la CMB.* De acuerdo con la teoría, durante el *periodo inflacionario*, el Universo creció un factor 10^{50} y se amplificaron las fluctuaciones cuánticas que posteriormente serían las responsables de la formación de estructuras. La forma del espectro de potencias de las fluctuaciones se predice con gran precisión. El satélite Planck ha estudiado la fluctuaciones del CMB confirmando que éste se encuentra en extraordinario acuerdo con las predicciones del modelo Λ CDM [12] (ver Figura 2.4).

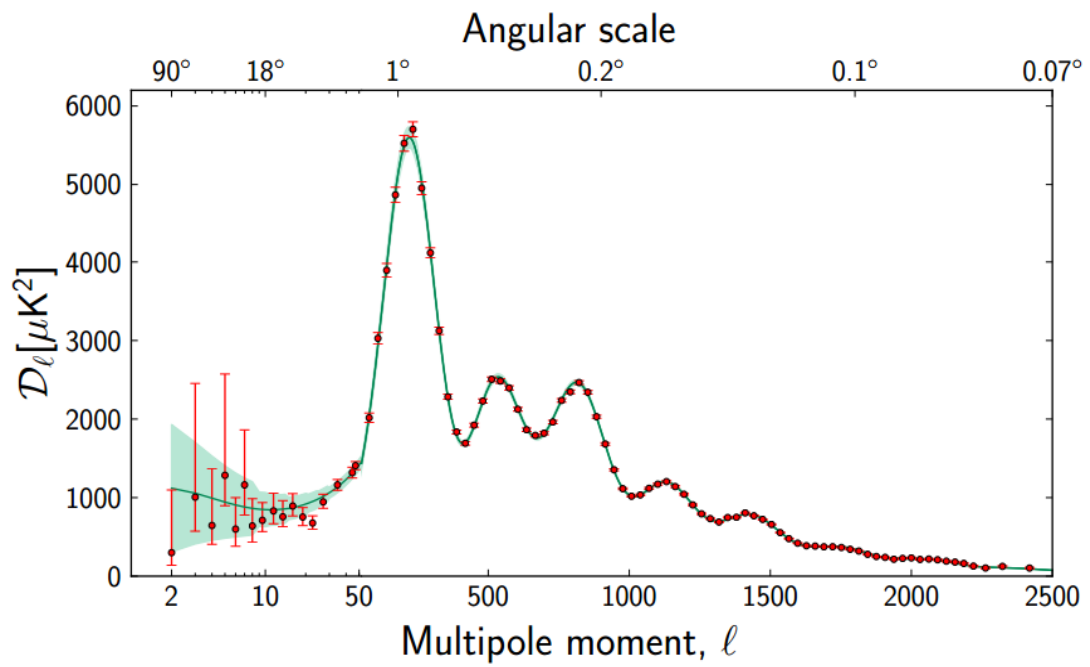


Figura 2.4: Espectro de potencias angular observado en las fluctuaciones del CMB por el satélite Planck. El modelo ΛCDM (línea verde) describe los datos con extraordinaria precisión. Imagen tomada de [12].

6. *La estructura a gran escala del Universo.* Las fluctuaciones de densidad provenientes del periodo inflacionario se convierten en regiones de acumulación de materia que, eventualmente, actúan de semillas para la formación de las estructuras observadas hoy en día, a través de la interacción gravitatoria. Las medidas actuales de la distribución de galaxias y cúmulos siguen perfectamente las predicciones de Λ CDM.
7. *Edad del Universo.* El modelo Λ CDM nos permite estimar su edad, en torno a unos 14 *Gaños*. Este resultado está en buen acuerdo con los obtenidos por técnicas que no dependen del modelo estándar para dar un valor y que nos sirven para contrastar si el modelo está en buen acuerdo con las observaciones. Por ejemplo, del estudio de la metalicidad en enanas blancas se ha podido estimar un límite inferior de 11 *Gaños* [37], del estudio del paso de estrellas en la fase de gigante roja a estrellas de baja masa, que se produce por la ignición del ciclo CNO, se ha estimado una edad aproximada de 15 *Gaños* [38, 39], etc.
8. *Dependencia de la temperatura con el desplazamiento al rojo, z .* El Universo se encuentra en constante enfriamiento debido a su expansión. Sin embargo para intentar explicar este hecho sin necesidad de hacer uso de la misma Fritz Zwicky introdujo la idea de los modelos de "luz cansada" [40, 41]. El modelo Λ CDM nos dice que el Universo se enfría acorde con $T \propto (1+z)$. Del estudio de las líneas de absorción en el espectro del gas intergaláctico se puede estimar una T del CMB para cada z correspondiente y comparar su dependencia temporal con distintos modelos cosmológicos [42, 43]. De esta comparación se pueden excluir los modelos de "luz cansada", entre otros. Es decir, los modelos que no necesitan de la expansión para explicar la dependencia de T con z .
9. *La inflación.* La inflación puede considerarse una teoría independiente del Big Bang o incluirse como parte del mismo. Esta teoría, propuesta por Alan Guth en 1981 [20], y casi simultáneamente por Andrei Linde [21] para explicar el problema de los horizontes causales y planitud del Universo. Predice, entre otras, la existencia de modos de polarización E y B en la CMB.

Los modos E, de acuerdo con la teoría, se corresponden con las ondas de densidad y fueron medidos en el año 2002 [44], confirmando una vez más las predic-

ciones de Λ CDM. Recientemente, el 17 de abril de 2014 el experimento BICEP 2 ha conseguido medir por primera vez los modos B [19], correspondientes al efecto de las ondas gravitacionales primordiales en el CMB. Este resultado está esperando ser confirmado por otros grupos de investigación para poder ser considerado la prueba definitiva de la existencia de un periodo inflacionario durante el proceso de formación del Universo. La inflación, aunque es utilizada por numerosos modelos cosmológicos, forma parte también del modelo estándar por lo que, de confirmarse, resultaría ser la prueba observacional más reciente que respalde al modelo Λ CDM.

2.5. Materia Oscura

El concepto de materia oscura nace de la necesidad de explicar varias observaciones que no se ajustaban a lo esperado, como por ejemplo: la curva de rotación de las galaxias espirales [45], la relación masa-luminosidad en las galaxias elípticas [46], la dispersión de velocidades en los cúmulos de galaxias [47], el efecto de lentes gravitacionales [48], etc. Para poder explicarlas hacía falta introducir la existencia de una componente de materia no observable. Ésta, teniendo en cuenta la CMB y las abundancias de elementos primordiales, se deduce que debe ser no bariónica y neutra y que contribuye con casi el 27% del contenido de energía total del Universo. Además el modelo Λ CDM nos dice que esta materia debe ser fría (no relativista) para poder explicar la formación de estructuras a partir del colapso gravitatorio.

Se ha especulado mucho sobre la naturaleza de la materia oscura. La hipótesis más aceptada es que está compuesta por partículas aún por descubrir que interactúan débilmente (además de gravitatoriamente) con la materia bariónica. Algunas extensiones supersimétricas del modelo estándar de partículas predicen la existencia de fermiones eléctricamente neutros. A estos fermiones se les conoce como neutralinos [49]. Los neutralinos son en sí mismos su partícula y anti-partícula y son uno de los principales candidatos a explicar la materia oscura. Existen hipótesis más allá del neutralino como son las partículas Kaluza-Klein [50, 51], o los axiones, partículas introducidas para explicar la violación CP fuerte [52]. Además podría ocurrir que la materia no bariónica no sólo dependiese de un único tipo de partículas, sino que

estuviera formada por varios tipos de los actuales candidatos u otras partículas.

Existe otro grupo de modelos, los modelos de gravedad modificada (MOG, del inglés *Modified Gravity*) como los NGT (del inglés *Nonsymmetric Gravitational Theory*) basados en una teoría gravitacional con tensor métrico no simétrico [53]. Aunque estos modelos afirmen que no necesitan hacer uso de la materia oscura para explicar cualitativamente las observaciones [54], aún están muy lejos de poder explicar las observaciones de manera cuantitativa mientras que el modelo estándar ya lo hace.

2.6. Energía Oscura

Existen numerosos modelos para intentar explicar el origen de la energía oscura, sin embargo lo que sabemos hoy en día es que ésta se comporta ejerciendo una presión negativa que, como consecuencia, produce una expansión acelerada del Universo. Esto se pudo comprobar mediante observaciones de supernovas de tipo Ia a finales del siglo pasado [1, 2]. Lo que se observó es que las supernovas más lejanas eran, en magnitud aparente, menos brillantes de lo esperado. La mejor alternativa para explicar este hecho fue aceptar la existencia de una aceleración en épocas cosmológicas recientes. Medidas posteriores de la escala de las BAO [3] y del CMB confirmaron su existencia, fijando su contribución al contenido energético del Universo en torno a un 68 % [6].

Hasta el momento la naturaleza de la energía oscura continúa siendo una incógnita, sin embargo las observaciones son compatibles con que la energía oscura se comporte como una constante cosmológica Λ , con una ecuación de estado $\omega = -1$.

Otros modelos proponen que el origen de la energía oscura esté en campos escalares con diferentes ecuaciones de estado ($-1 < \omega < -1/3$), lo que implica que la energía oscura sea un escalar de tipo *quintaesencia* [55]. Si $\omega < -1$ entonces será *energía fantasma* [56]. También hay modelos que proponen que el parámetro de la ecuación de estado ω tenga una dependencia con el desplazamiento al rojo, tal que $\omega \equiv \omega(z)$.

Hasta el momento la mejor manera de comparar modelos es desarrollando en

serie el parámetro ω en función del factor de escala del Universo, $a(t_0)$ tal que:

$$\omega(a) = \omega_0 + \omega_a(1 - a) = \omega_0 + \omega_a \frac{z}{1 + z} \quad (2.17)$$

donde cada modelo nos proporciona una predicción para ω_0 y ω_a .

De entre todos los modelos, hay algunos que resultan ser alternativas serias a la constante cosmológica. Entre ellos están los modelos de gravedad modificada (MOG) como el $f(R)$ [57] que propone reemplazar el escalar de Ricci (R) por una función $R + f(R)$.

A pesar de la gran variedad de modelos, en la actualidad el que mejor se adapta a las observaciones es el modelo Λ CDM, con $\omega = -1$.

2.7. Métodos de estudio de la energía oscura

Existen dos tipos de métodos para el estudio de la energía oscura, geométricos y de evolución. Los geométricos se basan en la medida de distancias mientras que los de evolución se relacionan con el crecimiento de la estructura a gran escala del Universo.

En 2006 se publicó el primer informe del *Dark Energy Task Force* [15] donde, tras un estudio exhaustivo, se concluyó que los métodos más sensibles son los cuatro que se detallarán seguidamente. Sin embargo existen otros métodos que se han desarrollado desde entonces.

2.7.1. Métodos principales

1. *La abundancia de cúmulos.* El número de cúmulos de galaxias por unidad de volumen para un intervalo de masa a un cierto desplazamiento al rojo es sensible a la energía oscura a través del factor de crecimiento de las fluctuaciones de materia [58, 59]. Este método es muy sensible a las propiedades de la energía oscura, pero exige la identificación y medida de cúmulos a alto desplazamientos al rojo, lo que presenta tanto dificultades desde el punto de vista teórico como desde el punto de vista observacional. El problema teórico radica en la dificultad de caracterizar la densidad de cúmulos, actualmente este cálculo

está descrito en [60–62]. Observacionalmente, las dificultades pasan por encontrar los cúmulos y estimar su masa. Uno de los métodos que se utiliza para esto es el uso del efecto Sunyaev-Zel’dovich [63] sobre la CMB, debido al efecto Compton inverso que se da cuando un fotón del CMB de baja frecuencia colisiona con electrones altamente energéticos y como consecuencia su espectro se ve ligeramente desplazado a una frecuencia mayor. Existen otros métodos como la emisión de rayos X o el uso del efecto lente gravitacional. Aunque todavía no existen observaciones de cúmulos suficientemente lejanos, se espera poder aplicar este método en la siguiente generación de cartografiados, lo que permitirá aumentar mucho la precisión en las medidas de la energía oscura.

2. *Las oscilaciones acústicas de bariones, BAO.* En el Universo primitivo, 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 creando un proceso de atracción y repulsión. Éste forma ondas acústicas en el plasma que se propagan hasta el momento del desacoplo entre la materia bariónica y la radiación.

Cuando la materia se desacopla de la radiación, las ondas acústicas que se propagaban en el plasma se detienen a una distancia dada por el horizonte acústico, el cual es calculable a partir de primeros principios. Esta distancia es característica de las BAO (ver Figura 2.5) y su tamaño se verá modificado únicamente por la expansión del Universo. Por esta razón es posible utilizar la escala de las oscilaciones acústicas de bariones como una regla estándar para medir distancias angulares a diferentes desplazamientos al rojo [3, 64] y de esta manera identificar la cosmología (ver Figura 2.6).

3. *Las supernovas de tipo Ia, SNIa.* Las SNIa se dan en sistemas binarios cuando una de las estrellas es una enana blanca y acreta materia que proviene de su compañera, una gigante roja, por interacción gravitatoria. Cuando esto ocurre la masa de la enana blanca se incrementa hasta que supera la masa límite de Chandrasekhar [68] y entonces explota como supernova de tipo Ia. La ventaja principal de las SNIa no sólo radica en que su mecanismo de generación es

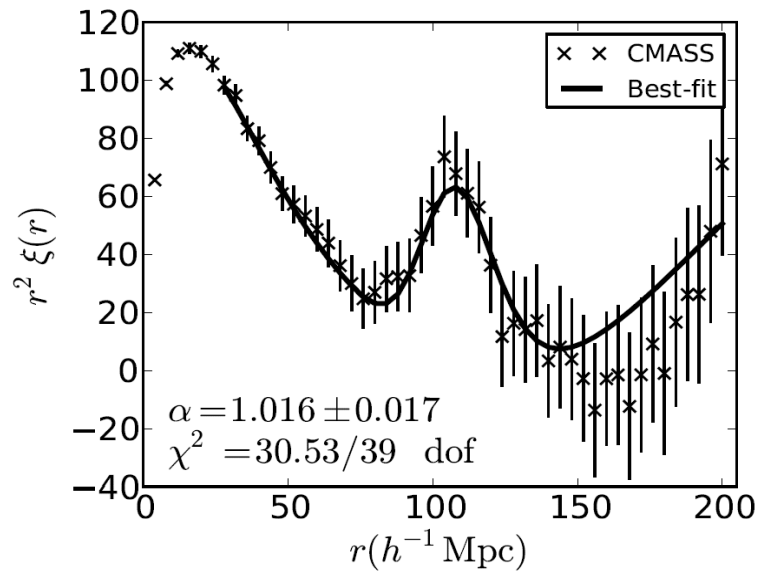


Figura 2.5: Función de auto-correlación espacial para $z \approx 0.57$ donde se aprecia el pico de las BAO. Se muestra tanto la función observacional (resultados de BOSS [65]) como la función teórica, viendo que están en buen acuerdo. Imagen tomada de [66].

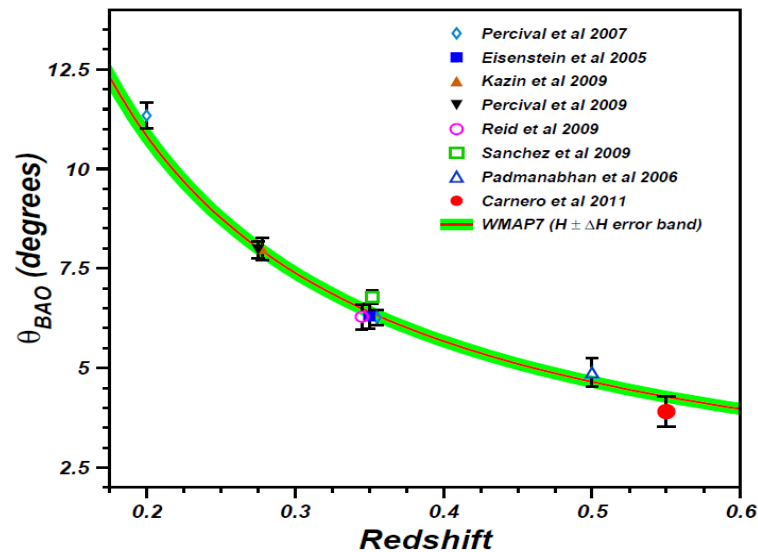


Figura 2.6: Evolución de la escala de las BAO con el desplazamiento al rojo. Imagen tomada de [67].

siempre el mismo, lo cual garantiza que todas tengan una curva de luz similar, sino que además presentan baja dispersión en su máximo de luminosidad (ver Figura 2.7), una vez aplicadas ciertas correcciones, lo que permite estimar con muy poco error su distancia. Por otro lado, la intensidad de este proceso es tan alta que algunas veces el brillo de la explosión es superior al brillo de la galaxia anfitriona y por ello se puede observar a grandes distancias.

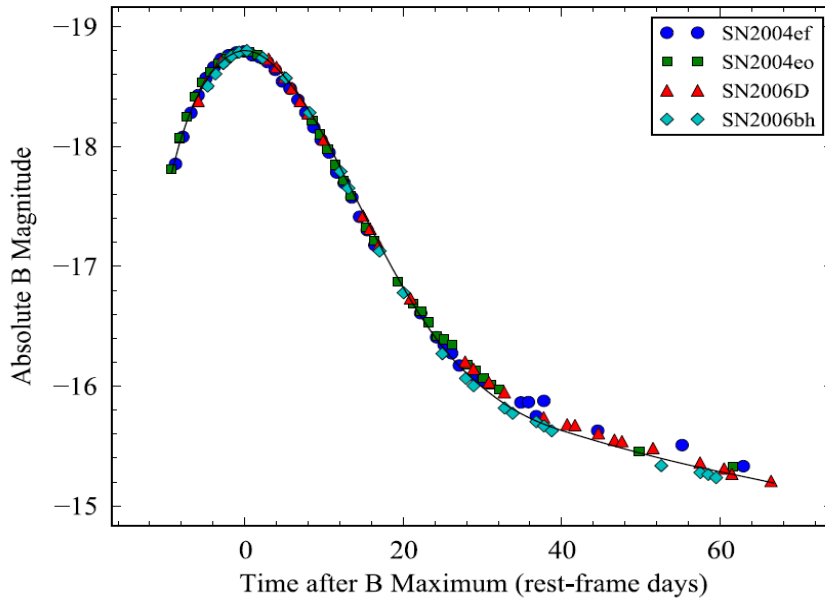


Figura 2.7: Curvas de luz de 4 supernovas de tipo Ia. Todas presentan una muy baja dispersión en su máximo de luminosidad. Imagen tomada de [69]

Este método permite estimar los parámetros cosmológicos a través de relacionar la distancia a la que se encuentran los objetos con su velocidad de recesión o desplazamiento al rojo (ver Figura 2.8) y es con el que originalmente se detectó la energía oscura.

4. *Lentes gravitacionales débiles.* El efecto de lente gravitacional débil se manifiesta al observar cómo la materia que hay entre el observador y los objetos introduce un cambio de forma en los mismos. Las propiedades estadísticas de estos cambios de forma están relacionadas con el campo de masa y por ende con los parámetros cosmológicos [71, 72].

En el hipotético caso de estar en un universo sin lentes gravitacionales, al

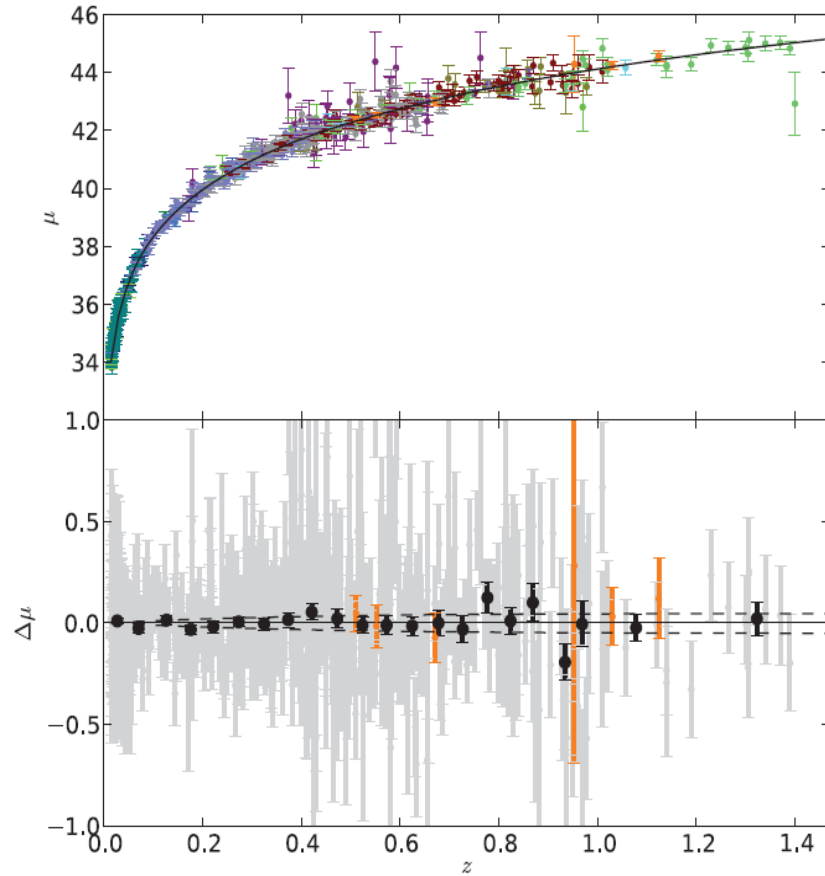


Figura 2.8: En el panel superior se muestra la evolución del módulo de distancia para las SNIa del catálogo *Union II* con el desplazamiento al rojo. La línea continua se corresponde con la cosmología Λ CDM. En el panel inferior se muestran los residuos entre los datos y la predicción teórica, tanto para cada uno de ellos (en gris) como para el valor medio de los mismos (en negro). Las líneas discontinuas hacen referencia a modelos con $\Delta\omega \pm 0.1$. Imagen tomada de [70].

estudiar estadísticamente la elipticidad de los objetos, deberíamos ver que ésta, a primer orden, se reparte de manera aleatoria. Sin embargo se observa que para distintos desplazamientos al rojo, las elipticidades tienden a ordenarse en torno a una región que es donde está más concentrada la materia. A este ordenamiento se le conoce como campo *shear* (ver Figura 2.9).

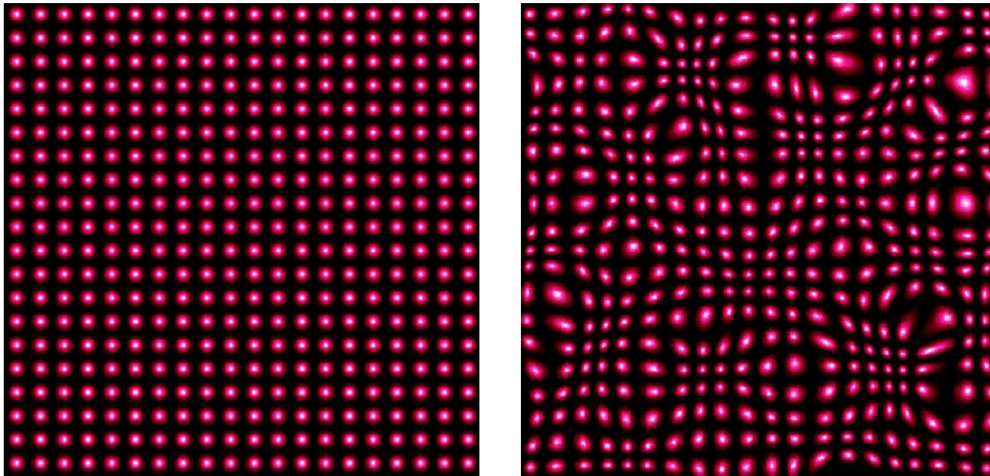


Figura 2.9: Simulación de las distorsiones producidas sobre las galaxias debido a la presencia de un campo de masas entre ellas y el observador. Imágenes tomadas de <http://gravitationallensing.pbworks.com/w/page/15553245/CosmicLensing>.

Algunos de los resultados obtenidos con este método pueden consultarse en [73, 74].

2.7.2. Métodos alternativos

1. Señal de magnificación, bias de magnificación o magnificación cósmica

El efecto lente gravitacional débil no sólo introduce un cambio de forma en la elipticidad de los objetos, también introduce una modificación de brillo y un ligero cambio de posición en los mismos (ver Capítulo 3). El estudio estadístico de estos dos últimos efectos se hace a través del *bias de magnificación* y consiste en intentar detectar la señal de la magnificación cósmica haciendo uso de funciones de cross-correlación entre dos muestras de galaxias físicamente separadas. El desarrollo de este método será el tema principal de esta tesis.

2. Efecto Alcock Paczyński

El efecto Alcock Paczyński [75] es un método geométrico que se basa en la idea de que la expansión cósmica se da en todas direcciones, por tanto si medimos los ritmos de expansión en la línea de visión (en escala de desplazamientos al rojo) y perpendicular a ella (en escala angular), éstos deberían ser iguales.

3. Distorsiones en el espacio de desplazamientos al rojo, RSD

Las RSDs, que se explicarán en la sección 3.3.2, son deformaciones observadas (en el espacio de z) en el agrupamiento de las galaxias, asociadas a sus velocidades peculiares. Permiten estudiar el crecimiento de estructuras a través de los productos $f(z)\sigma_8(z)$ y $b(z)\sigma_8(z)$ [76], donde $f(z)$ es la tasa de crecimiento, $b(z)$ es la relación entre la distribución de galaxias y la distribución de materia (sección 3.3.1) y σ_8 , explicado en la sección 2.8, representa las fluctuaciones de densidad.

4. Simulaciones de N -cuerpos

Gracias a la creación y mejora constante de los superordenadores, se abre una nueva posibilidad de estudiar el Universo a través de las simulaciones de N -cuerpos. Estas simulaciones, en la actualidad, representan el único medio para obtener predicciones teóricas precisas debido a que no existe una solución analítica para las fluctuaciones de densidad en todo el Universo. Las simulaciones se caracterizan por hacer evolucionar, bajo interacción gravitatoria, un número relativamente alto de objetos, del orden de decenas o centenas de millones, distribuidos siguiendo un espectro de potencias dado y con ellas se ha conseguido explicar, entre otras cosas, la formación de estructuras a partir de las fluctuaciones de densidad.

La primera gran simulación para el estudio de la estructura a gran escala del Universo, generada a partir del modelo Λ CDM, fue la simulación *Millennium* [77] que hizo públicos sus resultados en Junio de 2005. *Millennium* tomó como origen de tiempos el momento en que se creó el CMB y vio que la distribución de objetos resultante, después de contemplar una evolución en torno a 10 *Gaños*, mostraba las mismas propiedades estadísticas que datos reales (ver Figura 2.10).

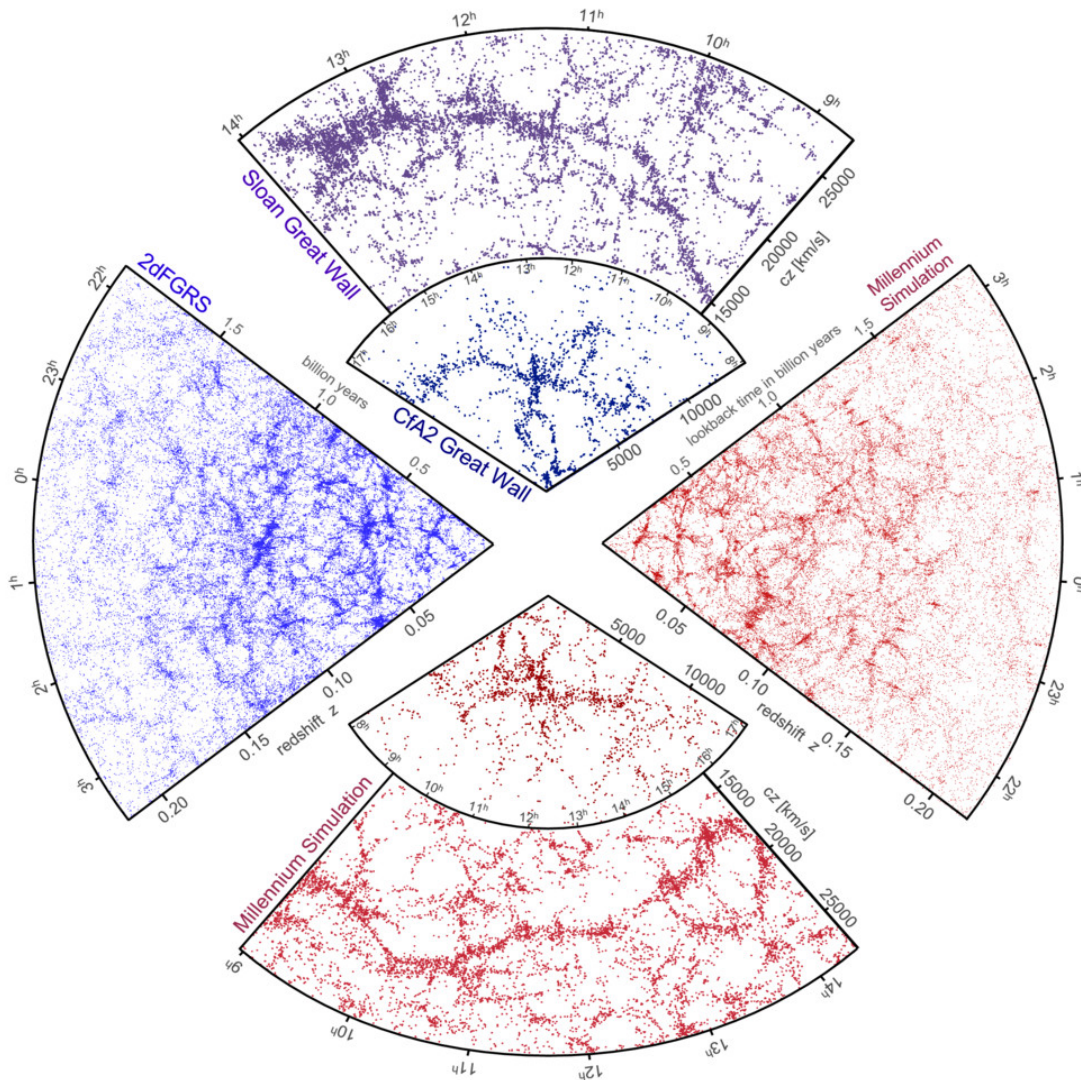


Figura 2.10: Comparación entre la distribución espacial de galaxias entre distintos cartografiados (azul) y la simulación Millennium (rojo). La simulación tiene las mismas propiedades estadísticas que los datos [78].

Con el paso del tiempo se han desarrollado nuevas y mejores simulaciones, casi todas hechas con el código Gadget-2 [79]. Para el desarrollo de esta tesis se ha hecho uso, principalmente, de la simulación MICE [80]. Esta simulación ha sido desarrollada por el proyecto *Marenostrum Institut de Ciències de l'Espai* de Barcelona.

Asimismo, para el estudio de algunos efectos sistemáticos se ha utilizado la simulación DC6b [81], desarrollada por Fermilab junto con la Universidad de Stanford para el proyecto DES. A pesar de su menor tamaño, su utilidad radica en la simulación de imágenes CCD basadas en las simulaciones cosmológicas, con lo que se pueden estudiar sistemáticos derivados del proceso de reducción de datos.

2.8. Parámetros cosmológicos

Uno de los grandes logros del modelo estándar es la elegancia y simplicidad con la que es capaz de ajustarse a las observaciones con tan sólo seis parámetros. Con estos parámetros el modelo puede describir el contenido de materia y energía en el Universo, proporcionarnos información sobre las estructuras, etc. En la Tabla 2.1 se muestran los seis parámetros básicos del modelo (de los que se infieren el resto) y los que se utilizarán durante el desarrollo de esta tesis. Dichos parámetros han sido obtenidos por el satélite Planck [6] a partir de observaciones del CMB.

De todos los parámetros, los más sensibles a la señal de magnificación, objeto de nuestro análisis, son el parámetro Ω_M , densidad de materia en el Universo, y el parámetro σ_8 , el cual describe la amplitud de las fluctuaciones de densidad para una esfera de universo de $8 \text{ Mpc}/h$ de diámetro, en coordenadas comóviles. Con este método, podemos tener medidas de estos parámetros independientes del CMB y complementarias a las obtenidas a través del campo shear.

Parámetros Básicos
$\Omega_b h^2 = 0.02207 \pm 0.00033$
$\Omega_c h^2 = 0.1196 \pm 0.0031$
$H_0 = 67.4 \pm 1.4$
$\tau = 0.097 \pm 0.038$
$n_s = 0.9616 \pm 0.0094$
$\ln(10^{10} A_s) = 3.103 \pm 0.072$
Parámetros Derivados
$\Omega_\Lambda = 0.686 \pm 0.020$
$\Omega_M = 0.314 \pm 0.020$
$\sigma_8 = 0.834 \pm 0.027$

Tabla 2.1: Parámetros cosmológicos medidos por el experimento Planck [6]. $\Omega_b h^2$ y $\Omega_c h^2$ representan la densidad física de materia bariónica y de materia oscura fría, H_0 mide el ritmo de expansión del Universo en el presente, τ es la profundidad óptica de reionización, n_s es el índice escalar que describe las fluctuaciones primordiales de densidad en el CMB y A_s es su amplitud, Ω_Λ y Ω_M son las densidades de energía oscura y de materia escritas en función de la densidad crítica, descrita por la Ecuación 2.10, y σ_8 es la amplitud de las fluctuaciones de densidad para esfera de $8 \text{ Mpc}/h$ de diámetro.

Capítulo 3

Magnificación Cósmica

Como se ha mencionado en la sección 2.7.2, el efecto de lente gravitacional débil genera dos señales. La primera de ellas, mencionada en 2.7.1, es la deformación cósmica o *cosmic shear* a través de las elipticidades observadas sobre una muestra de galaxias. El segundo efecto, la magnificación cósmica, también llamado *bias de magnificación* [82], consiste en estudiar el cambio de las magnitudes y las posiciones de los objetos [83].

El método observacional busca la señal de la magnificación cósmica en la función de cross-correlación angular de dos muestras de galaxias físicamente separadas. Teóricamente, de observarse una señal no nula, ésta tendrá su origen en el efecto producido por las lentes gravitacionales débiles.

De las dos muestras, la más cercana a nosotros, hará las veces de *lente gravitacional* por lo que recibirá el nombre de muestra lente. La muestra lejana, también llamada muestra fuente, tomará el papel de *faro*, de manera que al cross-correlacionar la muestra lente con diferentes submuestras de la muestra fuente, obtenidas a partir de cortes en bandas y en magnitudes, seremos capaces de estudiar cómo la distribución de materia de nuestra *lente gravitacional* modifica la luz que pasa a través de ella.

Este método, combinado con los resultados que se obtienen a partir del estudio de las elipticidades, es especialmente potente ya que, como puede verse en la Figura 3.1, la combinación de ambas medidas puede reducir sensiblemente la degeneración en los parámetros σ_8 y Ω_M [84]. Así mismo a través de la señal de magnificación es

posible determinar el *bias galáctico*, del cual se hablará en la sección 3.3.1.

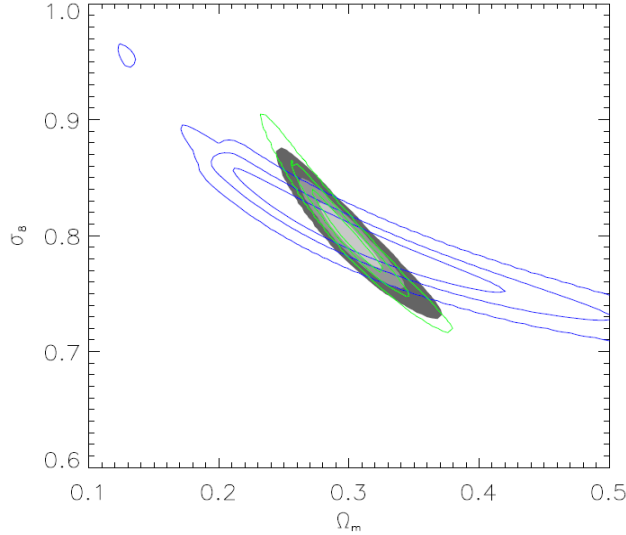


Figura 3.1: Combinación de las medidas obtenidas a partir del estudio de la magnificación (azul) y la correlación de las elipticidades (verde). La medida de la señal de magnificación se ha obtenido cross-correlacionando una muestra entre $0.1 < z < 0.6$ con otra entre $1.1 < z < 1.4$, mientras que para las elipticidades se ha utilizado sólo la muestra entre $1.1 < z < 1.4$. El estudio se ha llevado a cabo para un área de 750 grados cuadrados cubierta por el *CFHTLS Deep survey*. Figura tomada de [84].

En el desarrollo de este capítulo se tratan los siguientes puntos:

Bias de magnificación: se presentan los dos efectos que conforman la señal de la magnificación.

Estimador utilizado para la detección de la magnificación cósmica: se desarrolla el estimador de la función de cross-correlación que se utilizará a lo largo de esta tesis para estudiar la magnificación cósmica.

Espectro de potencias, $P(k)$: se introduce el espectro de potencias de las fluctuaciones de materia y cómo, a través de él, se obtiene la predicción teórica de la función de cross-correlación.

Efectos sistemáticos: se mencionan algunos efectos que habrá que tener en cuenta durante nuestro estudio.

Efectos estadísticos: se presentan las fuentes de incertidumbre estadística.

Repaso histórico y estatus actual: se hace un pequeño repaso sobre la evolución y desarrollo del estudio de la señal de magnificación y se presentan algunas de las

detecciones de la misma.

3.1. *Bias de magnificación*

El efecto que producen las lentes gravitacionales es bien conocido. Incluso en el año 1966 se propuso que la precisión de las medidas angulares en la cosmología observacional estaría limitada por la dispersión gravitacional en la línea de visión [85]. Sin embargo, hoy en día se utiliza dicha dispersión para estudiar el campo de materia y extraer información cosmológica.

Las lentes gravitacionales inducen, además de un cambio de forma, un cambio de brillo y de posición en los objetos. El brillo superficial observado, viene dado por:

$$I(\theta) = I^s [\beta(\theta)]. \quad (3.1)$$

donde I^s es el brillo real, θ es la posición angular aparente y $\beta(\theta)$ es la posición angular real. Si además consideramos que el tamaño de las fuentes distantes es mucho más pequeño que la escala angular para la cual las propiedades de la lente cambian, las distorsiones de las imágenes se describen por la matriz Jacobiana siguiente [86]:

$$A(\theta) = \frac{\partial \beta}{\partial \theta} = \begin{pmatrix} 1 - \kappa - \gamma_1 & -\gamma_2 \\ -\gamma_2 & 1 - \kappa - \gamma_1 \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

donde κ es la llamada *convergencia* y está relacionada con la densidad superficial de materia proyectada y γ_1 y γ_2 son las componentes de la distorsión introducida en las imágenes (podemos definir el parámetro *shear* como $\gamma = \gamma_1 + i\gamma_2$). Esta distorsión puede medirse a partir de las elipticidades.

Introduciendo la distorsión de las imágenes en la ecuación del brillo superficial tenemos:

$$I(\theta) = I^s [\beta(\theta_0) + A(\theta_0) \cdot (\theta - \theta_0)]. \quad (3.3)$$

donde θ_0 es un punto de referencia tomado dentro de la fuente observada.

Por otra parte, la variación de los ángulos subtendidos por una imagen y su correspondiente sin efectos de lente gravitacional, viene dada por la inversa del de-

terminante, en valor absoluto, de A . La inversa de A recibe el nombre de *tensor de magnificación*:

$$M(\theta) = A^{-1} \quad (3.4)$$

El flujo observado de una imagen ($F(\theta)$) y de su correspondiente sin efecto lente ($F(\beta)$) vienen dados por su brillo superficial integrado. Podemos definir el parámetro μ , el cual recibe el nombre de *magnificación*, como:

$$\mu \equiv \frac{F(\theta)}{F(\beta)} = \det M = \frac{1}{\det A} = \frac{1}{(1 - \kappa^2 - |\gamma|^2)} \quad (3.5)$$

En régimen de lente gravitacional débil el parámetro μ puede reescribirse como:

$$\mu \approx 1 + 2\kappa \quad (3.6)$$

y modifica las magnitudes de acuerdo con:

$$m_{obs} = m_0 - 2.5 \cdot \log_{10}(\mu) \quad (3.7)$$

donde m_{obs} es la magnitud observada y m_0 es la magnitud real de los objetos. Las magnitudes se definen a partir del flujo de los objetos como $m \equiv -2.5 \cdot \log(f)$.

El estudio de la señal de magnificación realmente es el estudio de dos efectos que compiten entre ellos. El primero es la *amplificación* en flujo y el segundo es la *dilución*. La amplificación introduce un ligero incremento en el flujo de los objetos tal que, gracias a ella, somos capaces de observar objetos que en principio no veríamos, puesto que tendrían una señal sobre ruido demasiado baja en nuestro instrumento. La dilución proviene del incremento del ángulo sólido originado por la lente gravitacional, por esta razón objetos que deberíamos ver están saliendo de nuestro campo de visión. Asimismo los espacios vacíos, de forma aparente, incrementan su tamaño de manera que podemos considerar este efecto como una dilución en la densidad de objetos de la muestra fuente. Ambos efectos pueden observarse en la Figura 3.2.

La contribución debida a la amplificación se mide directamente sobre la distribución en magnitudes y estará relacionada con el parámetro $\alpha(m)$. Dicho parámetro, para una muestra de galaxias que llegue al flujo límite, se relaciona con la distribución

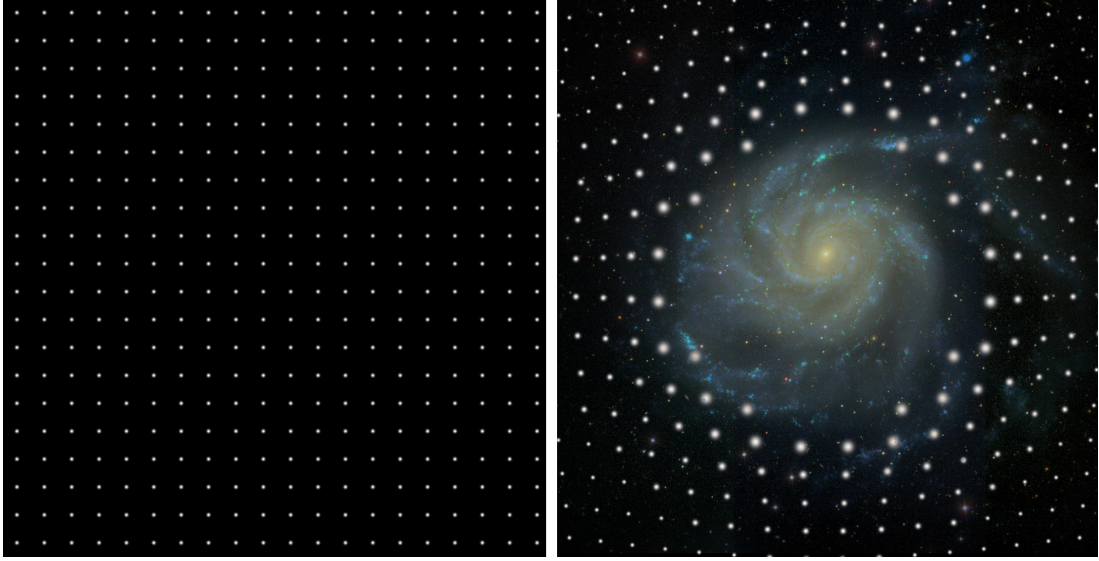


Figura 3.2: Simulación del efecto de la magnificación debido a una galaxia cercana que cumple la función de lente sobre una muestra de galaxias lejanas. Imagen tomada de <http://galaxycorrelations.pbworks.com/w/page/12447426/CosmicMagnification>, cedida por: Joerg Colberg, Ryan Scranton, Robert Lupton, SDSS.

de objetos obtenida a partir de un flujo umbral dado f , y su relación es:

$$N_0(> f) \sim A \cdot f^{-\alpha} \quad (3.8)$$

donde $N_0(> f)$ es la distribución real de galaxias dentro de un área A y α es la pendiente de la ley de potencias de dicha distribución y se define como [87, 88]:

$$\alpha \equiv 2.5 \frac{d \log_{10} N(< m^*)}{dm} \quad (3.9)$$

para una muestra de galaxias con magnitud límite m^* .

La magnificación cósmica afecta tanto al flujo, aumentando la profundidad observada (amplificación), como al área, disminuyéndola debido a un incremento del ángulo sólido (dilución). Por tanto la expresión anterior puede reescribirse como:

$$N(> f) \sim \frac{1}{\mu} A \cdot \left(\frac{f}{\mu}\right)^{-\alpha} = \mu^{\alpha-1} N_0(> f) \quad (3.10)$$

donde $N(> f)$ hace referencia a la distribución observada de galaxias y μ es la rela-

ción que existe entre el flujo observado y el flujo real (sin efecto lente gravitacional). De reescribir la expresión en función de las magnitudes se llega a:

$$N(< m) = \mu^{\alpha-1} N_0(< m) \quad (3.11)$$

El exponente $(\alpha - 1)$ contempla las dos contribuciones de la magnificación. La amplificación se asocia al $\alpha(m)$ y la dilución al valor constante uno y juntos reciben el nombre de bias de magnificación ya que contribuyen con un factor multiplicativo a la función de cross-correlación de galaxias, como veremos más adelante.

3.2. Estimador utilizado para la detección de la magnificación cósmica

En este apartado se define la función de auto-correlación y de cross-correlación de galaxias, sobre la que se observará la señal de magnificación, y se muestran algunos estimadores para su determinación a partir de los datos. Además se presenta cómo se pueden escribir dichas funciones en armónicos esféricos.

3.2.1. Función de correlación a dos puntos

La función de correlación espacial a dos puntos ($\xi(\vec{r})$) se define como el exceso de probabilidad, respecto a una distribución completamente aleatoria, de que dos galaxias, de una distribución con densidad media \bar{n} , se encuentren separadas por una distancia \vec{r} . Esta probabilidad puede escribirse como:

$$dP = \bar{n}^2(1 + \xi(\vec{r}))dV_1dV_2 \quad (3.12)$$

Dado que la función de correlación observacional se calcula para una determinada región, al no disponer de un cartografiado de todo el cielo, ésta se ve modificada por efectos de borde. Para intentar tener en cuenta y corregir dichos efectos, la distribución de objetos en el área observada se compara con una distribución aleatoria para la misma área y se hace uso de estimadores especialmente diseñados para esto. Para el caso de la auto-correlación, el estimador más sencillo que incluye correcciones

a los efectos de borde se conoce como estimador natural [89] y viene dado por:

$$\xi_{natural}(\vec{r}) = \left(\frac{N_{rd}}{N_{gal}} \right)^2 \frac{DD(r)}{RR(r)} - 1 \quad (3.13)$$

donde N_{gal} y N_{rd} son el número de galaxias observadas y el número de objetos simulados de forma aleatoria, respectivamente. De igual manera, $DD(r)$ y $RR(r)$ son el número de pares de objetos separados una distancia r , tanto para los datos reales como para los puntos aleatorios.

El estimador más ampliamente utilizado es el estimador de Landy & Szalay [90] debido a que es el que presenta varianza mínima. Este estimador se calcula de la siguiente manera:

$$\xi_{LS}(\vec{r}) = \left(\frac{N_{rd}}{N_{gal}} \right)^2 \frac{DD(r)}{RR(r)} - 2 \left(\frac{N_{rd}}{N_{gal}} \right) \frac{DR(r)}{RR(r)} + 1 \quad (3.14)$$

donde $DR(r)$ es el número de pares formados por una galaxia y un objeto aleatorio, separados una distancia r .

Por otro lado, puede definirse la función de correlación angular, a partir de $\xi(\vec{r})$, como la proyección de ésta sobre un intervalo de desplazamiento al rojo entre z_1 y z_2 tal que:

$$\omega(\theta) = \langle \delta(\hat{n}_1) \delta(\hat{n}_2) \rangle = \int_0^\infty dz_1 \phi(z_1) \int_0^\infty dz_2 \phi(z_2) \xi(\vec{r}, z_1, z_2) \quad (3.15)$$

donde $\delta(\hat{n}_i)$ es la proyección de las fluctuaciones de densidad $\delta(\vec{x}, z)$ en la dirección \hat{n}_i , $\phi(z)$ es la distribución de galaxias en función de los desplazamientos al rojo y θ es el ángulo que separa dos objetos cualesquiera.

De la misma manera en que se definen los estimadores para la función de auto-correlación espacial a dos puntos, se pueden definir para la función de auto-correlación angular a dos puntos [90], tal que el estimador de Landy & Szalay vendrá dado por:

$$\omega_{LS}(\theta) = \left(\frac{N_{rd}}{N_{gal}} \right)^2 \frac{DD(\theta)}{RR(\theta)} - 2 \left(\frac{N_{rd}}{N_{gal}} \right) \frac{DR(\theta)}{RR(\theta)} + 1 \quad (3.16)$$

donde $DD(\theta)$, $RR(\theta)$ y $DR(\theta)$ son el número de pares de objetos, sean galaxias, objetos aleatorios o una combinación de ambos, separados una distancia angular θ .

3.2.2. Función de cross-correlación a dos puntos

La función de cross-correlación es una generalización de la función de auto-correlación en la cual se calcula la correlación existente entre dos muestras de galaxias. El estimador que normalmente se utiliza es una versión modificada del estimador de Landy & Szalay [5, 91, 92], el cual puede escribirse como:

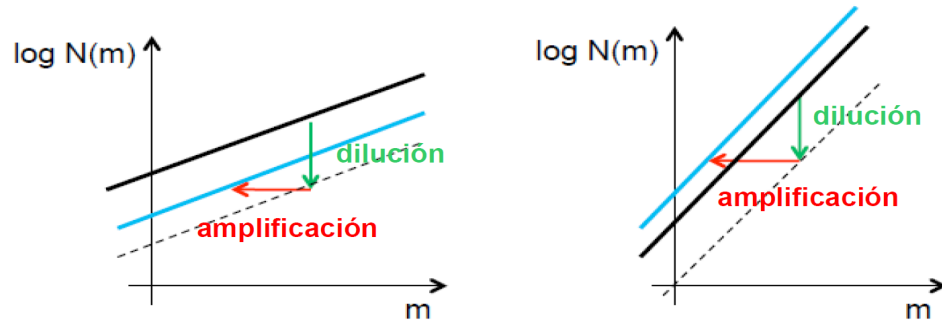
$$\omega_{cross}(\theta) = \left(\frac{N_{rd1}}{N_{gal1}} \right) \left(\frac{N_{rd2}}{N_{gal2}} \right) \frac{D_1 D_2(\theta)}{R_1 R_2(\theta)} - \left(\frac{N_{rd1}}{N_{gal1}} \right) \frac{D_1 R_2(\theta)}{R_1 R_2(\theta)} - \left(\frac{N_{rd2}}{N_{gal2}} \right) \frac{D_2 R_1(\theta)}{R_1 R_2(\theta)} + 1 \quad (3.17)$$

donde el subíndice "1" hace referencia a una de las muestras de galaxias y el subíndice "2" a la otra. En lo sucesivo se utilizará la notación "l" (del inglés *lensing*) para referirnos a la muestra de galaxias más cercana o muestra lente, y "s" (del inglés *source*) para referirnos a la muestra de galaxias lejana o muestra fuente, de tal manera que podemos reescribir la expresión anterior como:

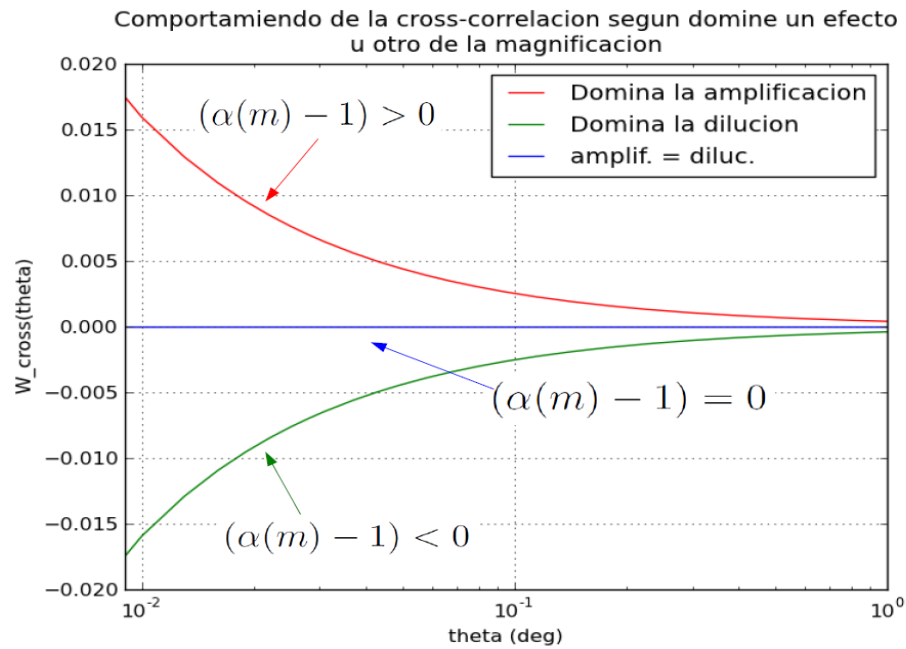
$$\omega_{ls}(\theta) = \left(\frac{N_{rdl}}{N_l} \right) \left(\frac{N_{rds}}{N_s} \right) \frac{D_l D_s(\theta)}{R_l R_s(\theta)} - \left(\frac{N_{rdl}}{N_l} \right) \frac{D_l R_s(\theta)}{R_l R_s(\theta)} - \left(\frac{N_{rds}}{N_s} \right) \frac{D_s R_l(\theta)}{R_l R_s(\theta)} + 1 \quad (3.18)$$

Como se ha mencionado en la sección 3.1, el bias de magnificación tiene dos contribuciones, la amplificación y la dilución. Su influencia se observa directamente sobre la función de cross-correlación ya que modifica ligeramente la distribución de galaxias en magnitudes de tal manera que si domina el efecto de la amplificación aparecerán objetos (galaxias) alrededor de las lentes, lo que producirá una correlación positiva. Por el contrario, de prevalecer la dilución, se perderán galaxias en torno a las lentes, y por tanto se observará una correlación negativa. En el caso de que ambos efectos se anulen, la distribución en magnitudes no se verá modificada y la función de cross-correlación de galaxias deberá ser compatible con cero (ver Figura 3.3).

La magnificación presenta dos características fundamentales al momento de observar su señal. La primera es que principalmente afecta a escalas angulares pequeñas de la función de cross-correlación [93] debido a que las galaxias fuente aparecen y desaparecen cerca de las galaxias lente. En esta zona el error de Poisson tiene una contribución no despreciable al error estadístico. Además su señal es especialmente



(a) La línea negra se corresponde con la distribución original en magnitudes, la turquesa con la distribución afectada por la magnificación. A la izquierda se muestra el caso en que domina la dilución (verde) sobre la amplificación (roja). A la derecha el caso en que domina la amplificación.



(b) Comportamiento de la función de cross-correlación según domine la amplificación, la dilución o se compensen ambos efectos.

Figura 3.3: En el panel superior se muestra la influencia de la magnificación sobre la distribución de galaxias en magnitudes. En la parte inferior su influencia sobre la función de cross-correlación de dos muestras de galaxias. El color verde hace referencia al efecto de la dilución y el rojo al de la amplificación.

pequeña en comparación con la señal de la auto-correlación y por esta razón es fundamental poder separar físicamente las muestras de galaxias, lo cual implica disponer de datos suficientemente profundos y con un desplazamiento al rojo bien medido.

3.2.3. Función de auto-correlación y cross-correlación en armónicos esféricos

El hecho de poder escribir las funciones de auto-correlación y de cross-correlación en armónicos esféricos nos proporciona, de forma directa, una expresión para determinar la covarianza de las correlaciones y por tanto los errores estadísticos. Por esta razón utilizaremos dicha expresión para verificar que la incertidumbre estadística determinada a partir de los datos es correcta.

Según la Ecuación 3.15, sabemos que podemos escribir la función de auto/cross-correlación a través de las fluctuaciones de densidad, y éstas, proyectadas sobre la línea de visión \hat{n} , se expresan como [94]:

$$\delta(\hat{n}) = \sum_{l \geq 0} \sum_{m=-1}^l a_{lm} Y_{lm}(\hat{n}) \quad (3.19)$$

donde Y_{lm} son los armónicos esféricos y los a_{lm} sus coeficientes.

- Función de auto-correlación angular

El espectro de potencias angular C_l está relacionado con los coeficientes de los armónicos esféricos por la expresión:

$$\langle a_{lm} a_{l'm'} \rangle \equiv \delta_{ll'} \delta_{mm'} C_l \quad (3.20)$$

que de forma análoga, se relaciona con la función de auto-correlación a través de la transformada de Fourier para una esfera [95]:

$$\omega(\theta) = \sum_{l \geq 0} \left(\frac{2l+1}{4\pi} \right) P_l(\cos\theta) C_l \quad (3.21)$$

donde P_l es el polinomio de Legendre de orden l .

Seguidamente, podemos expresar la covarianza $\langle \omega(\theta)\omega(\theta') \rangle$ en función de su espectro de potencias angular, tal que:

$$\langle \omega(\theta)\omega(\theta') \rangle = \sum_{l,l' \geq 0} \left(\frac{2l+1}{4\pi} \right)^2 P_l(\cos\theta)P_{l'}(\cos\theta') \langle C_l C_{l'} \rangle \quad (3.22)$$

Para el caso en que estemos observando todo el cielo, y suponiendo que los a_{lm} siguen una distribución Gaussiana, los coeficientes C_l no están correlacionados entre sí, razón por la cual se cumple que $Var(C_l)\delta_{ll'} = \langle C_l C_{l'} \rangle$. Así pues, se puede escribir el espectro de potencias angular en función de los a_{lm} como:

$$C_l \equiv \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l a_{lm}^2 \quad (3.23)$$

de tal manera que la varianza vendrá dada por:

$$Var(C_l) = \frac{2C_l^2}{2l+1} \quad (3.24)$$

Para un escenario más realista, en el que la observación se limita a un área reducida de cielo, es necesario reescalar la expresión 3.22 teniendo en cuenta la fracción de cielo observada f_{sky} [96], tal que la nueva expresión para la covarianza viene dada por:

$$\langle \omega(\theta)\omega(\theta') \rangle = \frac{2}{f_{sky}} \sum_{l \geq 0} \left(\frac{2l+1}{4\pi} \right)^2 P_l(\cos\theta)P_l(\cos\theta') \left(C_l + \frac{1}{\hat{n}} \right)^2 \quad (3.25)$$

donde \hat{n} es el número de objetos por estereoradián.

- Función de cross-correlación angular

El desarrollo, para el caso de las cross-correlaciones, puede entenderse como una extensión o caso particular del apartado anterior.

El espectro de potencias angular cruzado $C_l(z_1, z_2)$ en función de los a_{lm} viene dado por:

$$\langle a_{z_1}^{lm} a_{z_2}^{l'm'} \rangle \equiv \delta_{ll'}(z_1, z_2) \delta_{mm'}(z_1, z_2) C_l(z_1, z_2) \quad (3.26)$$

y está relacionado con la función de cross-correlación a través de:

$$\omega_{z_1, z_2}(\theta) = \sum_{l \geq 0} \left(\frac{2l+1}{4\pi} \right) P_l(\cos\theta) C_l(z_1, z_2) \quad (3.27)$$

por lo que la covarianza se escribirá como:

$$\langle \omega_{z_1, z_2}(\theta) \omega_{z_1, z_2}(\theta') \rangle = \sum_{l, l' \geq 0} \left(\frac{2l+1}{4\pi} \right)^2 P_l(\cos\theta) P_{l'}(\cos\theta') \langle C_l(z_1, z_2) C_{l'}(z_1, z_2) \rangle \quad (3.28)$$

para el caso en que los a_{lm} sigan una distribución Gaussiana, y nos encontremos observando todo el cielo, podremos escribir el espectro de potencias angular cruzado como:

$$C_l(z_1, z_2) \equiv \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l a_{z_1}^{lm} a_{z_2}^{lm} \quad (3.29)$$

y su varianza vendrá dada por:

$$\text{Var}(C_l(z_1, z_2)) = \frac{2C_l^2(z_1, z_2)}{2l+1} \quad (3.30)$$

en caso de estar observando una región limitada de cielo tendremos que reescalar la covarianza con la fracción de cielo f_{sky} , tal y como se hizo para el caso

de la auto-correlación, por lo que la expresión quedaría como sigue:

$$\begin{aligned} \langle \omega_{z_1, z_2}(\theta) \omega_{z_1, z_2}(\theta') \rangle &= \frac{2}{f_{sky}} \sum_{l \geq 0} \left(\frac{2l+1}{4\pi} \right)^2 P_l(\cos\theta) P_l(\cos\theta') \\ &\quad \left(C_l(z_1, z_2) + \frac{1}{\hat{n}_1} \right) \left(C_l(z_1, z_2) + \frac{1}{\hat{n}_2} \right) \end{aligned} \quad (3.31)$$

3.3. Espectro de potencias $P(\mathbf{k})$

El espectro de potencias, necesario para hacer predicciones teóricas dentro de nuestro análisis, es la transformada de Fourier de la auto-correlación espacial $\xi(\vec{r})$:

$$P(\vec{k}, z) = \int d^3\vec{r} \xi(\vec{r}) \cdot \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (3.32)$$

En todos los modelos de inflación, el espectro de potencias primordial puede considerarse invariante de escala $P(k) \propto k^{n_s}$ con $n_s \approx 1$ [97, 98], lo que resulta estar en buen acuerdo con los resultados obtenidos por el satélite Planck [6] (ver Tabla 2.1). El hecho de que el espectro de potencias pueda considerarse invariante de escala implica que los modos de Fourier evolucionan de forma independiente, por lo que un campo Gaussiano, en su evolución, permanece Gaussiano. Por lo tanto el espectro de potencias de toda la materia P_M será proporcional al espectro de potencias inicial, tal que:

$$P_M(\vec{k}, z) \propto k^{n_s} \quad (3.33)$$

El crecimiento de estructuras, a partir de las fluctuaciones de densidad, modifica el espectro de potencias y su contribución viene caracterizada por el factor de crecimiento $D_+(z)$ que, para el modelo Λ CDM, viene dado por [99]:

$$D_+(z) = \frac{H(z)}{H_0} \int_z^\infty \frac{dz'(1+z')}{H^3(z')} \left[\int_0^\infty \frac{dz'(1+z')}{H^3(z')} \right]^{-1} \quad (3.34)$$

por lo que el espectro quedaría como:

$$P_M(\vec{k}, z) \propto k^{n_s} D_+^2(z) \quad (3.35)$$

Para completar la expresión hace falta contar con la función de transferencia $T(k, z)$, la cual contiene la información relacionada con la evolución de las interacciones entre la materia oscura, bariónica, neutrinos y fotones. La $T(k, z)$ se obtiene resolviendo las ecuaciones de Boltzmann para el Universo primitivo.

Finalmente el espectro de potencias de materia viene dado por:

$$P_M(\vec{k}, z) = k^{n_s} T^2(k, z) D_+^2(z) \quad (3.36)$$

Para el desarrollo de esta tesis, P_M se calculará a partir del código público *CAMB* [100] (*Code for Anisotropies in the Microwave Background*).

3.3.1. Bias galáctico

La materia que observamos, las galaxias, representan una pequeña parte del contenido real de materia en el Universo y es justamente la materia que no vemos, la materia oscura, la que realmente rige la evolución del mismo. Sin embargo sabemos que los distintos tipos de galaxias no están ubicados de forma aleatoria por todo el cosmos, sino que trazan la distribución de materia oscura. Existen regiones donde se favorece la presencia de unas frente a otras como por ejemplo, en los cúmulos de galaxias, donde las más masivas y viejas se encuentran en la zona central.

El parámetro que relaciona la materia que vemos con la materia subyacente recibe el nombre de *bias galáctico* (b) y, de lo mencionado anteriormente se desprende que dicho parámetro no toma un valor único, sino que será diferente para los diferentes tipos de galaxias que estemos observando. Por otra parte, el bias no sólo dependerá del tipo de galaxia, sino que, dado que el Universo se encuentra en constante evolución, también estará ligado al desplazamiento al rojo de los objetos que estemos estudiando.

La relación que existe entre el espectro de potencias de la materia que observamos con el espectro de potencias del contenido total de materia del Universo en función

del parámetro b viene dada por:

$$P_G(\vec{k}, z) = b^2(\vec{k}, z)P_M(\vec{k}, z) \quad (3.37)$$

sin embargo, observacionalmente se ha determinado que la dependencia en k es muy débil por lo que el bias galáctico se determina a partir de la función de correlación según:

$$\xi_G(\vec{r}) = b^2(z) \cdot \xi_M(\vec{r}) \quad (3.38)$$

donde $\xi_M(\vec{r})$ es la función de correlación para toda la materia, obtenida a partir del espectro de potencias y $\xi_G(\vec{r})$ es la función de correlación observacional.

3.3.2. Efectos no lineales y distorsiones en el espacio de z

Existen algunos efectos físicos que podrían introducir diferencias entre las funciones de correlación teóricas y las observacionales, por esta razón es necesario tenerlos en cuenta. Estos efectos se describen a continuación:

- Efectos no lineales: modelo *Halofit*

Los efectos no lineales describen la interacción de la materia oscura en escalas del orden de los halos galácticos. En las ecuaciones de movimiento, los términos de orden superior son los encargados de describir estos efectos y la forma de considerarlos en nuestro análisis es incluirlos en el espectro de potencias. Existen diversos caminos para tenerlos en cuenta. Nosotros utilizaremos el modelo *Halofit* que el software público *CAMB*, utilizado para obtener el $P(k)$, incorpora.

El modelo dice que es posible separar el espectro de potencias en dos contribuciones: lineal, la cual describe las fluctuaciones de densidad a gran escala, y no lineal, la cual las describe a baja escala [101]. La contribución lineal viene de linealizar la ecuación de Boltzmann. Los términos no lineales se incorporan como perturbaciones. Escribiendo el espectro de potencias de esta manera

tenemos que:

$$P_{NL}(k) = P_Q(k) + P_H(k) \quad (3.39)$$

donde $P_{NL}(k)$ es el espectro de potencias total, el $P_Q(k)$ es la parte del espectro que describe las interacciones a gran escala y recibe el nombre de término cuasi-lineal y $P_H(k)$ es la parte que describe las interacciones a baja escala y se conoce como el término de halo.

Este modelo busca conseguir que el término cuasi-lineal y el término de halo coincidan para escalas intermedias y la transición se produzca de manera suave, por tanto se requiere de una aproximación empírica que haga coincidir ambos términos.

Con el fin de hacer esto es posible reescribir el espectro de potencias de acuerdo con la convención de Peebles [102], donde el $P(k)$ se expresa como la varianza de la fracción de densidad por unidad de $\ln(k)$, tal que el nuevo $P(k)$ se define como:

$$\Delta^2(k) \equiv \frac{d\sigma^2}{d\ln k} = \frac{k^3 V}{2\pi^2} P(k) \quad (3.40)$$

donde V es un volumen de normalización. Por tanto la Ecuación 3.39 se reescribe como:

$$\Delta_{NL}^2(k) = \Delta_Q^2(k) + \Delta_H^2(k) \quad (3.41)$$

Por otra parte, podemos escribir las contribuciones cuasi-lineal y de baja escala en su forma funcional [101, 103] de manera que:

$$\Delta_Q^2(k) = \Delta_L^2(k) \left[\frac{[1 + \Delta_L^2(k)]^{\beta_n}}{1 + \alpha_n \Delta_L^2(k)} \right] \exp^{-f(y)} \quad (3.42)$$

donde $\Delta_L^2(k)$ es el espectro de potencias lineal, y es el número de onda adi-

mensional ($y = k/k_\sigma$) y $f(y) = y/4 + y^2/8$ y

$$\Delta_H^2(k) = \frac{\Delta_H^2(k)}{1 + \mu_n y^{-1} + \nu_n y^{-2}} \quad (3.43)$$

con

$$\Delta_H^2(k) = \frac{a_n y^{3f_1(\Omega_M)}}{1 + b_n y^{f_2(\Omega_M)} + [c_n f_3(\Omega_M) y]^{3-\gamma_n}} \quad (3.44)$$

donde $f_1(\Omega_M) = \Omega_M^{-0.0307}$, $f_2(\Omega_M) = \Omega_M^{-0.0585}$, $f_3(\Omega_M) = \Omega_M^{-0.0743}$. Los exponentes de las funciones $f_i(\Omega_M)$ y todos los parámetros con el subíndice n se obtienen mediante un ajuste a simulaciones de materia oscura fría.

- Distorsiones en el espacio de z

El hecho de obtener la posición radial de los objetos a partir del desplazamiento al rojo, en lugar de medir directamente la distancia que nos separa de ellos, nos introduce distorsiones en el patrón de agrupamiento a todas las escalas [104]. Éstas reciben el nombre de distorsiones en el espacio de desplazamientos al rojo o RSDs.

A pequeñas escalas las velocidades aleatorias dentro de los cúmulos y grupos de galaxias producirán una elongación radial en la distribución de galaxias, en la dirección del observador. A este efecto se le conoce como el efecto *dedo de dios* (FOG, del inglés *Finger of God*) [105]. Para el caso de las grandes escalas se producen distorsiones en las fluctuaciones de densidad debidas a que las galaxias están cayendo hacia el centro de los cúmulos, de manera que las estructuras se observan más densas, como si estuvieran sufriendo un efecto de compresión, este efecto recibe el nombre de efecto *Kaiser* [104] (ver Figura 3.4).

Las RSDs introducen estructura debido a que las velocidades peculiares de los objetos que estamos observando están correlacionadas con las acumulaciones de materia, por esta razón serán importantes para el caso de las auto-correlaciones. Sin embargo, para el caso de las cross-correlaciones serán menos importantes ya que, al estar correlacionando dos muestras de galaxias suficientemente alejadas

LINEAR REDSHIFT DISTORTIONS

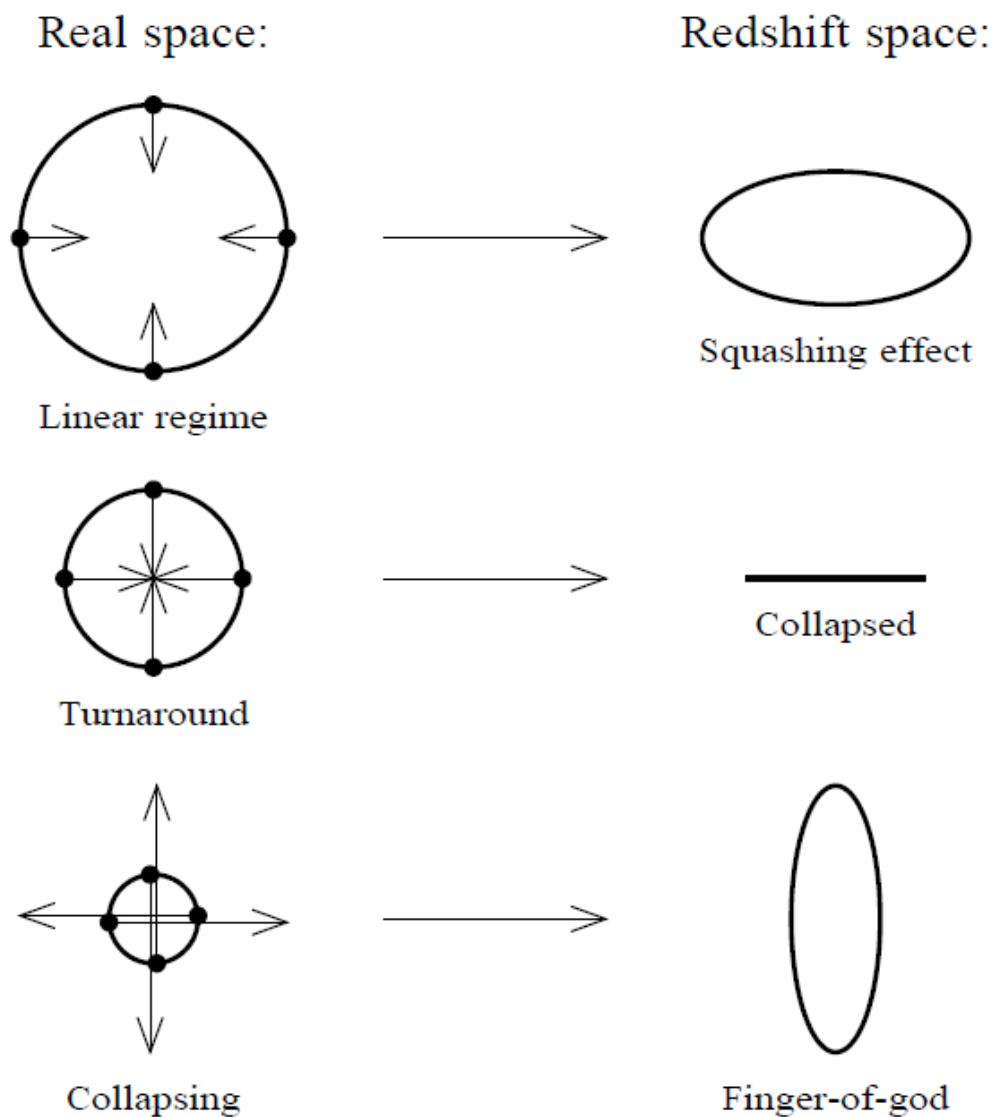


Figura 3.4: Se muestran los efectos de las RSDs a diferentes escalas. Los puntos representan galaxias que están cayendo hacia sobredensidades esféricas y las flechas la dirección de sus velocidades peculiares. Imagen tomada de [106]

entre sí, las estructuras introducidas por las RSDs entre ambas muestras serán independientes, de tal manera que la señal que puedan introducir será prácticamente nula.

No obstante, no resulta difícil aproximar el efecto de las RSDs sobre el espectro de potencias. Para esto podemos utilizar la aproximación de Kaiser descrita en [104], donde el $P(k)$ en el espacio de desplazamientos al rojo puede escribirse como:

$$P_s(k) = (1 + \beta\mu_k^2)^2 P(k) \quad (3.45)$$

donde $\mu_k = \cos(\theta)$ y β es un parámetro proporcional al ritmo de crecimiento de las velocidades, $f(\Omega_M) = \Omega_M^\gamma$:

$$\beta \propto \Omega_M^\gamma \quad (3.46)$$

donde γ es el índice de crecimiento gravitacional, que puede tomar valores en torno a 0.60 [18, 102, 107] en el marco de la teoría de la Relatividad General.

3.3.3. Función de cross-correlación angular a partir del espectro de potencias $P(k)$

Podemos escribir la función de auto-correlación como la transformada de Fourier del espectro de potencias, y de proyectar dicha función sobre un intervalo de desplazamiento al rojo se obtiene la función de auto-correlación angular (Ecuación 3.15). Sin embargo para el caso de la función de cross-correlación a dos puntos, la relación no resulta tan directa ya que al cross-correlacionar dos muestras de galaxias no sólo se tiene en cuenta las fluctuaciones de materia sino también el efecto lente que éstas introducen en la luz que observamos.

En analogía con la función de correlación angular, podemos definir la función de cross-correlación como:

$$\omega_{z_1, z_2}(\theta) \equiv \langle \delta_{z_1}(\theta) \delta_{z_2}(\theta) \rangle \quad (3.47)$$

donde $z_1 < z_2$ y $\delta_{z_i}(\theta)$ es la proyección de las fluctuaciones de densidad para un desplazamiento al rojo medio de z_i en la dirección θ y se puede escribir en función de las fluctuaciones intrínsecas en la distribución de galaxias, $\delta_{z_i}^g(\theta)$, y de las sobredensidades introducidas por la magnificación, $\delta_{z_i}^\mu(\theta)$, tal que:

$$\delta_{z_i}(\theta) = \delta_{z_i}^g(\theta) + \delta_{z_i}^\mu(\theta) \quad (3.48)$$

De introducir la expresión anterior en la definición 3.47 podemos escribir la función de cross-correlación como:

$$\omega_{z_1, z_2}(\theta) = \langle (\delta_{z_1}^g(\theta) + \delta_{z_1}^\mu(\theta)) \cdot (\delta_{z_2}^g(\theta) + \delta_{z_2}^\mu(\theta)) \rangle \quad (3.49)$$

de la que se obtienen los siguientes cuatro términos:

$$\omega_{z_1, z_2}(\theta) = \langle \delta_{z_1}^g(\theta) \delta_{z_2}^g(\theta) \rangle + \langle \delta_{z_1}^g(\theta) \delta_{z_2}^\mu(\theta) \rangle + \langle \delta_{z_1}^\mu(\theta) \delta_{z_2}^g(\theta) \rangle + \langle \delta_{z_1}^\mu(\theta) \delta_{z_2}^\mu(\theta) \rangle \quad (3.50)$$

los cuales, expresados como funciones de correlación angulares son:

$$\omega_{z_1, z_2}(\theta) = \omega_{g_1 g_2}(\theta) + \omega_{g_1 \mu_2}(\theta) + \omega_{g_2 \mu_1}(\theta) + \omega_{\mu_1 \mu_2}(\theta) \quad (3.51)$$

El primer término se debe al agrupamiento intrínseco de la materia o *clustering* entre las dos muestras de galaxias y será no nulo si sus distribuciones en desplazamiento al rojo se solapan. El segundo término expresa la magnificación introducida por la muestra lente sobre las galaxias de la muestra fuente. El tercero es simétrico con el segundo, se corresponde con la magnificación que introduce la muestra fuente sobre la muestra lente, en principio es un término introducido por completitud ya que su contribución, desde nuestra línea de visión, será despreciable. El cuarto término nos da la contribución de la materia oscura que hay delante de ambas muestras de galaxias, dado que en nuestro caso estamos estudiando la señal de magnificación de una muestra debida a otra, la contribución de este término también será despreciable. Por tanto la expresión anterior queda como:

$$\omega_{z_1, z_2}(\theta) \simeq \omega_{g_1 g_2}(\theta) + \omega_{g_1 \mu_2}(\theta) \quad (3.52)$$

Por otra parte, sabemos que las fluctuaciones $\delta_{z_i}^g(\theta)$ pueden escribirse en función de su distancia comóvil y una función ventana o función de selección, $W_{z_i}(z)$, que incluye la distribución de galaxias en el espacio de desplazamientos al rojo z , por lo que $\delta_{z_i}^g(\theta)$ viene dado por:

$$\delta_{z_i}^g(\theta) = \int_0^\infty dz W_{z_i} b(z) \delta[\chi(z)\theta, z] \quad (3.53)$$

si además consideramos que el bias galáctico es independiente de escala [108] y prácticamente constante dentro de un intervalo de desplazamientos al rojo centrado en z_i ($b(z, \theta) \approx b_{z_i}$) en la función de selección $W_{z_i}(z)$ tal que $\delta_{z_i}^g = b_{z_i} \delta$, podemos sacarlo de la integral:

$$\delta_{z_i}^g(\theta) = b_{z_i} \int_0^\infty dz W_{z_i} \delta[\chi(z)\theta, z] \quad (3.54)$$

Las fluctuaciones introducidas por la magnificación pueden expresarse como [83, 87, 93]:

$$\delta_{z_i}^\mu(\theta) = 2(\alpha - 1) \int_0^\infty dz g_{z_i}(z) \nabla_\perp^2 \phi[\chi(z)\theta, z] \quad (3.55)$$

donde $\nabla_\perp^2 \phi$ es el Laplaciano en dos dimensiones del potencial gravitacional en el plano perpendicular a la línea de visión.

La función $g_{z_i}(z)$ es una función peso de la lente que aporta información sobre la probabilidad de que un objeto fuente, es decir en la muestra lejana, situado a un desplazamiento al rojo z_i se vea magnificado por la masa que se encuentra a un desplazamiento al rojo z , tal que $z < z_i$, y viene definida por [109]:

$$g_{z_i}(z) = \chi(z) \int_z^\infty dz' \frac{\chi(z') - \chi(z)}{\chi(z')} W_{z_i}(z') \quad (3.56)$$

Es importante notar que z hace referencia a la muestra lente mientras que z_i hace referencia a la muestra fuente.

Por otro lado, si usamos la ecuación de Poisson para un potencial gravitatorio sobre las densidades introducidas por la magnificación, podemos sustituir el Laplaciano

tal que:

$$\delta_{z_i}^\mu(\theta) = \left(\frac{3 H_0^2}{2 c^2} \Omega_M \right) 2(\alpha - 1) \int_0^\infty dz \frac{c}{H(z)} g_{z_i}(z) (1+z) \delta[\chi(z)\theta, z] \quad (3.57)$$

Teniendo en cuenta las expresiones para $\delta_{z_i}^g(\theta)$ y $\delta_{z_i}^\mu(\theta)$, se pueden expresar los términos de la Ecuación 3.52 en función de ellas y del espectro de potencias de manera que:

- Primer término:

$$\omega_{g_1 g_2} = b_1 b_2 \int_0^{\chi_H} d\chi W_1(\chi) W_2(\chi) \int_0^\infty dk k P(\chi, k) J_0[kr(\chi)\theta] \quad (3.58)$$

donde χ_H es la distancia comóvil en el horizonte de sucesos.

- Segundo término:

$$\omega_{g_1 \mu_2}(\theta) = b_1 (\alpha_2 - 1) \int_0^{\chi_H} d\chi W_1(\chi) g_2(\chi) \int_0^\infty dk k P(\chi, k) J_0[kr(\chi)\theta] \quad (3.59)$$

Finalmente, en el caso de que ambas muestras de galaxias estén físicamente separadas, podremos eliminar el primer término, de tal manera que la función de cross-correlación quedaría como:

$$\omega_{ls}(\theta) = \omega_{g_1 \mu_2}(\theta) = b_1 (\alpha_2 - 1) \int_0^{\chi_H} d\chi W_1(\chi) g_2(\chi) \int_0^\infty dk k P(\chi, k) J_0[kr(\chi)\theta] \quad (3.60)$$

ahora, llamaremos ω_0 a la parte integral de la ecuación anterior tal que podremos reescribir la función de cross-correlación como:

$$\omega_{ls}(\theta) = \omega_{g_1 \mu_2}(\theta) = b_1 (\alpha_2 - 1) \omega_0 \quad (3.61)$$

entonces la función de cross-correlación quedaría como:

$$\omega_{ls} = b_l(\alpha_s - 1)\omega_0 \quad (3.62)$$

donde b_l es el bias galáctico de la lente, $(\alpha_s - 1)$ es el bias de magnificación en la muestra fuente y ω_0 contiene información sobre la distribución de objetos en ambas muestras y es la parte integral de la Ecuación 3.60. El desarrollo anterior puede encontrarse en [83, 87, 93].

3.4. Efectos sistemáticos

Existen una gran cantidad de efectos observacionales, asociados a nuestro proceso de toma de datos, que hay que corregir con el fin de evitar su propagación a nuestro método de análisis o, en el caso de no poder eliminarlos, ser capaces de cuantificarlos con el objetivo de poder saber si realmente estamos frente a una señal o si lo que estamos midiendo es la contribución de algunos de estos efectos.

3.4.1. Desplazamiento al rojo fotométrico

La determinación del desplazamiento al rojo por fotometría no es una técnica nueva [110–112], sin embargo su utilización se ha extendido en la última década gracias a la aparición de grandes cartografiados fotométricos. El proyecto SDSS ha conseguido estimar el desplazamiento al rojo fotométrico o *photoz*, de alrededor de 500 millones de objetos, haciendo uso de sus cinco filtros (u , g , r , i y z), frente al millón de objetos observados de forma espectroscópica por el mismo proyecto.

Realizar observaciones fotométricas tiene una clara ventaja sobre las espectroscópicas y es que en muy poco tiempo se pueden observar miles de objetos y, dependiendo del flujo relativo medido en cada filtro, se puede hacer una estimación de su desplazamiento al rojo. El principal problema de esta técnica es que la precisión con la que se estima el desplazamiento al rojo depende directamente del número de filtros y por lo general la incertidumbre es alta.

Para el caso del proyecto DES, que observa en las bandas g , r , i , z e Y , se espera que la incertidumbre, para un caso ideal, sea de $\sigma_z < 0.1(1 + z)$. En la Figura 3.5 se

aprecia el efecto introducido en la dirección radial debido al error en la determinación del *photoz*. A pesar de que la incertidumbre es grande, la ventaja del proyecto DES es que conseguirá hacer observaciones de cientos de millones de galaxias a gran profundidad tal que se espera que la baja resolución debida al *photoz* se compense con mayor estadística.

Existen numerosos algoritmos para estimar el *photoz* como son el ANN-Z [113], BP-Z [114], Arbor-Z [115], etc. Los algoritmos ANN-Z y BP-Z son especialmente importantes en el desarrollo de esta tesis ya que son los dos algoritmos que se incluyen la simulación MICE que se ha utilizado. Además, el desplazamiento al rojo fotométrico en los datos ha sido estimado utilizando el ANN-Z.

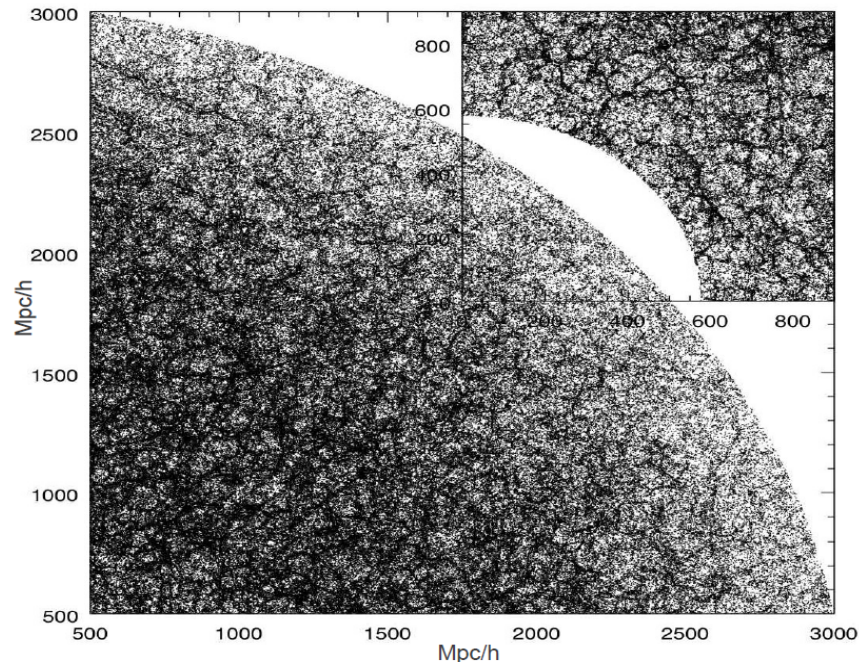
El *photoz* puede llegar a ser muy preciso para determinados tipos de galaxias como son las galaxias luminosas rojas o LRGs (del inglés *Luminous Red Galaxies*). Estas galaxias presentan un salto en su espectro en torno a los 4000 \AA [116] que no sólo permite identificarlas como tales, sino que además sirve como referencia para estimar su desplazamiento al rojo con gran precisión (ver Figura 3.6).

3.4.2. Profundidad del muestreo y máscara

Cada punto del cielo se observa un determinado tiempo, el cual viene dado por la estrategia de observación. Se intenta que el cartografiado sea lo más uniforme posible a lo largo del tiempo de vida del proyecto. Sin embargo, esto no siempre es posible ya que algunas zonas del cielo reciben menor tiempo de exposición (meteorología, circunstancias en la observación, etc) dando origen a una profundidad que varía con la posición en el cielo.

La *máscara* del muestreo contempla los efectos de variación de profundidad, así como el hecho de no estar observando todo el cielo, sino una región limitada del mismo. El primer efecto se corrige construyendo una máscara en profundidad y el segundo con una máscara angular. A la hora de construir la máscara es necesario excluir aquellas regiones que posean estrellas muy brillantes o trazas de satélites con el objetivo de evitar que estos efectos se propaguen a la función de auto/cross-correlación.

La mejor manera de introducir la máscara en nuestro método de análisis es a través de la generación del catálogo aleatorio. Introduciendo la máscara angular se



(a) Distribución real de materia

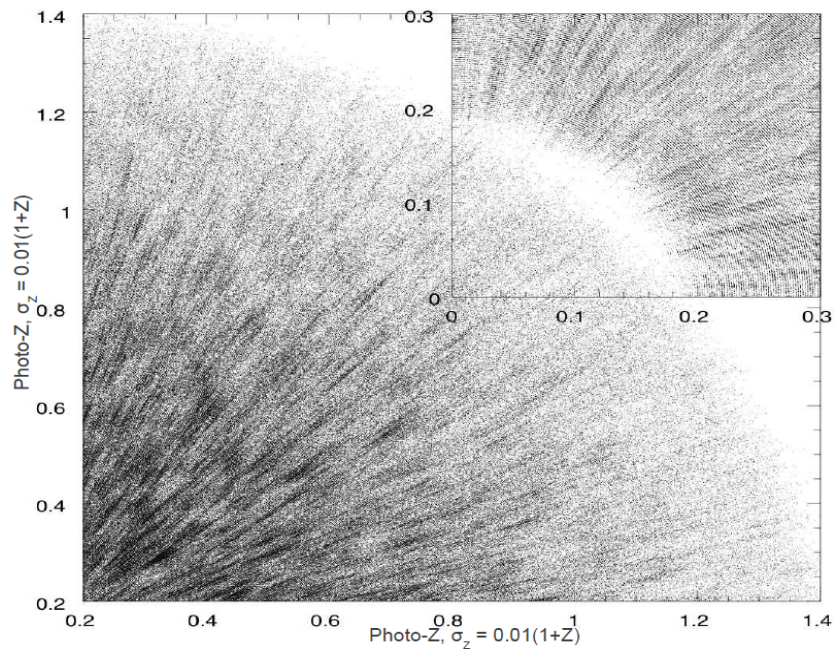
(b) Distribución de materia observada con una incertidumbre en la determinación del *photoz* de $\sigma_z = 0.01(1+z)$.

Figura 3.5: Efecto de medir el desplazamiento al rojo fotométrico con baja resolución. En el panel superior se observa la distribución real de materia, en el inferior la distribución medida con un $\sigma_z = 0.01(1+z)$. Imagen tomada de <http://maia.ice.cat/mice/>.

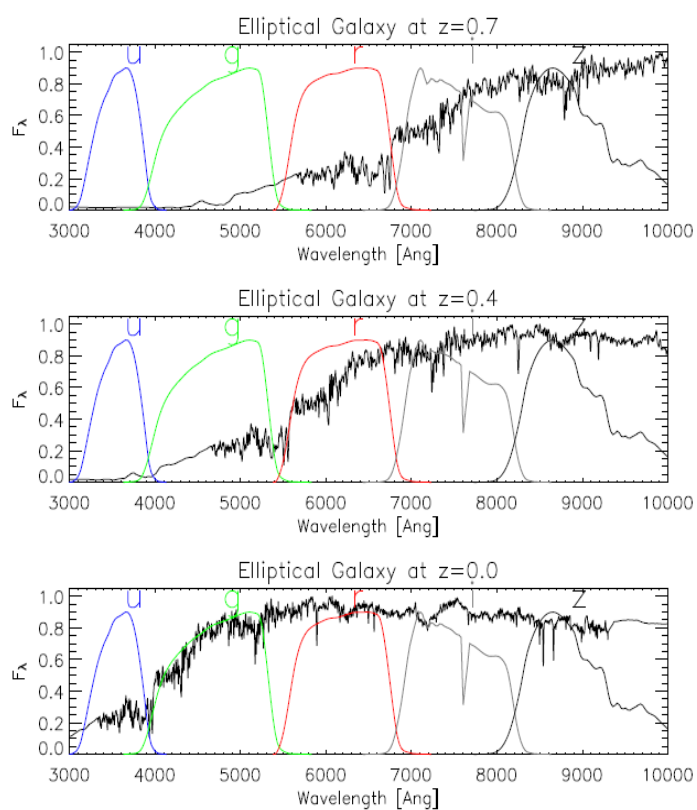


Figura 3.6: Espectros de galaxias de tipo LRGs para distintos desplazamientos al rojo. Se aprecia claramente el salto, que a $z = 0.0$ cae a 4000 \AA , razón por la cual esta característica se utiliza para determinar su *photoz* con precisión. Imagen tomada de [116].

eliminan las zonas que no han sido observadas de manera que, angularmente, nuestros datos y nuestro catálogo aleatorio cubran la misma región espacial. Para introducir la máscara de profundidad habrá que tener en cuenta la densidad de objetos que hay en los datos para una magnitud límite dada y para una posición específica del cielo y reproducir dichas densidades en el catálogo aleatorio. La creación de la máscara en profundidad [117] se explicará en detalle en la sección 7.6.

3.4.3. Contaminación estelar

El estudio de la estructura a gran escala del Universo se hace a partir de la distribución de galaxias, por esta razón es importante eliminar las estrellas que contaminan los catálogos. Sin embargo, esto no siempre es posible y, por si fuera poco, dado que las estrellas que observamos, en su gran mayoría, se encuentran en los brazos espirales de nuestra Galaxia, y no distribuidas de forma aleatoria por todo el cielo, su presencia puede introducir una señal en las funciones de auto-correlación y de cross-correlación. Para el estudio de la señal de magnificación se espera que la contribución de las estrellas sea pequeña ya que una de las dos muestras a correlacionar se encontrará a un desplazamiento al rojo alto, lo que implica que la contaminación de estrellas en dicha muestra será pequeña.

3.4.4. Extinción en el medio interestelar

La extinción tiene su origen en la absorción y la dispersión de la radiación electromagnética debida al gas y al polvo que hay entre los objetos que observamos y nosotros. Por lo general este efecto produce un ligero enrojecimiento debido a que el gas del medio interestelar absorbe las longitudes de onda más energéticas y reemite su luz en longitudes de onda más rojas. Esto podría introducir un sesgo en la determinación de las magnitudes, sesgo que podría modificar la forma de la función de cross-correlación y por ende enmascarar la señal de magnificación.

El coeficiente de extinción $E(B-V)$ se define como la diferencia entre la extinción en la banda azul $A(B)$ y la extinción en el visible $A(V)$.

3.4.5. Masa de aire o extinción atmosférica

La masa de aire o *Airmass* es la longitud del camino óptico que sigue la luz de los astros al atravesar la atmósfera terrestre. La luz se atenúa por absorción y dispersión, de tal manera que cuanto mayor sea el camino óptico seguido por la luz, mayor será la atenuación de la misma.

La absorción depende tanto de la frecuencia de los fotones como de la cantidad de aire que éstos atraviesan y su mecanismo principal es la difusión Rayleigh. El coeficiente de absorción es proporcional a la longitud de onda tal que $\kappa_\lambda \propto \lambda^{-4}$.

La dispersión o refracción atmosférica se define como el *coseno* de la diferencia entre la distancia cenital real Z_{real} y aparente $Z_{aparente}$. Recordemos que la distancia cenital Z se define como $Z = 90^\circ - a$, donde a es la altura en coordenadas horizontales.

3.4.6. Brillo de cielo

Brillo de cielo es el nombre que recibe la luz que se observa en el firmamento en noches sin Luna, es decir en noches en las que esperaríamos tener oscuridad total. Este efecto realmente es la combinación de al menos otros dos: la luz zodiacal y la luminiscencia atmosférica. Para el caso del proyecto DES, dentro de este efecto se incluye también la contribución de la Luna.

La luz zodiacal es una banda débil de luz que se extiende por todo el plano de la eclíptica. Suele ser la responsable del 60% de la luz del cielo en las noches sin Luna. Este efecto se debe a la absorción y reemisión de la luz solar por las partículas de polvo de nuestro sistema planetario. La luminiscencia atmosférica o nocturna es luz emitida por nuestra propia atmósfera, que se produce en la mesopausa en torno a unos 90 *km* de altura. Esta luz se produce durante la noche y tiene su origen en la recombinación de átomos ionizados en moléculas, las cuales, durante el día, han sido previamente disociadas por la luz solar.

Existen otros efectos que también contribuyen al brillo de cielo, como son la dispersión de luz estelar (efecto similar a la luz zodiacal pero de mucho menor intensidad) o la contaminación lumínica producida por fuentes terrestres, etc. La contaminación lumínica, para el caso de DES puede considerarse despreciable dado que el observatorio inter-americano de Cerro Tololo en Chile, donde se encuentra el Te-

telescopio Blanco con la DECam instalada, está situado a 2200 *m* de altura y dista 50 *km* de la ciudad más cercana.

3.4.7. Turbulencia atmosférica o *Seeing*

Las turbulencias en la atmósfera pueden tener su origen en diversos fenómenos como por ejemplo: la convección, las corrientes de chorro, las deformaciones orográficas, etc. Este efecto quiebra el frente de ondas proveniente de las fuentes astrofísicas, el cual es plano en el momento de su entrada en la atmósfera, de tal manera que cuando el frente de ondas llega al telescopio no lo hace como un único frente plano y coherente sino como la suma de muchos frentes infinitesimales no paralelos dando como resultado que las imágenes que observamos se vean difuminadas.

En la Figura 3.7 se observa como el *seeing*, según empeora, distorsiona la imagen originada por una fuente puntual.

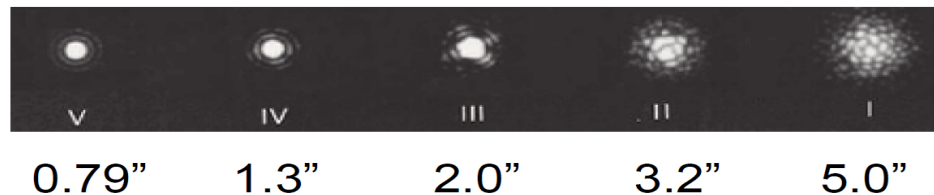


Figura 3.7: Se aprecia como, según empeora el *seeing*, la imagen se distorsiona. Los números romanos representan la calidad según la escala *Tombaugh-Smith*, debajo se aprecia su equivalencia en segundos de arco. Imagen tomada de https://weather.gc.ca/astro/seeing_e.html

3.4.8. Polvo galáctico en las fuentes

El polvo intrínseco a las galaxias se encuentra distribuido en el halo o distribuido entre el disco y el halo, para las galaxias espirales. Su origen es variado y puede deberse tanto a vientos estelares como a explosiones de supernovas o colisiones de galaxias. El polvo principalmente está formado por fragmentos de carbono o silicatos que, al igual que el caso de la extinción del medio interestelar, producen un enrojecimiento en las magnitudes aparentes. Esto se debe a que absorbe las longitudes de onda más azules y reemite su energía en longitudes de onda rojas.

Además del enrojecimiento presenta otro efecto y es que la extinción que produce puede llegar a ocultar galaxias débiles de manera que puede alterar la estructura a gran escala del Universo observado, y en concreto, enmascarar o debilitar el efecto de la magnificación.

3.5. Efectos estadísticos

Los efectos estadísticos, a diferencia de los sistemáticos, no pueden ser completamente corregidos, sólo cuantificados. Estos efectos se relacionan con el tamaño del área de observación o la densidad de la misma y la única manera de reducirlos, por su propia naturaleza, es tomando una mayor cantidad de datos.

3.5.1. Varianza cósmica

La varianza cósmica representa la fuente de incertidumbre estadística más importante para nuestro análisis y es el error asociado al hecho de contar con una única realización de universo, es decir, el error asociado al hecho de no saber si nuestro Universo es realmente representativo de todos los universos posibles a partir de los mismos parámetros cosmológicos.

Realmente el error con el que trabajaremos en esta tesis será la varianza de muestreo. La varianza de muestreo es, incluyendo ya la varianza cósmica, el error asociado al hecho de que además estamos observando una región limitada de todo el cielo, es decir, el error asociado a no saber si nuestra región de observación es representativa de todo nuestro Universo y a su vez éste es representativo de todos los posibles. En lo sucesivo utilizaremos indistintamente los términos varianza cósmica o varianza de muestreo para hacer referencia a esta fuente de incertidumbre.

Los métodos más utilizados para estimar este error reciben el nombre de métodos de remuestreo, como son el Bootstrap o el Jack-Knife [118]. La aplicación de estos métodos a los datos consiste en dividir el cielo en n -regiones y retirar una de ellas cada vez hasta tener n observaciones compuestas por $n - 1$ regiones cada una. Cuando retiramos las regiones de forma aleatoria con repetición estaremos frente a un Bootstrap, si lo hacemos sin repetición estaremos frente a un Jack-Knife. Existen otros métodos como el que se deriva de la sección 3.2.3. La sección 6.2.4 estará de-

dicada a la estimación de los errores estadísticos para el estudio presentado en esta tesis.

3.5.2. Error de Poisson

El error de Poisson es la otra fuente de incertidumbre estadística. Éste suele cobrar importancia en los estudios a baja escala y tiene su origen en el número finito de galaxias que medimos en nuestras observaciones. Por lo general los métodos para la estimación de la varianza cósmica ya incluyen la contribución de Poisson. Sin embargo, en el caso de utilizar un método que no la contemple, será necesario estimarlo por separado. En la sección 6.2.4 se comentarán dos métodos para su estimación.

3.6. Detecciones: repaso histórico y estatus actual

Se han propuesto varias formas de observar la magnificación, como por ejemplo intentar detectarla en la función de auto-correlación de galaxias muy débiles [119] o a través del incremento de tamaño observado en objetos lejanos [120] o incluso observando un incremento en la distribución de cuásares y en su densidad superficial en aquellas zonas que, observacionalmente, presentan un gran número de galaxias [121]. En este trabajo se presenta cómo detectar la magnificación cósmica sobre la función de cross-correlación de manera que la señal que se medirá será debida al efecto de magnificación, en ausencia de sistemáticos.

En principio no existe ninguna restricción sobre el tipo de objetos que pueden cross-correlacionarse (galaxias, cuásares, supernovas, etc) con el objetivo de detectar la señal de magnificación, aunque la estadística jugará un papel importante. Sin embargo, para obtener una detección debe cumplirse la condición básica de separación de muestras. Esto implica disponer de cartografiados suficientemente precisos en la determinación del desplazamiento al rojo y de gran profundidad para evitar que el error en el *photoz* introduzca alguna correlación no deseada que pueda enmascarar la señal.

Con el fin de soslayar este problema se propuso utilizar cuásares como muestra fuente, ya que se sabe que éstos se encuentran a desplazamientos al rojo muy altos.

A pesar de la aparente elegancia de esta solución, la magnificación observada en las correlaciones entre cuásares y galaxias ha sido objeto de controversia durante mucho tiempo.

La primera vez que se detectó la magnificación cósmica utilizando cross-correlaciones entre galaxias y cuásares fue en [122] consiguiendo una significancia de hasta 3.7σ a escalas del orden de las decenas de arcosegundos. Años después, en [123] se produjo la primera detección utilizando radio-cuásares con un nivel de confianza del 96 %. Posteriormente Bartelmann y Schneider [124] confirmaron esta señal utilizando sólo cuásares identificados en el óptico. Tan sólo un año más tarde nuevamente Bartelmann y Schneider encontraron una señal similar cross-correlacionando cuásares y galaxias de diferentes catálogos (1-Jansky [125]/IRAS [126]) [127]. Sin embargo poco tiempo después Seitz y Schneider [128] revisitaron el análisis previo dándose cuenta de que fallaban en la detección de la magnificación para altos desplazamientos al rojo.

Como se puede ver en [129–138] con el paso del tiempo se han ido realizando numerosas detecciones. Sin embargo pocas de ellas estaban en buen acuerdo con el resto y distaban mucho de corresponderse con la señal esperada. Con el fin de conseguir explicar las diferencias, al comparar estudios se vio que en algunos de ellos la muestra de cuásares era incompleta y en otros existían claros solapamientos entre ambas muestras de manera que la señal detectada no tenía como origen la magnificación cósmica. Por otra parte, en el único hecho en que todos los estudios parecían estar de acuerdo era que la mejor escala angular para detectar la magnificación debía extenderse desde medio minuto de arco hasta un grado ($\sim [0.01 : 1.00]$ grados) [93]. Esto se debe a que los objetos en la muestra fuente sufrirán un mayor efecto de magnificación cuanto más cerca, en ángulo, se encuentren de un objeto en la muestra lente, siempre y cuando éste no los oculte.

El intento por explicar las discrepancias trajo consigo el estudio sobre la contribución de algunos sistemáticos. Finalmente se vio que éstas se debían al desarrollo incompleto de la teoría, faltando por incluir las correcciones no lineales entre la magnificación y las fluctuaciones de densidad [87, 139, 140].

A pesar de disponer de un marco teórico más robusto, la señal esperada seguía siendo muy distinta (usualmente menor) de lo que indicaban observaciones realizadas

hasta el momento. No es sino hasta el año 2005 [141] cuando se consigue la primera detección de la magnificación en buen acuerdo con la señal esperada. El estudio fue llevado a cabo por R. Scranton y B. Ménard, entre otros, utilizando datos del proyecto SDSS. Más específicamente se realizaron cross-correlaciones entre 13 millones de galaxias en la muestra lente y aproximadamente 200 mil cuásares en la muestra fuente para las cinco bandas de SDSS (u , g , r , i y z). El estudio en cuestión afirma haber conseguido una detección de más de 8σ en la banda g y entre 4σ y 5σ en las otras bandas. Durante el mismo se comprobó que la contribución debida a la extinción era subdominante frente a la señal de magnificación. Así mismo se estudiaron otros sistemáticos como la contaminación de estrellas o el *seeing*, llegando a la conclusión de que es posible corregir su contribución.

En el año 2009 se produjo la primera detección de la magnificación sobre la función de cross-correlación entre dos muestras de galaxias [91] (ver Figura 3.8). Este estudio se llevó a cabo utilizando datos del proyecto CFHTLS. Con el objetivo de separar físicamente las dos muestras, se seleccionaron como muestra lente galaxias cuyo $photoz$ estaba relativamente bien medido ($photoz < 1.0$) y como muestra fuente galaxias conocidas como *Lyman Break Galaxies* (LBGs). Las LBGs, al igual que las LRGs, presentan un salto en su espectro, en este caso el salto se encuentra en torno a los 1000\AA lo cual, además de permitir estimar su $photoz$ con gran precisión, hace posible seleccionar una muestra de éstas a muy alto desplazamiento al rojo. Para este caso la muestra fuente estaba situada entre $z \sim 2.5 - 5.0$. Se obtuvieron detecciones en varias bandas, consiguiendo la mayor significancia en la banda r , con más de 9σ .

Tres años después, en el 2012, siguiendo la estrategia de utilizar LBGs ($z > 4.0$), no sólo se consiguió detectar la señal de la magnificación cósmica, sino que mediante la utilización de varias muestras lente a diferentes desplazamientos al rojo ($0.4 < z < 1.0$) se realizó la primera tomografía por magnificación [5] consiguiendo rechazar a más de 7σ la hipótesis de un Universo dominado por materia y favoreciendo un Universo con $\Omega_M \approx 0.3$. Este estudio se realizó con datos del *The Deep Lens Survey* [145] y sus resultados pueden verse en la Figura 3.9. Así mismo se estudiaron algunos sistemáticos como la extinción, el *seeing* o las variaciones en el brillo del cielo, llegando a la conclusión de que la contribución de estos efectos era despreciable frente a la señal de magnificación.

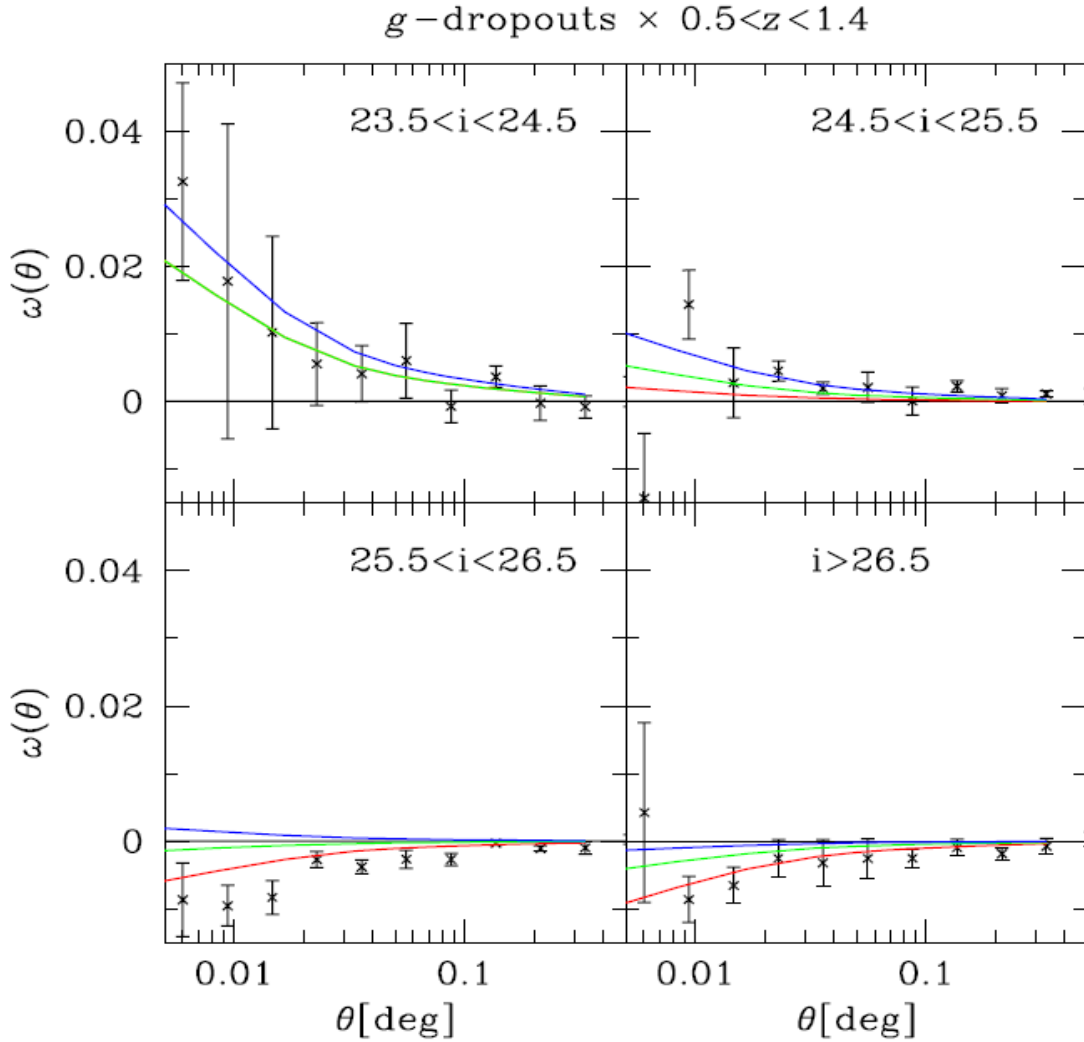


Figura 3.8: Funciones de cross-correlación entre una muestra lente, seleccionada utilizando g -dropouts, entre $0.5 < z < 1.4$ y otra fuente, seleccionada utilizando LBGs (banda i), entre $2.0 < z < 2.5$. Las curvas se corresponden con diferentes bias de magnificación, $(\alpha(m) - 1)$, estimados a partir de modelos de la Función de Luminosidad para LBGs [142–144]. Imagen tomada de [91].

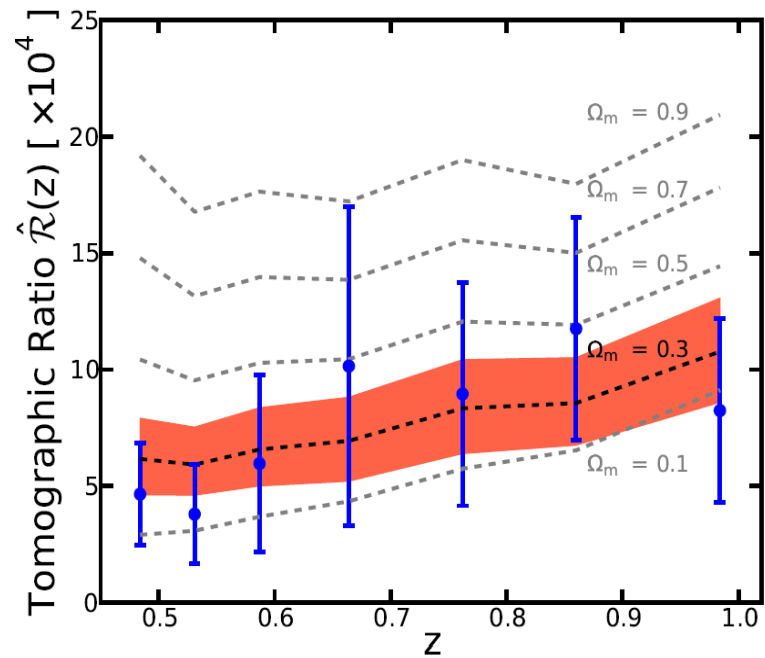


Figura 3.9: Se muestra la evolución del estimador $\hat{R}(z)$ con el desplazamiento al rojo. Las líneas punteadas representan la señal esperada para los distintos valores de Ω_M , la región sombreada hace referencia a la zona permitida para un valor de $\sigma_8 = 0.8 \pm 0.1$. El estimador \hat{R} se define como $\hat{R} = \frac{\omega_{ls}^2}{\omega_l}$, donde ω_{ls} es la cross-correlación entre dos muestras de galaxias y ω_l es la auto-correlación de la muestra lente, la ventaja de este estimador es que permite eliminar la dependencia con el bias galáctico. Imagen tomada de [5].

Recientemente se ha hecho una nueva detección en este campo, cross-correlacionando galaxias del *Herschel Astrophysical Terahertz Large Area Survey* (H-ATLAS) con $z \geq 1.5$ con galaxias del SDSS y con galaxias del *Galaxy And Mass Assembly* (GAMA), ambas muestras con $0.2 < z < 0.6$. Durante este estudio se consiguió una detección de más de 10σ [92]. Por otra parte, el efecto de magnificación también puede ser utilizado para constreñir diferentes perfiles de masa y estimar la relación entre ésta y el polvo sobre la muestra lente [146].

Durante el desarrollo de esta tesis se pretende medir la señal de magnificación sobre los primeros datos del proyecto DES. Más específicamente, los datos tomados durante el periodo de *Science Verification* y se contará con el apoyo de simulaciones de N-cuerpos para probar el método de análisis. Éste se llevará a cabo haciendo uso de nuevas herramientas computacionales, las cuales han sido especialmente diseñadas para esta tarea.

El estudio de la señal de magnificación se hará sobre dos muestras de galaxias y, con el fin de poder separarlas físicamente, se seleccionarán como muestra lente sólo LRGs entre $0.3 < photoz < 0.7$. Para la muestra fuente se tomarán todas las galaxias entre $0.9 < photoz < 1.2$. El proceso de selección y cortes se explicará en detalle en el capítulo 7.

Capítulo 4

Herramientas Computacionales

4.1. Motivación

Las funciones de auto-correlación y de cross-correlación, empleadas en nuestro caso para detectar la magnificación cósmica, resultan ser algunas de las herramientas más potentes en el estudio de la estructura a gran escala del Universo. Como se vio en la sección 3.2.1, el cálculo de la función de auto-correlación y de cross-correlación se ha llevado a cabo haciendo uso del estimador de Landy & Szalay.

Para la auto-correlación viene dado por:

$$\omega_{LS}^{auto}(\theta) = \left(\frac{N_{rd}}{N_{gal}} \right)^2 \frac{DD(\theta)}{RR(\theta)} - 2 \left(\frac{N_{rd}}{N_{gal}} \right) \frac{DR(\theta)}{RR(\theta)} + 1 \quad (4.1)$$

y para la cross-correlación se define como:

$$\omega_{LS}^{cross}(\theta) = \left(\frac{N_{rd1}}{N_{gal1}} \right) \left(\frac{N_{rd2}}{N_{gal2}} \right) \frac{D_1 D_2(\theta)}{R_1 R_2(\theta)} - \left(\frac{N_{rd1}}{N_{gal1}} \right) \frac{D_1 R_2(\theta)}{R_1 R_2(\theta)} - \left(\frac{N_{rd2}}{N_{gal2}} \right) \frac{D_2 R_1(\theta)}{R_1 R_2(\theta)} + 1 \quad (4.2)$$

Este cálculo presenta una limitación fundamental asociada a la complejidad intrínseca de su estimación. Esta limitación se da en la determinación de los términos $D_i D_j(\theta)$, $D_i R_j(\theta)$ y $R_i R_j(\theta)$ (con $i, j = 1, 2$), los cuales representan el número de pares de objetos, entre los datos y los catálogos aleatorios, separados una distancia angular θ . Esto implica que para la estimación de la función de auto/cross-correlación

debe calcularse, para cada ángulo, todas las parejas en una muestra de N galaxias lo que, computacionalmente hablando, implica una complejidad de $O(N^2)$. En términos prácticos una complejidad de $O(N^2)$ significa que si la estimación de la función de correlación de una muestra de N galaxias tarda un tiempo t , la estimación de la función de correlación de una muestra de $4N$ galaxias tardará un tiempo de $16t$.

Hasta hace unos años esto no resultaba ser un problema ya que el número de objetos dentro de los cartografiados de galaxias era del orden de los miles. Sin embargo, con los últimos datos de SDSS o con los primeros datos de DES el número de objetos dentro los cartografiados son, una vez aplicados todos los cortes necesarios para trabajar con muestras relativamente controladas y limpias, del orden de millones.

4.2. Posibles soluciones

Para soslayar el problema derivado de disponer de cartografiados grandes existen diversas estrategias, ya sean basadas en la implementación de ingeniosos algoritmos o en la paralelización del problema.

4.2.1. Pixelización

La pixelización [147], como su nombre indica, es un método que consiste en dividir el cielo en celdas o píxeles y contar cuantos objetos caen dentro de cada uno. Con la información de las coordenadas del centro de cada píxel y del número de objetos que hay dentro de los mismos se puede estimar la función de auto/cross-correlación considerando que en cada píxel hay un único objeto con un peso que se corresponde con su respectivo número de galaxias.

Este método, aunque no reduce la complejidad del cálculo, sí lo hace más rápido ya que al promediar todos los objetos de una misma celda se consigue reducir el número de objetos al número de píxeles. No obstante, está limitado por el tamaño de las celdas de tal manera que la escala mínima de estudio en la función de correlación dependerá del mismo. El método se ha utilizado con éxito para estudiar escalas como las del BAO [67].

Para el caso de la magnificación, ésta se da a escalas tales que el tamaño de las celdas debería ser tan fino que en muchas de ellas la estadística sería muy baja, razón

por la cual este procedimiento no introduce una ventaja computacional en el estudio de la función de auto/cross-correlación a baja escala.

4.2.2. OpenMP

OpenMP es una interfaz de programación que nos permite utilizar todos los núcleos de un mismo procesador para llevar a cabo una única tarea. De esta manera, mediante la inclusión de sencillas instrucciones de programación, podemos paralelizar nuestro código consiguiendo reducir el tiempo de ejecución sensiblemente. Los procesadores son dispositivos capaces de ejecutar una secuencia de instrucciones que en conjunto reciben el nombre de *programa*. Los procesadores *multinúcleo* tienen la característica de juntar en un mismo dispositivo varios procesadores convencionales.

El uso de OpenMP para acelerar el cálculo de la función de correlación es realmente prometedor, más aún porque actualmente no resulta extraño encontrar un ordenador sobremesa o un portátil que tenga cuatro u ocho núcleos, abriendo así la posibilidad de poder estudiar el comportamiento de la función de correlación sin necesidad de disponer de grandes ordenadores.

4.2.3. Interfaz de paso de mensajes

La interfaz de paso de mensajes o MPI (del inglés *Message Passing Interface*) es un conjunto de instrucciones que se utiliza para controlar la comunicación entre múltiples nodos, los cuales pueden estar compuestos por varios procesadores. De esta manera se puede dividir una determinada tarea en tantos trabajos como nodos se tenga y utilizarlos todos para realizarla.

Utilizar MPI para estimar la función de auto/cross-correlación es una de las estrategias más recomendables. Lamentablemente no siempre es posible ya que es imprescindible una infraestructura que nos proporcione los recursos necesarios, como por ejemplo un grupo de ordenadores o *cluster* en el cual podamos probar nuestro código.

4.2.4. Algoritmos de árbol o *Tree Code*

Actualmente ésta es quizá la estrategia más utilizada para reducir el tiempo de cálculo de la función de auto/cross-correlación. A baja escala la estimación de la función se hace por fuerza bruta (se calculan todos los pares) y puede ser hecho de manera secuencial o paralelizando mediante OpenMP o MPI. A escalas más altas, que se definen con un parámetro regulador (ángulo de apertura), se hace uso de una *pixelización inteligente* que consiste en considerar el cielo como una caja que, de manera recursiva, se irá dividiendo en pequeñas cajas o ramas de tamaño variable hasta que se cumplan ciertos criterios o condiciones de parada. A partir de ese momento, en cada una de las cajas creadas se promediará su ocupación y se estimará la función de auto/cross-correlación tal cual se hace con la pixelización estándar. Los detalles de la implementación de este algoritmo pueden verse en [148].

La complejidad de este método es de $O(N \log N)$ lo cual reduce sensiblemente el tiempo de cálculo cuando N es grande. Por esta razón no sólo son muchos los grupos de investigación que lo han implementado sino que además hay varias versiones públicas de este algoritmo^{1,2} [149, 150]. Una de las más utilizadas es el código *Athena* [151], el cual además de estimar las funciones de auto y cross-correlación de posiciones también es capaz de estimar la función de correlación entre las componentes del shear (sección 3.1) de los objetos. De esta manera utilizando el mismo código se puede llevar a cabo un estudio de lente gravitacional débil en sus dos canales, la magnificación y la correlación de las formas de los objetos.

4.2.5. Unidad de procesamiento gráfico o GPU

Las unidades de procesamiento gráfico o GPU (del inglés *Graphics Processing Unit*) (ver Figura 4.1) son ampliamente utilizadas en la industria de los videojuegos ya que éstas han sido diseñadas para mover gráficos complejos a una gran velocidad. Una GPU relativamente moderna es un dispositivo que puede tener miles de procesadores y, a diferencia de una CPU que está pensada para realizar una operación en cada paso del cálculo, las GPUs están pensadas para hacer una operación matricial por paso.

¹<http://lcdm.astro.illinois.edu/code/tpacf.html>

²<http://cosmostat.org/athena>

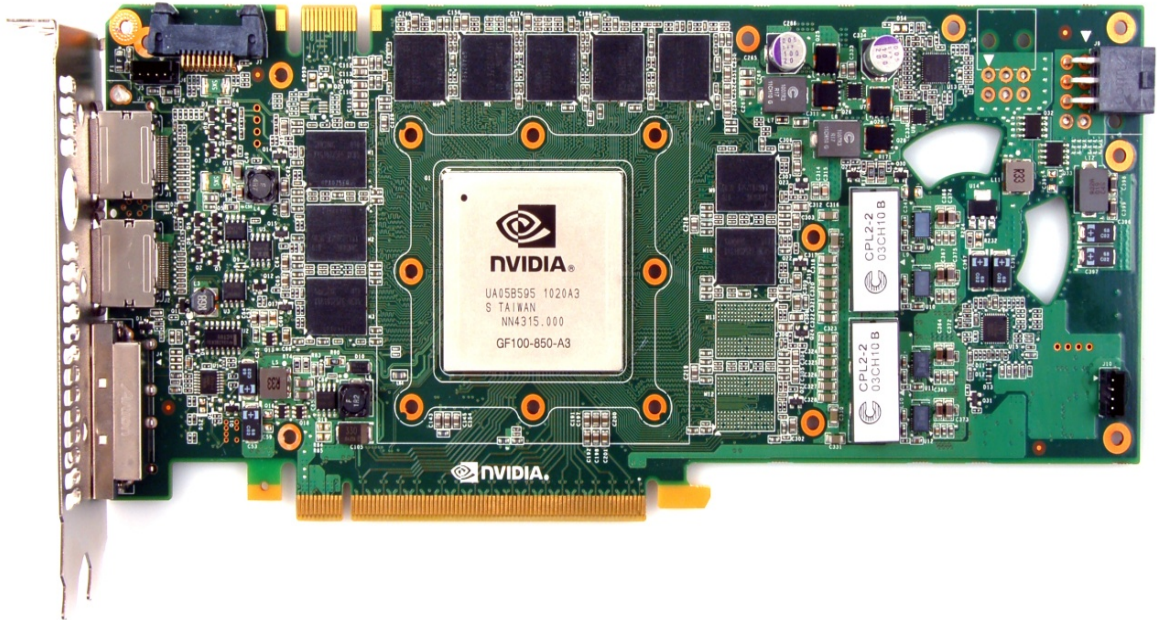


Figura 4.1: Imagen interior de una tarjeta gráfica de la serie C20 del fabricante NVIDIA. En la posición central se aprecia el chip o GPU.

Es posible utilizar este tipo de hardware para aplicaciones más allá de los videojuegos. El uso de las GPUs para reducir el tiempo de cálculo de la función de correlación ha sido estudiado con anterioridad [152] dando muy buenos resultados. Esto se debe a que al momento de contar pares una CPU lo hace de uno en uno, sin embargo una GPU es capaz de contar en una única operación todos los pares existentes entre uno de los datos y todos los que se hayan almacenado en memoria. De esta manera la complejidad del problema, para los datos cargados, pasa a ser de $O(N)$.

El principal inconveniente que muestran las GPUs es que cuentan con una memoria muy limitada, consiguiendo así que no siempre se puedan almacenar todos los datos de una sola vez. Este problema puede afrontarse de varias maneras pero quizá la mejor solución sea enviar a la GPU tantos datos como quepan en memoria y repetir el proceso tantas veces como sea necesario hasta completar el cálculo.

4.3. Optimización del cálculo

Como se ha visto, existen varias estrategias para reducir sensiblemente el tiempo de cálculo de la función de auto/cross-correlación. No obstante, para estudiar la magnificación, no todas son adecuadas. Con el fin de estimar cuál es la mejor solución se han implementado versiones del cálculo de la función de correlación en OpenMP, MPI y GPU y, utilizando el código *Athena*, se han hecho numerosas comparaciones. Se ha utilizado siempre la misma muestra de galaxias, las cuales han sido tomadas de la simulación MICE, de la que se hablará en la sección 6.1, con desplazamientos al rojo entre 0.3 y 0.4.

El hardware utilizado para realizar este estudio viene descrito en la Tabla 4.1.

CPU y OpenMP	GPU	MPI
CPU con dos Intel Xeon E5520 de 4 núcleos a 2.27 GHz	GTX295 C1060 (Tesla) C2050 (Tesla)	144 nodos cada uno con dos Intel Xeon E5570 de 4 núcleos a 2.93 GHz

Tabla 4.1: Hardware utilizado para las pruebas de tiempos de los códigos desarrollados.

En [153] se muestran los tiempos obtenidos de comparar la ejecución de nuestro código CPU con nuestro código GPU, ejecutado en tres tarjetas gráficas diferentes (ver Tabla 4.2). También se muestran los resultados obtenidos de comparar las ejecuciones en GPU con el código MPI en los casos en que dispongamos de 64, 128, 256 y 512 núcleos (ver Figura 4.2).

Por otra parte, para disminuir sensiblemente el tiempo de cálculo se han estudiado otras estrategias como construir un código Multi-GPU de tal manera que el cálculo de DD, DR y RR se lleve a cabo en GPUs distintas, o la utilización de un código híbrido MPI-GPU. En [154] se muestran los resultados de comparar los tiempos de ejecución entre CPU, OpenMP, GPU, Multi-GPU, MPI y MPI-GPU.

En las Tablas 4.2 y 4.3 se puede ver un resumen de los resultados mostrados en [153, 154].

Respecto a la utilización de un único dispositivo, vemos que la ejecución del código GPU en una tarjeta gráfica antigua como la GTX295 es unas 120 veces más rápido que el código secuencial en una CPU. En el caso de compararlo con el

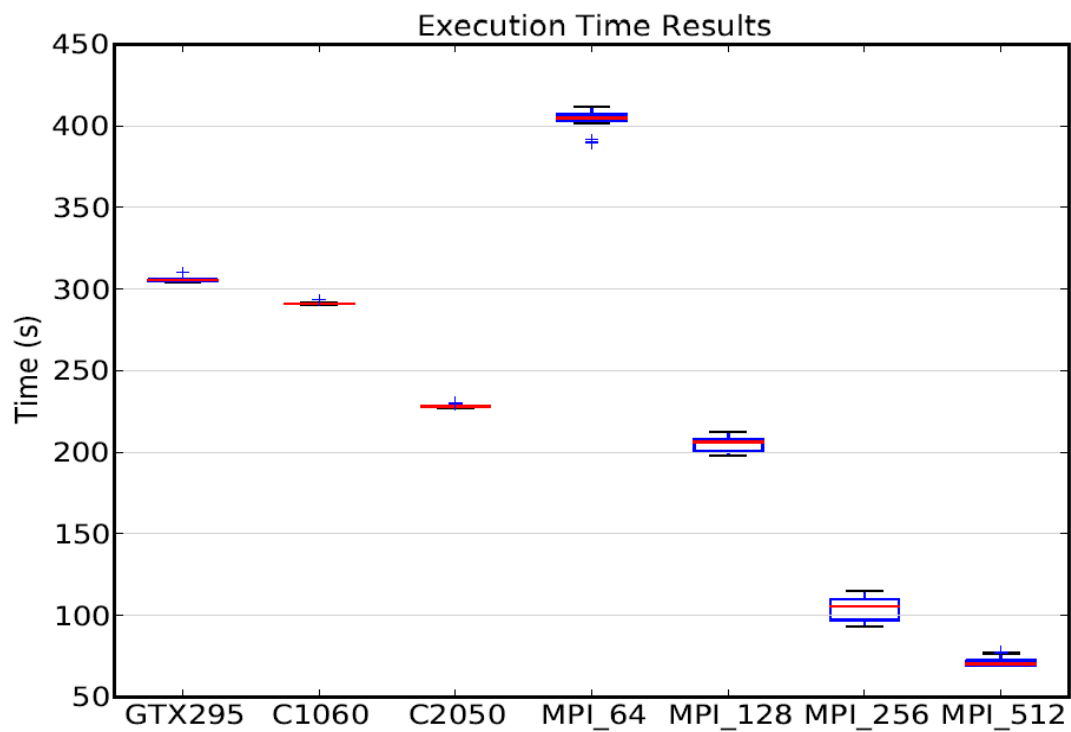


Figura 4.2: Comparativa de tiempos entre tres GPUs distintas y los resultados obtenidos con MPI.

N. de Galaxias	CPU (s)	GPU (s)		
		GTX295	C1060	C2050
$0.43 \cdot 10^6$	$3.60 \cdot 10^4$	$3.01 \cdot 10^2$	$2.91 \cdot 10^2$	$2.19 \cdot 10^2$

Tabla 4.2: Comparativa de los tiempos obtenidos mediante la utilización del código secuencial en CPU y el código GPU, probado en tres tarjetas gráficas diferentes.

N. de Gal.	OpenMP (s) 8 núcleos	Multi-GPU (s) C2050 x 3	MPI (s)		MPI-GPU (s)	
			64 núcleos	128 núcleos	2 GPU _s	4 GPU _s
$0.43 \cdot 10^6$	$3.32 \cdot 10^3$	$1.84 \cdot 10^2$	$4.03 \cdot 10^2$	$2.05 \cdot 10^2$	$1.51 \cdot 10^2$	$0.78 \cdot 10^2$

Tabla 4.3: Comparativa de los tiempos obtenidos mediante la utilización de distintos códigos paralelizando.

resultado obtenido con *Athena*, se consigue acelerar el cálculo al menos un factor 5. Este último resultado no sólo depende del hardware utilizado, sino del ángulo de apertura que regula la precisión deseada. En este caso se ha usado el valor más frecuentemente utilizado para el volumen de datos disponible.

Si comparamos el uso de una única GPU con la implementación MPI nos encontramos con que es necesario utilizar al menos 128 núcleos para obtener tiempos de ejecución comparables a los de las tarjetas gráficas (ver Figura 4.2).

La mejor estrategia para reducir el tiempo de cálculo parece ser la implementación híbrida MPI-GPU. No obstante ésta presenta ciertos inconvenientes ya que el usuario común no suele disponer de la infraestructura necesaria, tanto para implementar el código como para ejecutarlo. Por otra parte, si lo que se busca es llegar a un compromiso entre velocidad y recursos la mejor opción es la utilización de una GPU. Hoy en día cualquier ordenador de sobremesa viene equipado con una tarjeta gráfica con prestaciones similares o superiores a las de una GTX295.

4.4. GPU 2 Point angular Correlation Function (GP2PCF)

A la vista de los resultados del código GPU y la facilidad para que el usuario final pueda disponer de este hardware, se decidió hacerlo público³. Este código cuenta con versiones tanto en CUDA (lenguaje de las tarjeta gráficas de NVIDIA) como en PyCuda (versión Python) y su desarrollo y publicación han dado pie a varios artículos [153–156].

En [153] se estudian los tiempos (ver Tabla 4.2) y las diferencias entre los resultados obtenidos a partir de un código secuencial en CPU y nuestro código GPU (ver Figura 4.3), así como el rendimiento del código GPU frente a una implementación MPI (ver Figura 4.2). En [154], se presenta la comparación de tiempos incluyendo los resultados de OpenMP, de MPI y los de dos nuevas estrategias, Multi-GPU y MPI-GPU.

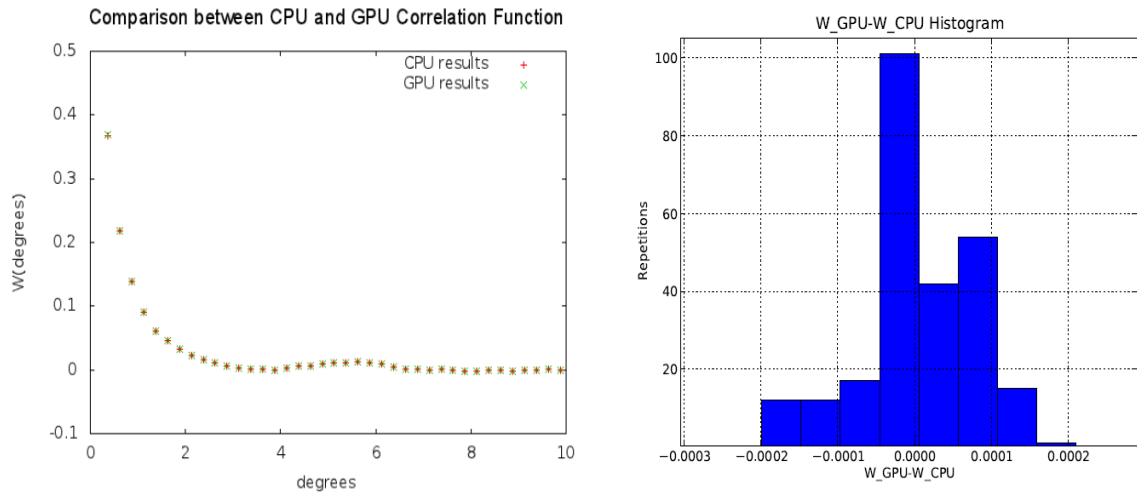


Figura 4.3: En el panel izquierdo se muestra la función de auto-correlación, para un desplazamiento al rojo medio de 0.35, calculada utilizando un código CPU y la versión pública del código GPU. A la derecha se muestra la diferencia entre los resultados obtenidos con ambas implementaciones, esta diferencia tiene su origen en que la estructura interna de la GPU tiene una precisión numérica simple o *float* mientras que el código CPU utiliza doble precisión o *double*.

³<http://wwwae.ciemat.es/cosmo/gp2pcf/>

Como se ha mencionado, el código público está escrito en CUDA, el lenguaje propietario de NVIDIA. Sin embargo es posible reescribirlo en el *lenguaje de computación abierto* u OpenCL (del inglés *Open Computing Language*). Este nuevo código tiene la ventaja de funcionar en cualquier tarjeta gráfica sin importar el fabricante. En [155] se estudia el rendimiento de la versión pública frente a una implementación OpenCL en diferentes tarjetas gráficas y a una optimización del código OpenMP mediante el uso de procesadores que acepten operaciones sobre vectores. Los resultados obtenidos respaldan la utilización de las GPUs frente a las CPUs y además indican que las tarjetas gráficas de la marca AMD presentan un mejor rendimiento que las NVIDIA.

Se puede reducir aún más el tiempo de ejecución. En [156] se muestran los resultados obtenidos mediante la utilización de una versión híbrida (CPU-GPU) del código. Esta versión divide el proceso de computación en dos tareas: una que será enviada a la CPU y otra que se ejecutará en la GPU. La idea principal es conseguir acelerar el código reduciendo la carga de trabajo de la tarjeta gráfica al enviar parte del mismo a la CPU para que ésta no esté simplemente esperando a que la GPU termine, como ocurre en la versión original. Mediante la utilización de un algoritmo evolutivo es posible optimizar el volumen de datos que ha de enviarse a la CPU, con el fin de conseguir que el tiempo de ejecución en ésta y en la tarjeta gráfica sean el mismo, para evitar que alguno de los dispositivos tenga que esperar a que la ejecución en el otro termine. De esta manera es posible optimizar el tiempo de cálculo.

Dado el éxito del código público GP2PCF, se decidió implementar otro código para estudiar la distorsión producida por el efecto de lente gravitacional débil, llamado GPU 2 Shear-Shear Correlation Function (GP2SSCF). Éste, implementado con ayuda de uno de los creadores del código *Athena*, calcula la función de correlación entre los shears de los objetos, y ha resultado ser sensiblemente más rápido que el código *Athena*. La comparación de estos resultados se muestra en [157].

Posteriormente se decidió intentar optimizarlo y además se implementó una versión híbrida MPI-GPU mediante la cual es posible reducir el tiempo de ejecución un factor 16 frente a la primera versión del GP2SSCF.

En ningún caso se observó diferencias entre los resultados obtenidos mediante nuestro código y el código *Athena*.

4.5. Precisión en GPUs: Desventajas de la representación en precisión simple

Como se ve en la Figura 4.3, existe un efecto sistemático en el cálculo de la función de auto/cross-correlación, introducido por el hecho de que las GPU no aceptan doble precisión. Este sistemático tiene dos caras: la primera, bastante conocida, es que la precisión simple sólo es capaz de representar números hasta el $3.4 \cdot 10^{38}$. La segunda, un poco más sutil, está relacionada con el hecho de que no todos los números enteros pueden representarse de manera exacta. Cuando alcanzamos un determinado número entero, si le sumamos uno a su representación en precisión simple veremos que el resultado no cambia. Este problema ocurre desde el número 16777216 hasta el $3.4 \cdot 10^{38}$. En la Tabla 4.4 se aprecia claramente la evolución de un número entero cuando hacemos sumas sucesivas. Todos los problemas relacionados con la representación y la aritmética de los números en precisión simple están descritos en [158].

Como se vio en el panel izquierdo de la Figura 4.3, en la sección 4.4, el hecho de utilizar precisión simple en lugar de precisión doble no introduce cambios apreciables en la función de correlación por lo que no influye en los resultados cosmológicos que se derivan de ella. Esto mismo ha sido estudiado en [159] para los casos de la función de correlación angular a dos puntos, a tres puntos [160, 161] y la correlación de las elipticidades sobre datos del CFHTLenS Survey.

Los resultados de dicho estudio, para el caso de la función de correlación a dos puntos, se muestran en la Figura 4.4. Aunque el sistemático que introduce la utilización de la precisión simple es inferior al 0.0004 %, los autores proponen una implementación alternativa que elimina completamente este problema.

4.6. Conclusiones

En este capítulo se ha presentado la dificultad asociada a la complejidad de la estimación de la función de auto/cross-correlación y algunas de las posibles soluciones computacionales para atajar este problema. Entre ellas están: la pixelización, descartada para el estudio a baja escala, la paralelización utilizando todos los núcleos disponibles en un procesador (OpenMP), la interfaz de paso de mensajes o MPI, el

Número (entero)	Sumando (entero)	Resultado (precisión simple)
16777210	1	16777211.0
16777210	2	16777212.0
16777210	3	16777213.0
16777210	4	16777214.0
16777210	5	16777215.0
16777210	6	16777216.0
16777210	7	16777216.0
16777210	8	16777218.0
16777210	9	16777220.0
16777210	10	16777220.0
16777210	11	16777220.0
16777210	12	16777222.0
16777210	13	16777224.0
16777210	14	16777224.0
16777210	15	16777224.0
16777210	16	16777226.0
16777210	17	16777228.0
16777210	18	16777228.0
16777210	19	16777228.0

Tabla 4.4: Inexactitudes en la suma de números enteros grandes cuando se utiliza la precisión simple para representarlos.

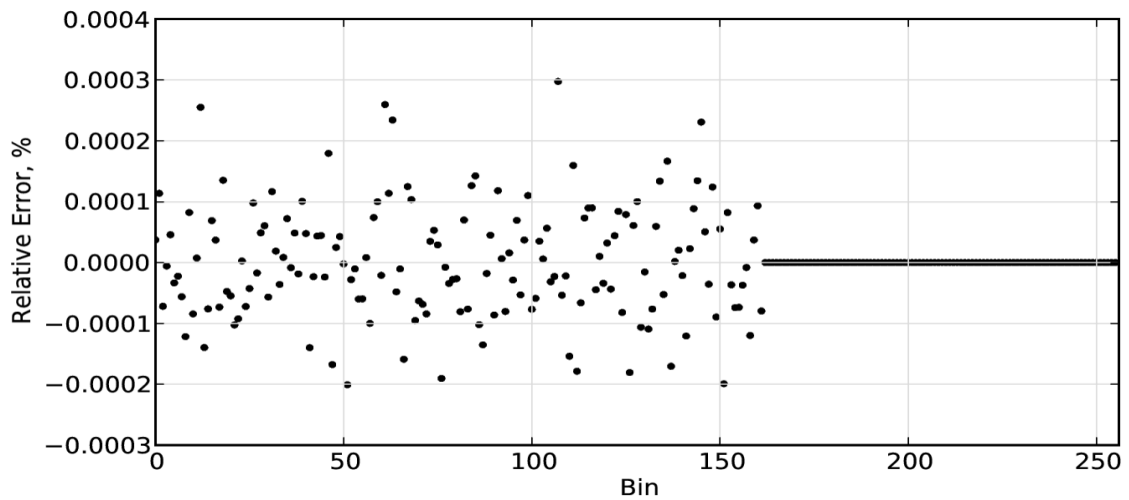


Figura 4.4: Error relativo que se comete en el cálculo de la función de auto-correlación a dos puntos debido a la imprecisión de la representación numérica en precisión simple. Cada *bin* representa una posición en la memoria interna de la GPU que, aplicando un cambio de escala, se traduce en ángulos. Como se indica en el artículo, cubrir el área de los datos requiere llegar hasta el *bin* 160. Figura tomada de [159] con permiso de los autores.

algoritmo de árbol y la utilización de tarjetas gráficas o GPUs.

La utilización de GPUs, llegando a un compromiso entre recursos/tiempo de cálculo, ha resultado ser la mejor opción de entre las mostradas. Las numerosas pruebas llevadas a cabo para estudiar el rendimiento de las tarjetas gráficas frente a las otras estrategias de cálculo han ayudado en el desarrollo de dos códigos de libre distribución [153–157].

Respecto al primer código, no se puede decir que esta implementación sea la primera ya que en [152] se calcula la función de auto-correlación mediante el uso de GPUs. No obstante sí es la más rápida y proporciona los resultados en una escala angular frente a la implementación de [152], cuyos resultados son proporcionados en una escala de $\text{Cos}(\theta)$. En principio esta diferencia podría parecer poco relevante, pero no lo es, ya que el cálculo del acos es muy costoso, computacionalmente hablando. Además para alcanzar escalas pequeñas es importante que el resultado sea calculado directamente en escala angular. Esto se debe a que acceder a bajas escalas utilizando $\text{Cos}(\theta)$ implica estar observando valores muy próximos a la unidad por tanto, al pasar a ángulos con el ArcoCoseno , resulta difícil acercarse al cero en ángulo. La versión

pública del código aquí presentado introduce otras mejoras frente a la implementación de [152] como son la utilización de funciones internas de la GPU como la (*AtomicAdd*) o la utilización de los *registros*.

Para probar el código GP2PCF se ha dispuesto de tres GPUs. Utilizando la más antigua (GTX295), se ha conseguido acelerar el cálculo alrededor de 120 veces respecto a un código secuencial en CPU. El factor de aceleración, utilizando la GPU más moderna (C2050), ha sido de 164.

En cuanto al segundo código, el GP2SSCF, se trata del primer código en la literatura que emplea GPUs para el cálculo de la función de correlación de las las componentes del shear. Se ha hecho una comparación con el código *Athena*, que durante muchos años ha sido la referencia para este cálculo, y se ha visto que hemos sido capaces de conseguir un mejor rendimiento sin introducir ninguna desviación en los resultados. De la utilización de estrategias híbridas, como es el caso de la implementación MPI-GPU, se ha conseguido reducir el tiempo de cálculo en un factor 16 respecto del código original.

Capítulo 5

El proyecto DES

El proyecto *Dark Energy Survey*¹ (DES) es una colaboración internacional de más de 25 instituciones con aproximadamente 300 investigadores de varios países: EEUU, Reino Unido, España, Brasil, Alemania y Suiza (ver Figura 5.1) y está actualmente liderado por Fermilab. DES pretende ser el primer gran cartografiado fotométrico especialmente diseñado para el estudio de la energía oscura. Con el fin de llevar a cabo dicha tarea se ha diseñado y construido una cámara CCD que cubre 3 grados cuadrados de campo en los laboratorios de Fermilab, en Chicago. Esta cámara recibe el nombre de DECam (*Dark Energy Camera*) [162] y actualmente se encuentra instalada en el telescopio Blanco de cuatro metros del Observatorio Internacional de Cerro Tololo (CTIO), en Chile. DECam vio su primera luz en septiembre de 2012 y el cartografiado empezó en agosto de 2013. El proyecto DES utilizará el 30 % del tiempo del telescopio (525 noches a lo largo de 5 años) dejando el otro 70 % disponible a la comunidad científica.

5.1. Objetivos

DES estudiará las propiedades de la energía oscura utilizando varios métodos, en especial los cuatro descritos en la sección 2.7.1: el número de cúmulos de galaxias en función del desplazamiento al rojo z , el efecto de lente gravitacional débil, las oscilaciones acústicas de bariones y el diagrama de Hubble de las supernovas de

¹<http://www.darkenergysurvey.org/>



Figura 5.1: Instituciones, por países, que forman parte de la colaboración DES. España tiene una presencia importante dentro del proyecto gracias a la colaboración de centros como el IFAE y el ICE/IEEC-CSIC en Barcelona y el CIEMAT y la UAM en Madrid.

tipo Ia. El hecho de poder estudiar los cuatro métodos principales sobre el mismo conjunto de datos permitirá un mayor control de las incertidumbres sistemáticas, para obtener medidas más robustas y precisas de los parámetros cosmológicos.

DES pretende cartografiar 5000 grados cuadrados de cielo en el hemisferio sur, utilizando cinco filtros anchos que cubren longitudes de onda desde el visible hasta el infrarrojo cercano: los filtros de SDSS (g,r,i,z) junto con la banda infrarroja Y, llegando hasta una magnitud AB de $i \sim 24$. La elección de estos filtros tiene como objetivo intentar medir con precisión el *photoz* a desplazamientos al rojo hasta $z \sim 1.4$.

Por otro lado, la elección de la zona del cielo a cartografiar se ha hecho para que el área final del proyecto incluya la región del *South Pole Telescope* (SPT) [163], lo que permitirá medir el efecto Sunyaev-Zel'dovich [63] para un gran número de cúmulos y así obtener una determinación precisa de su masa. Asimismo el área final de DES también solapará con las observaciones en el infrarrojo del *VISTA Hemisphere Survey* (VHS) [164]. La combinación con VHS mejorará la medida del *photoz*.

El proyecto permitirá medir, después de combinar las técnicas principales y sin tener en cuenta datos de otros proyectos, el parámetro de la ecuación de estado w (Ecuación 2.8) con una precisión inferior al 5% y su dependencia con el desplazamiento al rojo con una precisión del 30%. Así mismo llegará a profundidades de hasta 1.4 en desplazamientos al rojo y permitirá el estudio de otros observables como la señal de magnificación, tema principal de este trabajo.

5.2. DEC*am*

La cámara DEC*am* (ver Figura 5.2) consta de: un plano focal de 570 megapíxeles dentro de un criostato, con una óptica correctora y un sistema de cinco filtros. También cuenta con una electrónica de bajo ruido de lectura, un sistema criogénico para mantener la temperatura por debajo de 180 K y un sistema mecánico para el ajuste del telescopio.

El plano focal cuenta con 12 CCD auxiliares de guiado y enfoque, situados en los bordes, junto con 62 CCD principales de 2048x4096 píxeles que para el telescopio Blanco se traduce en una escala de placa de 0.27"/píxel. Los CCD principales se

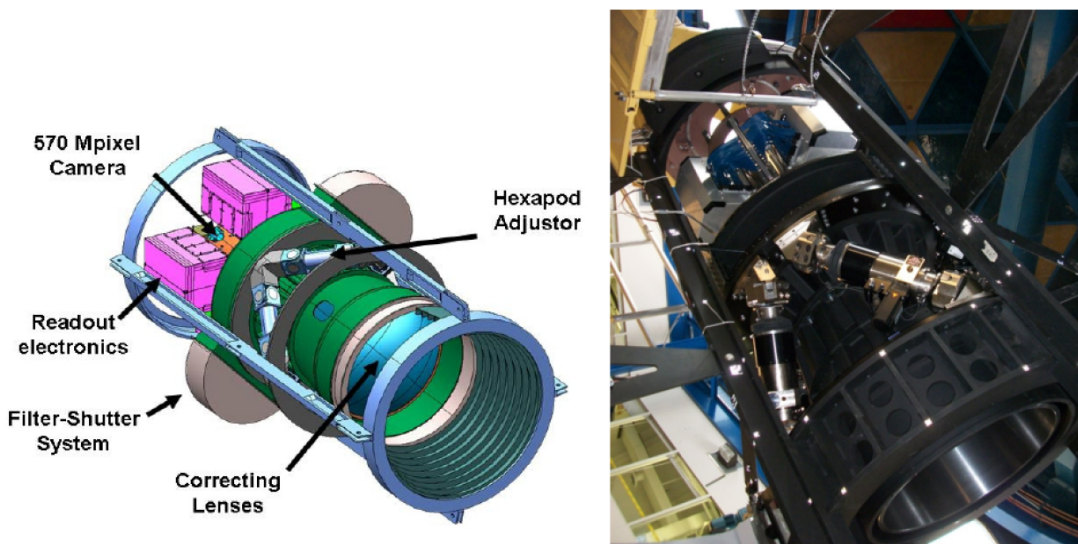


Figura 5.2: Esquema de la DECam junto con una foto de la misma tomada en Fermilab.

encuentran formando un hexágono tal que cubren un área de 3 grados cuadrados de cielo. En la Figura 5.3 se puede ver tanto la disposición de los CCDs junto con la proyección de la Luna y el plano focal real.

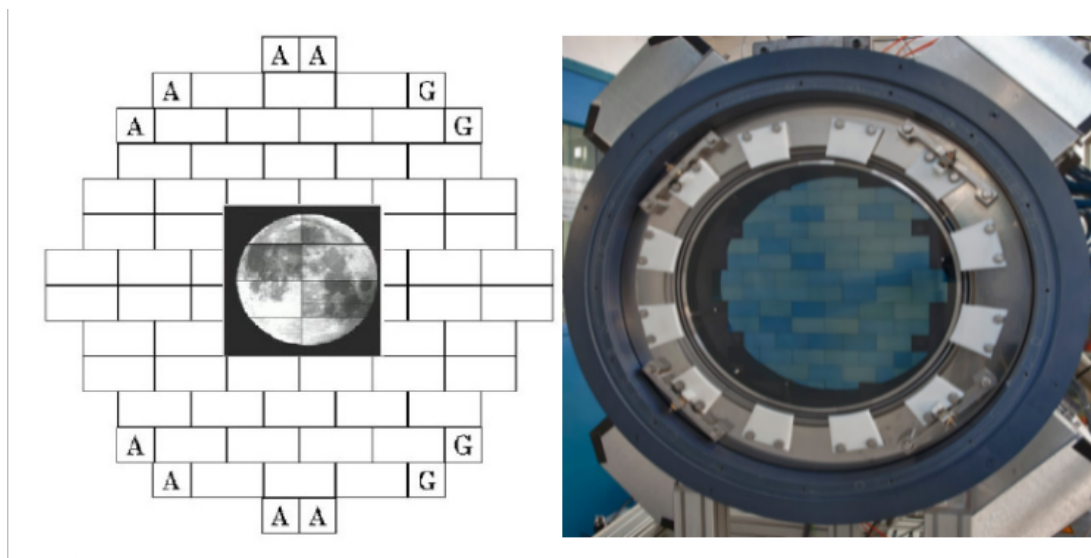


Figura 5.3: Disposición de los CCDs de la DECam junto con la proyección del tamaño equivalente de la Luna sobre la misma (izquierda). Imagen de la cámara lista para su instalación en el telescopio Blanco en Chile.

Los CCD han sido desarrollados por el Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) [165] y previamente probados con éxito en el telescopio Mayall del Observatorio Kitt Peak, en el telescopio Shane del Observatorio Lick y en el propio telescopio Blanco. Estos CCDs, con un espesor de silicio de 250 micras, son especialmente sensibles al infrarrojo con una eficiencia cuántica superior al 50% para longitudes de onda del orden de 10000 Å, un factor 5 sobre los CCDs tradicionales (ver Figura 5.4).

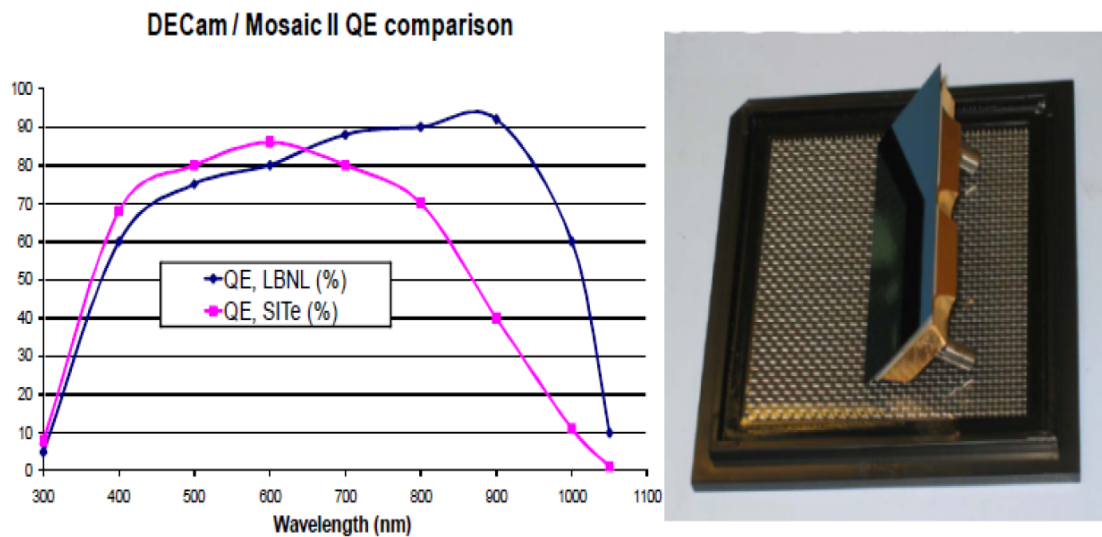


Figura 5.4: Eficiencia cuántica en función de la longitud de onda para los CCDs diseñados para DES (azul), frente a CCDs convencionales (rosa). Los primeros son especialmente sensibles a longitudes de onda altas.

El telescopio cuenta con un sistema corrector, compuesto por un juego de cinco lentes, diseñado para producir imágenes de 2.2 grados de diámetro sin viñeteo de tal manera que contribuye con menos de 0.4" al ancho de la PSF (*Point Spread Function*). En la Figura 5.5 se puede ver un esquema del sistema óptico incorporado al telescopio Blanco.

En la Figura 5.6 se muestra el rango de longitudes de onda que cubre cada uno de los filtros junto con uno de los mismos.

Cabe destacar que gran parte de la fabricación y diseño de la electrónica se ha llevado a cabo en el Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT). La electrónica desarrollada permite tomar imágenes en menos

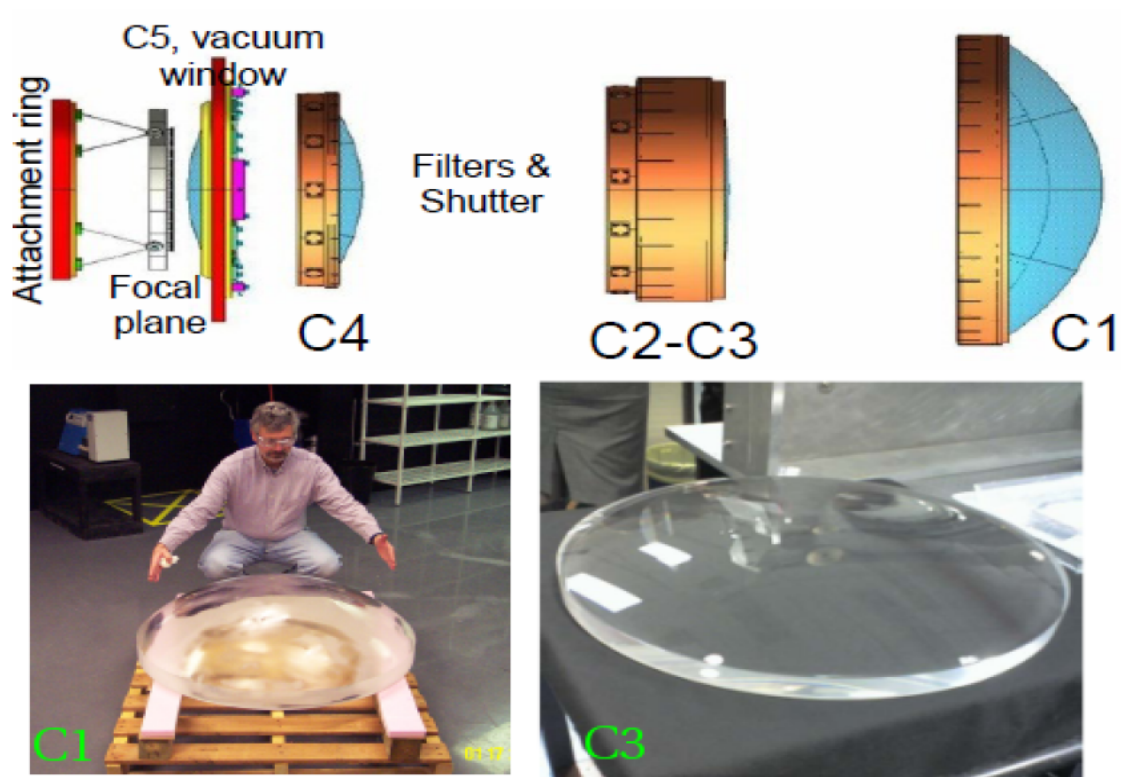


Figura 5.5: En la parte superior se muestra el sistema óptico instalado sobre la DECam. En la parte inferior se muestran algunas de las lentes.

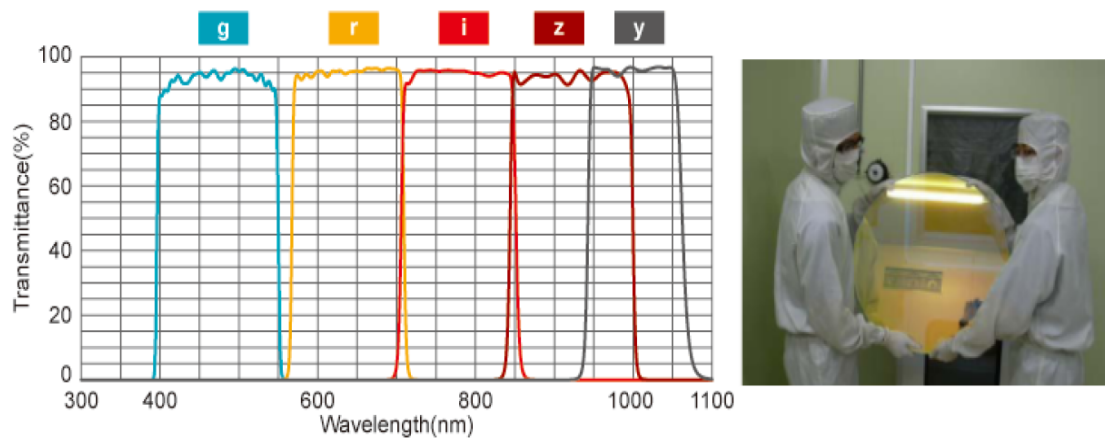


Figura 5.6: A la izquierda se muestra la transmitancia de cada uno de los cinco filtros de DES, los cuatro de SDSS y el filtro Y para el infrarrojo cercano. A la derecha uno de los mismos al finalizar su fabricación, en las instalaciones de Asahi.

tiempo del que tarda el telescopio en desplazarse de una posición a otra. Además se ha conseguido mantener el ruido de lectura por debajo de los 10 electrones/píxel. El sistema logra leer los 520 Megapíxeles en apenas 17 segundos, manteniendo este nivel de ruido.

5.3. El Telescopio Blanco

El Observatorio Interamericano de Cerro Tololo en Chile (ver Figura 5.7) es uno de los que tiene mejor calidad de cielo del mundo. El telescopio Blanco empezó a funcionar en 1974 y la calidad de su espejo principal era la mejor en ese momento, sólo superada en la última década. Su diseño es de tipo Ritchey-Chrétien, con un gran campo de visión.



Figura 5.7: Observatorio de Cerro Tololo en Chile (izquierda) junto con el telescopio Blanco (derecha).

En las últimas cuatro décadas el telescopio se ha utilizado con distintas cámaras y diversos correctores ópticos, convirtiéndose en uno de los mejores telescopios del hemisferio sur. El Blanco se ha utilizado en algunas de las primeras medidas de distancia a supernovas de tipo Ia [2], observaciones críticas para el descubrimiento de la energía oscura.

Pensando en el proyecto DES, se han llevado a cabo numerosas mejoras en el telescopio y sus instalaciones. Fundamentalmente se trata de tareas de adaptación

para que el telescopio pueda soportar un instrumento tan avanzado como DECam. Algunas de estas mejoras son:

- El control de la óptica activa con el fin de mejorar la estabilidad del foco.
- Se han calibrado los movimientos relativos entre el foco primario y el espejo primario.
- Se ha actualizado el sistema de control del telescopio de tal manera que el tiempo que tarde en desplazarse entre imagen e imagen sea equiparable a los 17 segundos de tiempo de lectura con el fin de no limitar la eficiencia del cartografiado.

Después de éstas y otras mejoras que ha experimentado el telescopio para poder sustentar la DECam, podemos decir que actualmente es uno de los más eficientes del mundo.

5.4. El sistema de gestión de datos (DESDM)

El sistema de gestión de datos [166] procesa varios cientos de gigabytes de información cada noche, llegando a un total de ~ 2 petabytes al final del proyecto. Con el fin de poder manejar esta gran cantidad de datos se ha diseñado una estructura que consiste en un sistema de archivos distribuidos, un entorno de procesado, un conjunto de códigos astronómicos y un sistema de acceso a los datos. Todo esto sustentado por computadores de alto rendimiento distribuidos en varios nodos, conectados mediante tecnología GRID.

Los datos se envían desde Chile al *National Center for Supercomputing Applications* (NCSA), en Urbana (Illinois), que es el órgano central del DESDM y de ahí se realizan varias copias de seguridad almacenadas en el *National Optical Astronomy Observatory* (NOAO), en Tucson (Arizona), y en Fermilab.

El procesado y calibración de los datos sigue los siguientes pasos:

1. Calibración de imágenes individuales

Las imágenes obtenidas por los CCDs individuales deben ser corregidas por varios efectos: la corriente de oscuridad (debido al ruido térmico), el campo plano

(debido a que no todos los píxeles responden igual a las diferentes longitudes de onda), la pupila fantasma (debida a las reflexiones que se producen dentro del corrector), etc.

A la par que se calibran las imágenes de forma independiente, se genera una máscara de píxeles malos (saturados o muertos) y otra de rayos cósmicos.

2. Calibración astrométrica

Para la calibración astrométrica se utiliza el software *AstrOmatic code SCAMP* [167, 168], el cual ha sido extensamente probado sobre el CFHT Legacy Survey. Además este software ha sido diseñado para ser usado sobre exposiciones simultáneas que se solapan, como es el caso de DES.

3. Calibración fotométrica

Este proceso se hace a través de la observación de estrellas estándar en noches fotométricas. Actualmente el error en la calibración fotométrica de DES es inferior al 2%.

4. Adición de imágenes (*coadds*)

El siguiente paso en el procesado de datos consiste sumar todas las imágenes que cubran las mismas zonas de cielo. La imagen resultante es el *coadd* de todas las sumadas de esta manera y presenta claras ventajas frente a las imágenes individuales como son: alcanzar una mayor profundidad, reducir el error en la calibración fotométrica y eliminar artefactos como rayos cósmicos o trazas de satélites.

5. Catalogado

Los *coadds* se dividen en *tiles* o pequeñas regiones. Para formar la imagen de detección de *Sextractor* [169], se combinan los *coadds* de las bandas r , i y z y se realiza la detección de objetos sobre la misma. Las características de los objetos así detectados se miden después en los *coadds* de las bandas individuales y se registran en una base de datos.

5.5. Estrategia de observación

Como se ha mencionado al principio del capítulo, DECam observará durante 525 noches. En ese tiempo se pretende cartografiar 5000 grados cuadrados del hemisferio sur galáctico y esto se hará en las cinco bandas fotométricas con las que cuenta la cámara. Además se buscarán supernovas de tipo Ia en un área de 30 grados cuadrados.

En la Figura 5.8 se muestran dos configuraciones posibles del área que se observará al cabo de los cinco años sobre un mapa de la esfera celeste en proyección Aitoff. Las líneas azules representan las zonas con mayor extinción galáctica y se corresponden con la Vía Láctea.

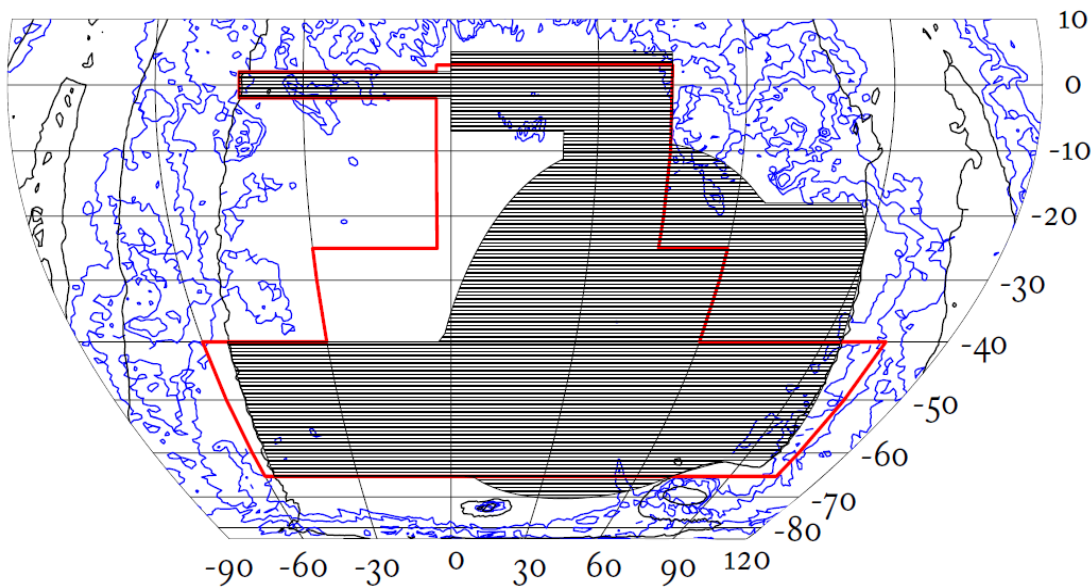


Figura 5.8: La región de líneas negras y la región encerrada por la línea roja son dos de las posibles configuraciones de la observación final del proyecto DES. La zona encerrada por las líneas azules se corresponde con la Vía Láctea.

Con el fin de llevar a cabo el cartografiado de la forma más eficiente posible se ha diseñado una estrategia de observación optimizando tres variables: el estudio de la estructura a gran escala y el número de cúmulos desde etapas tempranas, conseguir los mejores datos para el análisis de lente gravitacional débil y encontrar el mayor número de supernovas de tipo Ia. Por esta razón las noches con $seeing < 1.1''$ se

han reservado para el cartografiado en sí mismo, mientras que aquellas con *seeing* $> 1.1''$ estarán destinadas a la búsqueda de supernovas en determinados campos predefinidos. En el caso de que el *seeing* se mantenga bajo durante siete noches seguidas, en la octava noche se buscarán supernovas.

A la cobertura del área observada por cada filtro, con una única imagen, se le llama teselado o en inglés *tiling*. De sumar todos los teselados de un mismo filtro se obtiene un mayor tiempo de exposición que da como resultado una mayor profundidad y ésta es una de las principales características del proyecto, ya que al cabo de los cinco años se espera que DES sea el cartografiado de mayor profundidad existente hasta la fecha.

Para cubrir los 5000 grados cuadrados se espera que sean necesarias 1650 imágenes no superpuestas de la DECam, de manera que en cada región se tengan 2 teselados/año/filtro, que en, 5 años y para 4 filtros, da como resultado un total de 40 teselados. Cada año se dispondrán de 105 noches de observación repartidas entre septiembre y febrero. El resto de noches estarán dedicadas a la comunidad científica.

5.6. Photoz y su calibración

Con el objetivo de conseguir una buena medida del desplazamiento al rojo fotométrico es necesario disponer de muestras espectroscópicas que sirvan de referencia y calibración para los algoritmos de *photoz*. Para el caso del proyecto DES, es necesaria una muestra de calibración de entre $5 \cdot 10^4$ y 10^5 galaxias con el fin de obtener la precisión requerida para aplicar los cuatro métodos principales para el estudio de la energía oscura.

La muestra de calibración final del proyecto se obtendrá de la combinación de cartografiados previos cuyas regiones coincidan espacialmente con las de DES. Para calibrar las galaxias brillantes se utilizarán datos de SDSS y 2dF. Para el área común entre DES y SDSS existen alrededor de 70000 galaxias para las que se conoce su desplazamiento al rojo espectroscópico. Del área que se solapa con el 2dF se tienen alrededor de 90000 objetos con $z < 0.25$.

Por otra parte, el proyecto también observará regiones vistas por el VIMOS VLT Deep Survey (VVDS [170]) y el Keck DEEP2 Survey [171] que, junto con las ob-

servaciones del SDSS, servirán para calibrar las galaxias más lejanas y débiles. El VVDS y el DEEP2 nos proporcionarán otros 90000 espectros de tal manera que el *photoz* cuente con una muestra de calibración de más de 250000 objetos, suficiente para optimizar los algoritmos. Además el *Anglo-Australian Observatory* (AAO) ha iniciado el cartografiado OzDES² para incluir aún más objetos en la muestra de calibración.

La calibración del *photoz* utilizado en esta tesis se ha hecho a partir de cuatro campos [172]:

1. Campo SN-X3: Este área, centrada en ascensión recta $\alpha \sim 36.0^\circ$ y declinación $\delta \sim 5.0^\circ$, solapa con el campo 02hr del VVDS.
2. Campo VVDS F14: Centrado en $\alpha \sim 209.0^\circ$ y $\delta \sim 5.0^\circ$, solapa con el campo 14hr del VVDS.
3. Campo SN-C3: Centrado en $\alpha \sim 52.0^\circ$ y $\delta \sim 28.0^\circ$, solapa con el Chandra Deep Field South.
4. Campo COSMOS: Centrado en $\alpha \sim 150.0^\circ$ y $\delta \sim -1.4^\circ$, solapa con el Cosmic Evolution Survey.

Estos cuatro campos (ver Figura 5.9) han proporcionado una muestra de alrededor de 15000 objetos que han sido divididos en una muestra de entrenamiento y una de prueba. La muestra de entrenamiento se utiliza para configurar los diferentes algoritmos, mientras que la muestra de prueba se utiliza para estudiar la calidad de los mismos. Esta última se utilizará en la sección 7.3 para estudiar los cortes en magnitud que finalmente se han utilizado en nuestro análisis.

Actualmente el proyecto ofrece hasta trece *photoz's* diferentes [172].

²<http://www.mso.anu.edu.au/ozdes/index.html>

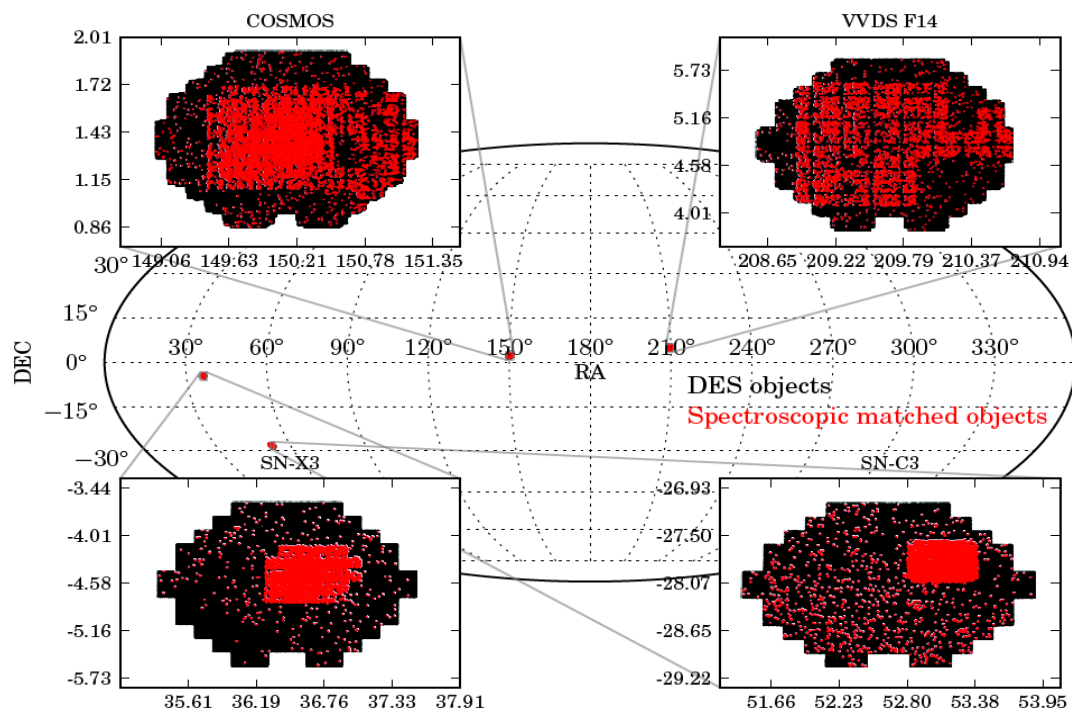


Figura 5.9: Los cuatro campos de calibración sobre la esfera celeste. En rojo se muestran los objetos que han sido identificados de otros cartografiados, en negro todos los objetos observados en la región. Imagen tomada de [172] con permiso del autor principal.

Capítulo 6

Magnificación cósmica en DES: simulaciones

En este capítulo se llevará a cabo un estudio sobre la viabilidad de detectar la señal de magnificación en una región de cielo con características similares a la que se midió en el periodo de verificación científica de DES. Se pretende usar la simulación descrita en la sección 6.1 y aplicar el método que se describirá en la sección 6.2 con el objetivo de dar una estimación de los parámetros cosmológicos a los que es más sensible la señal de magnificación (sección 6.6), así como establecer y entender la contribución que puedan tener algunos sistemáticos en la interpretación de los resultados (sección 6.2.5) junto con la estimación de los errores estadísticos (sección 6.2.4). Asimismo, en la sección 6.3 se comprobará que la magnificación cósmica es un efecto acromático y en la sección 6.5 se mostrará que es posible recuperar el bias galáctico de la lente mediante nuestro método de análisis. El criterio para considerar que se ha detectado una señal se explicará en la sección 6.4.

A pesar de contar con una simulación que incluye 5000 grados cuadrados, el estudio aquí mostrado se ha realizado sobre una región de aproximadamente 150 grados cuadrados. La motivación de hacerlo así nace del hecho de que esta tesis busca detectar la magnificación sobre los primeros datos del proyecto DES, más específicamente sobre los datos tomados durante la etapa de *Science Verification*, que cubre un área equivalente a la utilizada en la simulación. No obstante se ha utilizado toda la simulación para estimar la incertidumbre estadística.

6.1. La simulación MICE

Para desarrollar y probar el método se ha utilizado la simulación DES-MICE. Se trata de una simulación de N-cuerpos especialmente diseñada para el proyecto *Dark Energy Survey* por el proyecto *Marenostrum Institut de Ciències de l'Espai Simulations* de Barcelona¹. La simulación MICE nos proporciona datos artificiales que intentan emular, con el mayor detalle posible, la fracción de cielo que observará el proyecto DES al cabo de sus cinco años de vida. Por esta razón, la simulación consta de un área de 5000 grados cuadrados, e incluye numerosos efectos como las BAO o la magnificación cósmica, hasta profundidades de $z \sim 1.4$. Esta simulación también incluye dos desplazamientos al rojo fotométricos para cada objeto, estimados usando algoritmos diferentes: el ANN-Z [113] y el BCN-Z, versión modificada del BP-Z [114].

Con el fin de detectar la señal debida a la magnificación cósmica sobre la función de cross-correlación de galaxias se ha estudiado una región de aproximadamente 150 grados cuadrados comprendida entre 15° y 25° en ascensión recta y entre 10.0° y 25.0° en declinación.

Para cada una de las galaxias de la simulación se han considerado los siguientes observables [173, 174]:

- Ascensión recta (RA) y declinación (DEC), ambas afectadas por la magnificación,
- El valor real del desplazamiento al rojo (ver Figura 6.1).
- El desplazamiento al rojo fotométrico estimado mediante redes neuronales, ANN-Z (ver Figura 6.1).
- El desplazamiento al rojo fotométrico estimado mediante técnicas bayesianas, BCN-Z (ver Figura 6.1).
- Las magnitudes observadas, sin incluir el efecto de la magnificación, para las cuatro bandas en las que estudiaremos la señal (g, r, i y z). La banda Y no se estudia ya que, al solaparse con la banda z , prácticamente no proporciona información adicional respecto de ésta. Sin embargo hay que tener en cuenta

¹<http://maia.ice.cat/mice/>

que los *photoz's* han sido estimados utilizando la información de todas las bandas disponibles. Estas magnitudes incluyen el error fotométrico esperado en DES.

- Los valores κ , γ_1 y γ_2 (sección 3.1), los cuales se utilizan para estimar el parámetro μ (Ecuación 3.5) y, a partir de éste, las magnitudes magnificadas.

Como se vio en la Ecuación 3.7, la influencia de la magnificación sobre las magnitudes viene dada por:

$$m_{obs} = m_0 - 2.5 \log_{10}(\mu) \quad (6.1)$$

donde m_0 es la magnitud sin magnificar, proporcionada por el catálogo.

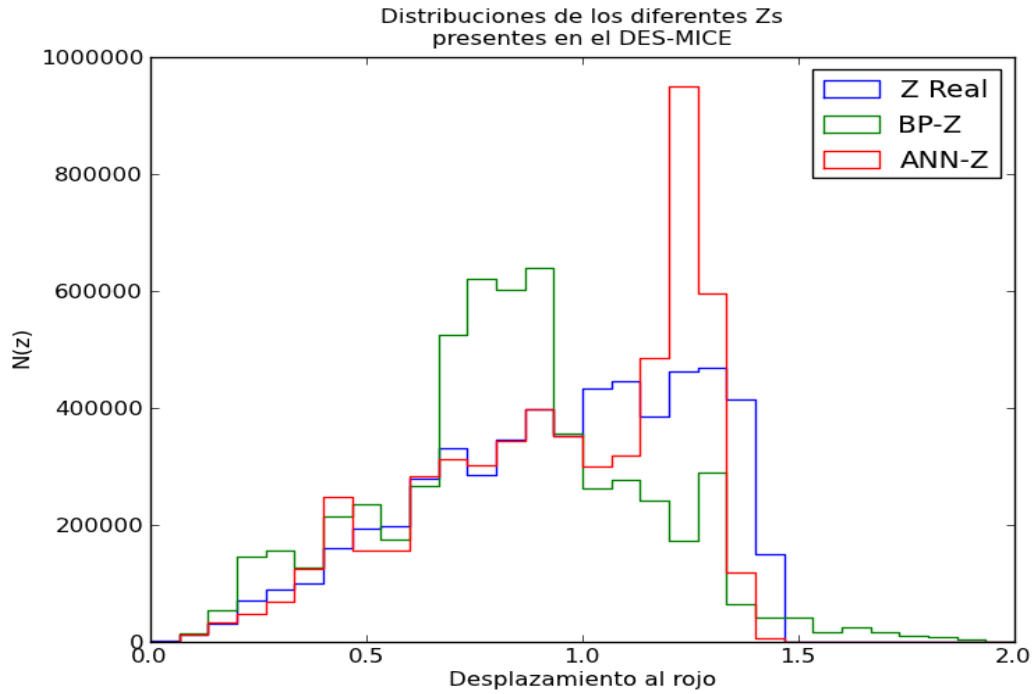


Figura 6.1: Distribuciones en desplazamientos al rojo, para las medidas presentes en la simulación DES-MICE: real (azul), ANN-Z (rojo) y BCN-Z (verde). Se observa que la distribución del desplazamiento al rojo real está mejor recuperada por ANN-Z hasta $z < 1.0$.

6.2. Método de medida

El método a aplicar para medir el efecto de la magnificación puede dividirse en cuatro pasos bien definidos:

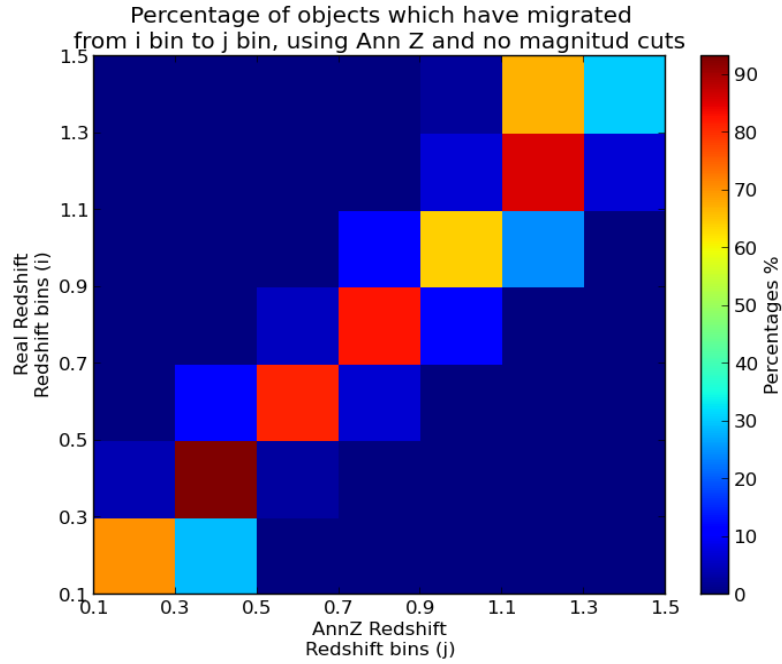
1. El primer paso es seleccionar la muestra lente y la muestra fuente en función de la clase de objeto y de su desplazamiento al rojo (sección 6.2.1).
2. Seguidamente hay que dividir la muestra fuente en bins de magnitud con el objetivo de medir el parámetro de la magnificación $\alpha(m)$ de la forma más precisa posible. Este proceso se explicará en detalle en la sección 6.2.2.
3. El siguiente paso consiste en estimar el valor del parámetro $\alpha(m)$, para lo cual se utilizarán diversos métodos (sección 6.2.3).
4. Finalmente se debe estimar la significancia de la señal detectada (sección 6.4), teniendo en cuenta los errores estadísticos (sección 6.2.4) y sistemáticos (sección 6.2.5).

6.2.1. Selección de la muestra: *photoz*

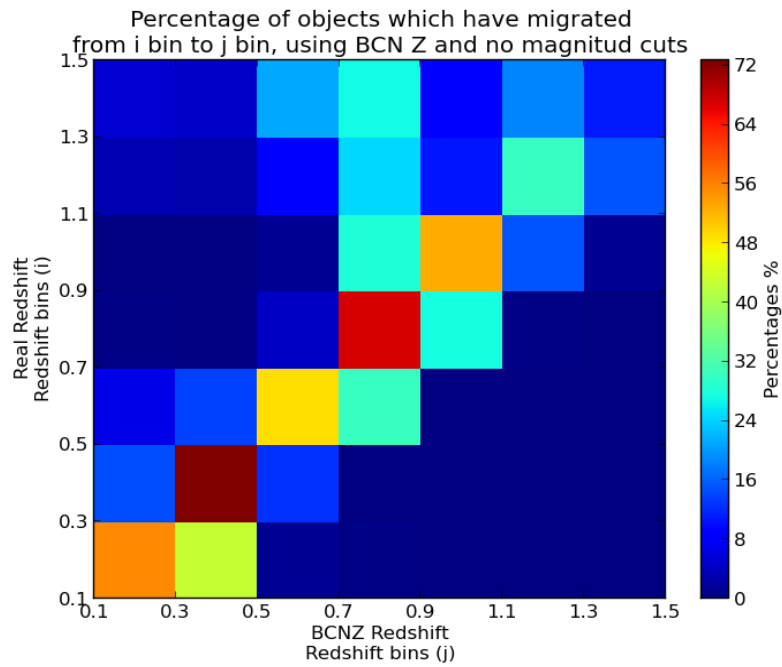
Como sabemos, es indispensable poder separar físicamente las muestras lente y fuente para no perder la señal de magnificación. Esto significa que no debe existir contaminación alguna entre los objetos de ambas o, en caso de existir, esta contaminación debe ser lo suficientemente pequeña como para que la señal que pueda introducir en la función de cross-correlación sea sensiblemente más pequeña que la señal debida a la magnificación.

En la Figura 6.2 se ve que BCN-Z introduce migraciones de objetos con alto desplazamiento al rojo (~ 1.3) hacia zonas con desplazamientos al rojo intermedios (~ 0.6). En contraposición, las migraciones ANN-Z se limitan a los bins de desplazamiento al rojo adyacentes a uno dado.

Con el objetivo de minimizar las migraciones, es necesario imponer, además de los cortes en *photoz*, cortes en magnitud de tal manera que para la muestra lente sólo seleccionamos los objetos más brillantes y en la muestra fuente nos limitamos a seleccionar los objetos más débiles. Estos cortes en magnitud pueden considerarse



(a) Matriz de migración para el ANN-Z: Este *photoz* presenta un buen comportamiento y las migraciones no se extienden más allá de los bins contiguos



(b) Matriz de migración para el BCN-Z: Este algoritmo presenta un comportamiento extraño a altos desplazamientos al rojo

Figura 6.2: Matrices de migración para los dos códigos utilizados en nuestro análisis: ANN-Z (panel izquierdo) y BCN-Z (panel derecho).

naturales, ya que por lo general, los objetos más cercanos deben observarse más brillantes que aquellos que se encuentran más lejos de nosotros.

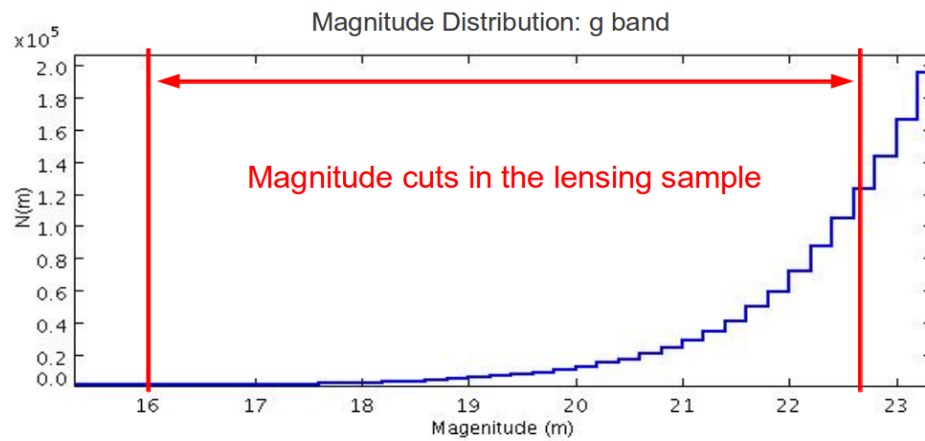
Para introducir los cortes en magnitud se ha tenido en cuenta, para cada banda, el límite de completitud aproximado a partir de la distribución $N(m)$ [141] (ver Figura 6.3). Los cortes que se obtienen para cada banda son:

$$\text{Objetos Brillantes: } \begin{cases} g \text{ mag} < 22.70 \\ r \text{ mag} < 22.25 \\ i \text{ mag} < 21.50 \\ z \text{ mag} < 21.00 \end{cases} \quad (6.2)$$

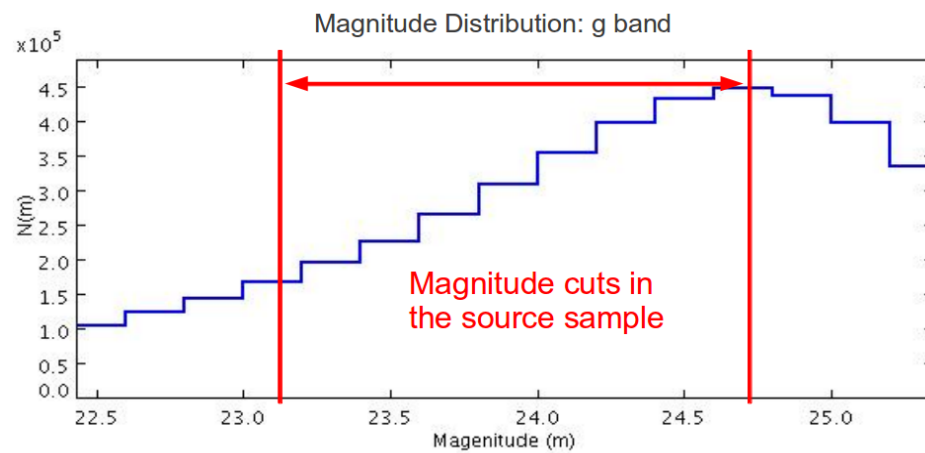
$$\text{Objetos Débiles: } \begin{cases} 23.20 < g \text{ mag} < 24.70 \\ 22.75 < r \text{ mag} < 24.25 \\ 22.00 < i \text{ mag} < 23.50 \\ 21.50 < z \text{ mag} < 23.00 \end{cases} \quad (6.3)$$

Una vez aplicados éstos, el siguiente paso es volver a construir las matrices de migración con el objetivo de verificar si se ha conseguido limpiar la contaminación entre muestras. Algunas de estas matrices se pueden ver en la Figura 6.4 y en efecto, se aprecia que los cortes en magnitud introducidos han sido suficientes para eliminar la migración de objetos entre los bins de desplazamiento al rojo bajo y los bins de desplazamiento al rojo alto.

Ahora, estando seguros de que no existe solapamiento entre las muestras lente y las muestras fuente, es momento de seleccionar sobre qué bins de desplazamiento al rojo se llevará a cabo nuestro análisis. Como sabemos, los algoritmos de *photoz* suelen ser poco precisos para desplazamientos al rojo muy bajos (por no disponer de la banda u) y muy altos (cuando la muestra de calibración no los cubre bien). Por esta razón descartamos el primer y el último bin. Por otra parte, aunque en nuestro caso sabemos perfectamente que no existe solapamiento alguno con los cortes en magnitud ya que estamos utilizando simulaciones, en los datos reales no podremos garantizarlo, por lo que es conveniente que los bins seleccionados estén lo más lejos posible uno del otro para así minimizar las posibles migraciones. Por esta razón los bins que se utilizarán serán, como muestra lente, el bin con *photoz* entre 0.3 y 0.5 y, como muestra fuente, el bin con *photoz* entre 1.1 y 1.3.

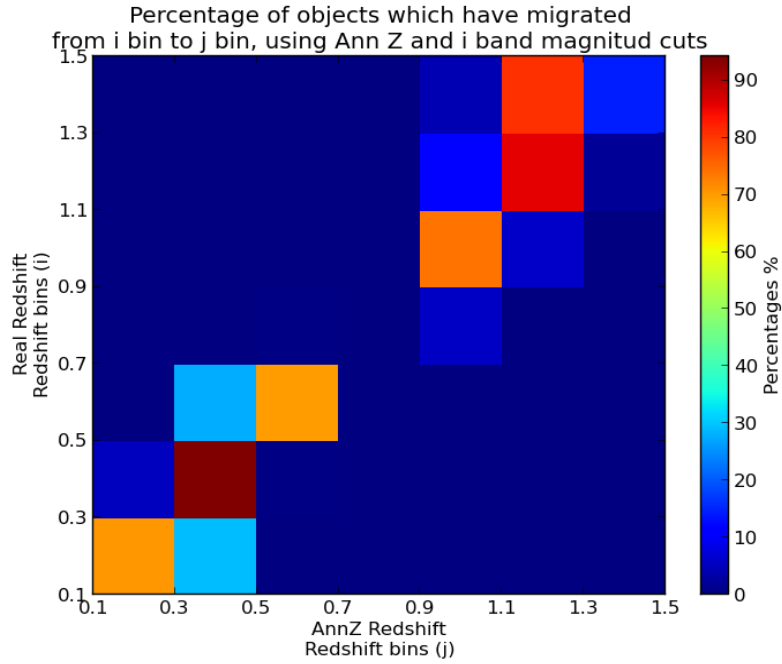


(a) Distribución y cortes en magnitudes para la banda g en la muestra lente

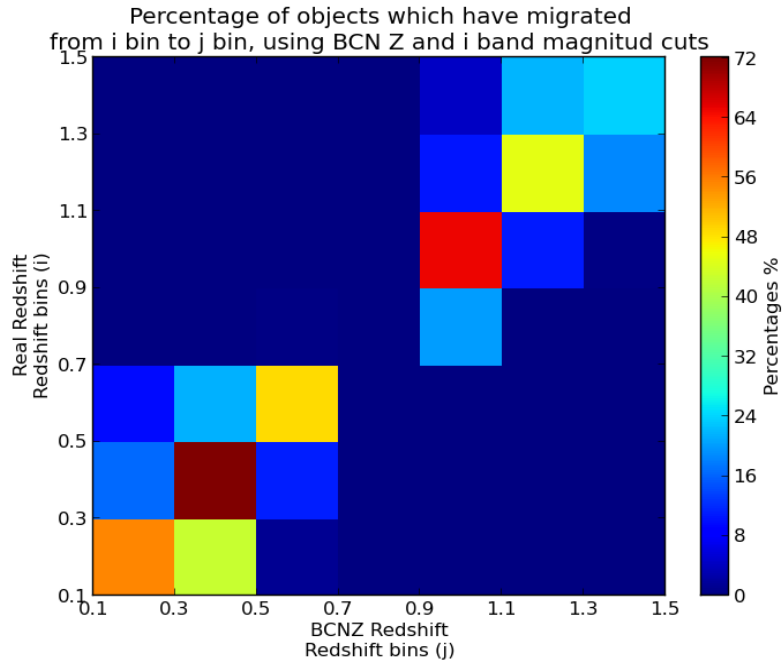


(b) Distribución y cortes en magnitudes para la banda g en la muestra fuente

Figura 6.3: Distribución en magnitudes para la banda g. Notar que en la muestra fuente se está cortando antes de que la distribución empiece a caer para evitar problemas de completitud. Entre ambas distribuciones se impone una separación en magnitudes de 0.5 para evitar solapamientos.



(a) Matriz de migración con cortes en magnitud: ANN-Z, banda i



(b) Matriz de migración con cortes en magnitud: BCN-Z, banda i

Figura 6.4: Matrices de migración obtenidas a partir de la inclusión de cortes en magnitud, evitando así el solapamiento entre los bins de desplazamiento al rojo cercanos y lejanos.

Muestra Lente: $0.3 < photoz < 0.5$		
Magnitud	N(objetos) ANN-Z	N(objetos) BCN-Z
$g < 22.70$	338603	308383
$r < 22.25$	471190	408448
$i < 21.50$	405023	339970
$z < 21.00$	340738	284859

Tabla 6.1: Cortes en desplazamiento al rojo y en magnitud para la muestra lente, $0.3 < photoz < 0.5$, con su respectivo número de objetos.

Muestra Fuente: $0.9 < photoz < 1.2$		
Magnitud	N(objetos) ANN-Z	N(objetos) BCN-Z
$23.20 < g < 24.70$	846637	386561
$22.75 < r < 24.25$	671572	294097
$22.00 < i < 23.50$	231091	159165
$21.50 < z < 23.00$	293274	206930

Tabla 6.2: Cortes en desplazamiento al rojo y en magnitud para la muestra fuente, $0.9 < photoz < 1.2$, con su respectivo número de objetos.

Por tanto los bins que se utilizarán en nuestro análisis, teniendo en cuenta que éste se llevará a cabo en cuatro de las cinco bandas que se incluyen en el proyecto DES, se pueden ver en la Tabla 6.1 (muestras que harán de lente) y en la Tabla 6.2 (muestras que harán de fuente), donde además se muestra el número de objetos contenido en cada bin de desplazamiento al rojo, con sus respectivos cortes en magnitud.

6.2.2. Selección de la muestra: cortes en magnitud sobre la muestra fuente

El siguiente paso en nuestro método consiste en dividir las muestras fuente (cuatro en total, una para cada banda) en bins de magnitud. Esto se hace así porque, como sabemos, el parámetro $\alpha(m)$ se define como [87, 88]:

$$\alpha(m) \equiv 2.5 \frac{d \log_{10} N(< m^*)}{dm} \quad (6.4)$$

donde m^* recibe el nombre de *magnitud límite* (no siendo realmente la magnitud límite en el sentido clásico, es decir, la del catálogo).

$\alpha(m)$ estará mejor determinado cuanto menor sea la variación de la pendiente de la distribución logarítmica en magnitudes. Para medirlo con el menor error posible y a su vez ser capaces de estudiar su variación, se ha seguido un sencillo algoritmo capaz de dividir la muestra fuente en bins de magnitud tales que la variación de la pendiente sea la menor posible. Recordemos que estudiar la variación de $\alpha(m)$ implica estudiar la contribución de la amplificación en magnitudes sobre la función de cross-correlación de galaxias.

El algoritmo en cuestión determina cinco bins de magnitud en los que se dividirá cada una de las muestras fuente (una por banda) e impone que el ancho de cada bin sea superior al error esperado en la determinación de las magnitudes para el proyecto DES (2%). Los pasos que sigue el algoritmo son:

- Se ajustan todos los puntos de la distribución a una línea recta y se guarda su coeficiente de correlación lineal,
- Se retira el último punto de la distribución y se repite el paso anterior hasta haber obtenido todos los coeficiente de correlación posibles,
- Se elige como bin de magnitud aquel que nos proporciona el mejor ajuste,
- Se retiran los puntos correspondientes al bin elegido en el paso anterior y se vuelve al primer punto, así hasta haber determinado los intervalos de magnitudes que conformaran los cuatro primeros bins y
- El quinto bin se elige siempre desde la magnitud final del cuarto bin hasta la magnitud máxima del bin lejano.

Los bins de magnitud obtenidos siguiendo este método están en la Tabla 6.3 (ver Figura 6.5), para el ANN-Z, y en la Tabla 6.4 (ver Figura 6.6), para el BCN-Z. Es importante mencionar que a pesar de que los cortes en magnitud introducidos, más la separación del bin lejano en bins de magnitud, disminuyen sensiblemente el número de objetos seleccionados, esta disminución en la estadística no resulta determinante.

En la Figura 6.7 se muestra la distribución de objetos en desplazamientos al rojo real, después de introducir los cortes en *photoz* y en magnitud, para algunos de los

ANN-Z							
Banda g	Objs.	Banda r	Objs.	Banda i	Objs.	Banda z	Objs.
23.20-23.50	39502	22.75-22.95	12306	22.00-22.20	1480	21.50-21.80	3498
23.50-23.70	47904	22.95-23.25	37410	22.20-22.40	4199	21.80-22.00	8343
23.70-23.90	74394	23.25-23.65	116312	22.40-22.60	8935	22.00-22.20	17193
23.90-24.10	110235	23.65-23.85	108569	22.60-22.80	17019	22.20-22.40	31745
24.10-24.70	574602	23.85-24.25	396975	22.80-23.50	199458	22.40-23.00	232495

Tabla 6.3: Bines de magnitud para cada una de las cuatro bandas a partir del bin lejano utilizando ANN-Z, $1.1 < \text{ANN-Z} < 1.3$, con su respectivo número de objetos.

BCN-Z							
Banda g	Objs.	Banda r	Objs.	Banda i	Objs.	Banda z	Objs.
23.20-23.40	16888	22.75-23.05	15657	22.00-22.30	3731	21.50-21.80	5262
23.40-23.60	25018	23.05-23.25	18438	22.30-22.50	6473	21.80-22.20	25593
23.60-24.00	83053	23.25-23.45	26859	22.50-22.70	11488	22.20-22.40	26392
24.00-24.20	62354	23.45-23.65	37067	22.70-22.90	19355	22.40-22.70	60292
24.20-24.70	199248	23.65-24.25	196076	22.90-23.50	118118	22.70-23.00	89391

Tabla 6.4: Bines de magnitud para cada una de las cuatro bandas a partir del bin lejano utilizando BCN-Z, $1.1 < \text{BCN-Z} < 1.3$, con su respectivo número de objetos.

intervalos de magnitud donde se estudiará la magnificación. Como se aprecia, después de introducir los cortes mencionados las distribuciones en z real no se solapan.

6.2.3. Estimación del parámetro $\alpha(m)$

La estimación de $\alpha(m)$ se ha realizado utilizando tres métodos diferentes:

1. Mediante la definición, es decir la Ecuación 6.4
2. Por la naturaleza en la que se han construido los bins de magnitud, podemos ajustar cada uno de ellos a una línea recta y extraer del ajuste su pendiente, de tal manera que $y = S(m)x + n$ y $\alpha(m) = 2.5 \cdot S(m)$
3. Nuevamente podemos utilizar la definición, excepto que esta vez vamos a considerar un intervalo infinitesimal de anchura ϵ , que nos ayudará a determinar

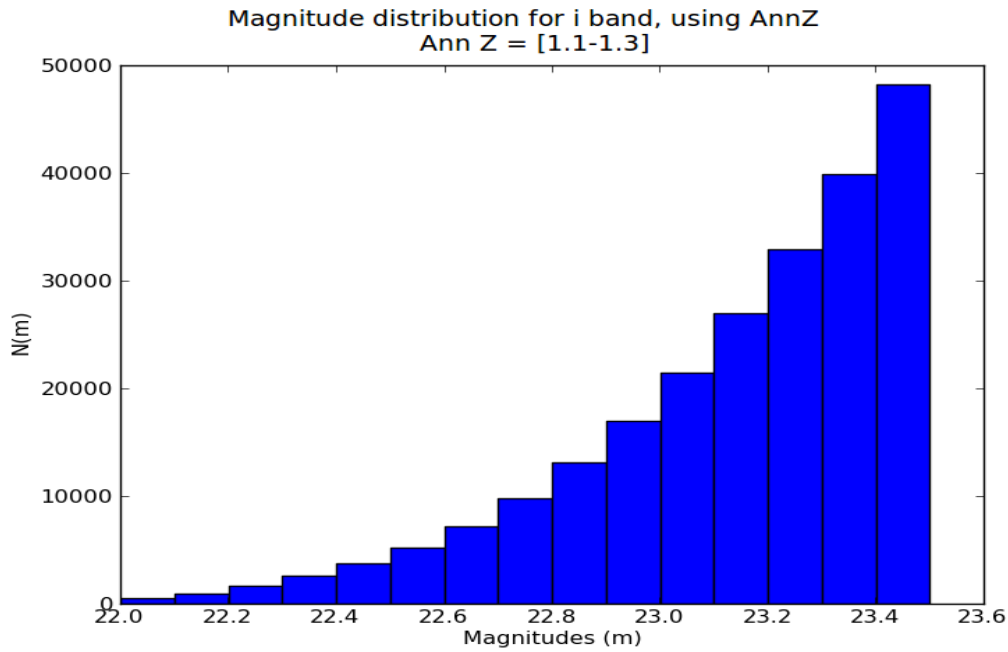
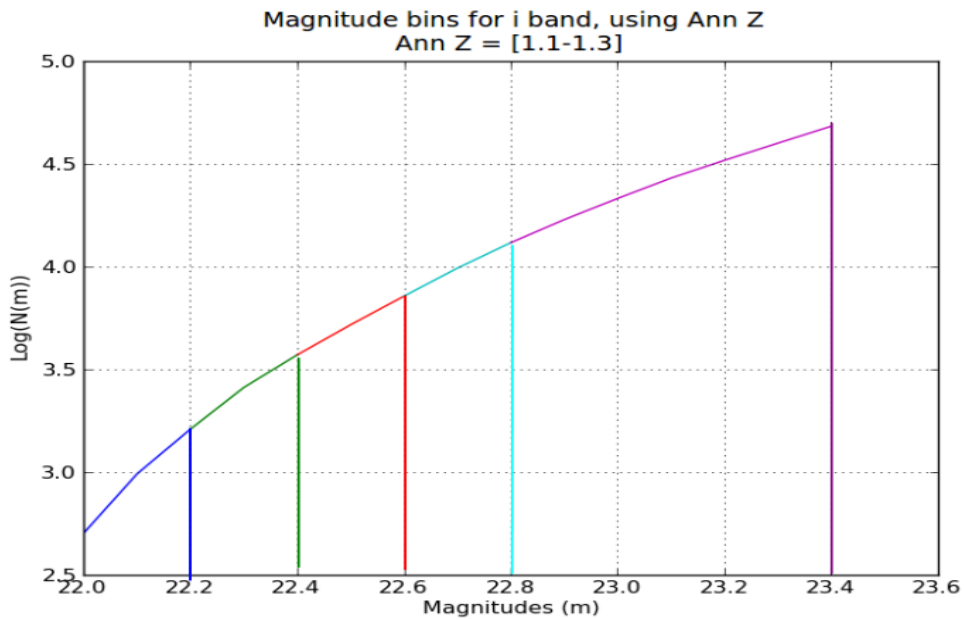
(a) Distribución de objetos en magnitudes para la banda i, con $1.1 < \text{ANN-Z} < 1.3$ (b) Bines de magnitud para la banda i, con $1.1 < \text{ANN-Z} < 1.3$

Figura 6.5: En el panel superior se muestra la distribución en magnitudes para la banda i utilizando ANN-Z. En el panel inferior tenemos el logaritmo de dicha distribución donde se aprecian los bins de magnitud determinados utilizando el método descrito en 6.2.2.

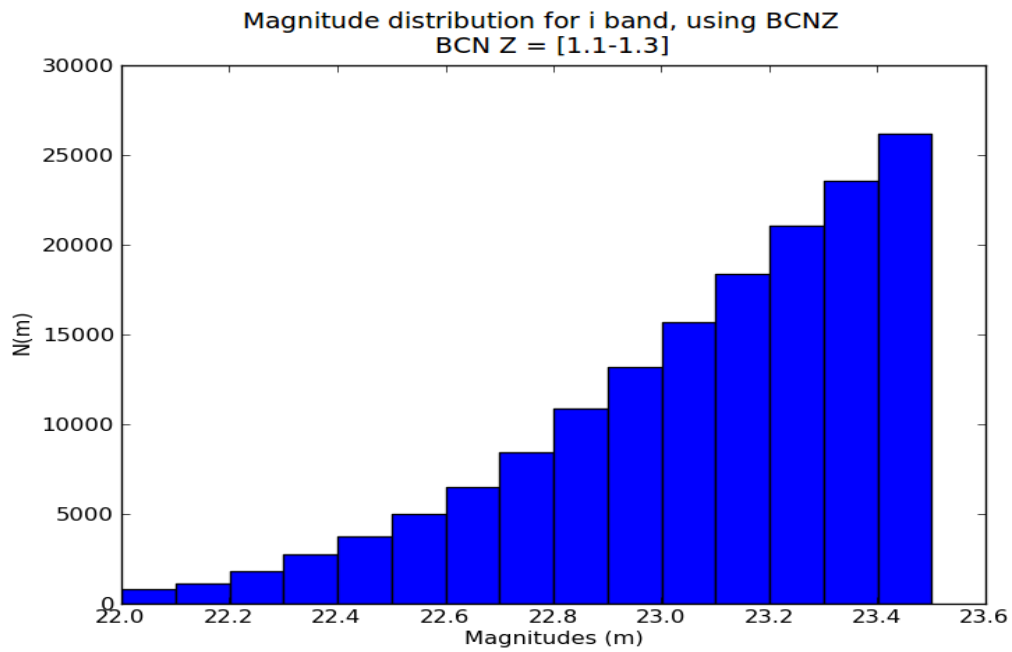
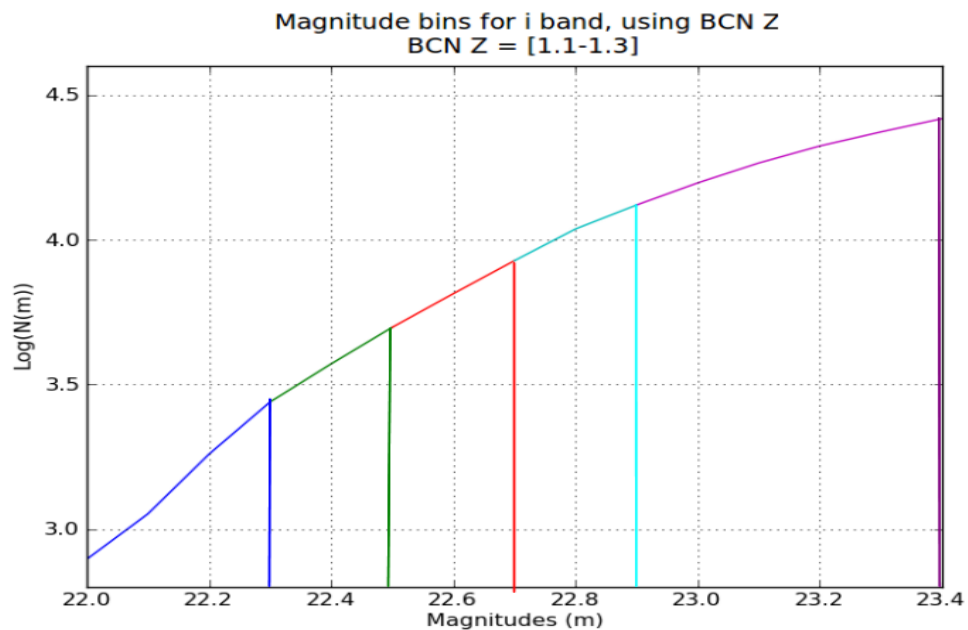
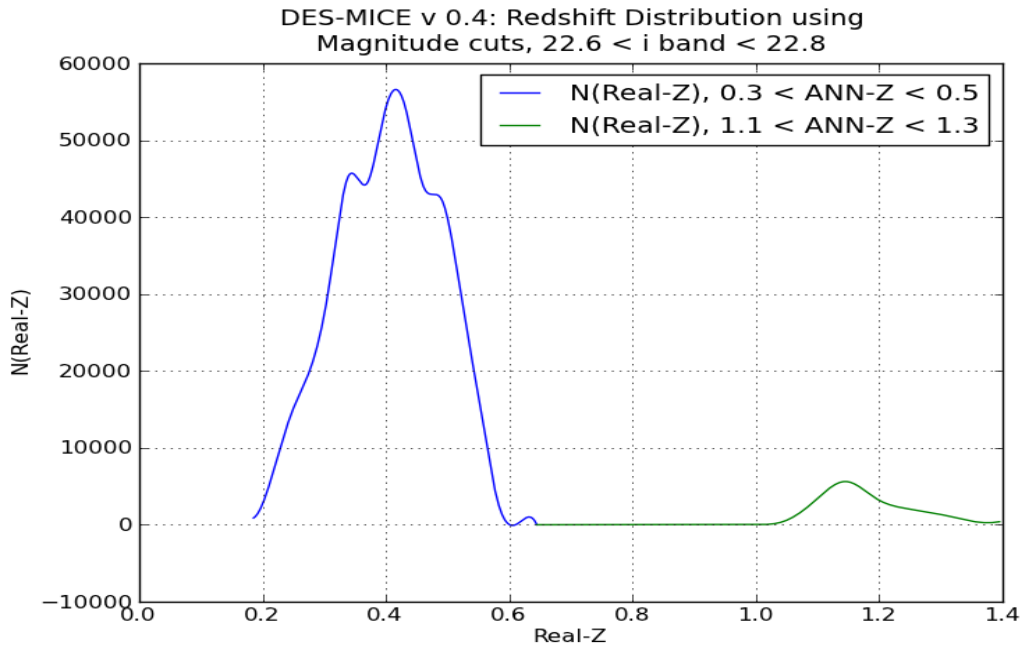
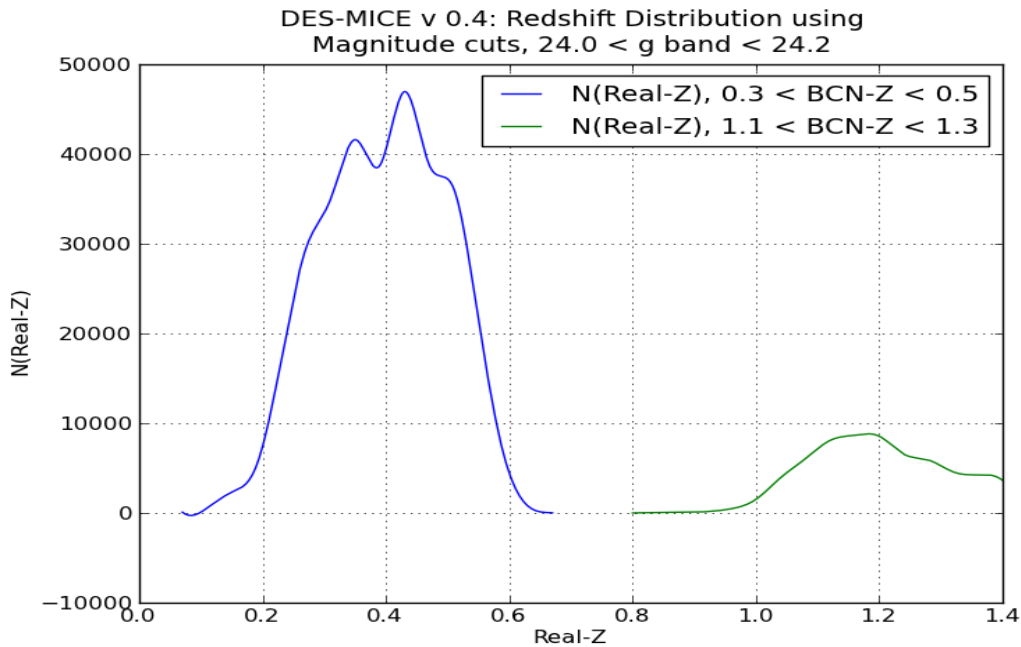
(a) Distribución de objetos en magnitudes para la banda i, con $1.1 < \text{BCN-Z} < 1.3$ (b) Bines de magnitud para la banda i, con $1.1 < \text{BCN-Z} < 1.3$

Figura 6.6: En el panel superior se muestra la distribución en magnitudes para la banda i utilizando BCN-Z. En el panel inferior tenemos el logaritmo de dicha distribución donde se aprecian los bines de magnitud determinados utilizando el método descrito en 6.2.2.



(a) $N(z)$ con cortes en ANN-Z y con cortes en magnitud sobre la muestra fuente, $22.60 < i < 22.80$



(b) $N(z)$ con cortes en BCN-Z y con cortes en magnitud sobre la muestra fuente, $24.00 < g < 24.20$

Figura 6.7: Distribuciones de objetos en desplazamientos al rojo real después de cortar en *photoz* para algunos bins de magnitud. El panel superior se corresponde con ANN-Z y el inferior con BCN-Z. Se ve que no hay solapamiento entre las distribuciones de la muestra lente y la muestra fuente.

la región de estabilidad para los posibles valores de $\alpha(m)$, entre $[m_1, m_2]$ con $m_1 < m_i < m_2$, tal que podamos reescribirla en su forma discreta:

$$\alpha(m) = 2.5 \frac{\Delta \log_{10} N(< m_i)}{\Delta m} \quad (6.5)$$

donde $\Delta m \approx m_2 - m_1 \approx \epsilon$, por lo tanto:

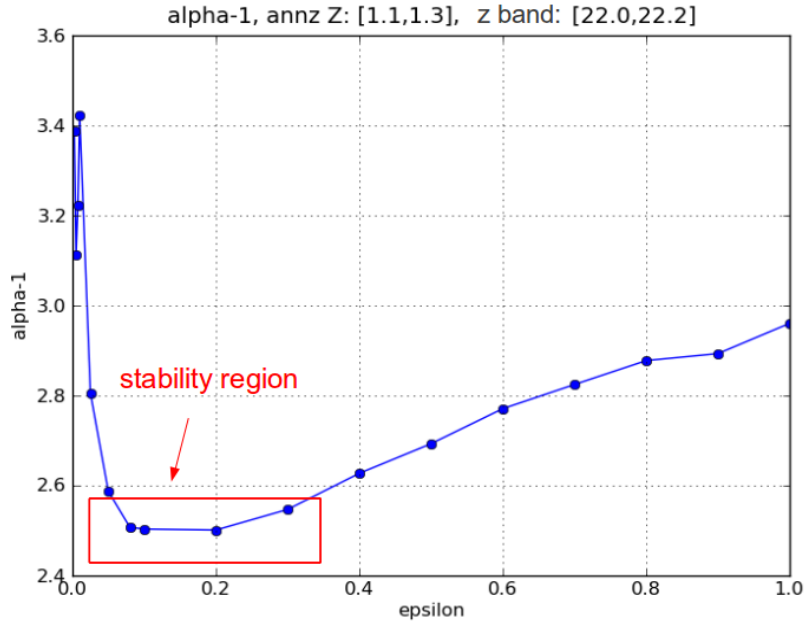
$$\alpha(m) = 2.5 \frac{[\log_{10} N(m_2 + \frac{\epsilon}{2} > m_i > m_1 + \frac{\epsilon}{2}) - \log_{10} N(m_2 - \frac{\epsilon}{2} > m_i > m_1 - \frac{\epsilon}{2})]}{\epsilon} \quad (6.6)$$

La Ecuación 6.6 nos proporciona el valor de $\alpha(m)$ para un único intervalo infinitesimal con magnitud límite m_i , pero nosotros no estamos trabajando con intervalos infinitesimales, razón por la cual, el valor final de $\alpha(m)$ vendrá dado por:

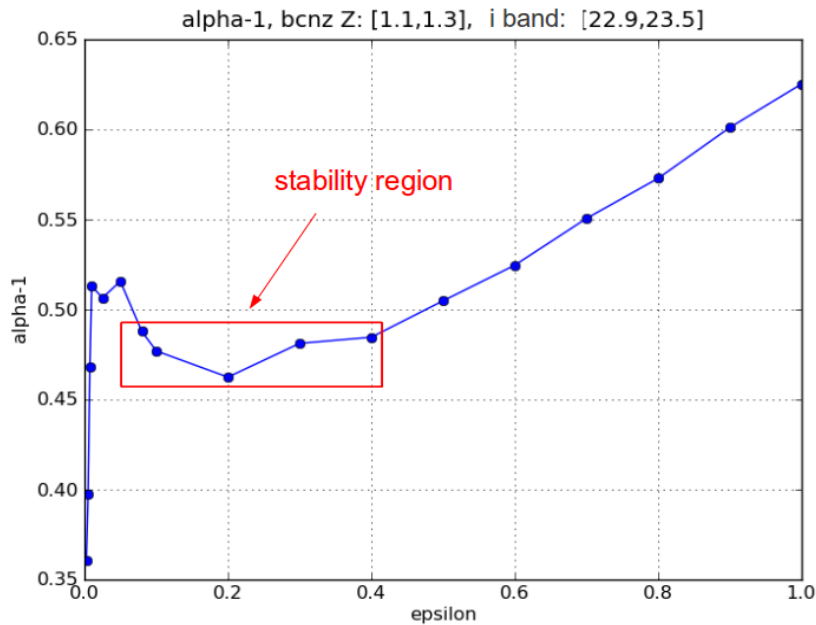
$$\alpha(m) = 2.5 \sum_{m_i} \left[\frac{[\log_{10} N(m_2 + \frac{\epsilon}{2} > m_i > m_1 + \frac{\epsilon}{2}) - \log_{10} N(m_2 - \frac{\epsilon}{2} > m_i > m_1 - \frac{\epsilon}{2})]}{\epsilon} \right] \quad (6.7)$$

Los dos primeros métodos son bastante directos: el primero es la media de la derivada en cada punto a lo largo de la curva $\log(N(m))$ vs m y su error se calcula con la desviación estándar de los valores obtenidos. El segundo es un ajuste a una línea recta y su error es el que nos proporciona el propio ajuste. El tercer método es ligeramente más complicado ya que nos exige probar diferentes valores para ϵ en busca de una región en la que el parámetro $\alpha(m)$ sea estable (ver Figura 6.8) y su error viene dado por la desviación estándar de los valores en dicha región.

De la comparativa de los tres métodos vemos que no es relevante el que finalmente utilicemos en nuestro análisis ya que los tres son compatibles entre sí, tal cual se puede ver en la Tabla 6.5. En adelante utilizaremos el tercero para estimar $\alpha(m)$ ya que, más allá de simplemente estimar una pendiente, al incluir pequeñas variaciones en las magnitudes a través de ϵ , resulta ser más robusto. Además es el que nos proporciona menor error.



(a) Valores de α medidos utilizando ANN-Z para la banda g entre 23.2 y 23.5



(b) Valores de α medidos utilizando BCN-Z para la banda i entre 22.0 y 22.3

Figura 6.8: Región de estabilidad de los α 's para ambos algoritmos de *photoz*, para dos casos particulares.

Banda	<i>photoz</i>	$\alpha(m) - 1$ deriv.	$\alpha(m) - 1$ fit	$\alpha(m) - 1$ epsi.
$23.50 < g < 23.70$	$1.1 < \text{ANNz} < 1.3$	1.44 ± 0.09	1.45 ± 0.04	1.50 ± 0.02
$22.95 < r < 23.25$	$1.1 < \text{ANNz} < 1.3$	1.76 ± 0.17	1.75 ± 0.09	1.81 ± 0.02
$22.90 < i < 23.50$	$1.1 < \text{BCNz} < 1.3$	0.47 ± 0.31	0.48 ± 0.09	0.48 ± 0.02
$22.00 < z < 22.20$	$1.1 < \text{ANNz} < 1.3$	2.38 ± 0.16	2.40 ± 0.10	2.50 ± 0.03

Tabla 6.5: Comparación entre los $\alpha(m)$ calculados utilizando diferentes métodos.

Los α 's obtenidos para cada intervalo de magnitud estudiado pueden verse en las Tablas 6.6 y 6.7, para el ANN-Z y el BCN-Z respectivamente. La evolución del bias de magnificación con la magnitud, para ambos *photoz*'s, se presenta en las Figuras 6.9 y 6.10.

En ésta y en la sección anterior se han presentado los cortes introducidos, tanto en *photoz* como en magnitudes, para seleccionar las muestras sobre las cuales se llevará a cabo el estudio de la señal de magnificación. Dicho estudio se realiza sobre las funciones de cross-correlación de galaxias que se obtienen a partir de correlacionar las muestras seleccionadas. La principal fuente de incertidumbre de estas correlaciones es de origen estadístico y los métodos para su determinación se explican en la sección siguiente.

6.2.4. Incertidumbre estadística

En esta sección se presentan distintos métodos para el estudio de la incertidumbre estadística en la función de cross-correlación (sección 3.2.2), la cual tiene dos contribuciones: el error de Poisson y la varianza cósmica. Los métodos utilizados para su determinación se describen a continuación:

1. Error de Poisson

El error de Poisson puede ser determinado haciendo uso de dos métodos:

- El primero de ellos es la expresión que se deriva de propagar errores al

Bines de magnitud	Objs.	$(\alpha(m) - 1)_{medido}$
$23.20 < g < 23.50$	39502	1.73 ± 0.02
$23.50 < g < 23.70$	47904	1.50 ± 0.02
$23.70 < g < 23.90$	74394	1.26 ± 0.03
$23.90 < g < 24.10$	110235	0.94 ± 0.02
$24.10 < g < 24.70$	574602	0.01 ± 0.01
$22.75 < r < 22.95$	12306	2.22 ± 0.03
$22.95 < r < 23.25$	37410	1.82 ± 0.02
$23.25 < r < 23.65$	116312	1.43 ± 0.01
$23.65 < r < 23.85$	108569	1.24 ± 0.03
$23.85 < r < 24.25$	396975	0.88 ± 0.05
$22.00 < i < 22.20$	1480	5.95 ± 0.17
$22.20 < i < 22.40$	4199	3.85 ± 0.16
$22.40 < i < 22.60$	8935	2.77 ± 0.10
$22.60 < i < 22.80$	17019	2.30 ± 0.03
$22.80 < i < 23.50$	199458	1.28 ± 0.02
$21.50 < z < 21.80$	3498	6.11 ± 0.21
$21.80 < z < 22.00$	8343	3.76 ± 0.03
$22.00 < z < 22.20$	17193	2.60 ± 0.09
$22.20 < z < 22.40$	31745	2.00 ± 0.05
$22.40 < z < 23.00$	232495	0.97 ± 0.02

Tabla 6.6: ANN-Z: Bias de magnificación medido para cada uno de los intervalos de magnitud estudiados.

Bines de magnitud	Objs.	$(\alpha(m) - 1)_{medido}$
$23.20 < g < 23.40$	16888	1.29 ± 0.04
$23.40 < g < 23.60$	25018	0.99 ± 0.03
$23.60 < g < 24.00$	83053	0.65 ± 0.02
$24.00 < g < 24.20$	62354	0.19 ± 0.01
$24.20 < g < 24.70$	199248	-0.56 ± 0.01
$22.75 < r < 23.05$	15657	1.78 ± 0.03
$23.05 < r < 23.25$	18438	1.22 ± 0.06
$23.25 < r < 23.45$	26859	0.91 ± 0.03
$23.45 < r < 23.65$	37067	0.64 ± 0.02
$23.65 < r < 24.25$	196076	0.44 ± 0.04
$22.00 < i < 22.30$	3731	3.67 ± 0.07
$22.30 < i < 22.50$	6473	2.62 ± 0.13
$22.50 < i < 22.70$	11488	1.99 ± 0.04
$22.70 < i < 22.90$	19355	1.49 ± 0.06
$22.90 < i < 23.50$	118118	0.49 ± 0.02
$21.50 < z < 21.80$	5262	3.66 ± 0.07
$21.80 < z < 22.20$	25593	2.10 ± 0.03
$22.20 < z < 22.40$	26392	1.29 ± 0.04
$22.40 < z < 22.70$	60292	0.59 ± 0.04
$22.70 < z < 23.00$	89391	0.33 ± 0.01

Tabla 6.7: BCN-Z: Bias de magnificación medido para cada uno de los intervalos de magnitud estudiados.

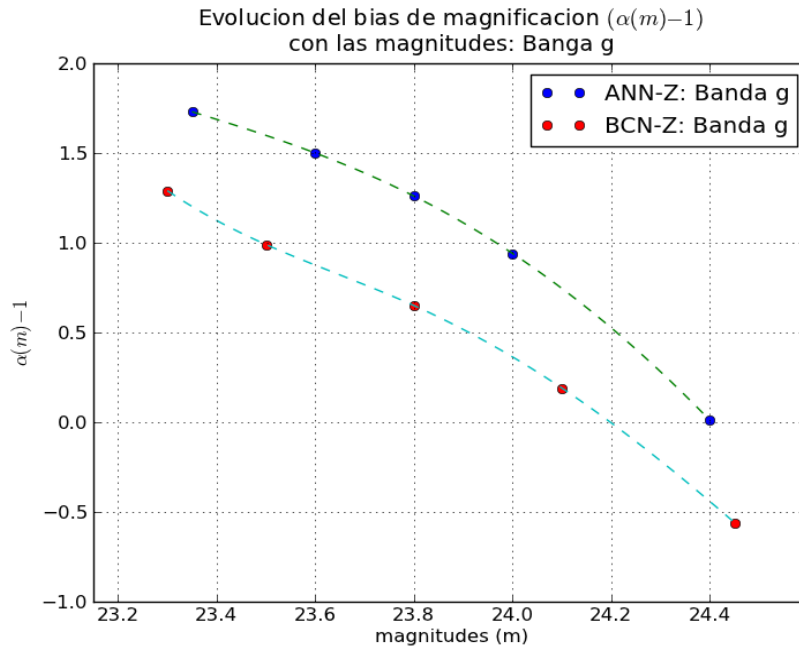
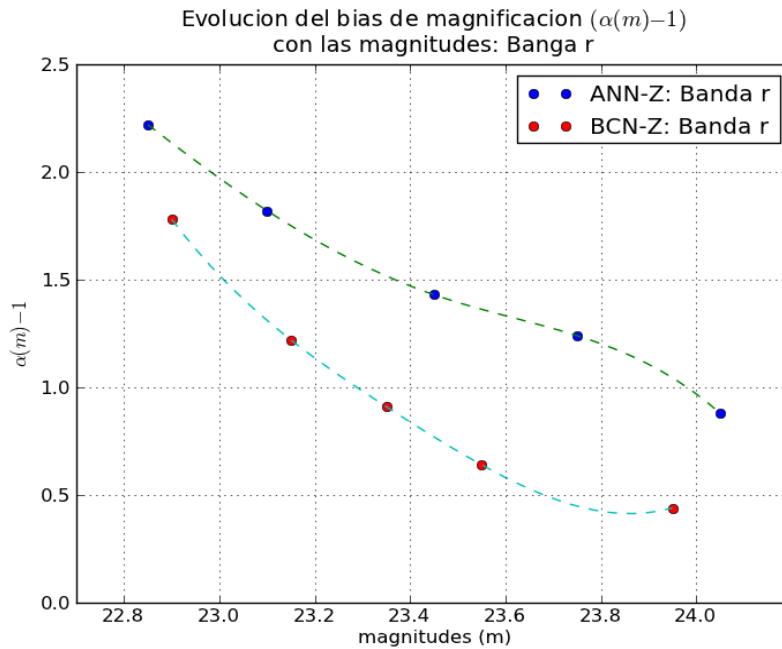
(a) Banda g: evolución ($\alpha(m) - 1$)(b) Banda r: evolución ($\alpha(m) - 1$)

Figura 6.9: Bandas g y r: Evolución del bias de magnificación, ($\alpha(m) - 1$), para los dos algoritmos de *photoz* incluidos en la simulación MICE. Las líneas punteadas representan los valores interpolados utilizando *splines* cúbicos.

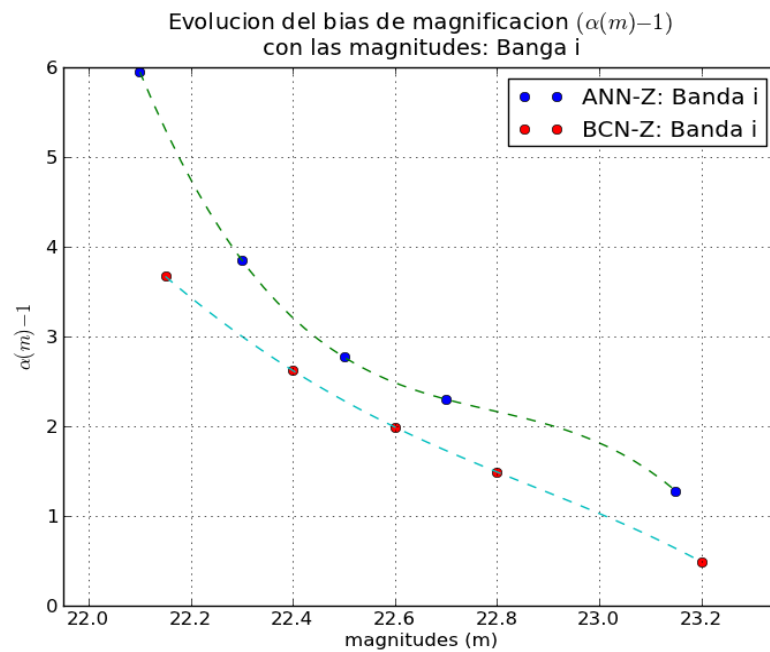
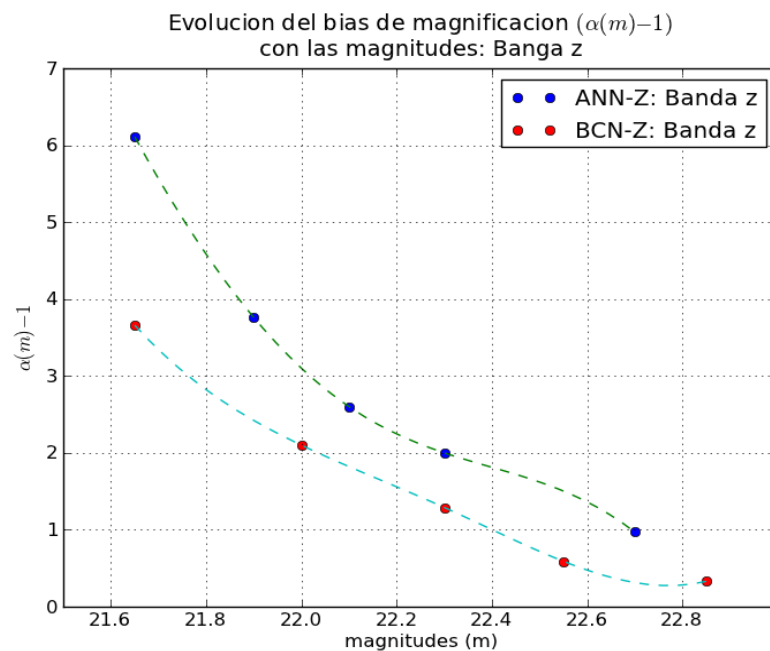
(a) Banda i: evolución ($\alpha(m) - 1$)(b) Banda z: evolución ($\alpha(m) - 1$)

Figura 6.10: Bandas i y z: Evolución del bias de magnificación, ($\alpha(m) - 1$), para los dos algoritmos de *photoz* incluidos en la simulación MICE. Las líneas punteadas representan los valores interpolados utilizando *splines* cúbicos.

estimador de Landy & Szalay [5, 91, 92]:

$$\begin{aligned}
 (\sigma_{ls}^{Poisson}(\theta))^2 = \Delta(\omega_{12}(\theta))^2 = & \frac{N_{rd1}N_{rd2}}{2N_1N_2} \frac{D_1D_2(\theta)}{R_1R_2(\theta)^2} + \\
 & \frac{\frac{N_{rd2}}{2N_1} D_1R_2(\theta) + \frac{N_{rd1}}{2N_2} D_2R_1(\theta)}{R_1R_2(\theta)^2} + \frac{(\omega_{12} - 1)^2}{R_1R_2(\theta)}
 \end{aligned} \tag{6.8}$$

donde los subíndices 1 y 2 hacen referencia a la muestra lente y a la muestra fuente respectivamente, N_{rdi} es el número de objetos en el catálogo aleatorio i , N_i es el número de galaxias, ya sea en la lente o en la fuente y $D_iD_j(\theta)$, $R_iR_j(\theta)$ y $D_iR_j(\theta)$ son el número de pares de objetos separados una distancia angular θ ya sea entre catálogos de datos, catálogos aleatorios o la combinación de ambos. Este método es válido cuando el número de objetos en el catálogo aleatorio es aproximadamente un orden de magnitud mayor que el número de galaxias.

- El segundo es una generalización de la expresión utilizada para el error de Poisson en la función de auto-correlación:

$$\sigma_{ls}^{Poisson}(\theta) = \frac{\sqrt{1 + \omega_{ll}(\theta)}\sqrt{1 + \omega_{ss}(\theta)}}{\sqrt{D_lD_s(\theta)}} \tag{6.9}$$

En la Figura 6.11 se muestra, sobre la misma función de cross-correlación, el error calculado con ambas expresiones y se ve que, a bajas escalas, tiene una contribución no despreciable a la incertidumbre estadística.

2. Varianza cósmica

Para estimar la contribución de esta fuente de incertidumbre se han utilizado cuatro métodos:

- Jack-Knife [118] (sección 3.5.1): Se ha aplicado el método sobre el área de 150 grados cuadrados dividiéndola en 25 submuestras.
- Simulaciones: Se ha dividido la simulación MICE de 5000 grados cuadrados en 25 submuestras independientes de 150 grados cuadrados cada una. El error es la desviación estándar de los resultados obtenidos en cada una.

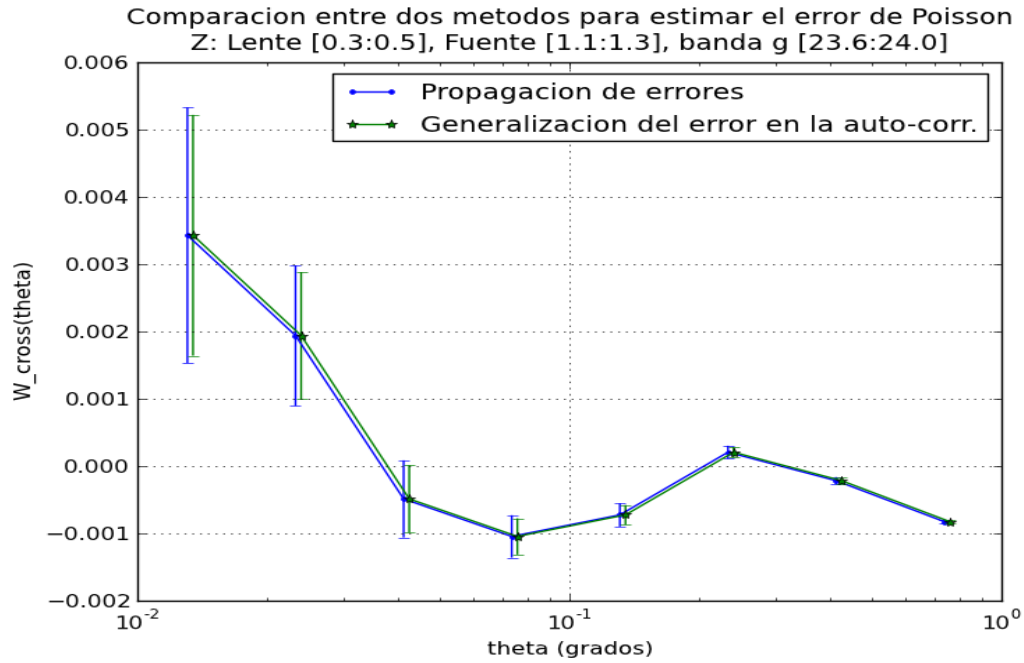


Figura 6.11: Error estadístico (de Poisson) en la función de cross-correlación. Esta contribución no es despreciable para escalas pequeñas ($\theta < 0.03^\circ$)

- Realizaciones aleatorias: Este método consiste en generar, a partir de una función de cross-correlación observada, realizaciones aleatorias que luego se utilizarán como funciones independientes a partir de las cuales podremos estimar el error. Para un campo Gaussiano aleatorio, sabemos que podemos escribir las sobredensidades de materia en función de los coeficientes a_{lm} , acorde con la Ecuación 3.19, los cuales son variables aleatorias cuyas partes real e imaginaria son también variables aleatorias Gaussianas centradas en cero con anchura $\sigma = \sqrt{C_l(z_1, z_2)}$. Donde los $C_l(z_1, z_2)$ representan el espectro de potencias en armónicos esféricos. Una vez obtenidos los $C_l(z_1, z_2)$ se generan tantos conjuntos de coeficientes a_{lm} como realizaciones aleatorias se deseen y a partir de ellos se construyen las funciones de cross-correlación artificiales.

Finalmente se obtiene la covarianza, la cual viene dada por:

$$\langle \omega_{z_1, z_2}(\theta_i) \omega_{z_1, z_2}(\theta_j) \rangle = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (\omega_k(\theta_i) - \mu(\theta_i)) (\omega_k(\theta_j) - \mu(\theta_j)) \quad (6.10)$$

donde $\mu(\theta)$ es el valor medio de las n realizaciones. Para nuestro análisis se han generado 50 realizaciones aleatorias.

- Utilizando la expresión teórica descrita en [95]: Este método consiste en extraer los C_l , tanto de las auto-correlaciones de la muestra lente ($C_{ll}(l)$), de la muestra fuente ($C_{ss}(l)$) y de la cross-correlación entre ellas ($C_{ls}(l)$), y a partir de ellos estimar directamente la covarianza siguiendo la expresión [95]:

$$\begin{aligned} Cov(\omega_{ls}(\theta_i), \omega_{ls}(\theta_j)) = \\ \sum \left[\frac{(2l+1)}{4\pi^2} \frac{1}{f_{sky}} P_l(\cos(\theta_i)) P_l(\cos(\theta_j)) (C_{ll}(l) C_{ss}(l) + C_{ls}(l)^2) \right] \end{aligned} \quad (6.11)$$

donde f_{sky} es la fracción de cielo observada y los P_l son los polinomios de Legendre.

En la Figura 6.12 se muestra una comparación entre los errores obtenidos con cada método sobre la misma función de cross-correlación. Como se aprecia todos los métodos son compatibles entre sí. En la Figura 6.13 se ve que la diferencia entre métodos está en torno a un 20%, tomando como referencia los resultados obtenidos con el *Jack-Knife*, el cual finalmente será el método que se utilizará para estimar todos los errores de este trabajo. Se ha elegido el método *Jack-Knife* para la estimación de los errores porque tiene la ventaja de que incorpora las fluctuaciones propias de los datos, como puede ser la presencia de un supercúmulo en alguna de las submuestras.

En la misma línea, en la Figura 6.14 podemos ver el error relativo ($\frac{\Delta\omega_{ls}}{\omega_{ls}+1}$) para cada uno de los cuatro métodos. Las matrices de correlación obtenidas a partir de ellos son compatibles entre sí. En la Figura 6.15 se muestran las correspondientes a

dos de los cuatro métodos.

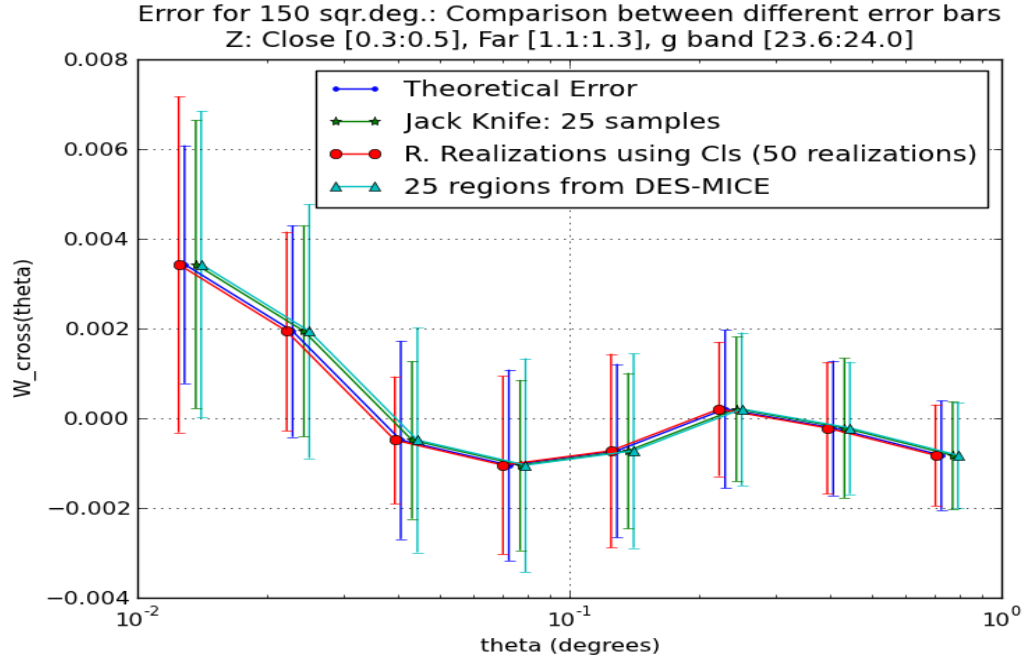


Figura 6.12: Comparación entre múltiples métodos para estimar la varianza cósmica sobre la función de cross-correlación de dos muestras de galaxias físicamente separadas.

6.2.5. Sistemáticos

En esta sección se analizarán tres efectos sistemáticos incluidos en la simulación. Otros sistemáticos serán estudiados directamente sobre los datos ya que están asociados al proceso de observación y no se han tenido en cuenta en la simulación. Los sistemáticos aquí estudiados son:

- Contaminación de estrellas
- Error en la determinación de las magnitudes
- Efecto del *photoz*

1. Contaminación de estrellas

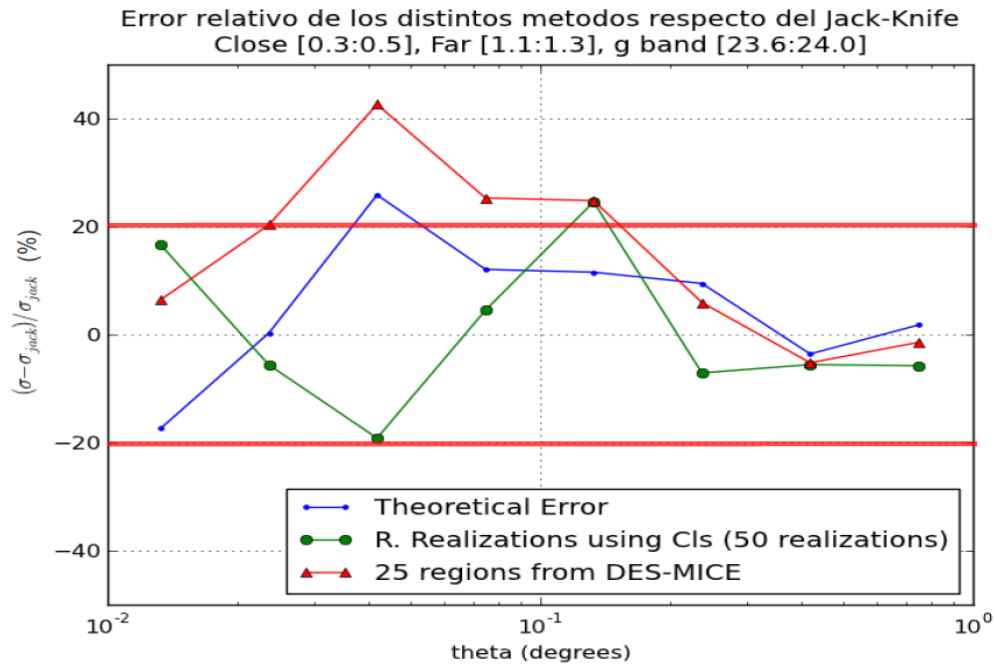


Figura 6.13: Error relativo que se comete al estimar la varianza cósmica utilizando uno u otro de los posibles métodos tomando como referencia el *Jack-Knife*.

En un estudio previo, sobre la simulación DC6b [81], se llevó a cabo una estimación conservadora de la contaminación estelar esperada en los catálogos de galaxias de DES. Se vio que la contaminación máxima sería de un 5% del total de objetos en la muestra lente y un 1.7% en la fuente. En la muestra fuente se espera una menor contaminación de estrellas ya que la probabilidad de asignar un desplazamiento al rojo alto a las estrellas es muy pequeña. Debido a que la simulación MICE no contiene estrellas, éstas han sido incluidas utilizando el catálogo de estrellas *TRILEGAL* [175].

Tanto la muestra lente como la fuente han sido contaminadas con diferentes porcentajes de estrellas en torno al valor esperado en DES, con el fin de estudiar la contribución de este sistemático (ver Tabla 6.8). Se vio que su contribución está muy por debajo del error estadístico.

2. Error en la determinación de las magnitudes

Las magnitudes observadas para las galaxias de la simulación MICE incluyen

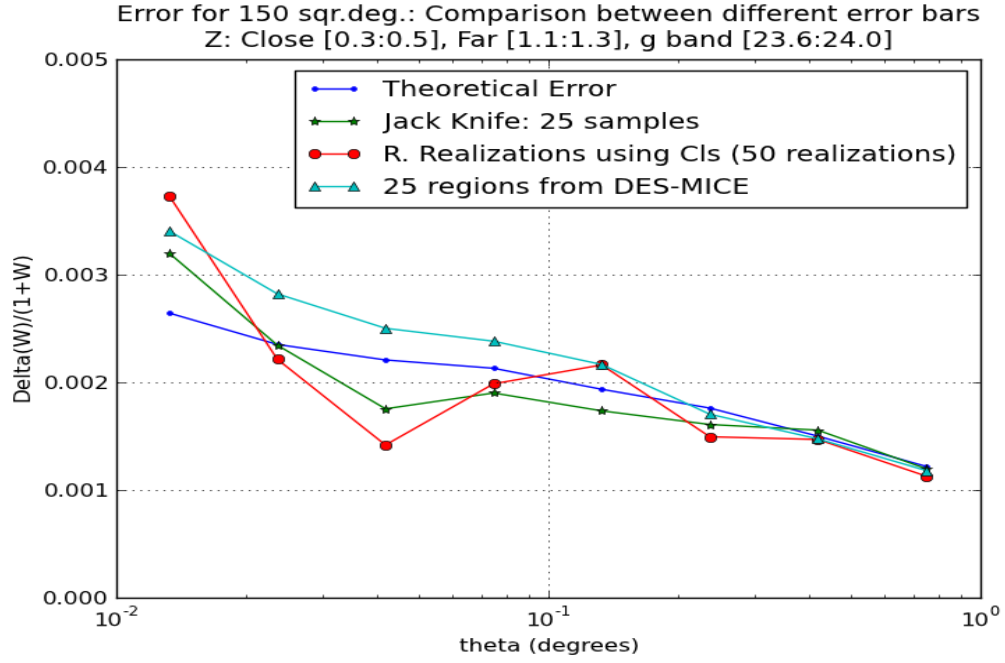
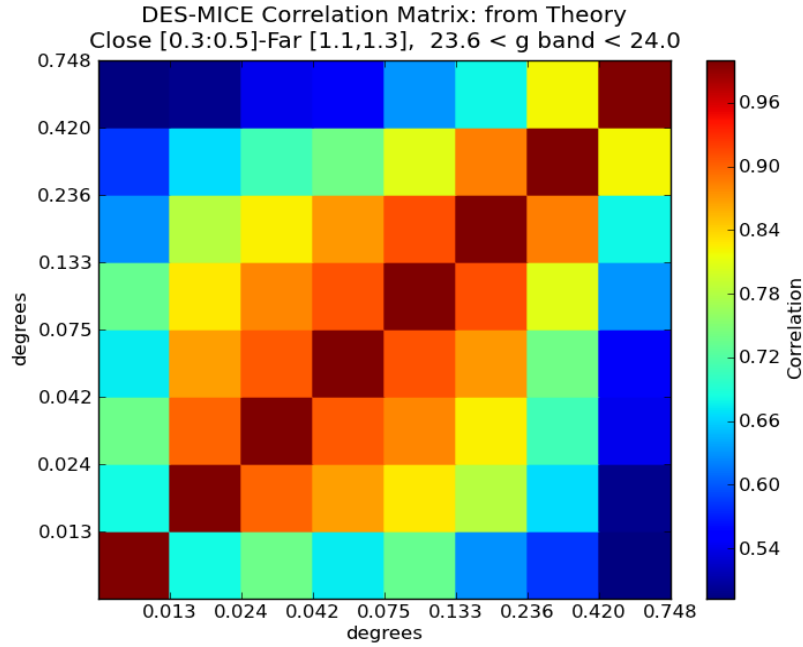


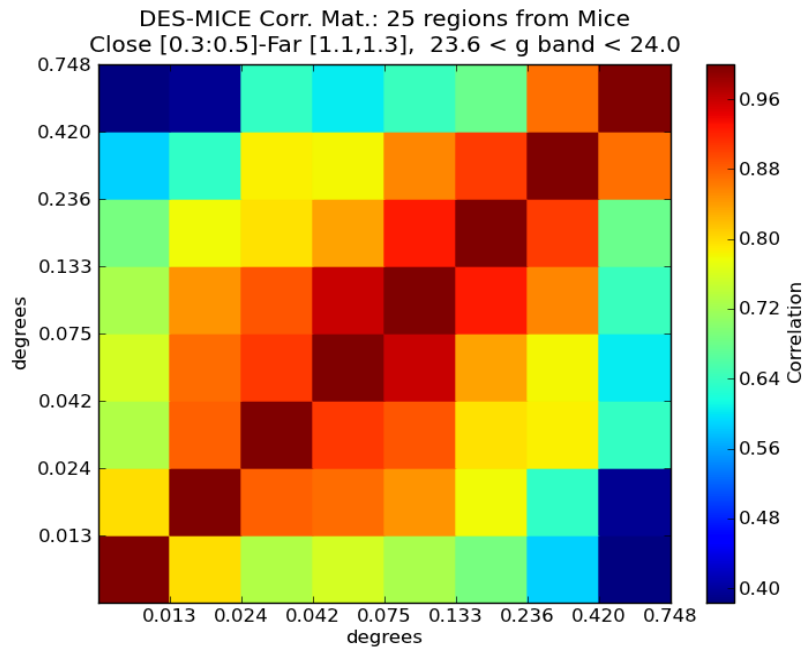
Figura 6.14: Comparación entre múltiples métodos para estimar la varianza cósmica sobre la función de cross-correlación de dos muestras de galaxias físicamente separadas, mostrando en el eje y $\frac{\Delta\omega_{ls}}{\omega_{ls}+1}$.

Muestra	Contaminación de estrellas
Lente, $0.3 < z < 0.5$	3 %, 5 % y 10 %
Fuente, $1.1 < z < 1.3$	1 %, 1.7 % y 2.4 %

Tabla 6.8: Contaminación de estrellas introducida en las muestras lente y fuente



(a) Matriz de correlación correspondiente a la varianza cósmica obtenida a partir de la expresión teórica, utilizando C_l 's de los datos.



(b) Matriz de correlación correspondiente a la varianza cósmica obtenida a partir de la simulación MICE, más específicamente, a partir de 25 regiones de la simulación.

Figura 6.15: Matrices de correlación para dos de los cuatro métodos utilizados para estimar la varianza cósmica. Se ve que son compatibles entre sí.

por defecto un modelo empírico que intenta simular errores observacionales esperados en DES. No obstante nosotros hemos incluido otros tres sistemáticos posibles en la estimación de las magnitudes. Estos son: una constante aditiva o sesgo en la determinación de las magnitudes, una dispersión uniforme y una dispersión Gaussiana. Estos sistemáticos podrían aparecer en los datos debidos a errores en la calibración fotométrica o al modelado de las galaxias por el software *SExtractor* [169].

- Constante aditiva o sesgo

Para probar este sistemático hemos introducido un pequeño corrimiento en los límites de un intervalo de magnitudes, este corrimiento se ha introducido a modo de una constante. Para el caso de la muestra lente, además de la muestra de referencia, se han creado dos muestras nuevas, una aumentando el límite máximo en la constante introducida y otra reduciendo dicho límite con la misma constante. Para el caso de la muestra fuente se han creado, además de la muestra de referencia, ocho muestras adicionales probando todas las combinaciones posibles generadas de variar los límites superiores e inferiores introduciendo y sustrayendo el sesgo².

Posteriormente se han calculado las cross-correlaciones entre cada una de las muestras lente y las muestras fuente. En la Figura 6.16 se muestran los resultados obtenidos para el caso de introducir la constante sólo en la muestra lente, se han probado los casos en los que el sesgo sea de 0.025 y 0.050 en magnitudes. Como se puede ver, la contribución introducida por sesgar sólo la muestra lente se encuentra por debajo de la contribución del error de Poisson.

En lo referente a la variación de los límites en la muestra fuente, los resultados de fijar uno de ellos (ya sea el inferior o el superior) dejando el otro libre se pueden ver en la Figura 6.17. Se ve que estos errores empiezan a ser importantes cuando el sesgo introducido es de 0.050. Sin embargo, sabemos que el error nominal en DES es de 0.020, muy inferior al impuesto. Nuevamente en la Figura sólo se muestra la contribución

²Realmente el sesgo debería introducirse en una única dirección para ambos límites, pero se han probado todas las combinaciones posibles por completitud.

Poissoniana de los errores estadísticos.

En la Figura 6.18 se muestran los resultados para el caso en que no se fije ninguno de los límites de magnitud en la muestra fuente, las barras de error sólo se corresponden con los errores de Poisson.

- **Dispersión uniforme**

Con el objetivo de estudiar este sistemático, al momento de llevar a cabo la selección de objetos se ha introducido un cambio en las magnitudes tal que:

$$m_{new} = m_{obs} + rnd_{[-1,1]} * sesgo \quad (6.12)$$

donde el sesgo introducido puede tomar los valores de 0.01, 0.02 y 0.03 y, como en el caso anterior, la contribución de este sistemático resulta ser inferior al error de Poisson (ver Figura 6.19).

- **Dispersión Gaussiana**

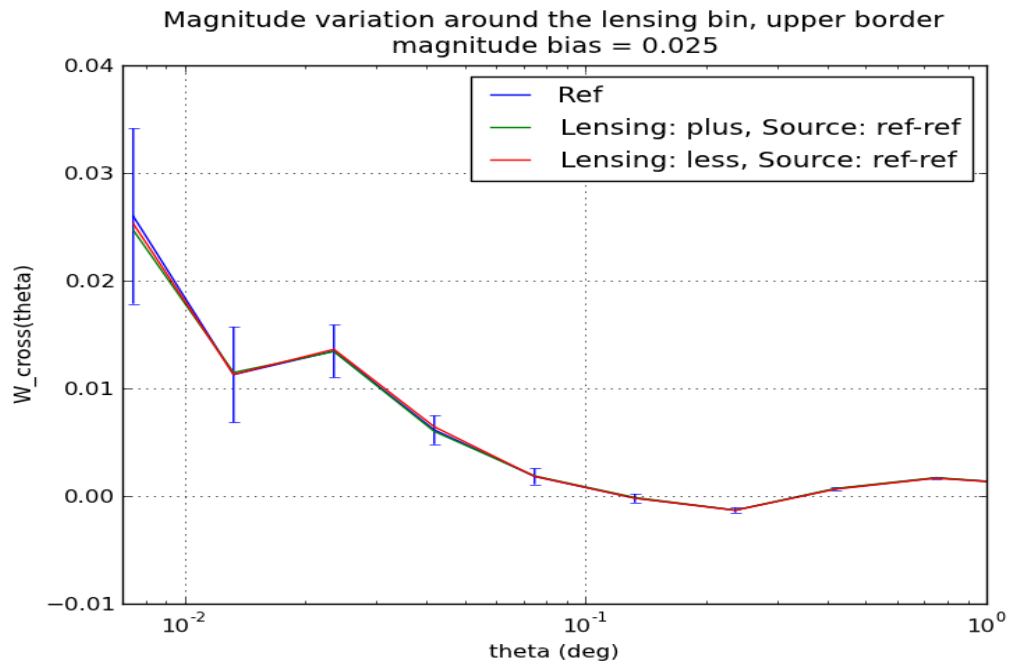
Finalmente, se ha probado el caso en que se introduzca una dispersión Gaussiana al momento de determinar las magnitudes, para esto se han modificado las magnitudes acorde con:

$$m_{new} = m_{obs} + G(0, \sigma) \quad (6.13)$$

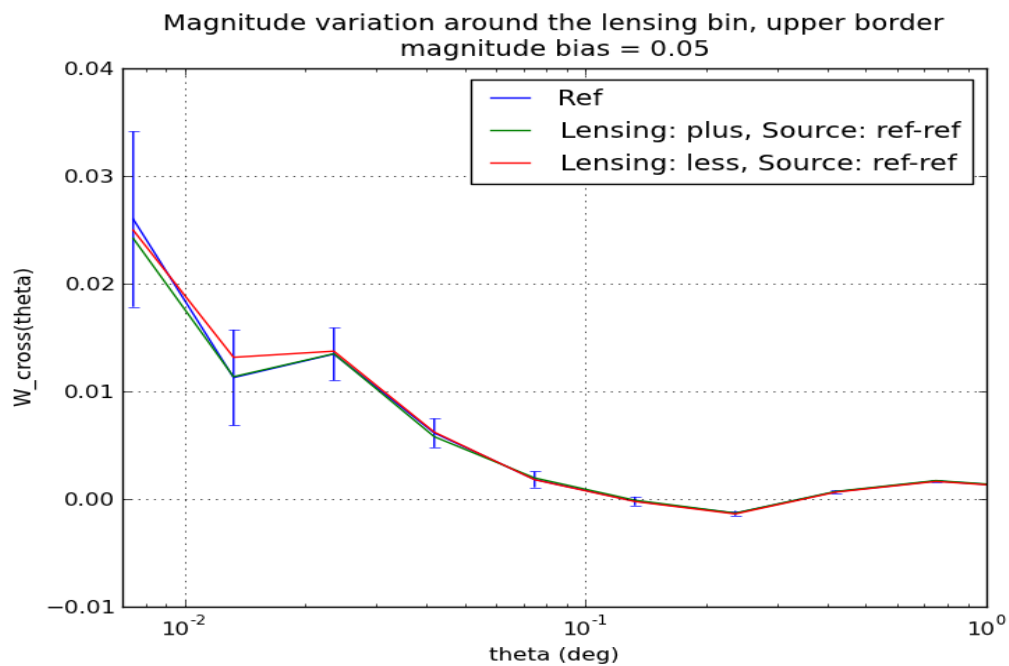
Los resultados se pueden observar en la Figura 6.20 y nuevamente, la contribución de este sistemático es inferior al error de Poisson.

El error relativo que introducen las estrellas es inferior al 2% y el introducido por la variación de magnitudes en ningún caso supera el 20%. Sin embargo, para cuantificar la influencia de estos sistemáticos, teniendo en cuenta la incertidumbre estadística, se llevó a cabo un ajuste χ^2 entre las funciones con sistemáticos y la función sin ellos:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\omega_{sist.}(\theta_i) - \omega_{ref.}(\theta_i))^2}{\sigma_i^2} \quad (6.14)$$

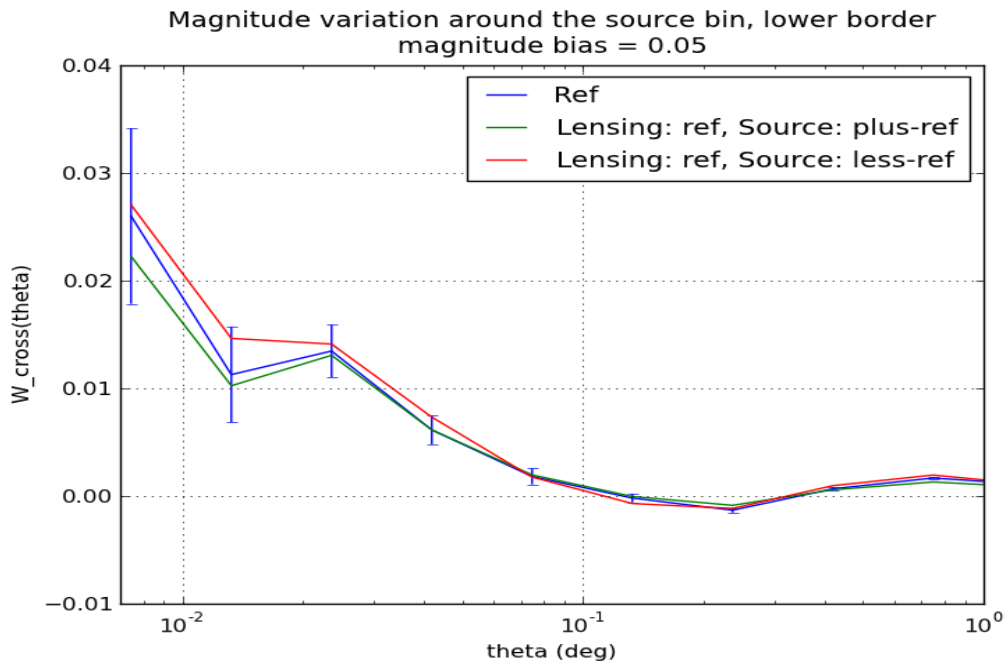


(a) Variación del límite superior en la muestra lente introduciendo una constante aditiva de $sesgo = 0.025$.

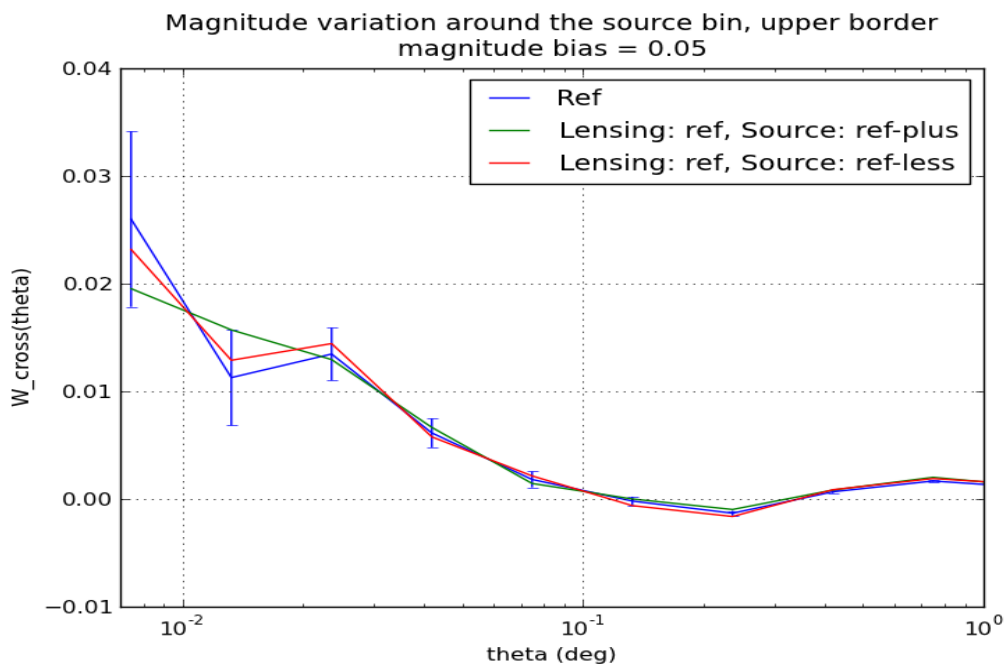


(b) Variación del límite superior en la muestra lente introduciendo una constante aditiva de $sesgo = 0.050$.

Figura 6.16: Efecto de la variación de magnitudes en la muestra lente sobre la función de cross-correlación para dos sesgos diferentes.

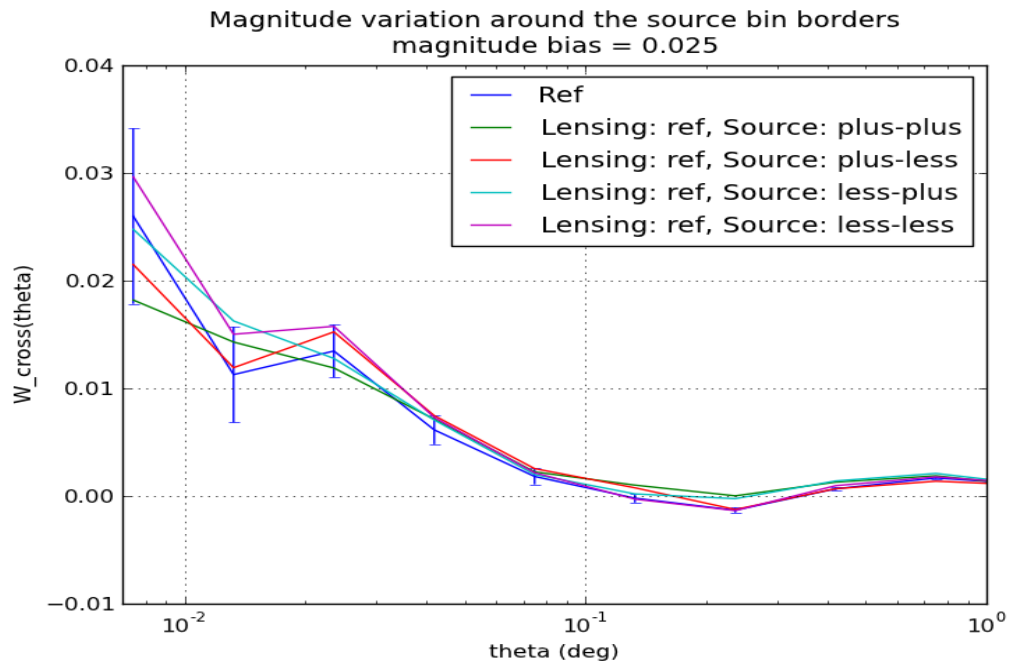


(a) Variación del límite inferior en la muestra fuente introduciendo una constante de $sesgo = 0.050$.

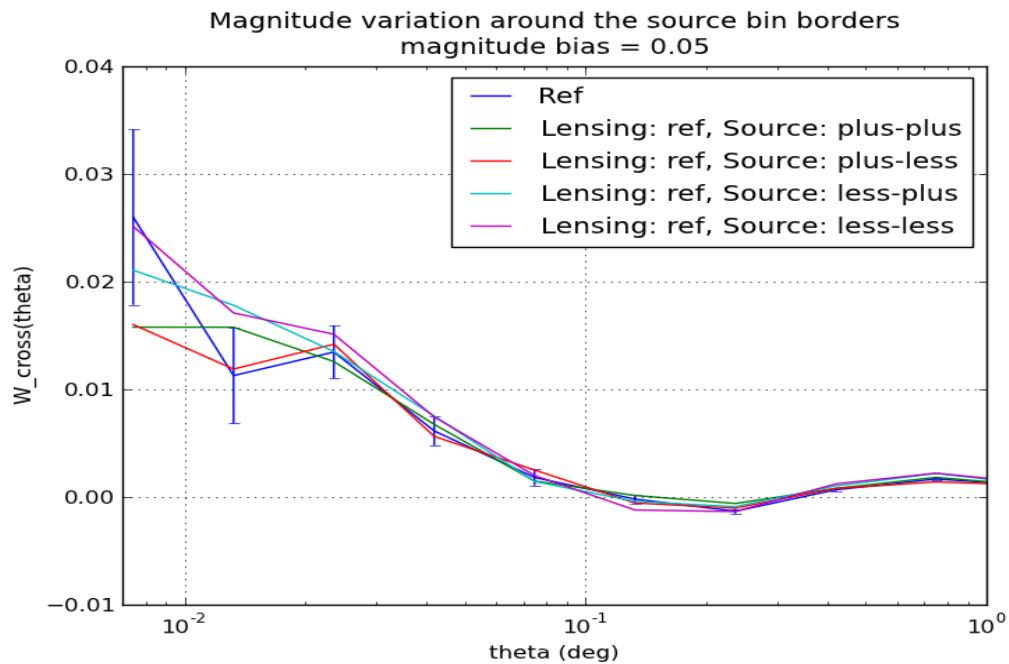


(b) Variación del límite superior en la muestra fuente introduciendo una constante de $sesgo = 0.050$.

Figura 6.17: Efecto de la variación de magnitudes en la muestra fuente sobre la función de cross-correlación para el mayor de los sesgos introducidos ($sesgo = 0.050$), considerando fijo uno de los dos límites en magnitud.



(a) Variación de los límites de magnitud de la muestra fuente introduciendo una constante de $sesgo = 0.025$.



(b) Variación de los límites de magnitud de la muestra fuente introduciendo una constante de $sesgo = 0.050$.

Figura 6.18: Efecto de la variación de magnitudes en la muestra fuente sobre la función de cross-correlación para dos sesgos diferentes, considerando ambos límites libres.

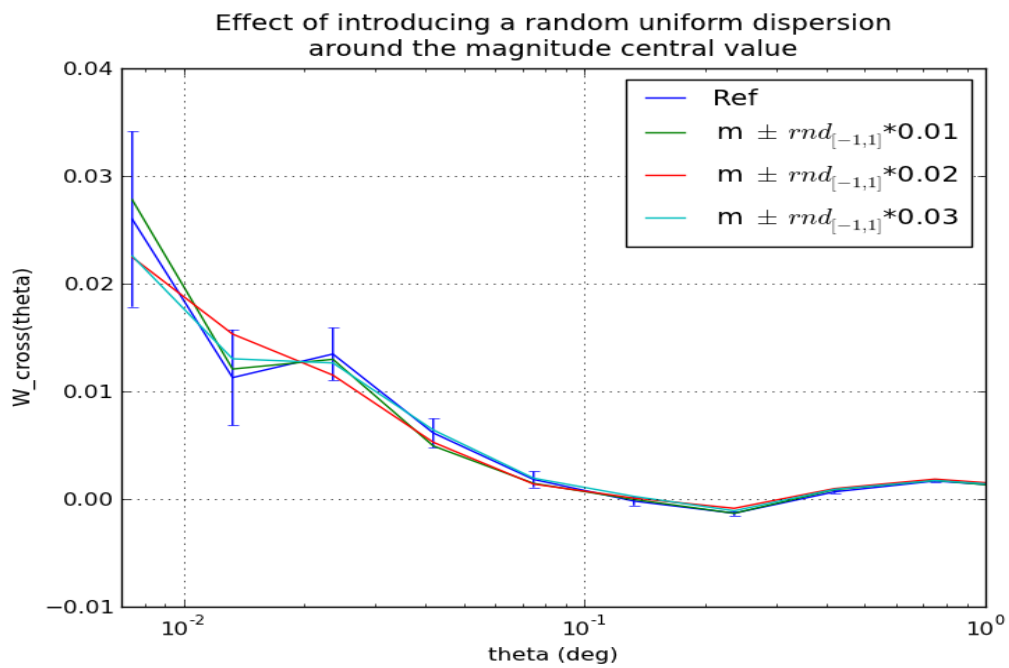


Figura 6.19: Variación en la forma de la cross-correlación debida a la presencia de una dispersión uniforme aleatoria en la determinación de los límites de magnitud, $sesgo = 0.01, 0.02$ y 0.03 .

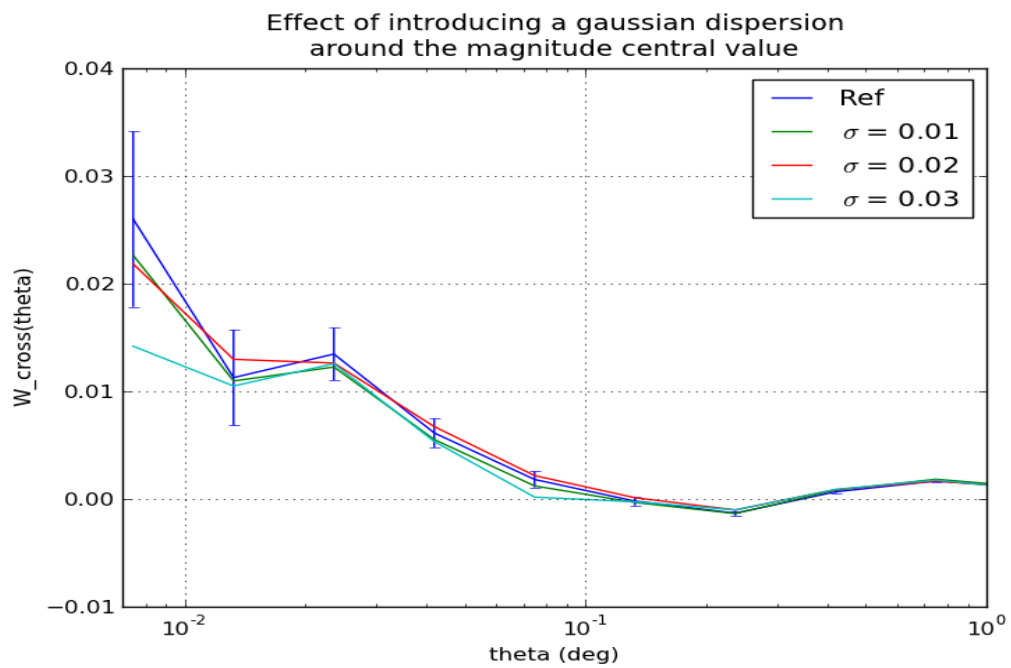


Figura 6.20: Variación en la forma de la cross-correlación debida a la presencia de una dispersión Gaussiana aleatoria en la determinación de los límites de magnitud, $\sigma = 0.01, 0.02$ y 0.03 .

Para el ajuste se ha considerado tanto la contribución Poissoniana de la incertidumbre estadística como la varianza cósmica, previamente estimada en la sección 6.2.4, en dicha sección se vio que la elección del método para determinar la varianza cósmica llevaba consigo un error asociado ($\approx 20\%$), el cual también se ha tenido en cuenta.

En las Tablas 6.9 y 6.10 se muestran los resultados del ajuste χ^2 junto con la probabilidad de que las funciones con sistemáticos sean compatibles con la función no afectada por los mismos. Para el caso del sesgo aditivo, se probaron muchas configuraciones pero en las Tablas sólo se muestra la que introduce mayor error.

Sistemático:	Estrellas L:10 % F:2.4 %	Sesgo	
		0.025	0.050
$\chi^2(g.d.l = 8)$	$0.14 \cdot 10^{-2}$	0.32	0.61
Prob. iguales	≈ 1.0	≈ 1.0	0.9997
$\chi^2(g.d.l = 8)(err=+20\%)$	$0.95 \cdot 10^{-3}$	0.22	0.23
Prob. iguales (err=+20%)	≈ 1.0	≈ 1.0	≈ 1.0

Tabla 6.9: Resultados de estudiar la influencia de las estrellas y de un sesgo aditivo en las magnitudes sobre la función de cross-correlación. Las filas que con el err=+20% tienen en cuenta la incertidumbre asociada a la determinación del error estadístico, el cual incluye la varianza cósmica y la contribución de Poisson (ver sección 6.2.4).

Sistemático:	Disp. unif.			Disp. Gauss.		
	0.01	0.02	0.03	0.01	0.02	0.03
$\chi^2(g.d.l = 8)$	0.04	0.33	0.04	0.04	0.07	0.04
Prob. iguales	≈ 1.0	≈ 1.0	≈ 1.0	≈ 1.0	≈ 1.0	≈ 1.0
$\chi^2(g.d.l = 8)(err=+20\%)$	0.03	0.23	0.03	0.03	0.05	0.03
Prob. iguales (err=+20%)	≈ 1.0	≈ 1.0	≈ 1.0	≈ 1.0	≈ 1.0	≈ 1.0

Tabla 6.10: Resultados de estudiar la influencia de una dispersión, uniforme y Gaussiana, sobre la función de cross-correlación. Las filas que con el err=+20% tienen en cuenta la incertidumbre asociada a la determinación del error estadístico, el cual incluye la varianza cósmica y la contribución de Poisson (ver sección 6.2.4).

En vista de los resultados consideramos despreciable la contribución de los sis-

temáticos estudiados en esta sección ya que el error estadístico resulta dominante. Con el cartografiado completo (5000 grados cuadrados), el error estadístico sería sensiblemente más pequeño, con lo que estos posibles sistemáticos cobrarán mayor importancia.

3. Efecto del *photoz*

Aunque se han seleccionado las muestras para eliminar la influencia del *photoz*, debemos todavía considerar una contribución residual debida a la incertidumbre en su determinación.

La función de cross-correlación puede verse afectada por el *photoz* de tres maneras:

- Solapamiento entre la muestra lente y la muestra fuente. Esta contribución induce una alta correlación pero, como se ha visto, al introducir los cortes en magnitud adecuados somos capaces de separar físicamente ambas muestras de tal manera que podamos obviar este efecto. Esto no será necesariamente cierto en los datos.
- La pérdida/ganancia de objetos en la muestra lente debido a migraciones hacia/desde los bins adyacentes. Este efecto se tiene en cuenta al hacer la predicción teórica a través de la función $N(z)$. Para el caso de la simulación se conoce perfectamente, para los datos se tomará de la muestra de calibración, la cual cuenta con desplazamientos al rojo espectroscópicos.
- La pérdida/ganancia de objetos en la muestra fuente debido a migraciones hacia/desde los bins adyacentes. Este efecto tiene dos contribuciones: la primera es el cambio del $N(z)$ y se trata igual que en el caso anterior, siendo además poco importante al no existir solapamientos entre muestras. La segunda contribución es la modificación de la $N(m)$ observada y será el sistemático más importante en caso de que el *photoz* introduzca estructura en las migraciones. La modificación de la $N(m)$ se traduce como una modificación directa en la estimación del parámetro $\alpha(m)$, del cual depende la señal de la magnificación cósmica, de tal manera que podría llegar a borrarla por completo.

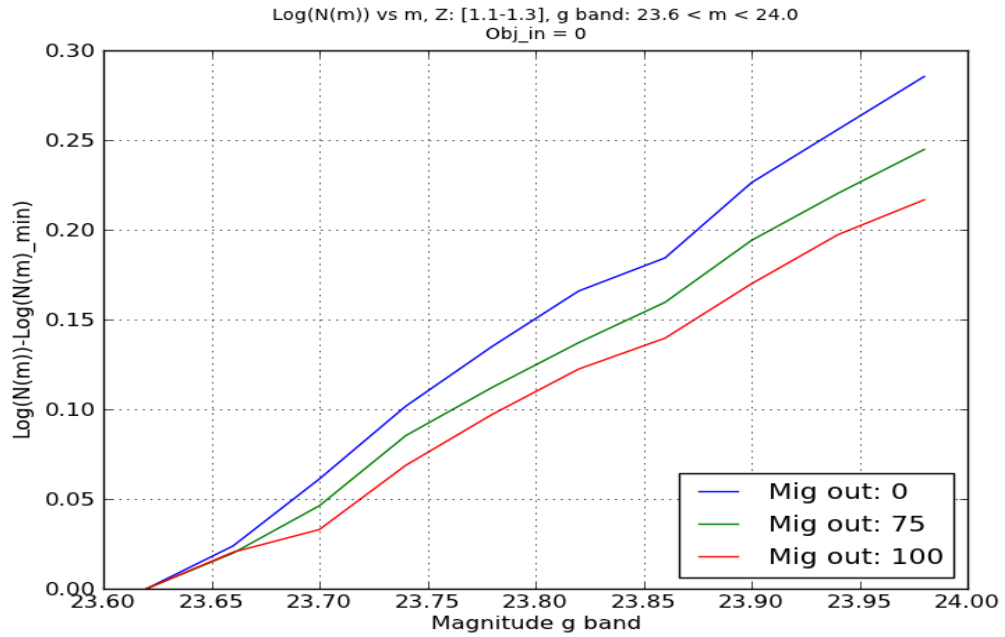
Para estudiar en detalle este último efecto hacemos uso del hecho de que, al trabajar con una simulación, conocemos perfectamente qué objetos están migrando desde/hacia nuestra muestra fuente, por tanto podemos quitarlos/introducirlos y observar como se va modificando la $N(m)$ según pasamos de una muestra fuente seleccionada con el desplazamiento al rojo real hasta una muestra fuente seleccionada con el desplazamiento al rojo fotométrico.

Los resultados de perder objetos debido a la utilización del BCN-Z se pueden observar en la Figura 6.21. Las migraciones que introduce el BCN-Z desde la fuente hacia afuera del bin no se dan de manera aleatoria sino que se favorecen las migraciones de objetos con altas magnitudes, ya que es más difícil determinar el *photoz* para galaxias débiles, tal que cuantos más objetos migren, más disminuirá la pendiente de la $N(m)$ y menor será el $\alpha(m)$ pudiendo incluso llegar a borrar la señal.

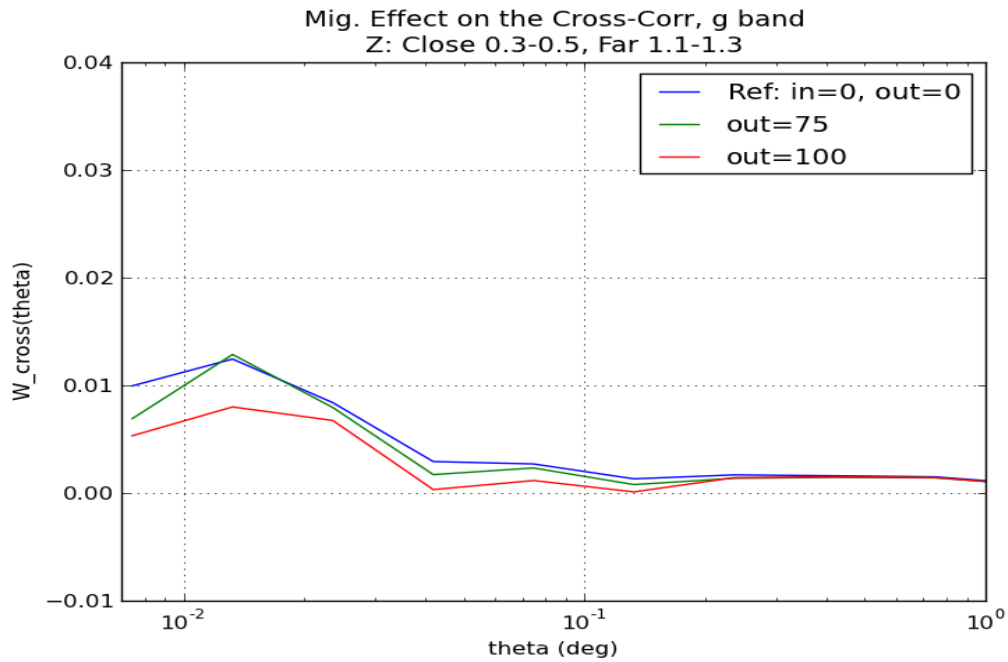
La contribución de ganar objetos, utilizando el BCN-Z, puede observarse en la Figura 6.22. Como era de esperar, el efecto resulta ser contrario a la pérdida de objetos pero es menos importante. La migración de objetos hacia la muestra fuente produce un ligero incremento en la pendiente de la $N(m)$, dando como resultado un $\alpha(m)$ mayor, lo que se traduce en la función de cross-correlación como un incremento de señal, en este caso una señal que no sólo incluye la magnificación, sino también la contribución del *photoz*.

En la misma línea, se repitió el ejercicio sobre el ANN-Z, (ver Figuras 6.23 y 6.24). En contraposición a lo visto con el BCN-Z, la pérdida de objetos debida al ANN-Z no cambia la $N(m)$ y por tanto no introduce ningún sistemático en la determinación de $\alpha(m)$, lo que implica que no afecta a la forma de las cross-correlaciones. En cuanto a la ganancia de los mismos, sí se introduce un ligero cambio en la $N(m)$, sin embargo dicho cambio resulta ser tan pequeño que no afecta de forma significativa a la función de cross-correlación, por lo que pensamos que pequeñas variaciones en la distribución en magnitudes pueden ser menos importantes que el ruido estadístico y en este caso, los pequeños cambios en la función de cross-correlación se deben al ruido.

En resumen, hemos visto que el solapamiento entre la muestras lente y fuente no es importante, al menos en la simulación, porque al introducir cortes en

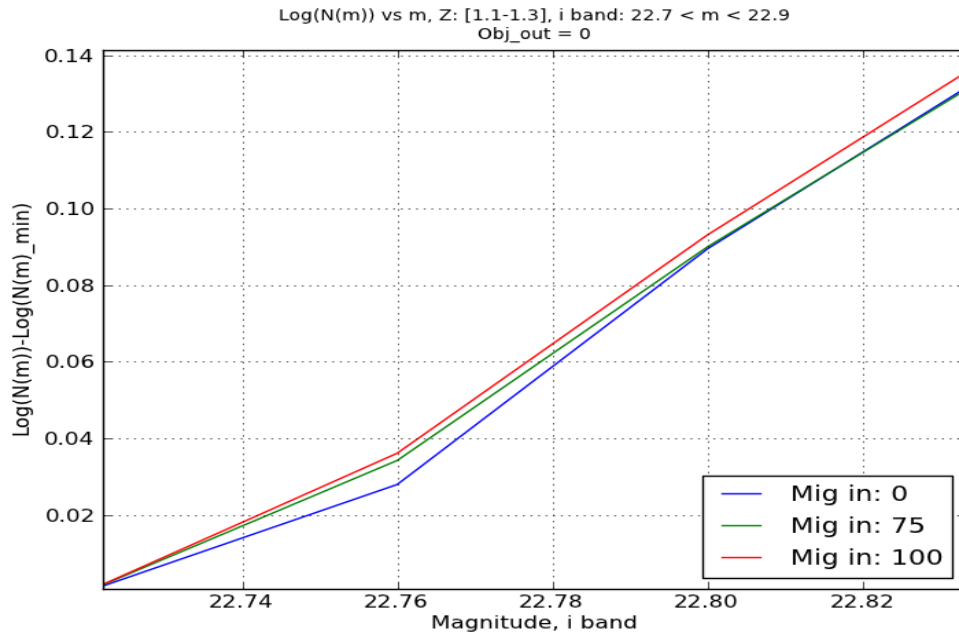


(a) Logaritmo de la distribución en magnitudes para diferentes porcentajes de objetos que están migrando hacia afuera de la muestra fuente.

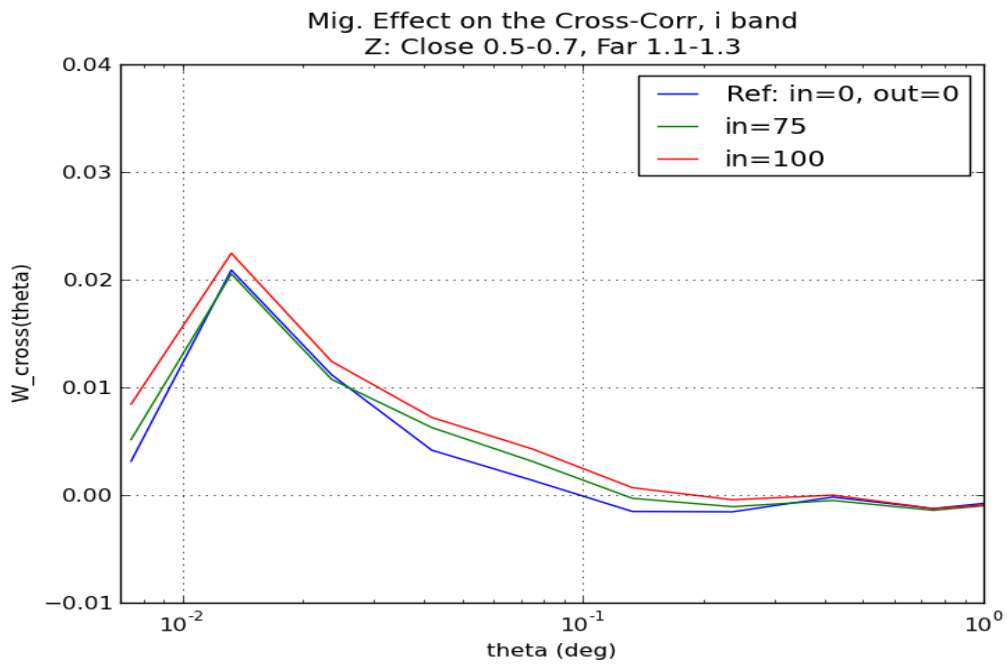


(b) Funciones de cross-correlación donde se observa como las migraciones en la muestra fuente disminuyen la amplitud de la correlación.

Figura 6.21: Efecto de perder objetos en la muestra fuente debido a la utilización del BCN-Z.

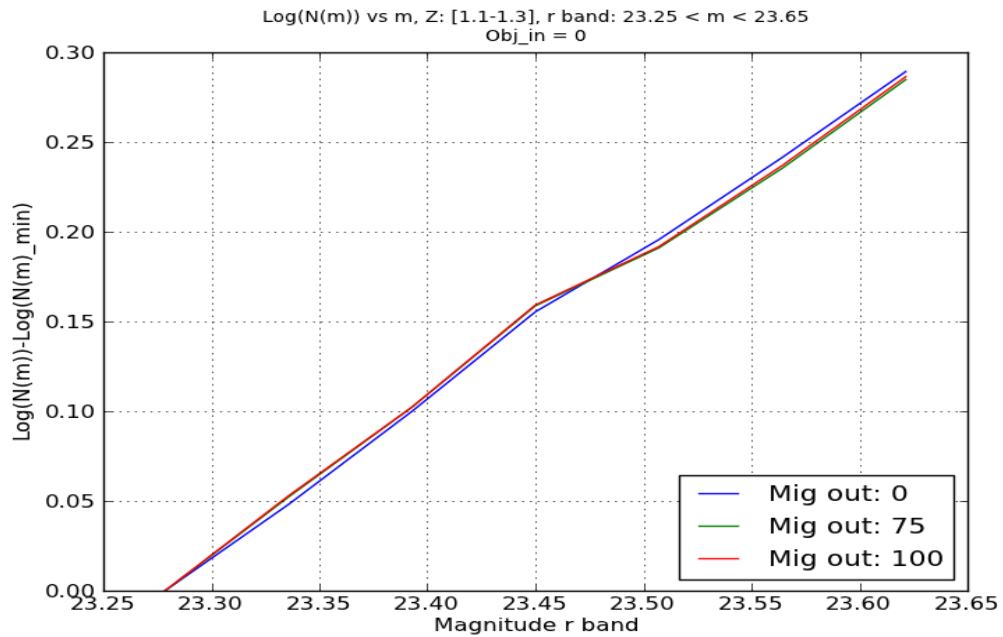


(a) Logaritmo de la distribución en magnitudes para diferentes porcentajes de objetos que están migrando hacia adentro de la muestra fuente.

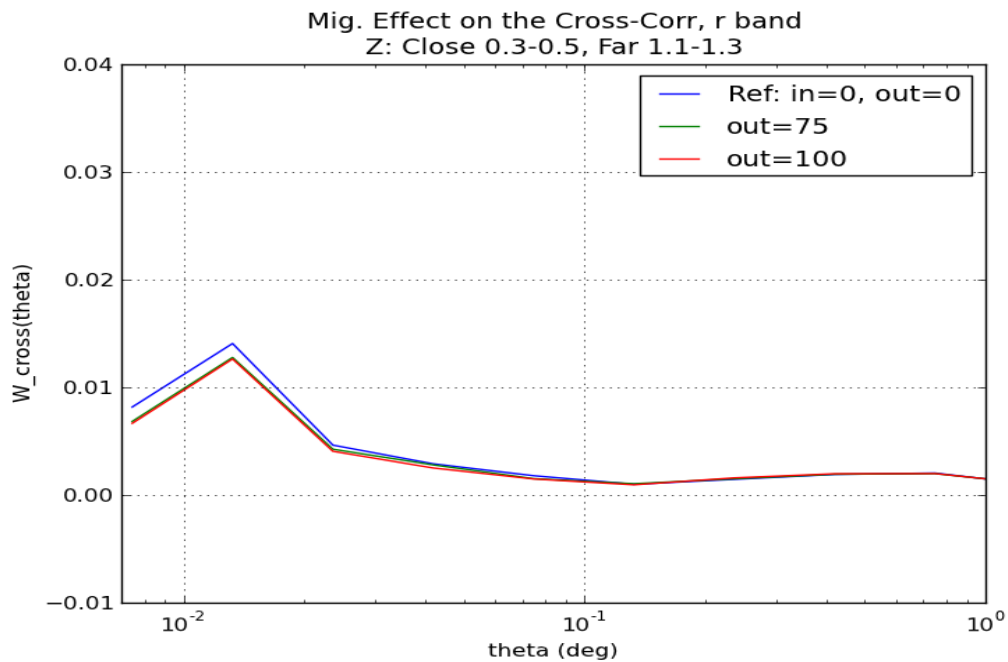


(b) Funciones de cross-correlación donde se observa como las migraciones en la muestra fuente incrementan la amplitud de la correlación.

Figura 6.22: Efecto de ganar objetos en la muestra fuente debido a la utilización del BCN-Z.

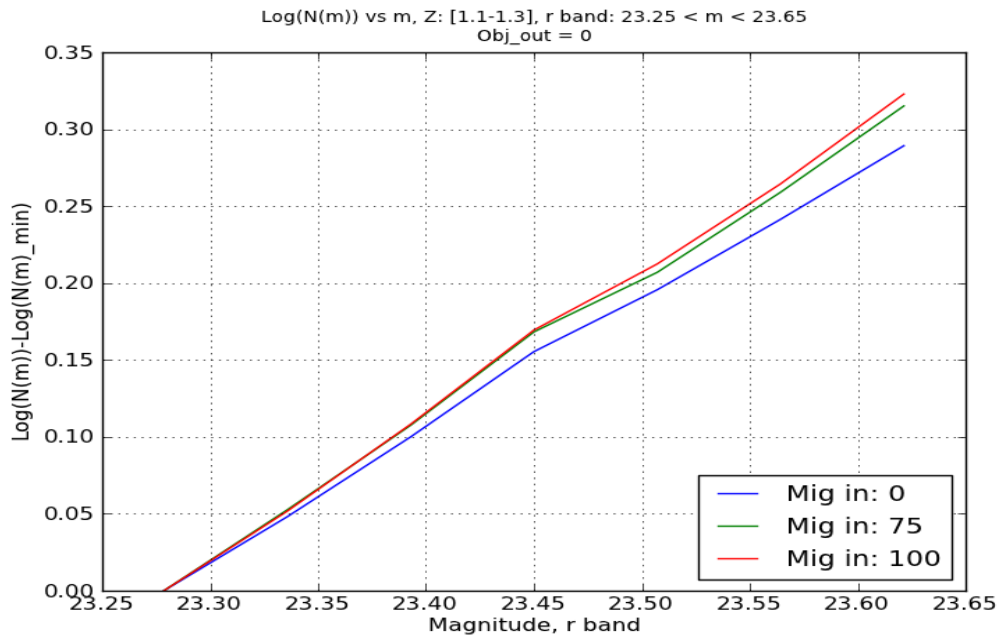


(a) Logaritmo de la distribución en magnitudes para diferentes porcentajes de objetos que están migrando hacia afuera de la muestra fuente.

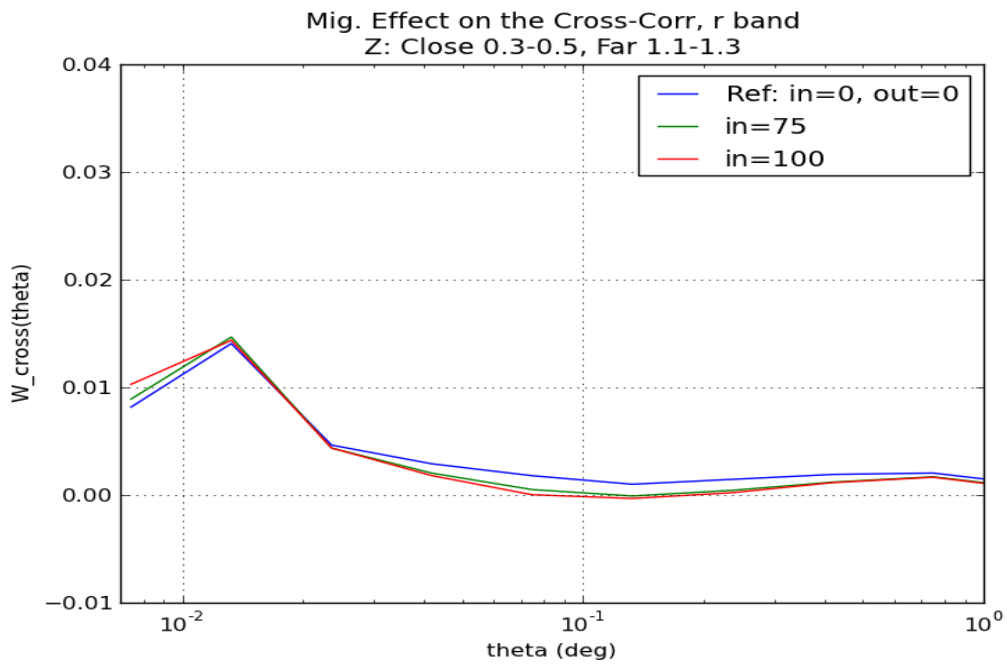


(b) Funciones de cross-correlación donde se observa que las migraciones no cambian la forma de la función.

Figura 6.23: Efecto de perder objetos en la muestra fuente debido a la utilización del ANN-Z.



(a) Logaritmo de la distribución en magnitudes para diferentes porcentajes de objetos que están migrando hacia adentro de la muestra fuente.



(b) Funciones de cross-correlación donde se observa que las migraciones no cambian la forma de la función.

Figura 6.24: Efecto de perder objetos en la muestra fuente debido a la utilización del ANN-Z.

magnitud somos capaces de garantizar que no haya objetos que estén migrando de una muestra a otra. En cuanto a la migración de objetos desde y hacia bins adyacentes, resultan ser importantes las migraciones que se producen para la muestra fuente cuando utilizamos el BCN-Z, sin embargo al utilizar el ANN-Z vemos que este efecto desaparece, razón por la cual consideramos que para nuestro estudio es más apropiada la utilización del ANN-Z, ya que no incluye ningún sistemático en la determinación del parámetro $\alpha(m)$, es decir que el *photoz* no modifica la señal de magnificación. Finalmente en la Figura 6.25 podemos ver un caso para el cual el BCN-Z borra completamente la señal que se intenta medir.

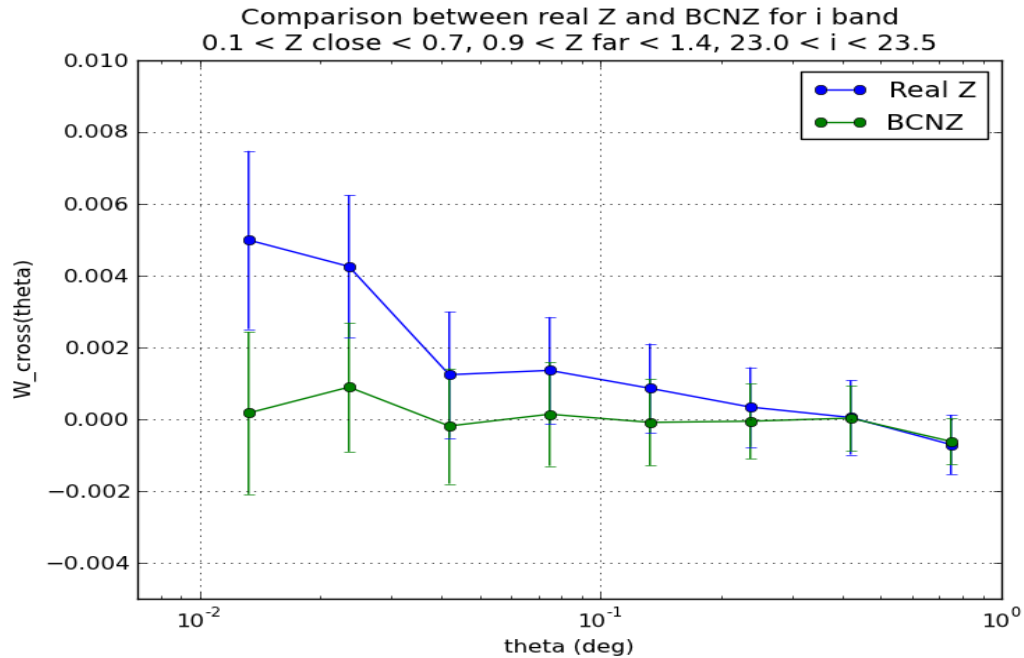


Figura 6.25: Cross-Correlación para el caso de una muestra lente entre 0.1 y 0.7 y una muestra fuente entre 0.9 y 1.4 en desplazamiento al rojo.

6.3. La magnificación cósmica como un efecto acromático

Las lentes gravitacionales deforman el espacio-tiempo a su alrededor y este efecto se aprecia para cualquier radiación. En nuestro análisis, estudiamos la magnificación cósmica a través de su influencia en la función de cross-correlación de galaxias. Sabemos que ésta se da en forma de un factor multiplicativo que recibe el nombre de bias de magnificación. Dicho factor es $(\alpha(m) - 1)$ y se puede medir en diferentes bandas. Por tanto, para comprobar que la magnificación cósmica es un efecto acromático nos basta con encontrar valores similares del bias de magnificación y ver si sus funciones de cross-correlación correspondientes son iguales. En la Figura 6.26 se muestran funciones de cross-correlación con valores de $(\alpha(m) - 1)$ similares y en efecto, dichas funciones resultan ser compatibles entre sí, tal cual se esperaba. Esto ocurre para todas las funciones que tienen valores iguales de $(\alpha(m) - 1)$.

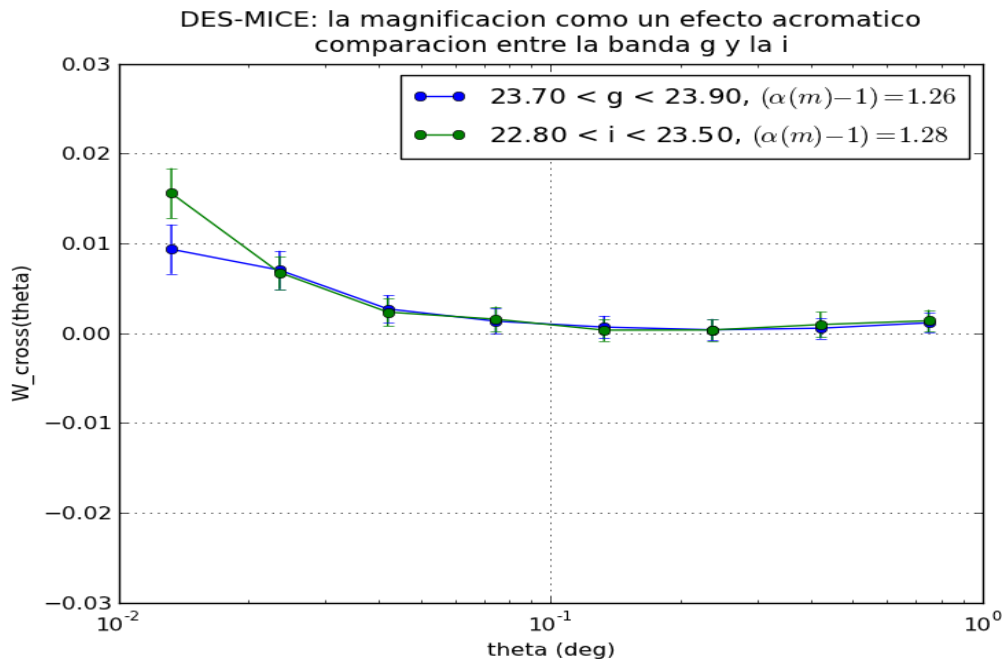


Figura 6.26: Comparativa entre dos cross-correlaciones con un $(\alpha(m) - 1)$ similar, correspondientes a las bandas g e i. Se ve que son perfectamente compatibles lo que confirma la hipótesis de que las lentes gravitacionales no sufren aberración cromática.

Este comportamiento se utilizará en la sección 7.5.3 para distinguir la magnificación del efecto del polvo en las funciones de cross-correlación obtenidas a partir de los datos.

6.4. Detección

Detectar una señal en la función de cross-correlación de galaxias, sea de magnificación o no, exige que $\omega_{ls} = (\alpha(m) - 1) \cdot \omega_0 \neq 0$. Para que sea así debe cumplirse que $(\alpha(m) - 1) \neq 0$ y $\omega_0 \neq 0$. En este apartado veremos si las funciones de cross-correlación medidas, para el caso de ambos *photoz's*, son distintas de cero y cuánto. Para esto se hará uso de un ajuste χ^2 . Es necesario mencionar que para llevar a cabo los ajustes se han considerado tres puntos bien separados de los ocho presentes en cada función. Esto se ha hecho así debido a que los puntos muy cercanos entre sí están altamente correlacionados.

En la Figura 6.27 se muestran algunas detecciones utilizando ANN-Z. De la misma manera, en las Figuras 6.28 podemos verlas para BCN-Z. Para el análisis χ^2 vamos a considerar escalas entre $0.01 < \theta < 1.00$ grados.

Los resultados obtenidos para ANN-Z se muestran en la Tabla 6.11, los correspondientes a BCN-Z están en la Tabla 6.12. En ellas se muestra, para cada banda, la probabilidad de que la función de cross-correlación sea compatible con cero y la significancia de la señal individual. Estos resultados se han combinado entre bandas, suponiendo que son independientes entre sí, en un χ^2 global. Los resultados para este χ^2 global son altamente significativos y dan $P(\neq 0) \sim 1.0$. Es decir, podemos afirmar que estamos observando una correlación no nula, debida a la magnificación cósmica, después de considerar los efectos estadísticos y sistemáticos.

6.5. Resultados: Medida del bias galáctico

En este apartado se medirá el bias galáctico, explicado en la sección 3.3.1, correspondiente a la muestra lente. Para esto utilizaremos ANN-Z, por ser la mejor medida del *photoz*, y haremos un ajuste χ^2 considerando el bias como un parámetro libre. Ajustaremos las funciones de correlación obtenidas a partir de la simulación a

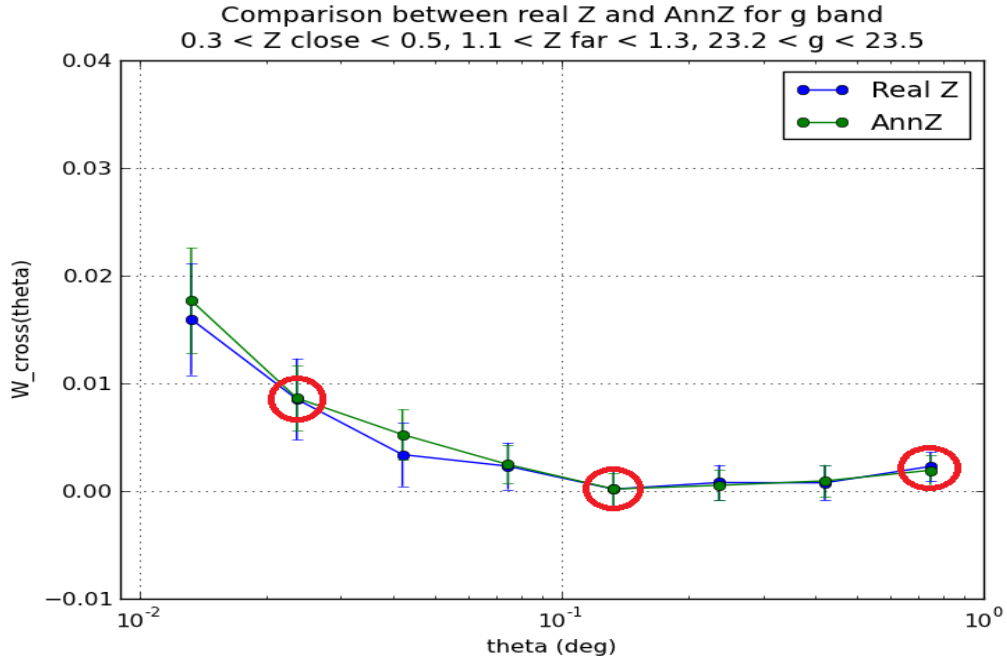
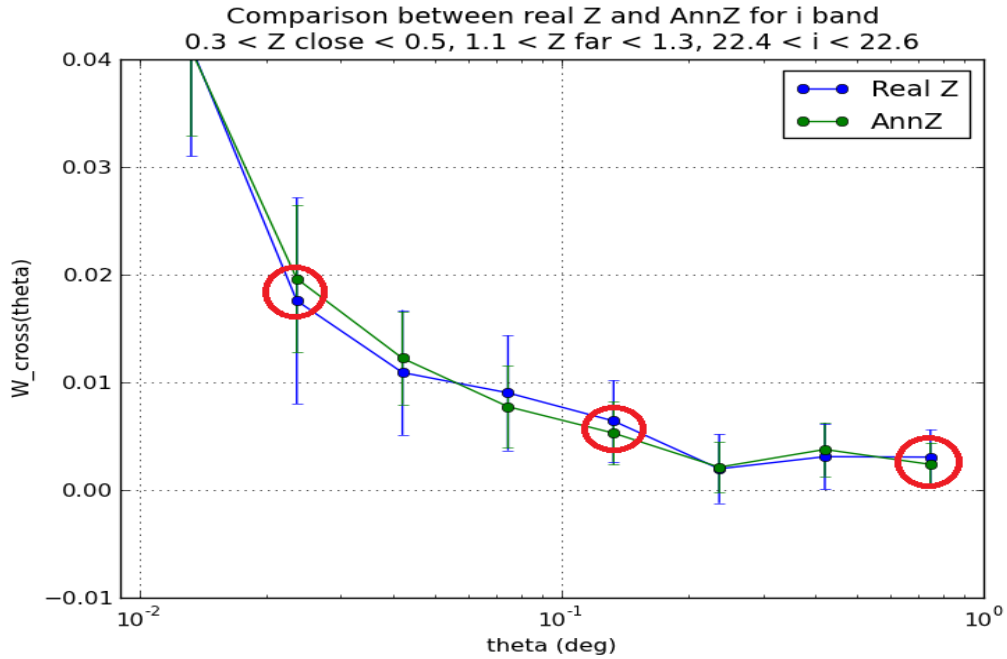
(a) Cross-correlación no compatible con cero para $23.20 < g \text{ band} < 23.50$.(b) Cross-correlación no compatible con cero para $22.40 < i \text{ band} < 22.60$.

Figura 6.27: Funciones de cross-correlación que pueden ser consideradas detecciones para ANN-Z, es decir, $\omega_{ls} \neq 0$. Los puntos marcado son los utilizados para realizar el ajuste χ^2 .

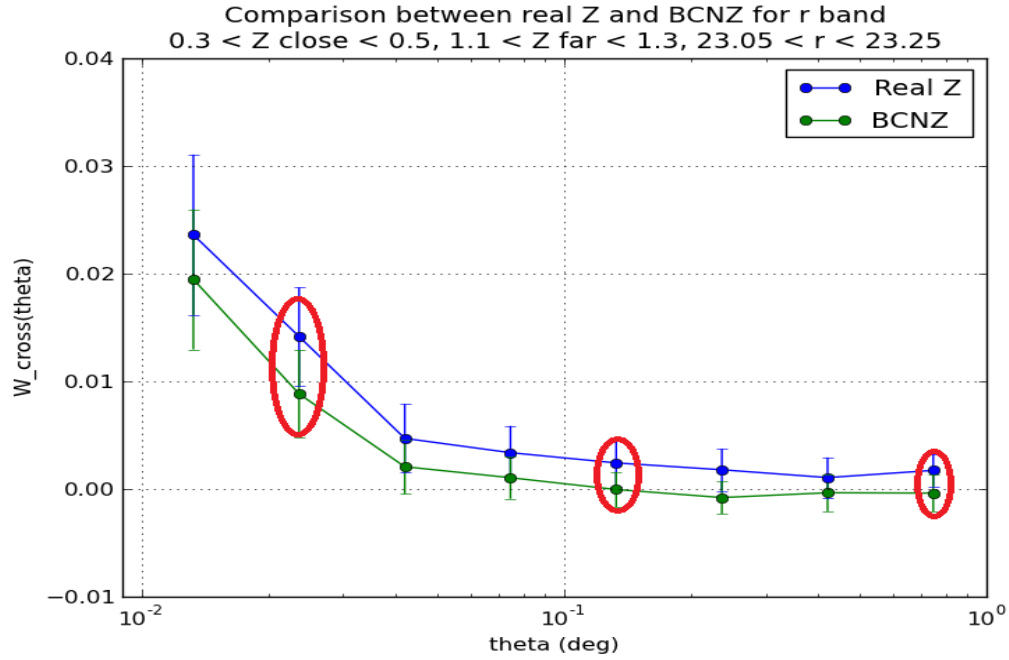
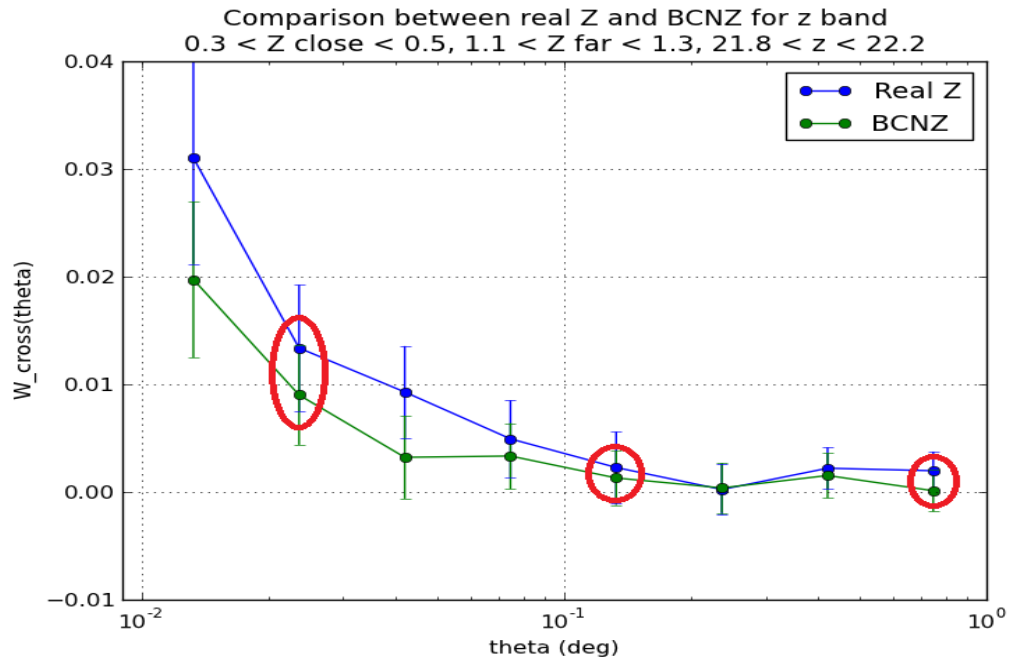
(a) Cross-correlación no compatible con cero para $23.05 < r \text{ band} < 23.25$.(b) Cross-correlación no compatible con cero para $21.8 < z \text{ band} < 22.20$.

Figura 6.28: Funciones de cross-correlación que pueden ser consideradas detecciones para BCN-Z, es decir, $\omega_{ls} \neq 0$. Los puntos marcado son los utilizados para realizar el ajuste χ^2 .

Bines de magnitud	Objs.	Prob($\omega_{datos} \equiv 0$)	σ
$23.20 < g < 23.50$	39502	0.17	1.37
$23.50 < g < 23.70$	47904	0.24	1.17
$23.70 < g < 23.90$	74394	0.40	0.84
$23.90 < g < 24.10$	110235	0.52	0.65
$24.10 < g < 24.70$	574602	0.62	0.49
$22.75 < r < 22.95$	12306	0.08	1.75
$22.95 < r < 23.25$	37410	0.03	2.18
$23.25 < r < 23.65$	116312	0.50	0.69
$23.65 < r < 23.85$	108569	0.46	0.74
$23.85 < r < 24.25$	396975	0.42	0.81
$22.00 < i < 22.20$	1480	≈ 0	8.13
$22.20 < i < 22.40$	4199	≈ 0	5.07
$22.40 < i < 22.60$	8935	≈ 0	3.10
$22.60 < i < 22.80$	17019	0.01	2.74
$22.80 < i < 23.50$	199458	0.35	0.94
$21.50 < z < 21.80$	3498	≈ 0	6.80
$21.80 < z < 22.00$	8343	≈ 0	4.08
$22.00 < z < 22.20$	17193	0.33	0.98
$22.20 < z < 22.40$	31745	≈ 0	3.14
$22.40 < z < 23.00$	232495	0.46	0.73

Tabla 6.11: Resultados obtenidos utilizando el ANN-Z para cada bin de magnitud. σ representa la significancia de la detección para cada uno de los bines, es decir, cuanto se separan nuestras funciones de cross-correlación del cero.

Bines de magnitud	Objs.	Prob($\omega_{datos} \approx 0$)	σ
$23.20 < g < 23.40$	16888	0.174	1.36
$23.40 < g < 23.60$	25018	0.64	0.46
$23.60 < g < 24.00$	83053	0.23	1.19
$24.00 < g < 24.20$	62354	0.89	0.14
$24.20 < g < 24.70$	199248	0.44	0.77
$22.75 < r < 23.05$	15657	0.13	1.53
$23.05 < r < 23.25$	18438	0.06	1.87
$23.25 < r < 23.45$	26859	0.53	0.63
$23.45 < r < 23.65$	37067	0.40	0.84
$23.65 < r < 24.25$	196076	0.44	0.77
$22.00 < i < 22.30$	3731	≈ 0	$\approx \infty$
$22.30 < i < 22.50$	6473	≈ 0	3.52
$22.50 < i < 22.70$	11488	≈ 0	3.72
$22.70 < i < 22.90$	19355	0.29	1.05
$22.90 < i < 23.50$	118118	0.42	0.81
$21.50 < z < 21.80$	5262	≈ 0	5.57
$21.80 < z < 22.20$	25593	0.10	1.66
$22.20 < z < 22.40$	26392	0.01	2.53
$22.40 < z < 22.70$	60292	0.37	0.90
$22.70 < z < 23.00$	89391	0.55	0.61

Tabla 6.12: Resultados obtenidos utilizando el BCN-Z para cada bin de magnitud. σ representa la significancia de la detección para cada uno de los bines, es decir, cuanto se separan nuestras funciones de cross-correlación del cero.

Cosmología de la simulación DES-MICE v 0.4
$\Omega_M = 0.25$
$\Omega_\Lambda = 0.75$
$h = 0.7$
$\sigma_8 = 0.8$
$bias(z = 0.4) = 1.3$

Tabla 6.13: Parámetros cosmológicos de la simulación DES-MICE junto con el valor del bias galáctico correspondiente a un desplazamiento al rojo de $z = 0.4$.

DES-MICE bias($z_{Real} = 0.4$)	$bias(0.3 < ANN-Z < 0.5)$	$\chi^2(g.d.l = 59)$	σ
1.30	1.34 ± 0.11	45.76	0.13

Tabla 6.14: Comparación entre el bias real de la simulación (ver Figura 6.29) y el medido con ANN-Z, junto con el χ^2 obtenido. Se ve que la teoría y la simulación son compatibles entre sí.

las funciones de correlación teóricas (Ecuación 3.62) calculadas con la cosmología de la simulación MICE (ver Tabla 6.13). El ajuste χ^2 utilizado viene dado por:

$$\chi^2(bias) = (\omega(\theta_i)_{meas.} - bias * \omega(\theta_i)_{theo.}) Cov(\theta_i, \theta_j)^{-1} (\omega(\theta_j)_{meas.} - bias * \omega(\theta_j)_{theo.}) \quad (6.15)$$

El bias galáctico recuperado mediante el ajuste se muestra en la Tabla 6.14 y su comportamiento en la Figura 6.30. Como se aprecia, éste está en buen acuerdo con el valor real de la simulación. En la Figura 6.31 se muestran algunas de las funciones de cross-correlación junto con su respectiva predicción teórica.

6.6. Resultados: Determinación de los parámetros cosmológicos

Los parámetros cosmológicos que mejor se pueden determinar a partir de las medidas de la magnificación son σ_8 y Ω_M (ver Figura 3.1), por lo que vamos a determinarlos mediante un ajuste χ^2 . Para esto vamos a fijar el resto de parámetros

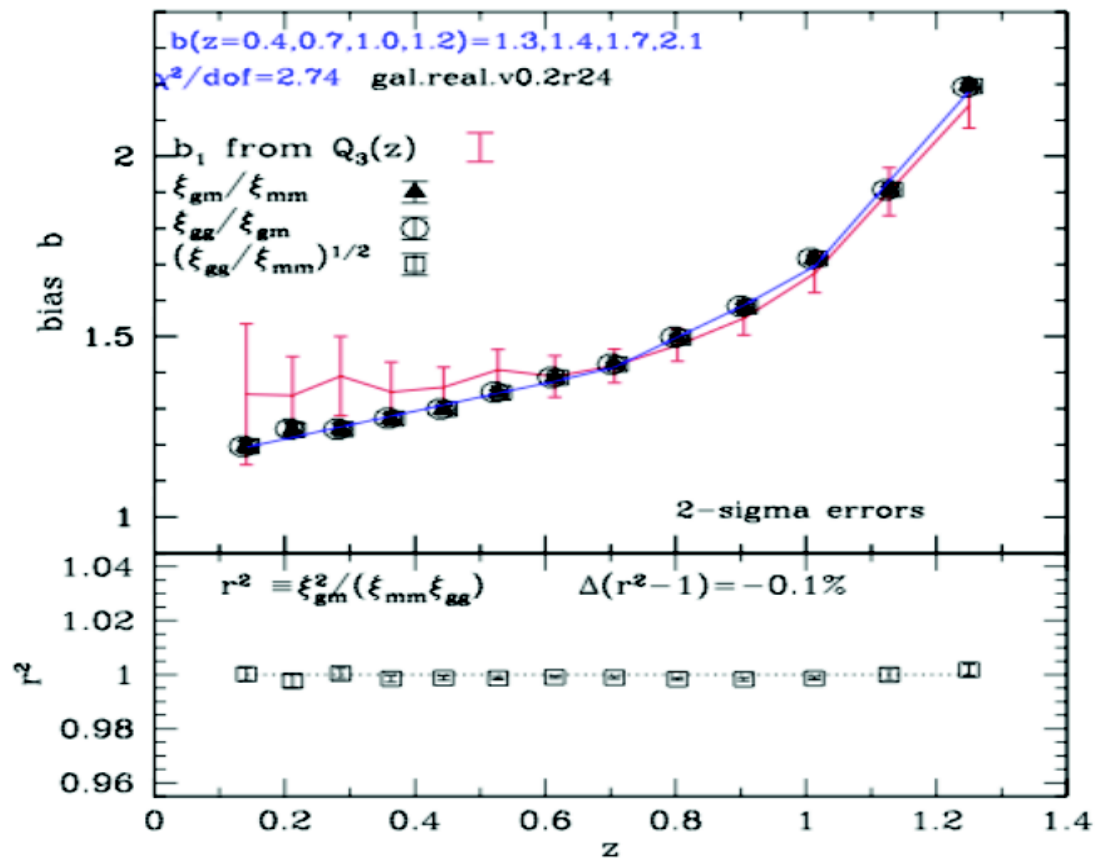


Figura 6.29: Evolución del bias galáctico con el desplazamiento al rojo en la simulación MICE, los valores han sido recuperados con diferentes métodos, siendo el $bias(z = 0.4) = 1.3$. Imagen tomada de las notas de la versión.

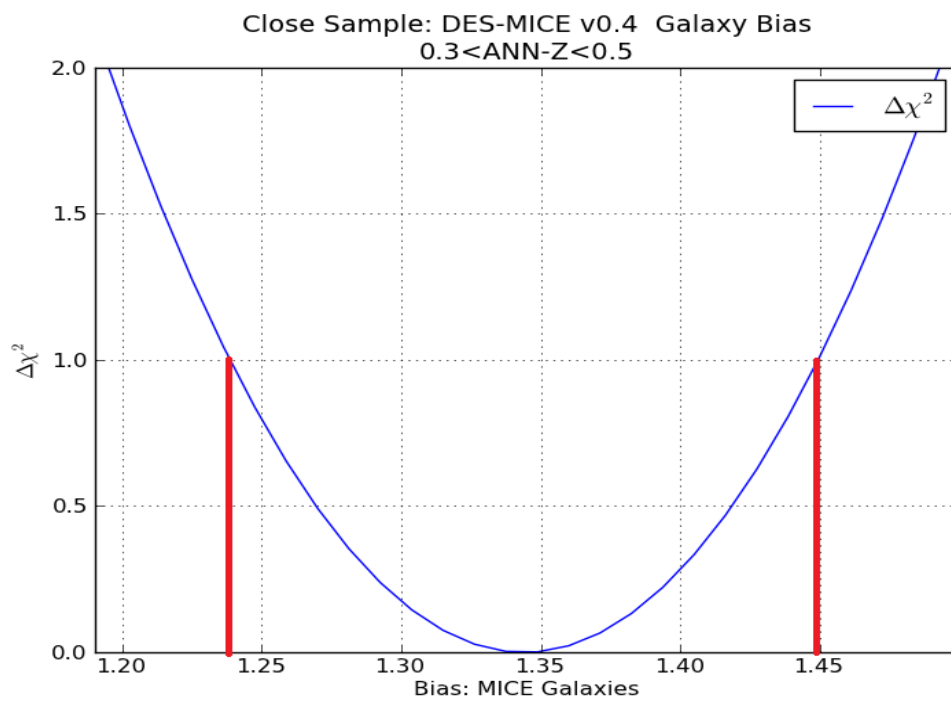
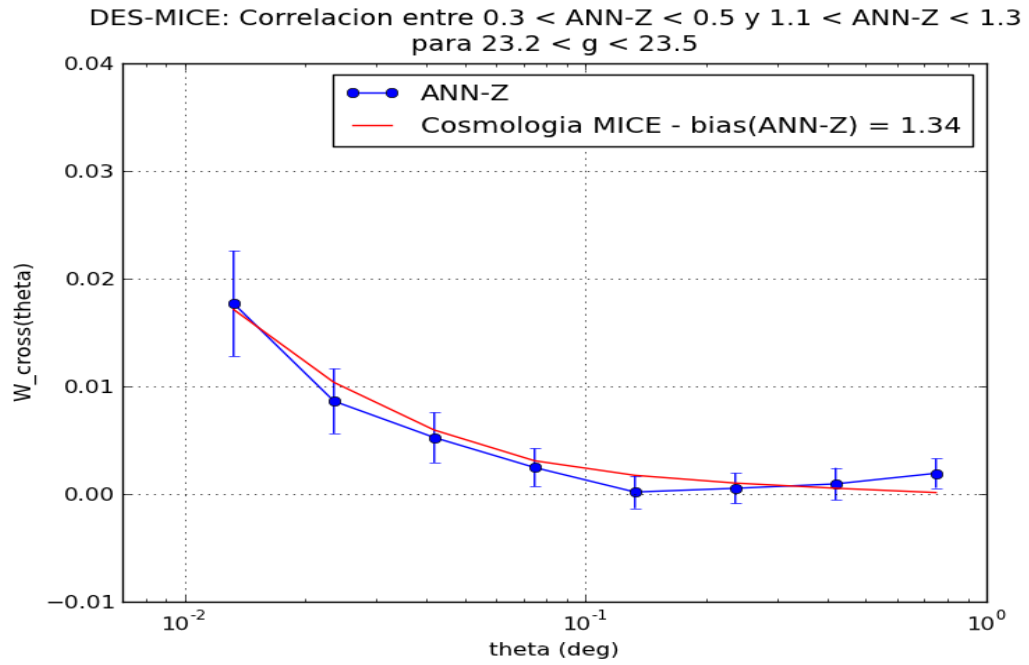
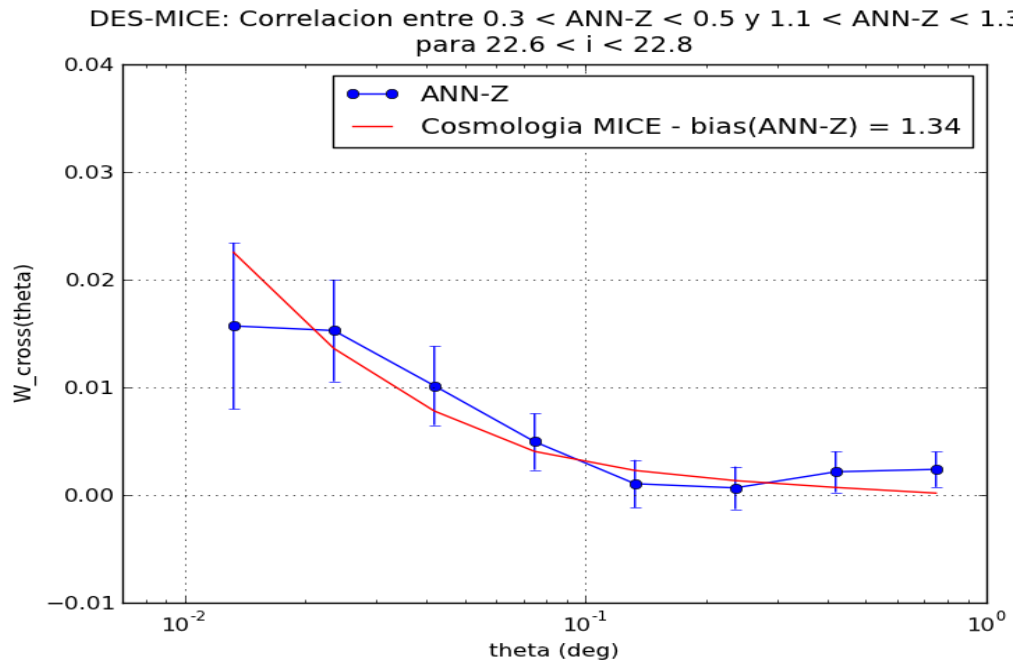


Figura 6.30: Ajuste χ^2 obtenido a partir de considerar el bias como parámetro libre.

(a) Cross-correlación entre $0.3 < \text{ANN-Z} < 0.5$ y $1.1 < \text{ANN-Z} < 1.3$ con $23.20 < g < 23.50$.(b) Cross-correlación entre $0.3 < \text{ANN-Z} < 0.5$ y $1.1 < \text{ANN-Z} < 1.3$ con $22.60 < i < 22.80$.**Figura 6.31:** Algunas cross-correlaciones con sus respectivas predicciones teóricas ajustando el bias galáctico.

cosmológicos y el bias galáctico a los valores de la simulación, los cuales pueden verse en la Tabla 6.13.

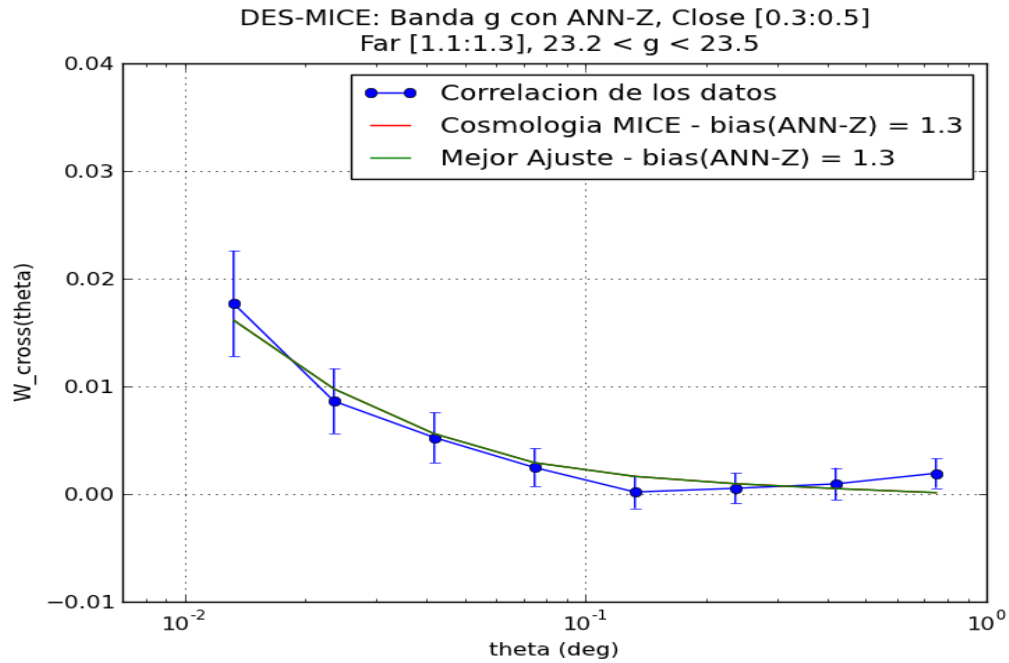
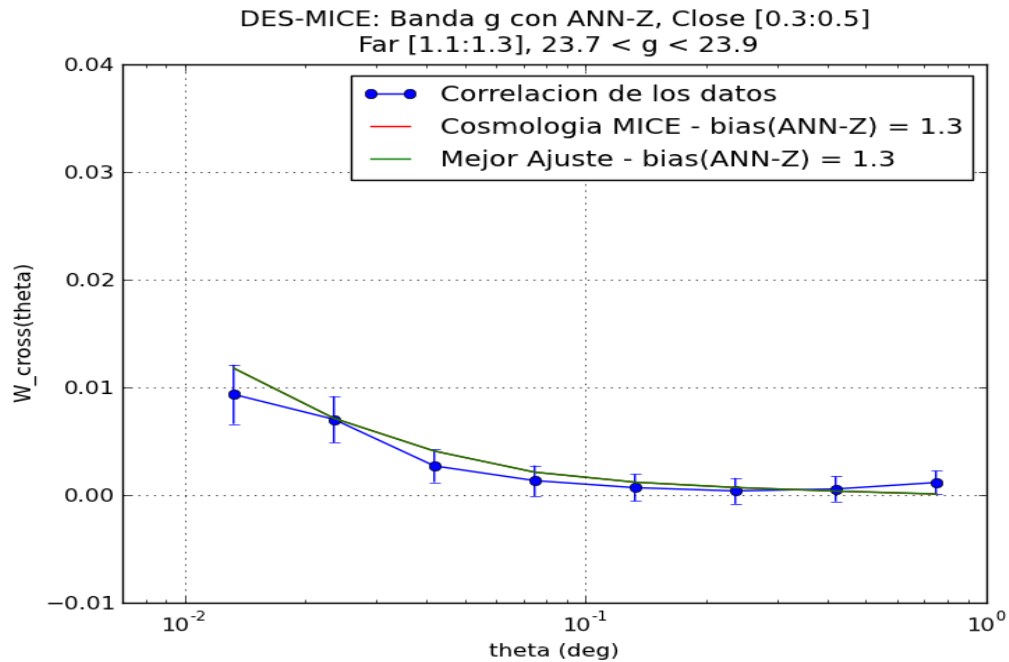
En las Figuras 6.32, 6.33, 6.34 y 6.35 se muestran algunas de las cross-correlaciones obtenidas en cada banda junto con las predicciones teóricas que se corresponden con la cosmología de la simulación y la que nos proporciona el mejor ajuste. El resto de Figuras pueden verse en el apéndice A. En la Figura 6.36 se muestra la medida de los parámetros cosmológicos obtenida a través de nuestro análisis.

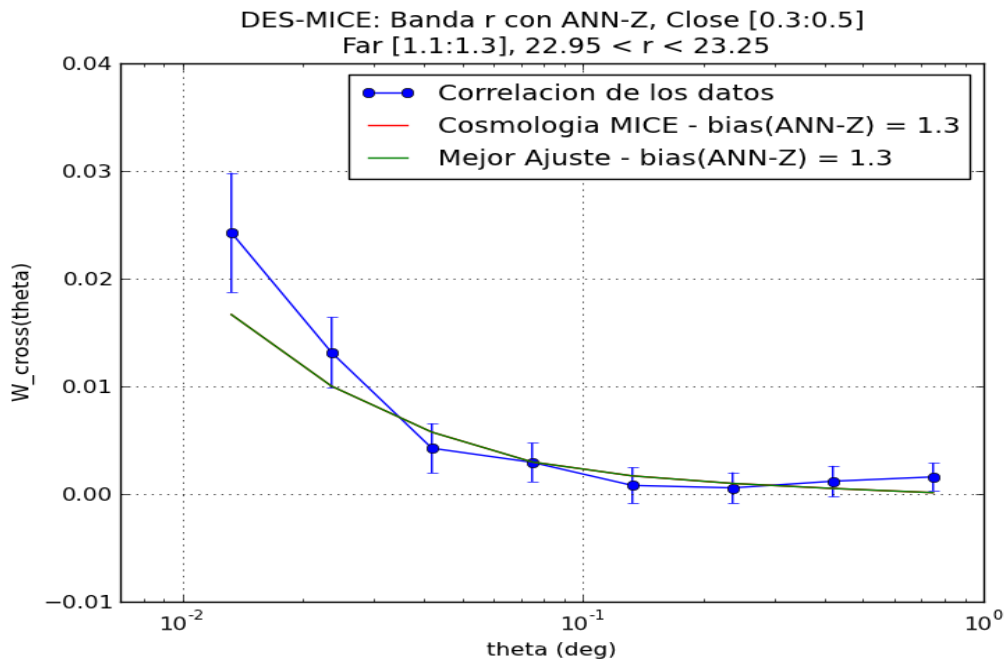
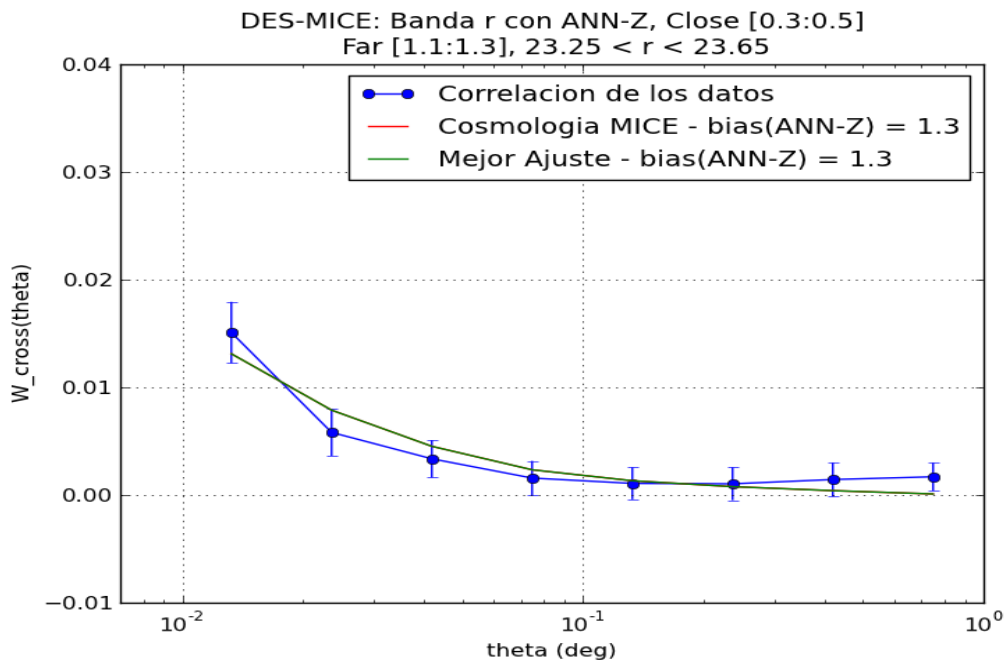
6.7. Conclusiones: simulación MICE

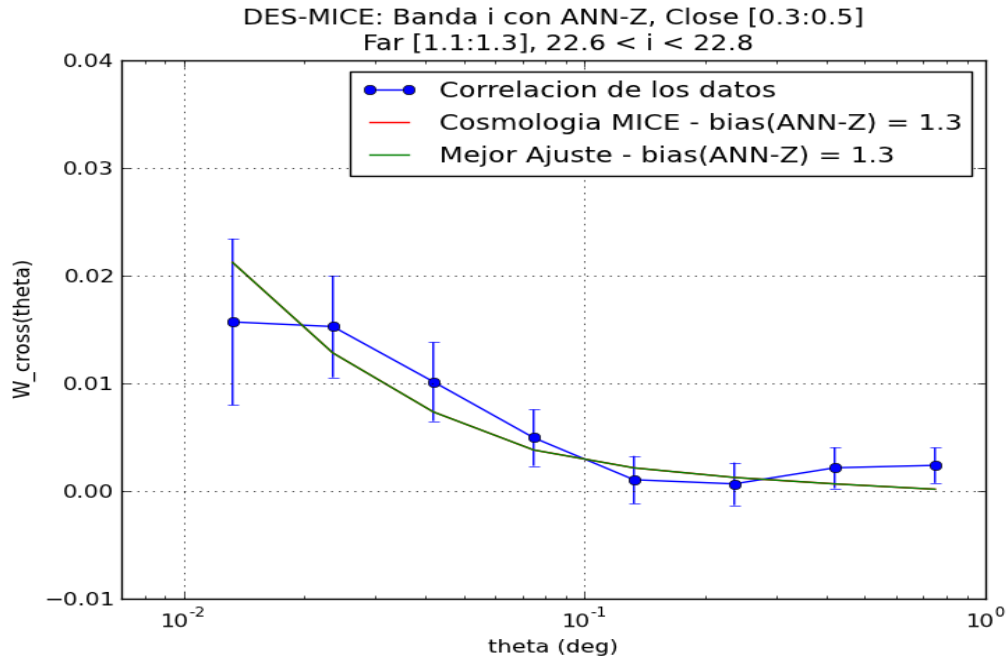
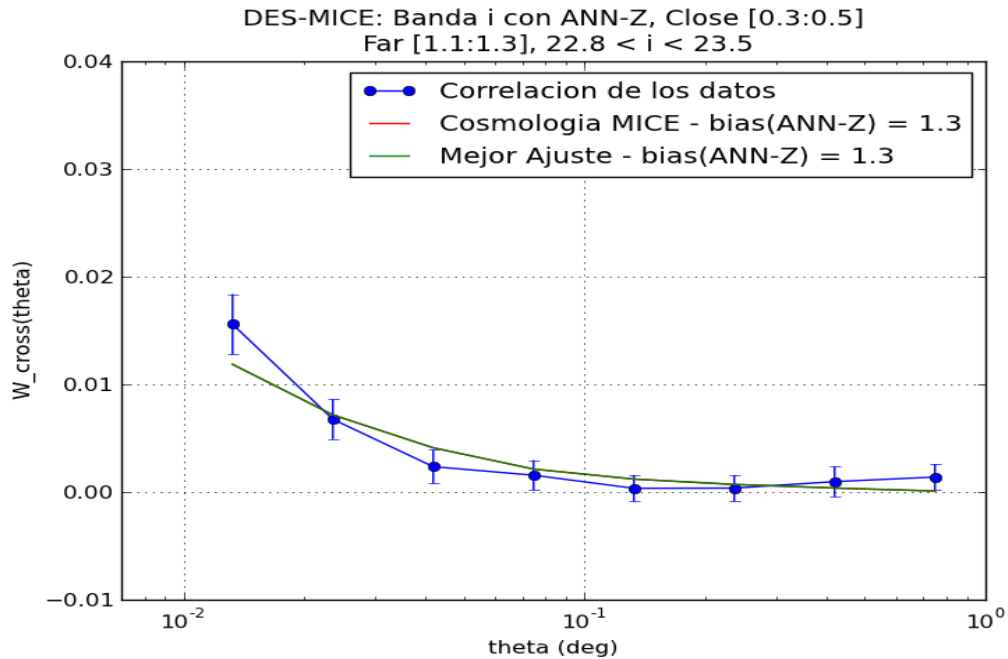
En este capítulo se muestran los pasos a seguir con el fin de detectar la señal de la magnificación cósmica sobre la función de cross-correlación de galaxias. Asimismo se ha evaluado el impacto de algunos posibles sistemáticos. Se ha mostrado que, excepto por el *photoz*, podemos considerar despreciable su influencia (en un área de 150 grados cuadrados) sobre la forma de la función de cross-correlación ya que es mucho menor que el error estadístico.

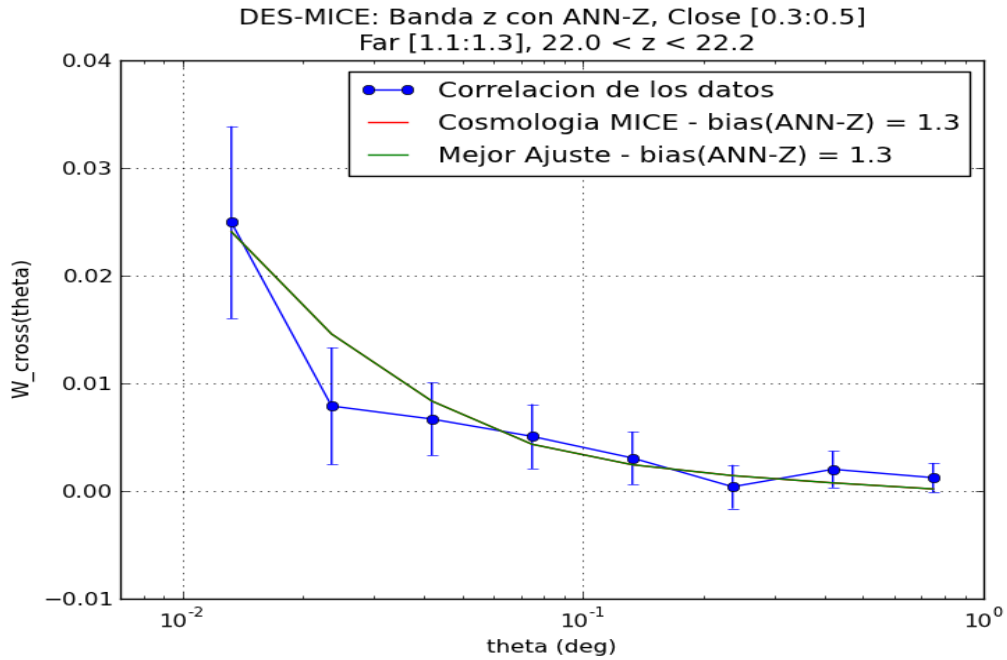
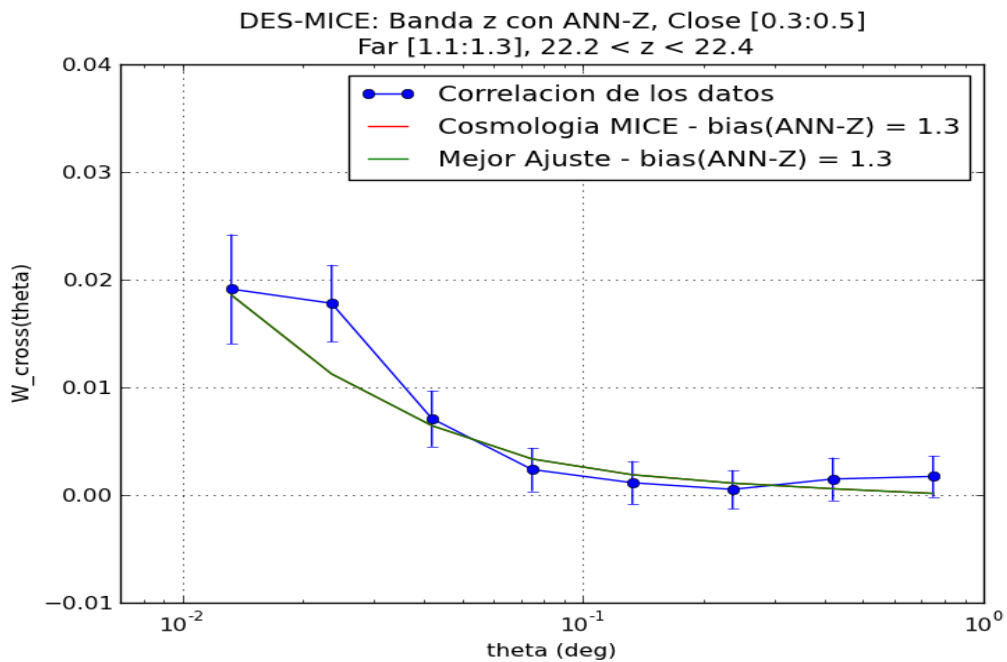
En lo referente al *photoz*, hemos visto que a pesar de poder detectar una señal en las cross-correlaciones, no siempre una correlación distinta de cero equivale a una señal de magnificación. Para el caso del BCN-Z se vio que la señal detectada tenía su origen en la calidad del algoritmo y no en la magnificación cósmica.

Por último, se muestra cómo es posible obtener medidas de los parámetros cosmológicos a partir de los resultados de las funciones de cross-correlación. Los valores recuperados (σ_8 y Ω_M) están en perfecto acuerdo con los de la simulación. Esto demuestra que el método funciona correctamente. Sin embargo, la sensibilidad a los parámetros cosmológicos es, todavía, pequeña. La razón es el área cubierta. Para 150 grados cuadrados, no se alcanza todavía un error estadístico (varianza cósmica) suficiente como para hacer determinaciones muy precisas de la cosmología.

(a) Cross-correlación y predicciones teóricas para el ANN-Z en el bin $23.20 < \text{banda } g < 23.50$.(b) Cross-correlación y predicciones teóricas para el ANN-Z en el bin $23.70 < \text{banda } g < 23.90$.**Figura 6.32:** Cross-correlaciones con ANN-Z para la banda g, mostrando las predicciones teóricas correspondientes al mejor ajuste y a la cosmología del MICE.

(a) Cross-correlación y predicciones teóricas para el ANN-Z en el bin $22.95 < \text{banda } r < 23.25$.(b) Cross-correlación y predicciones teóricas para el ANN-Z en el bin $23.25 < \text{banda } r < 23.65$.**Figura 6.33:** Cross-correlaciones con ANN-Z para la banda r, mostrando las predicciones teóricas correspondientes al mejor ajuste y a la cosmología del MICE.

(a) Cross-correlación y predicciones teóricas para el ANN-Z en el bin $22.60 < \text{banda } i < 22.80$.(b) Cross-correlación y predicciones teóricas para el ANN-Z en el bin $22.80 < \text{banda } i < 23.50$.**Figura 6.34:** Cross-correlaciones con ANN-Z para la banda i, mostrando las predicciones teóricas correspondientes al mejor ajuste y a la cosmología del MICE.

(a) Cross-correlación y predicciones teóricas para el ANN-Z en el bin $22.00 < \text{banda } z < 22.20$.(b) Cross-correlación y predicciones teóricas para el ANN-Z en el bin $22.20 < \text{banda } z < 22.40$.**Figura 6.35:** Cross-correlaciones con ANN-Z para la banda z, mostrando las predicciones teóricas correspondientes al mejor ajuste y a la cosmología del MICE.

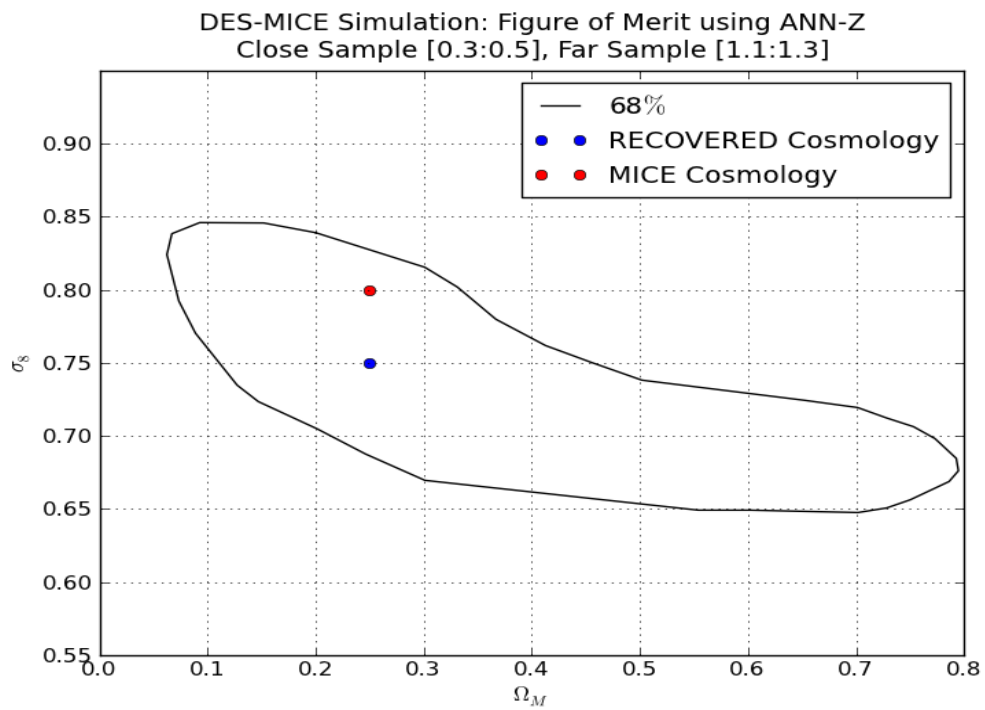


Figura 6.36: Valores de los parámetros cosmológicos medidos en la simulación MICE. Están en perfecto acuerdo con los valores verdaderos, aunque el error es grande, ya que el área del cartografiado es todavía pequeña.

Capítulo 7

Magnificación cósmica en DES

Al igual que en el capítulo 6, en éste se aplicará el método descrito en la sección 6.2 con el objetivo de detectar, sobre los datos, la señal de magnificación y extraer los parámetros cosmológicos, Ω_M y σ_8 , junto con el bias galáctico de la muestra lente.

7.1. Selección del área de estudio

En esta tesis se estudia la señal de magnificación sobre los primeros datos del proyecto DES, los cuales se conocen como *Science Verification, Release A1* (SVA1). Estos datos se tomaron entre septiembre de 2012 y febrero de 2013. El procesado y calibración de los mismos se terminó en agosto de 2013 y en diciembre del mismo año se hicieron públicos los catálogos. Éstos cubren distintas regiones, todas inconexas entre sí (ver Figura 7.1), las cuales son de especial interés para los distintos grupos de investigación dentro de la colaboración DES. Para llevar a cabo nuestro análisis es necesario disponer de un área relativamente grande para evitar que los resultados se vean afectados por efectos de borde. La única área dentro de todo el SVA1 que es lo suficientemente grande como para realizar un análisis de la estructura a gran escala como el que aquí se trata es la conocida como SVA1-SPTE (recibe el nombre de SPTE por coincidir con la región Este de las observadas por el *South Pole Telescope*) que va desde 60° hasta 90° en ascensión recta y desde -60° hasta -42° en declinación. Dadas las dimensiones de esta región, los resultados de la función de cross-correlación tendrán sentido hasta escalas de unos dos grados, lo cual es idóneo para nuestro

análisis donde se espera encontrar la señal entre 0.01° y 1.0° tal como se menciona en la sección 3.6.

La región SVA1-SPTE puede verse más en detalle en la Figura 7.2. La parte inferior de la misma coincide parcialmente con la Gran Nube de Magallanes (ver Figura 7.3), una galaxia irregular rica en polvo que introduce un oscurecimiento de la estructura a gran escala, pudiendo incluso llegar a borrarla. Por otra parte, las zonas exteriores del SVA1-SPTE tienen peor calibración ya que, por el proceso de toma de datos, han sido observadas menos tiempo que el resto. Por tanto, para asegurar que las medidas son de la máxima calidad, se ha seleccionado el área que puede verse en la Figura 7.4.

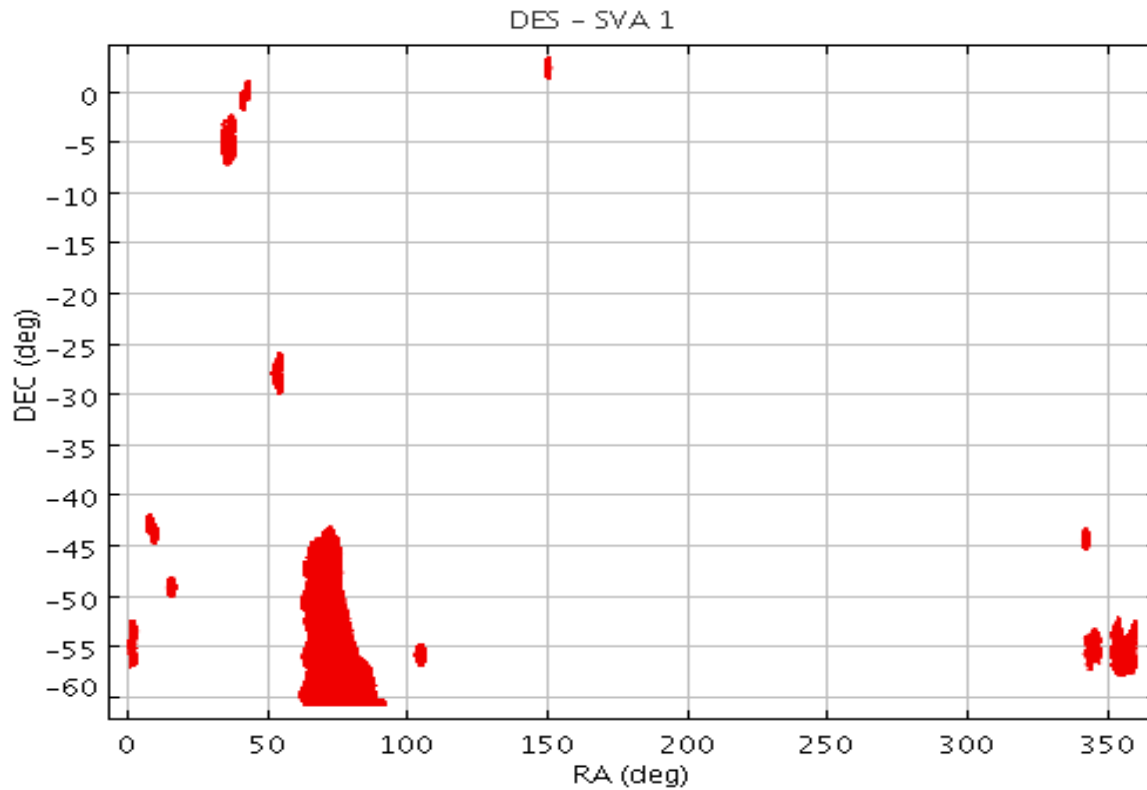


Figura 7.1: Área cubierta por el proyecto DES durante la etapa del *Science Verification*.

Es un área de algo más de 80 grados cuadrados ($\approx 40\%$ del total) y se corresponde con la región central del SVA1-SPTE. Ha sido seleccionada buscando tener una muestra lo más homogénea posible en profundidad.

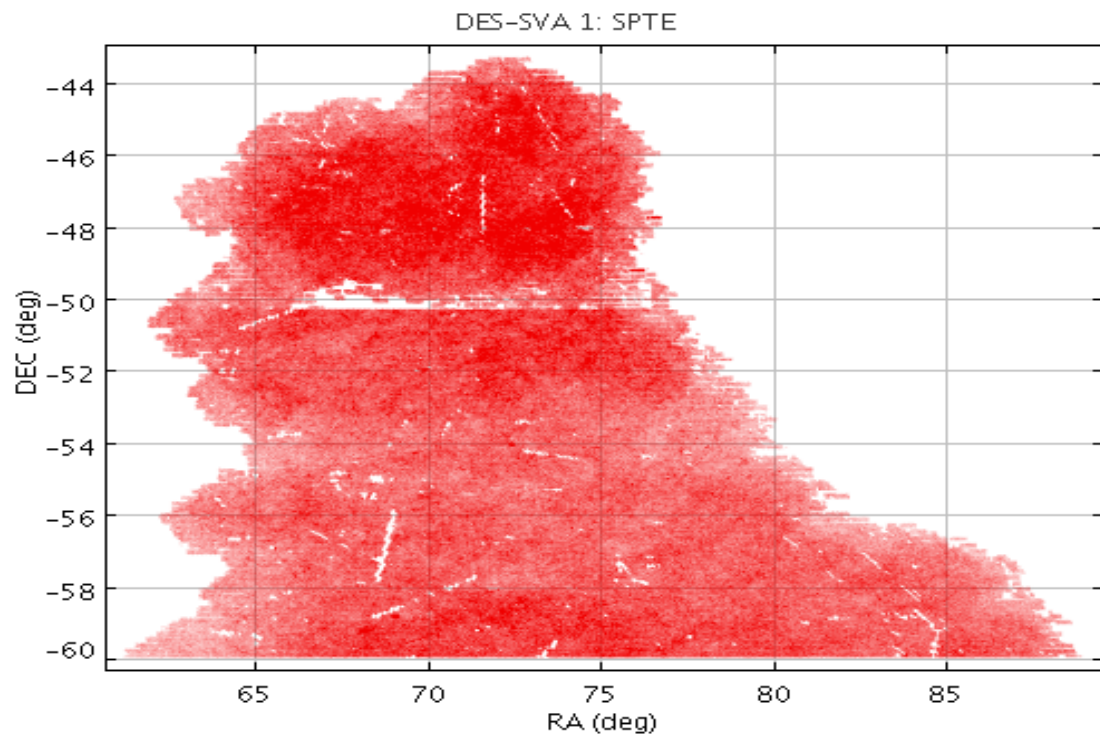


Figura 7.2: Área de mayor tamaño dentro del SVA1, conocida como SPTE por coincidir con la región Este de las observadas por el *South Pole Telescope*.



Figura 7.3: Gran Nube de Magallanes, imagen astronómica del 10 de Mayo de 2006 tomada por Wei-Hao Wang (IfA, U. Hawaii).

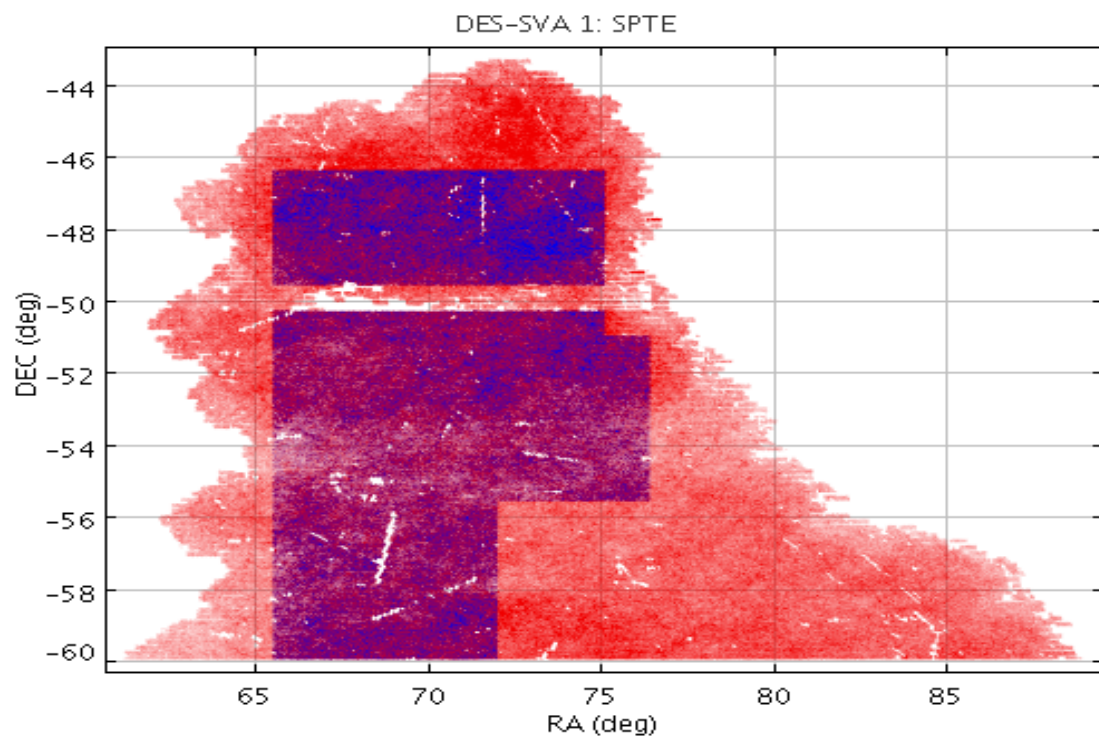


Figura 7.4: Área sobre la que se aplicará el método para detectar la señal de magnificación (azul), comparada con el área total del SPTE (rojo)

7.2. Selección de la muestra: *photoz*

En esta sección se describen los cortes de selección que se han utilizado para llevar a cabo nuestro análisis.

- Muestra lente

La muestra lente está compuesta por todas las *Luminous Red Galaxies* (LRGs) contenidas en un intervalo de *photoz* entre 0.3 y 0.7. La decisión de utilizar LRGs se ha tomado teniendo en cuenta la calidad de su *photoz*, como se comenta en la sección 7.5.1.

La selección de las LRGs se ha realizado utilizando el algoritmo RedMapper [176]. Este algoritmo está diseñado para encontrar cúmulos de galaxias y, utilizando una variante del mismo, galaxias LRGs.

- Muestra fuente

La muestra de objetos fuente está formada por todos aquellos clasificados morfológicamente como galaxias y de entre ellos se han seleccionado aquellos con un desplazamiento al rojo entre 0.9 y 1.2. Por encima de 1.2, la densidad de objetos en la muestra de calibración decae sensiblemente, es decir que aumenta el error en la estimación de su *photoz*. El límite inferior de 0.9 se eligió para que ambas muestras estuviesen bien separadas, siempre intentando que la muestra fuente permaneciese bien poblada.

Dentro de la selección se han rechazado diferentes regiones u objetos que se mencionan a continuación:

1. La Gran Nube de Magallanes (LMC): Prescindir de esta región implicó eliminar al menos 40 grados cuadrados, no obstante fue necesario ya que el polvo de la LMC no permitía llevar a cabo una calibración precisa en la misma escala que en el resto del catálogo.
2. Estrellas brillantes: Las estrellas muy brillantes ocultan la parte del Universo situada tras ellas, por esta razón se eliminaron dichas regiones.

Obj. ($0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$)	Obj. ($0.9 < \text{ANN-Z} < 1.2$)
131008	1385429

Tabla 7.1: Número de objetos que pueblan nuestros intervalos de desplazamiento al rojo para el área final de estudio, mostrada en la Figura 7.4. Notar que los objetos de la muestra lente son LRGs.

3. Zonas con colores *extraños*: Aquellas regiones con $(g-r) < -1$, $(g-r) > 4$, $(i-z) < -1$ y $(i-z) > 4$. Estos colores se deben a la presencia de satélites, aviones y luz dispersa.

En la Tabla 7.1 se puede ver cuales son los intervalos de desplazamiento al rojo finalmente elegidos para nuestro análisis y la cantidad de objetos con los que se cuenta en ellos.

7.3. Selección de la muestra: cortes en magnitud sobre la muestra fuente

El siguiente paso es determinar los intervalos de magnitud en los cuales se va a estudiar la señal de magnificación. Para esto hemos seguido el mismo proceso que se utilizó con la simulación MICE, el cual está descrito al detalle en la sección 6.2.2. De seguir dicho proceso se han determinado los intervalos óptimos para estimar el parámetro $\alpha(m)$ con el menor error posible. Estos intervalos se muestran en la Tabla 7.2 (ver Figuras 7.5 y 7.6).

7.3.1. Estimación del parámetro $\alpha(m)$

Nuevamente hacemos uso de lo aprendido durante el estudio de la simulación MICE y procederemos a estimar los valores correspondientes al parámetro $\alpha(m)$ para cada uno de los intervalos de magnitud determinados en la sección 7.3, tal cual se hizo en la sección 6.2.3. Los α 's obtenidos pueden verse en la Tabla 7.3.

En las Figuras 7.7 y 7.8 se presenta la evolución del bias de magnificación, $(\alpha(m) - 1)$, con la magnitud y se ve que muestra un comportamiento similar al observado en

0.9 < ANN-Z < 1.2							
Banda g	Objs.	Banda r	Objs.	Banda i	Objs.	Banda z	Objs.
23.25-23.45	38807	23.00-23.30	90466	22.75-23.05	93888	22.00-22.30	88033
23.45-23.75	87462	23.30-23.50	82000	23.05-23.25	76485	22.30-22.60	114373
23.75-23.95	80015	23.50-23.70	98972	23.25-23.45	84545	22.60-22.80	90075
23.95-24.15	94150	23.70-24.00	174433	23.45-23.75	136117	22.80-23.00	98795
24.15-24.75	315520	24.00-24.50	315173	23.75-24.25	220972	23.00-23.50	258530
Total	615954	Total	761044	Total	612007	Total	649806

Tabla 7.2: Bines de magnitud para cada una de las cuatro bandas a partir del bin lejano utilizando ANN-Z, [0.9:1.2], con su respectivo número de objetos. Notar que la última fila muestra el acumulado de objetos que existen en los cinco bins de magnitud elegidos.

Bines de magnitud	Objs.	$(\alpha(m) - 1)_{medido}$
23.25 < g < 23.45	38807	1.033 ± 0.016
23.45 < g < 23.75	87462	0.545 ± 0.011
23.75 < g < 23.95	80015	0.081 ± 0.015
23.95 < g < 24.15	94150	-0.249 ± 0.010
24.15 < g < 24.75	315520	-1.009 ± 0.002
23.00 < r < 23.30	90466	0.488 ± 0.012
23.30 < r < 23.50	82000	0.182 ± 0.006
23.50 < r < 23.70	98972	-0.118 ± 0.007
23.70 < r < 24.00	174433	-0.449 ± 0.016
24.00 < r < 24.50	315173	-1.084 ± 0.006
22.75 < i < 23.05	93888	-0.029 ± 0.012
23.05 < i < 23.25	76485	-0.305 ± 0.007
23.25 < i < 23.45	84545	-0.568 ± 0.008
23.45 < i < 23.75	136117	-0.798 ± 0.008
23.75 < i < 24.25	220972	-1.332 ± 0.004
22.00 < z < 22.30	88033	0.057 ± 0.008
22.30 < z < 22.60	114373	-0.186 ± 0.008
22.60 < z < 22.80	90075	-0.389 ± 0.007
22.80 < z < 23.00	98795	-0.615 ± 0.005
23.00 < z < 23.50	258530	-1.051 ± 0.003

Tabla 7.3: Bias de magnificación medido para cada uno de los intervalos de magnitud estudiados.

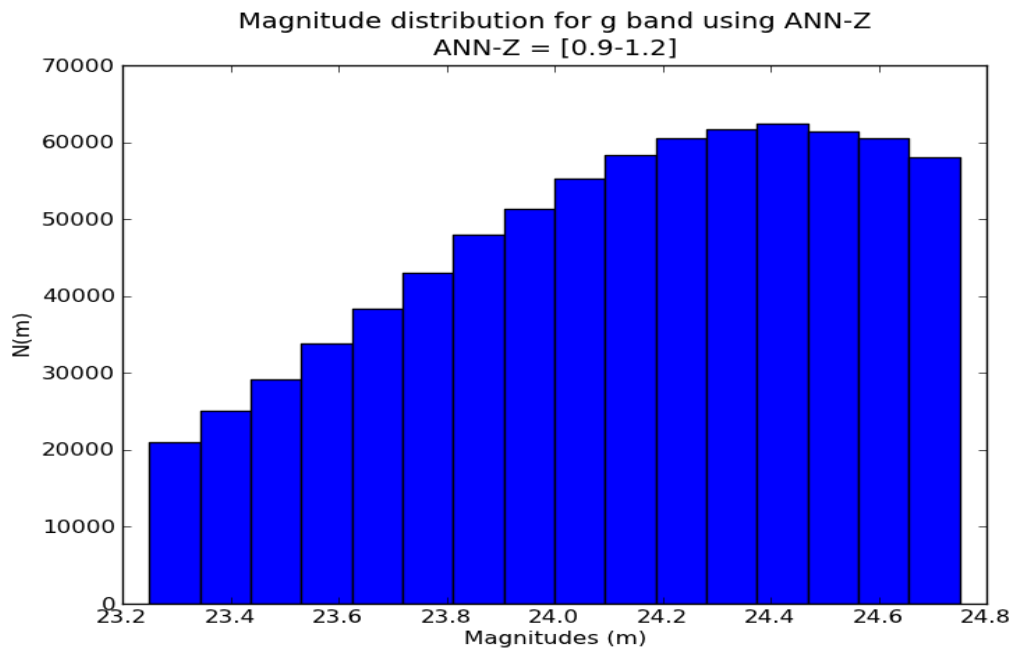
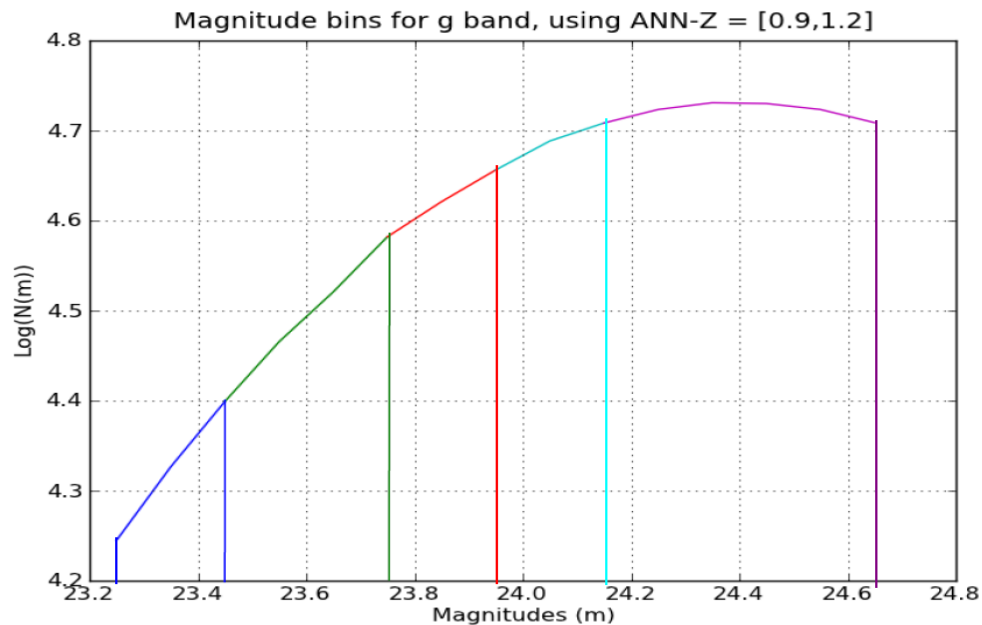
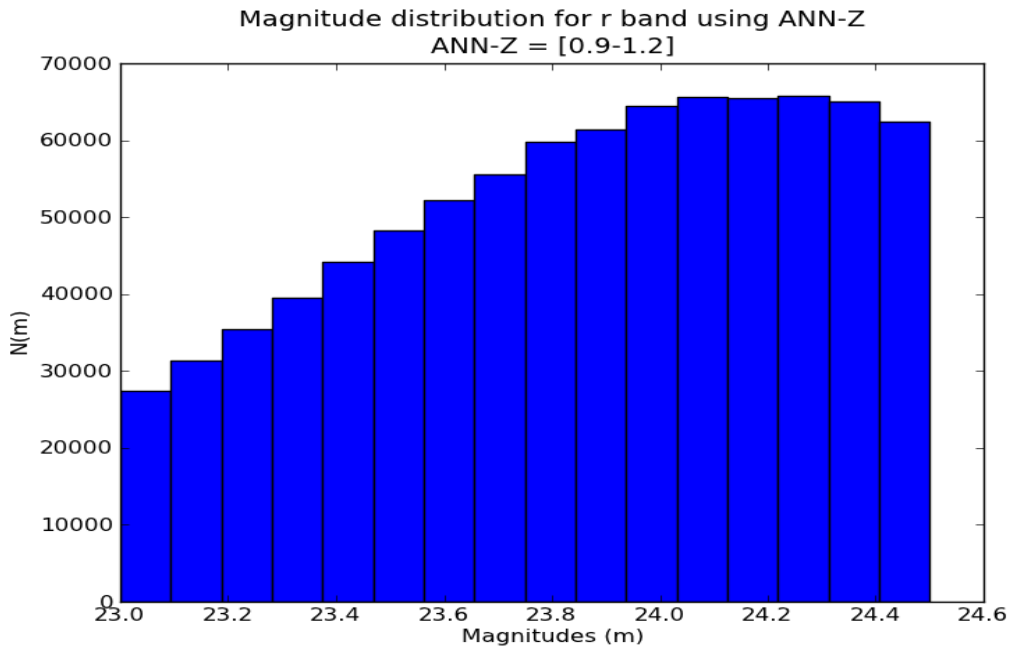
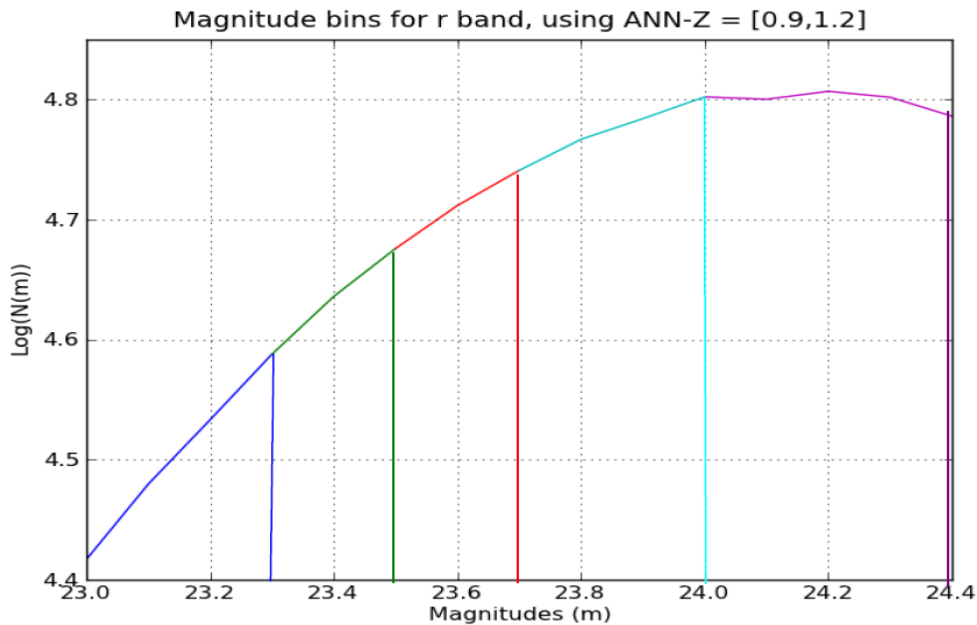
(a) Distribución de objetos en magnitudes para la banda g, con $0.9 < \text{ANN-Z} < 1.2$ (b) Bines de magnitud para la banda g, con $0.9 < \text{ANN-Z} < 1.2$

Figura 7.5: En el panel superior se muestra la distribución en magnitudes para la banda g. En el panel inferior tenemos el logaritmo de dicha distribución donde se aprecian los bins de magnitud determinados utilizando el método descrito en 6.2.2.



(a) Distribución de objetos en magnitudes para la banda r, con $0.9 < \text{ANN-Z} < 1.2$



(b) Bines de magnitud para la banda r, con $0.9 < \text{ANN-Z} < 1.2$

Figura 7.6: En el panel superior se muestra la distribución en magnitudes para la banda r. En el panel inferior tenemos el logaritmo de dicha distribución donde se aprecian los bins de magnitud determinados utilizando el método descrito en 6.2.2.

la simulación.

En ésta y en la sección anterior se han presentado los cortes introducidos, tanto en *photoz* como en magnitudes, para seleccionar las muestras sobre las cuales se llevará a cabo el estudio de la señal de magnificación. Dicho estudio se realiza sobre las funciones de cross-correlación de galaxias que se obtienen a partir de correlacionar las muestras seleccionadas. La principal fuente de incertidumbre de estas correlaciones es de origen estadístico, de la que hablará en la sección siguiente.

7.4. Incertidumbre estadística

Como se mencionó en la sección 6.2.4, para determinar la incertidumbre estadística vamos a utilizar el método *Jack-Knife* ya que éste, además de incluir la contribución del error de Poisson, tiene en cuenta peculiaridades propias de los datos.

En la Figura 7.9 se compara la matriz de correlación (covarianzas normalizadas) media de los datos, obtenida por *Jack-Knife*, con la matriz de correlación para la simulación DES-MICE, obtenida a partir de dividir la simulación en regiones de 150 grados cuadrados y tratarlas como cielos independientes. Como se ve, ambas matrices son compatibles entre sí.

7.5. Sistemáticos

Existen ciertos efectos sistemáticos que no han podido estudiarse en la simulación. Además, también es necesario revisar el *photoz* porque, aunque se vio en detalle en la simulación, resulta ser el sistemático más importante y el comportamiento en los datos no es exactamente igual que en la simulación debido a la influencia de efectos observacionales. Por esta razón es de vital importancia estar seguros de que no influye de forma determinante en la señal de magnificación.

Los sistemáticos que se presentan en esta sección son: desplazamiento al rojo fotométrico o *photoz*, extinción, masa de aire, brillo de cielo, *seeing* y polvo galáctico.

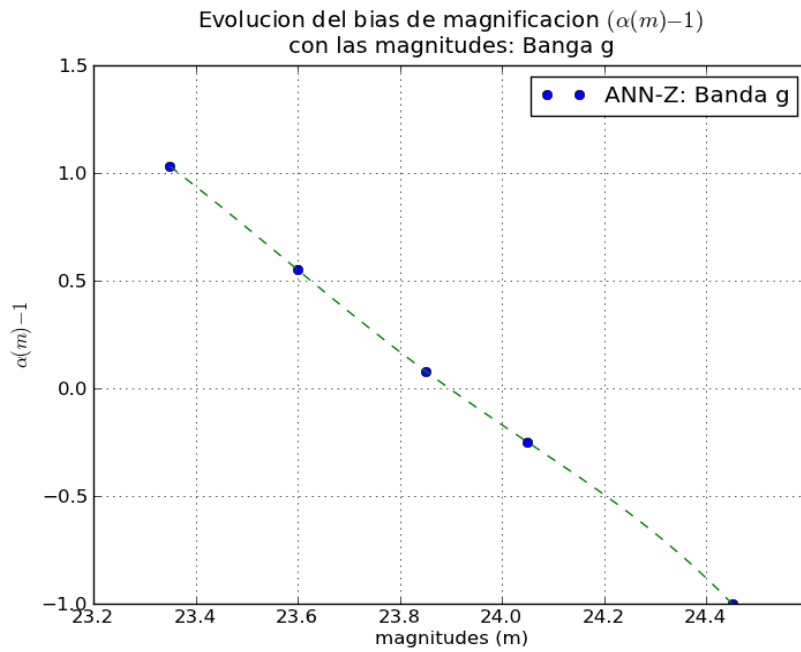
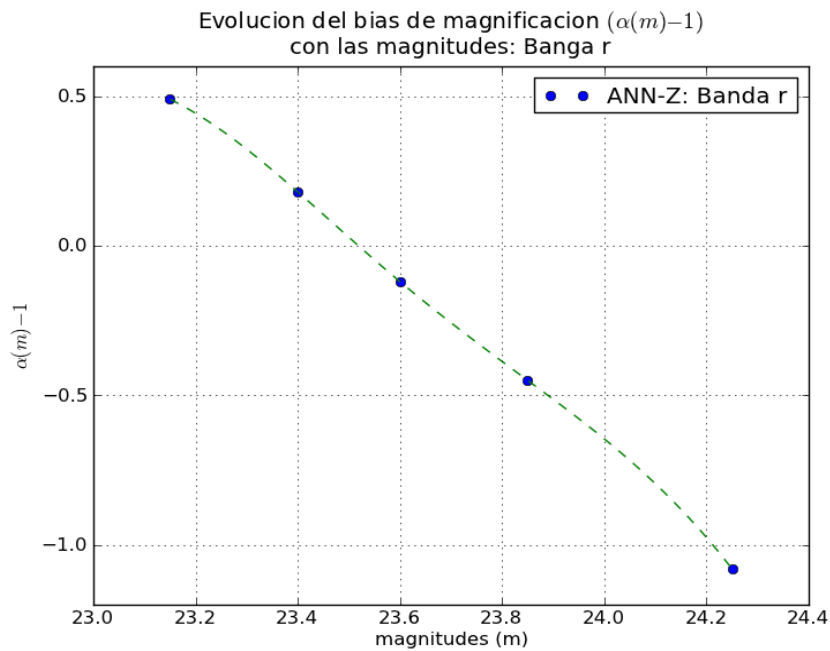
(a) Banda g: evolución ($\alpha(m) - 1$)(b) Banda r: evolución ($\alpha(m) - 1$)

Figura 7.7: Bandas g y r: Evolución del bias de magnificación, ($\alpha(m) - 1$), en los datos. Las líneas punteadas representan los valores interpolados utilizando *splines* cúbicos.

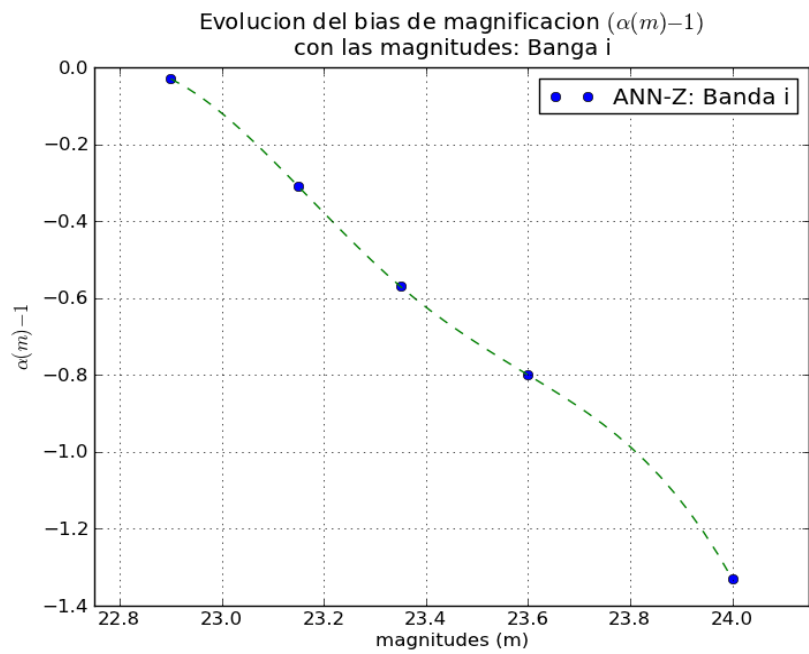
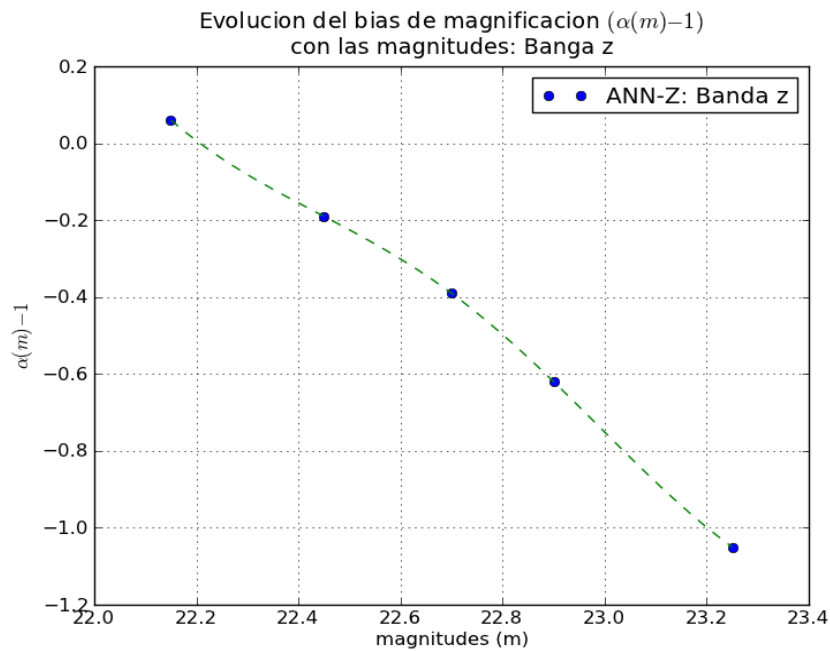
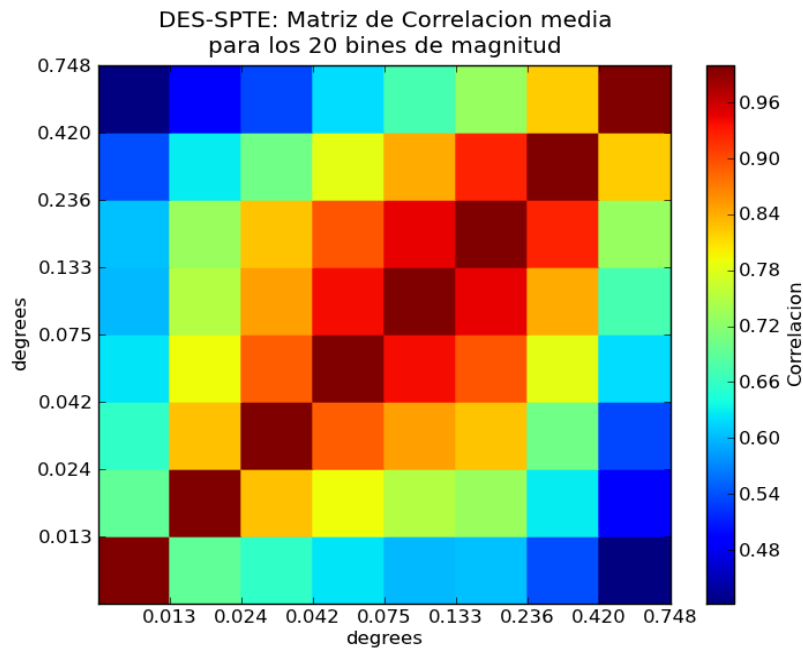
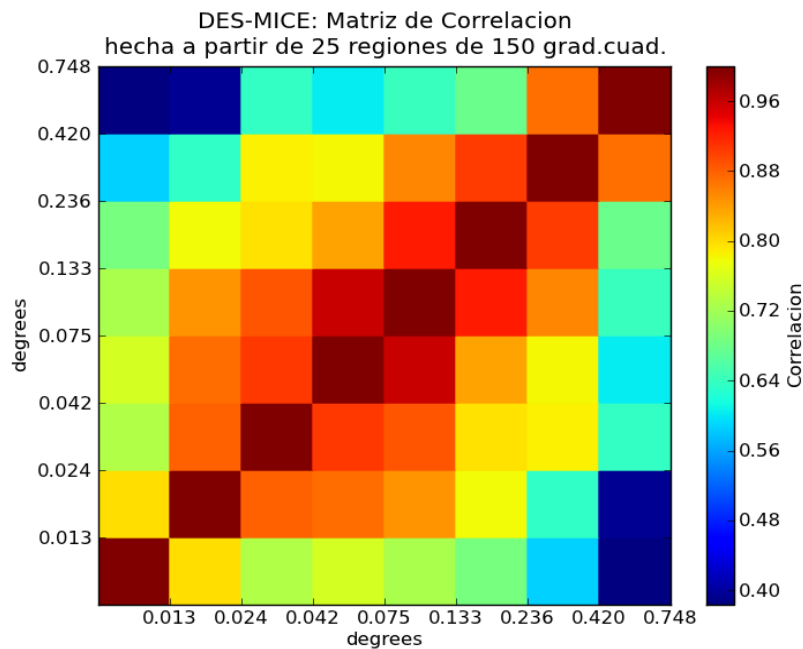
(a) Banda i: evolución ($\alpha(m) - 1$)(b) Banda z: evolución ($\alpha(m) - 1$)

Figura 7.8: Bandas i y z: Evolución del bias de magnificación, ($\alpha(m) - 1$), en los datos. Las líneas punteadas representan los valores interpolados utilizando *splines* cúbicos.



(a) Matriz de correlación media de los primeros datos del proyecto DES.



(b) Matriz de correlación media obtenida utilizando la simulación DES-MICE.

Figura 7.9: Comparativa entre la matriz de correlación obtenida a partir del catálogo DES-SPTE (panel superior) y la obtenida a partir de la simulación DES-MICE (panel inferior). Ambas presentan el mismo comportamiento.

7.5.1. Desplazamiento al rojo fotométrico o *photoz*

Además del *photoz* estimado para las LRGs, el algoritmo de *photoz* presente en los datos es ANN-Z. Durante el estudio de la simulación MICE se vio que dicho desplazamiento al rojo fotométrico era lo suficientemente bueno como para separar las muestras lente y fuente aplicando solamente cortes en *photoz* (ver Figura 6.2). Sin embargo el caso de la simulación resulta ser optimista dado que el entrenamiento del algoritmo se ha realizado sobre galaxias iguales a las después "observadas". Por eso, para conseguir separar ambas muestras se ha seleccionado como muestra lente la población de LRGs, cuyas características espectrales, y su asociación a cúmulos, permiten obtener un mejor *photoz*.

Antes de decidir utilizar LRGs se intentó ver si la calidad del ANN-Z en los datos era comparable a la de la simulación. Sin embargo, en los datos no se dispone de los desplazamientos al rojo reales, sino que hay que usar la muestra de calibración [172], de la que se ha hablado previamente en la sección 5.6. Ésta es un conjunto de galaxias (algo más de 6000) con espectro conocido, y de las que, por tanto, se conoce su desplazamiento al rojo con una precisión de 10^{-4} o mejor.

En la Figura 7.10 podemos ver el desplazamiento al rojo espectroscópico frente al fotométrico sobre la muestra de calibración. Como se aprecia claramente, existen migraciones en ambos sentidos por lo que aplicar cortes en *photoz* no es suficiente para separar físicamente ambas muestras. Es decir que objetos que en principio se encuentran a desplazamientos al rojo cercanos pueden ser confundidos con objetos a desplazamientos al rojo altos y viceversa.

Del estudio de la simulación sabemos que si introducimos cortes en magnitud seremos capaces de separar mejor los objetos de ambas muestras. Por esta razón se procedió a introducir cortes, los cuales han sido previamente presentados en la Tabla 7.2. La determinación de éstos se hizo tal cual se explica en la sección 6.2.1. Finalmente, los cortes en magnitud sólo se han utilizado sobre la muestra fuente, eliminando así todos los objetos que pertenezcan a la muestra lente y su *photoz* haya sido mal estimado, según la muestra de calibración. En la muestra lente se vio que introducir cortes en magnitud reducía sensiblemente la estadística sin alterar casi el número de objetos procedentes de la muestra fuente, a pesar de esto el porcentaje de objetos pertenecientes a la muestra fuente que están presentes en la lente en ningún

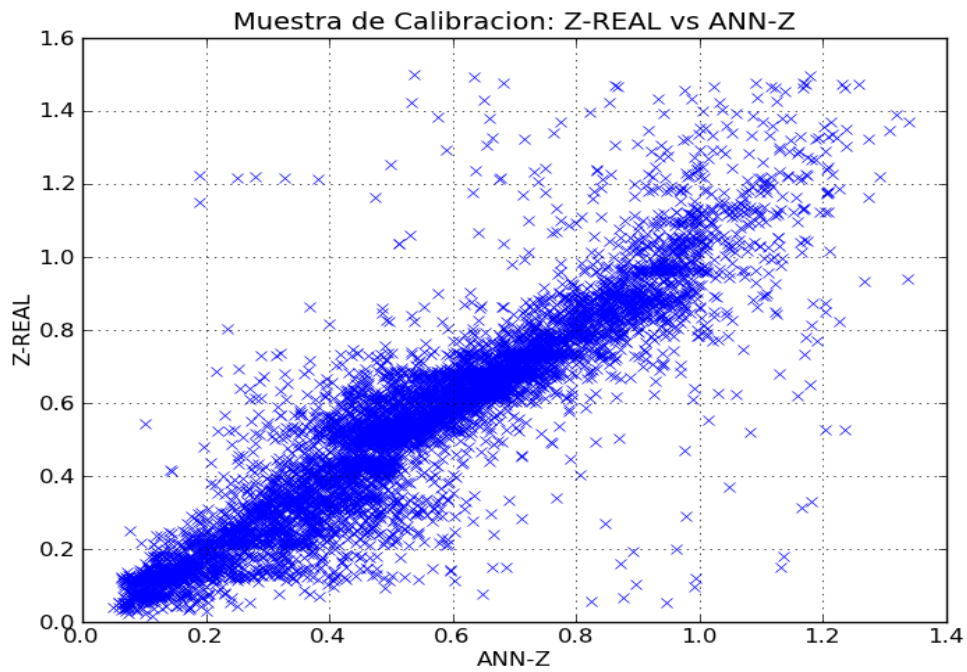


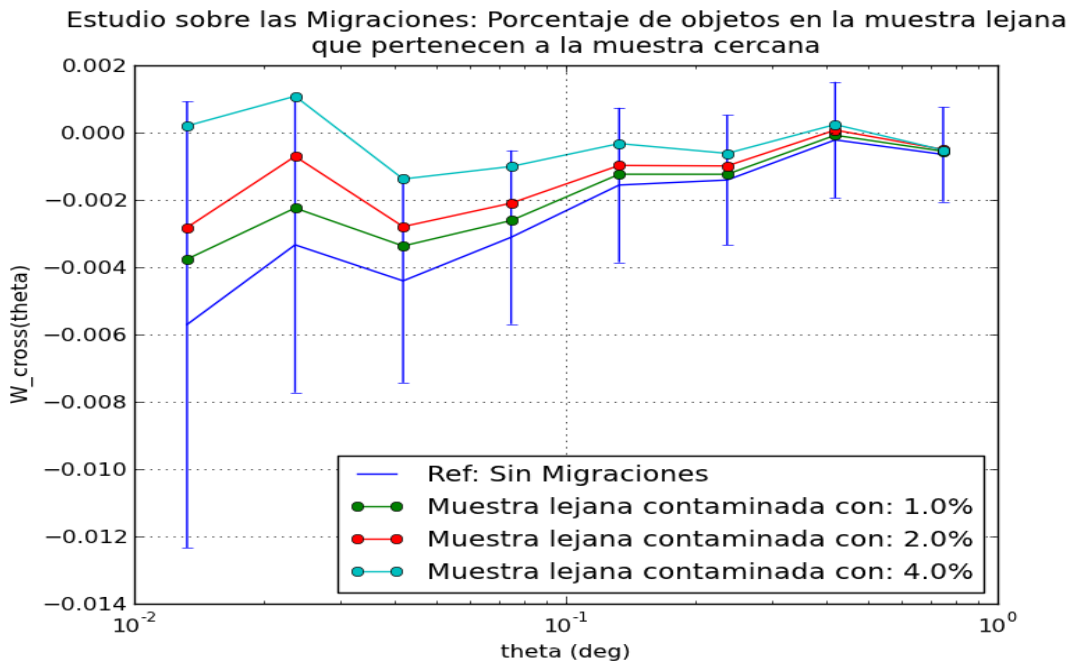
Figura 7.10: Muestra de calibración a partir de la cual se ha estimado el desplazamiento al rojo fotométrico.

caso supera el 0.2 %.

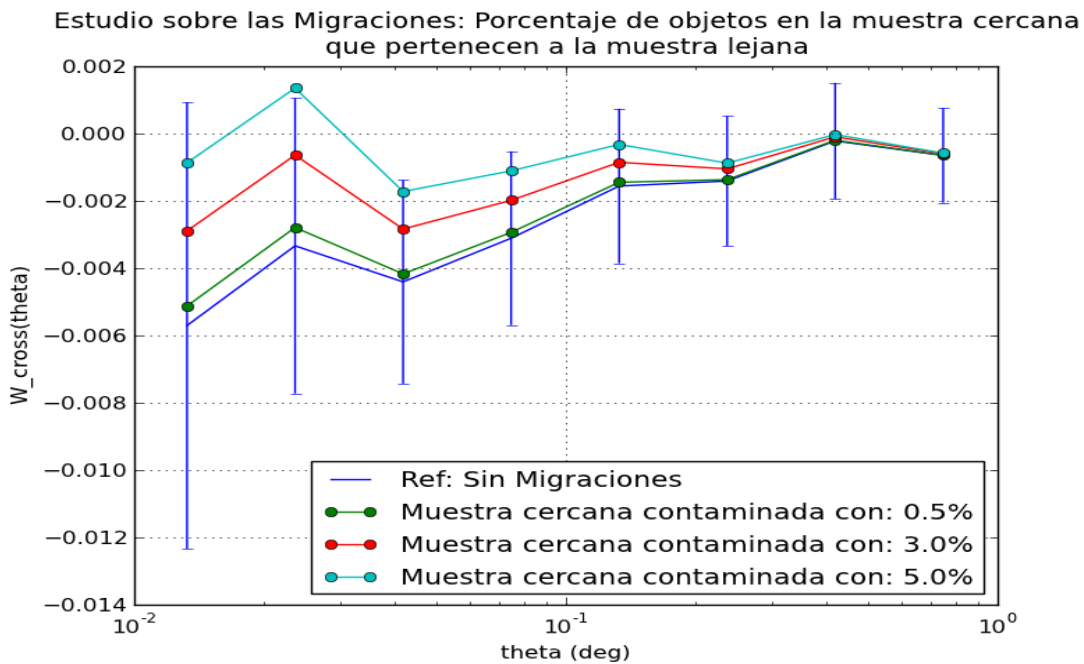
Dada la imposibilidad de eliminar por completo las migraciones debidas al *photoz*, se decidió volver a la simulación MICE y estudiar si una migración inferior al 0.2 % hacia la muestra lente podría ser o no importante. Se vio que el porcentaje de objetos que se podría tolerar en la muestra lente, para que la señal de magnificación siga siendo dominante, era inferior al 5 %. En la misma línea se evaluó que en la muestra fuente la contaminación no debería superar el 4 % (ver Figura 7.11).

Vistos los porcentajes anteriores, se podría pensar que ambas muestras son completamente independientes. Sin embargo existe la posibilidad de que la muestra de calibración no sea completa, ya que es de apenas 6000 objetos frente a los más de doce millones de los datos. Decir que no sea completa, en este caso, implica que no sea estadísticamente representativa de los datos. Esto, al momento de estimar el *photoz* mediante un algoritmo de redes neuronales como el ANN-Z, es determinante para la precisión ya que una red neuronal aprende en base a una muestra de calibración y si ésta no es completa, cuando el algoritmo analice los datos encontrará objetos que no sabrá como tratar y por tanto les asignará un desplazamiento al rojo erróneo.

Teniendo en cuenta la posibilidad, más que probable, de que exista incompletitud en la muestra de calibración, se decidió intentar seleccionar objetos con el mejor *photoz* posible, aunque sólo fuese en una de las dos muestras. Como se ha mencionado anteriormente, los objetos que hemos seleccionado para hacer de lente son todos LRGs, es decir galaxias rojas luminosas. Gracias a la forma peculiar de su espectro (ver Figura 3.6), su *photoz* está especialmente bien determinado (ver Figura 7.12). Al seleccionar sólo LRGs en la muestra lente el porcentaje de objetos que migran hacia ella es inferior a 0.3 % sin necesidad de introducir cortes en magnitud. Aunque este valor es superior al 0.2 % obtenido para el caso de galaxias normales, sabemos que es bastante más fiable ya que el error en el *photoz* es pequeño. Además, el porcentaje de objetos que migran de la muestra lente a desplazamientos al rojo por encima de 0.9, teniendo en cuenta los cortes de magnitud presentados en la Tabla 7.2 son inferiores a $2.5 \cdot 10^{-4}$ %, según la muestra de calibración. En la Tabla 7.4 se muestran los porcentajes de migración máximos permitidos según la simulación MICE y los porcentajes obtenidos según la muestra de calibración.



(a) Influencia de las migraciones desde la muestra lente hacia la fuente.



(b) Influencia de las migraciones desde la muestra fuente hacia la lente.

Figura 7.11: Efecto de la contaminación entre muestras debido a la poca precisión del *photoz*.

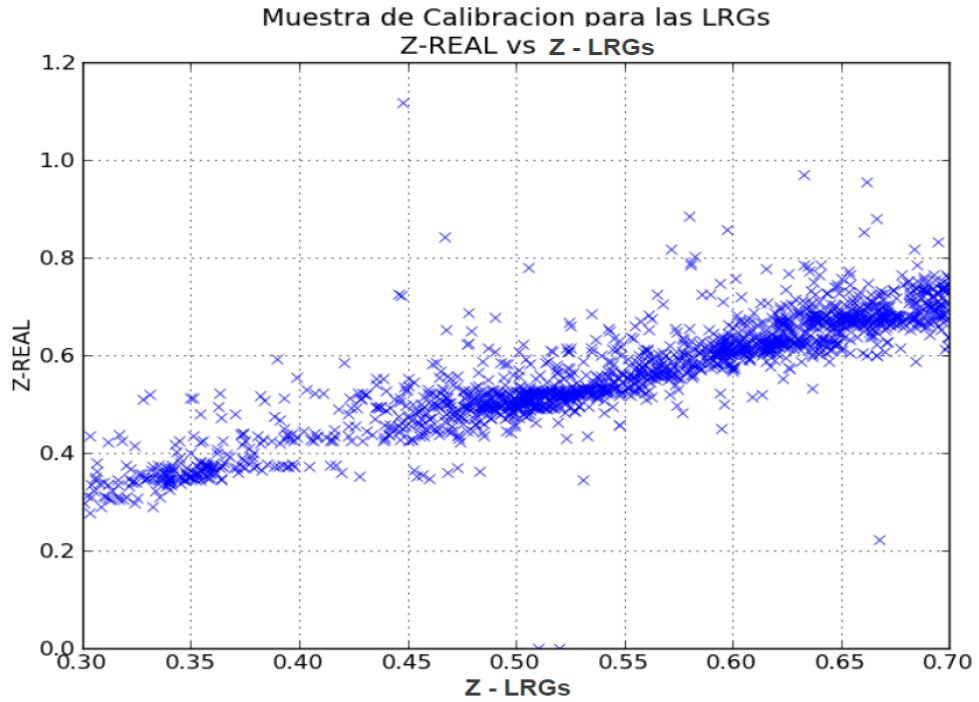


Figura 7.12: Muestra de calibración para la determinación del *photoz* en las LRGs.

Recibe obj.	Porcentaje max. permitido	Porcentaje estimado de los datos
Lente	5.00 %	0.30 %
Fuente	4.00 %	$< 2.5 \cdot 10^{-4} \%$

Tabla 7.4: Porcentaje de objetos que migran de una muestra a otra, teniendo en cuenta los cortes en desplazamiento al rojo (para ambas muestras) y los cortes en magnitudes (para la muestra fuente).

7.5.2. Extinción, masa de aire, brillo de cielo y *seeing*

Estos sistemáticos han sido descritos previamente en la sección 3.4. Para el caso del proyecto DES, éste nos proporciona, junto con los datos, un mapa [177] para cada uno de estos sistemáticos. En la Figura 7.13 se pueden ver los mapas correspondientes.

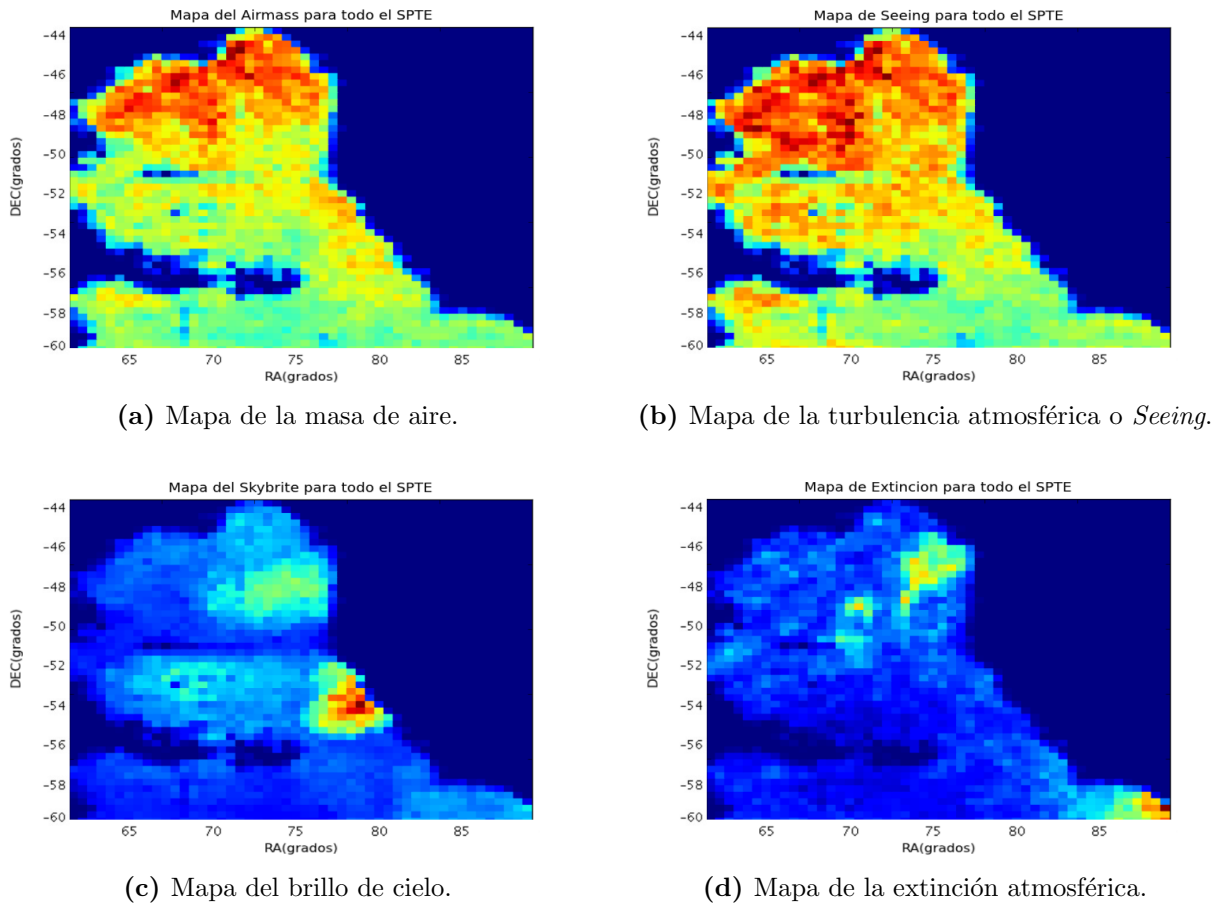


Figura 7.13: Mapas de sistemáticos para la región SPTE proporcionados por la colaboración DES.

La manera que hemos decidido utilizar para tratarlos está descrita en detalle en [178, 179], la cual consiste en corregir directamente la influencia del sistemático en cuestión sobre la función de correlación o en nuestro caso sobre la función de cross-correlación. Para hacerlo necesitamos ser capaces de determinar la auto-correlación

del mismo así como la cross-correlación entre éste y nuestros datos. La expresión que se utiliza para corregir la función de cross-correlación viene dada por [179]:

$$\omega_{g1,g2}^{Corregida} = \omega_{l,s}^{Corregida} = \omega_{l,s}^{Medida} - \frac{\omega_{l,sist.}\omega_{s,sist.}}{\omega_{sist.}^2}\omega_{sist.} \quad (7.1)$$

donde $\omega_{l,sist.}$ es la cross-correlación entre el sistemático que estamos estudiando y la muestra lente, mientras que $\omega_{s,sist.}$ es la cross-correlación con la muestra fuente y $\omega_{sist.}$ se corresponde con la auto-correlación del sistemático. Por supuesto, esta expresión sólo es válida para el caso en que todos los sistemáticos estudiados sean independientes, en caso contrario será necesario utilizar:

$$\omega_{l,s}^{Corregida} = \omega_{l,s}^{Medida} - \sum_i \epsilon_i^2 \omega_{sist.i} - 2 \sum_{i,j>i} \epsilon_i \epsilon_j \omega_{sist.i,sist.j} \quad (7.2)$$

donde $\omega_{sist.i,sist.j}$ es la cross-correlación entre los sistemáticos i y j y los ϵ_i son términos no triviales que pueden verse en el apéndice de [178]. Por ejemplo el ϵ_1 viene dado por:

$$\epsilon_1^2 = \frac{1}{\omega_{sist.1}} [\omega_{l,sist.1} - \epsilon_2 \omega_{sist.1,sist.2} - \epsilon_3 \omega_{sist.1,sist.3} - \epsilon_4 \omega_{sist.1,sist.4}] \cdot \frac{1}{\omega_{sist.1}} [\omega_{s,sist.1} - \epsilon_2 \omega_{sist.1,sist.2} - \epsilon_3 \omega_{sist.1,sist.3} - \epsilon_4 \omega_{sist.1,sist.4}] \quad (7.3)$$

Finalmente el orden de magnitud de las correcciones, de manera aproximada, dependerá directamente de las cross-correlaciones entre los sistemáticos con la lente y con la fuente e inversamente de la auto-correlación de cada uno de ellos. En la Figura 7.14 podemos ver una comparativa entre una función de cross-correlación corregida y otra sin corregir mientras que en la Figura 7.15 se muestran las cross-correlaciones entre los sistemáticos y los datos así como la auto-correlación de los mismos. Se ve claramente que las cross-correlaciones entre la muestra fuente y los sistemáticos son prácticamente despreciables consiguiendo así que la corrección, a escalas de la señal magnificación, sea poco importante. A escalas mayores la auto-correlación de los sistemáticos empieza a ser despreciable lo que incrementa sensiblemente el orden de la corrección, esto se observa en los dos últimos puntos de nuestra función corregida. Exceptuando éstos, el error relativo debido a los sistemáticos es inferior al 3% lo

cual implica que podemos considerarlos despreciables frente al error estadístico.

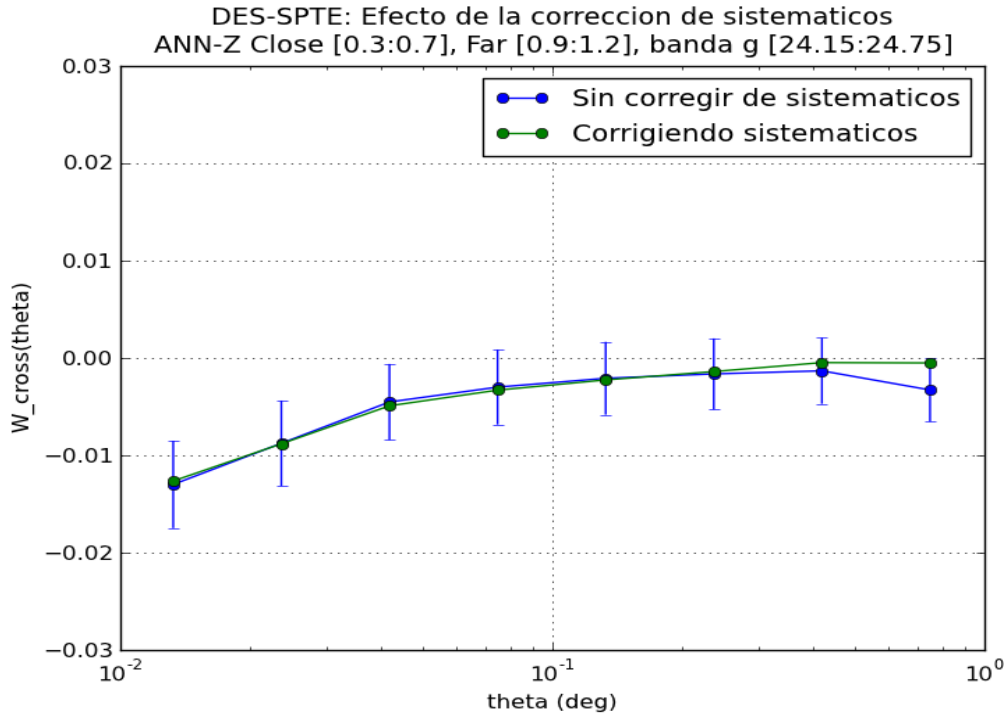
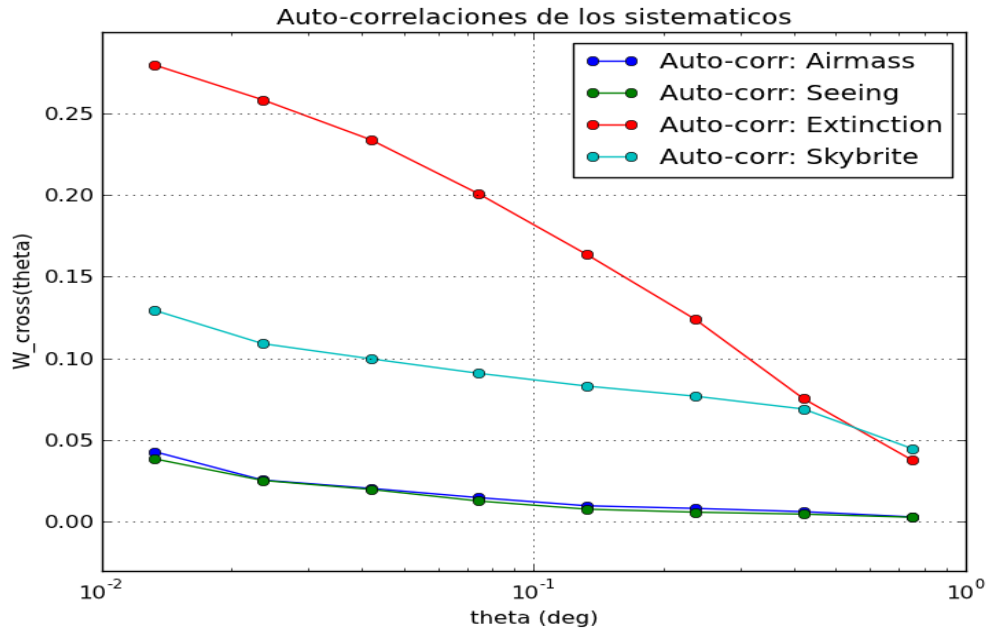


Figura 7.14: Comparativa entre una función de cross-correlación corregida y una sin corregir los efectos sistemáticos.

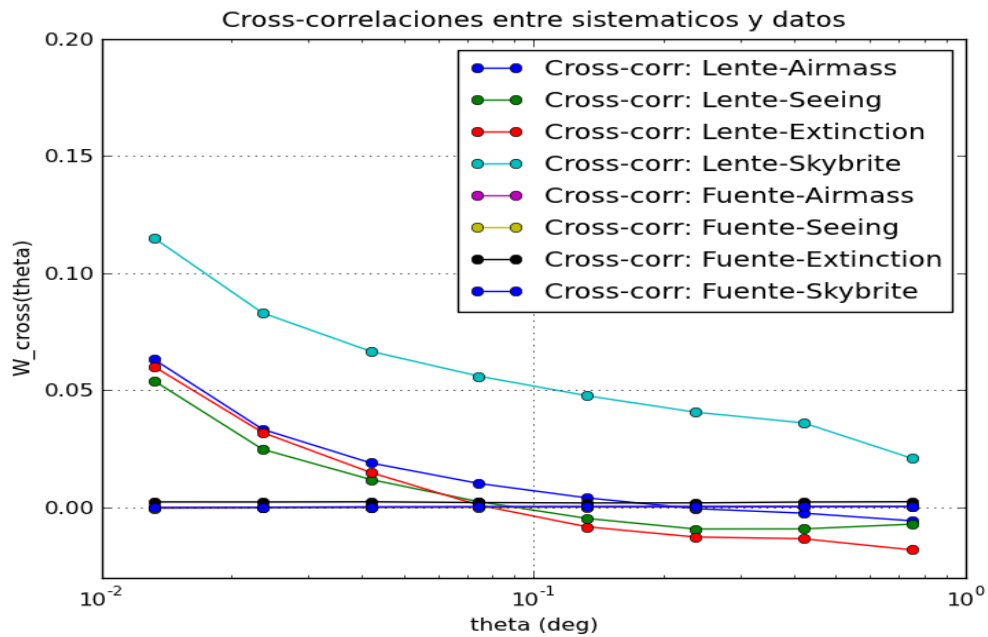
7.5.3. Polvo galáctico

Como se mencionó en la sección 3.4.8, el polvo galáctico tiene al menos dos contribuciones: la primera de ellas es ocultar algunas de las galaxias más débiles de manera que se produzca, sobre la función de cross-correlación, un efecto similar a la dilución. La segunda contribución es la introducción de un sesgo en las magnitudes observadas debido a un enrojecimiento que tiene mayor influencia en las bandas más azules.

La primera contribución fue estudiada en [137] concluyendo que las anticorrelaciones observadas eran perfectamente compatibles con la señal de magnificación y que no había evidencia de que éstas estuviesen relacionadas con la presencia del polvo. La segunda contribución ha sido estudiada en [180], concluyendo que el polvo



(a) Funciones de auto-correlación correspondientes a los sistemáticos estudiados en la sección 7.5.2.



(b) Funciones de cross-correlación entre los sistemáticos y los datos.

Figura 7.15: Auto-correlaciones (panel superior) y cross-correlaciones para los sistemáticos (panel inferior).

puede introducir un sesgo entre $A_{banda} \approx 0.01 - 0.09$ mag y que éste varía tanto con la banda ($A_\lambda \propto \lambda^{-1.2}$) como con el desplazamiento al rojo. En el visible el sesgo está en torno a $A_V(z = 0.5) \approx 0.03$ mag a desplazamientos al rojo intermedios o $A_V(z = 1.0) \approx 0.05 - 0.09$ mag a desplazamientos al rojo altos. Asimismo, los autores de [180] afirman que para que nuestro análisis sea sensible a la señal del polvo es importante que el desplazamiento al rojo fotométrico sea bastante preciso para evitar correlaciones físicas entre muestras.

Con el fin de estimar si la señal del polvo está afectando sensiblemente a nuestro análisis, se decidió repetir el ejercicio mostrado en la sección 6.3. Dicho ejercicio consiste en buscar funciones de cross-correlación cuyos bias de magnificación, $(\alpha(m) - 1)$, sean compatibles entre sí. Dado que las lentes gravitacionales no sufren aberración cromática, bias de magnificación iguales deberían corresponderse con funciones de cross-correlación equivalentes. Por esta razón, de encontrar valores similares de $(\alpha(m) - 1)$ con funciones de cross-correlación distintas sabremos que la diferencia entre ellas se deberá a un efecto sistemático, que en estas escalas podría ser el polvo presente en las galaxias de la muestra lente.

En la Figura 7.16 se muestran dos funciones de cross-correlación de bandas distintas, una de ellas con un $(\alpha(m) - 1) = 1.05$ y la otra con un $(\alpha(m) - 1) = 1.08$ y como se puede ver, ambas son perfectamente compatibles dentro de los errores estadísticos. Este comportamiento se ha observado en todas aquellas funciones con bias de magnificación similares, siendo la diferencia máxima inferior al 10%, mucho menor que la incertidumbre estadística. Razón por la cual podemos afirmar que, teniendo en cuenta los errores estadísticos, no hay evidencia de que la influencia del polvo sea relevante en nuestro análisis.

Seguramente, cuando se incremente el área de estudio y se mejore la precisión del *photoz* por la inclusión de objetos en la muestra de calibración, la contribución del polvo deje de ser despreciable y pueda cuantificarse midiendo las diferencias entre funciones de cross-correlación con bias de magnificación similares.

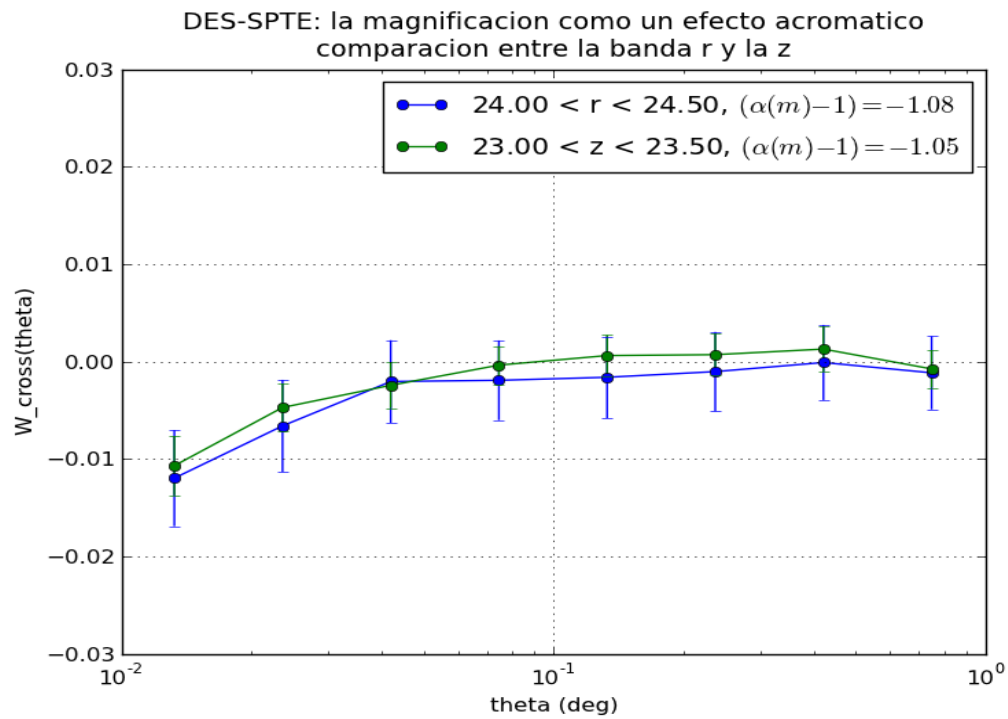


Figura 7.16: Funciones de cross-correlación (banda r y z) con bias de magnificación similares donde se aprecia que ambas son equivalentes, dentro de los errores estadísticos. Se comprueba que la magnificación cósmica es un efecto acromático y que la influencia del polvo galáctico, en este trabajo, puede considerarse despreciable.

7.6. Máscara: generación del catálogo aleatorio

Como se mencionó en la sección 3.4.2, por la naturaleza del proceso de toma de datos en el proyecto DES, nos encontramos con que la magnitud límite del catálogo cambia espacialmente dentro del mismo. Este problema se puede solucionar fácilmente si cortamos el catálogo en la menor magnitud límite, de tal manera que podamos garantizar que todas las regiones alcancen dicha profundidad. El problema de esta solución es que la profundidad puede tener variaciones importantes, especialmente en los límites del cartografiado, por lo que al cortar se pierde una buena parte de las galaxias.

Por esta razón hemos desarrollado una manera de corregir este efecto. Para ello es importante tener en cuenta que a menor magnitud límite, menor será la densidad de objetos. Por tanto, tenemos que introducir esta variación de magnitudes límite o de densidades en nuestro catálogo aleatorio, de manera que éste reproduzca las variaciones de densidad presentes en los datos.

A continuación se describe el proceso que se ha llevado a cabo para recrear, en el catálogo aleatorio, las variaciones de densidad de los datos debidas a la profundidad variable de las observaciones:

1. Creación de un catálogo aleatorio

Este paso consiste en generar un catálogo aleatorio uniforme para la región de la esfera celeste que se corresponde con los datos. Para esto se genera un catálogo uniforme en:

$$\phi = \alpha \quad (7.4)$$

$$\text{Cos}(\theta) = \text{Cos}(90^\circ - \delta) \quad (7.5)$$

2. Introducción de las magnitudes límites

Una vez creado el catálogo aleatorio uniforme, es necesario saber cuáles son las magnitudes límite que se han alcanzado en los distintos puntos del cartografiado. Para esto hacemos uso de la máscara proporcionada por el proyecto

DES, creada con el programa *Mangle*¹ [117]. Ésta nos proporciona información sobre las regiones que han sido observadas y hasta qué profundidad se ha llegado en ellas. La profundidad se mide a partir de las fluctuaciones del flujo en una apertura de dos segundos de arco para cada posición. Combinando esta máscara con las posiciones aleatorias podemos asignar una magnitud límite a cada punto.

3. Relación entre las variaciones de densidad con la magnitud límite para cada punto del catálogo

Sabemos que las variaciones de densidad, o de magnitudes límite, se relacionan directamente con la distribución de magnitudes, tal que cuanto más densa sea una región del catálogo, más profundo se habrá observado en la misma. Teniendo en cuenta este detalle, podemos construir las distribuciones de magnitud que se corresponden con un conjunto de intervalos de magnitud límite, de esta manera somos capaces de saber cómo se distribuyen los objetos en magnitud según la profundidad que se haya alcanzado durante la observación (ver Figuras 7.18 y 7.19).

4. Introducción de las variaciones de densidad en el catálogo aleatorio

El último punto de este proceso consiste en seleccionar, en el catálogo aleatorio, todos los puntos dentro un intervalo de magnitud límite y asignarles una magnitud simulada que siga la misma distribución de magnitudes presente en los datos, para dicho intervalo de magnitud límite.

Siguiendo estos pasos se construye un catálogo aleatorio que describe la misma distribución de magnitudes que los datos. Por tanto, al momento de estimar la función de cross-correlación tendremos que aplicar sobre el catálogo aleatorio exactamente los mismos cortes en magnitud que utilizaremos en nuestro análisis. Hay que destacar que antes de extraer las distribuciones en magnitudes, se han aplicado los cortes en *photoz* mencionados en la sección 7.2.

Para estar seguros de que este método funciona es necesario probarlo sobre una simulación, en este caso la simulación DC6b. Esta simulación reproduce, hasta cierto

¹<http://space.mit.edu/~molly/mangle/>

punto, el problema de las profundidades variables. En la Figura 7.17 podemos ver los resultados de aplicar este método sobre la simulación, mediante el cual somos capaces de recuperar la función de correlación correcta frente a la que se obtiene si consideramos solamente un catálogo aleatorio uniforme.

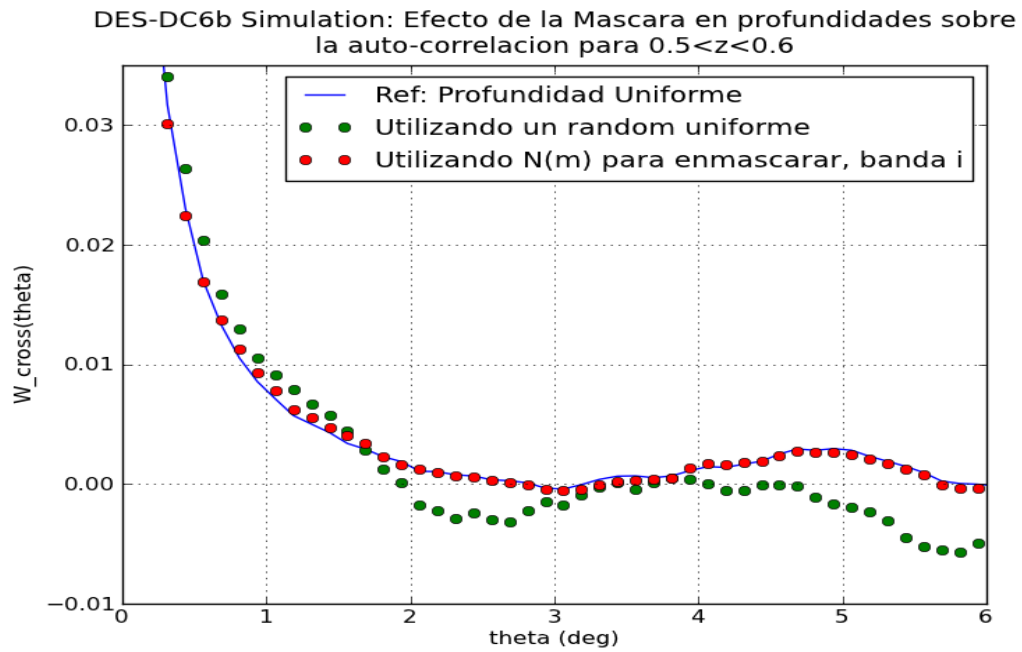
Al momento de aplicar este método sobre los datos nos encontramos que para poder reproducir las distribuciones $N(m)$ necesitamos que los intervalos de magnitud límite se encuentren suficientemente bien poblados, ya que en caso contrario las distribuciones que se recuperen de ellos no serán realmente representativas de las que debería haber. Con el fin de soslayar este problema se decidió representar la magnitud límite en función de la magnitud y así seleccionar sólo aquellas magnitudes límite donde el catálogo esté bien poblado. En las Figuras 7.18 y 7.19 se muestran, por un lado la selección en magnitud límite de las regiones más pobladas y por otro sus correspondientes distribuciones de magnitud, donde se puede ver que tienen un buen comportamiento.

Por otra parte hay que estimar cuál es la anchura óptima de los intervalos de magnitud límite, y es que este método parte de la premisa de que las variaciones de densidad en cada intervalo de magnitud límite son lo suficientemente pequeñas como para no introducir cambios significativos en la forma de la función de cross-correlación. Por tanto, es lícito preguntarse a partir de qué anchura el método es válido. Para responder a esta pregunta se han creado varias máscaras, reduciendo cada vez la anchura de los intervalos de magnitud límite hasta ver que la función de cross-correlación deja de verse modificada de una máscara a otra (ver Figura 7.20). Como se puede ver, utilizar una anchura de 0.1 es suficiente para considerar que el método es válido o que por lo menos la variación que introduce es suficientemente pequeña como para no tener que considerarla.

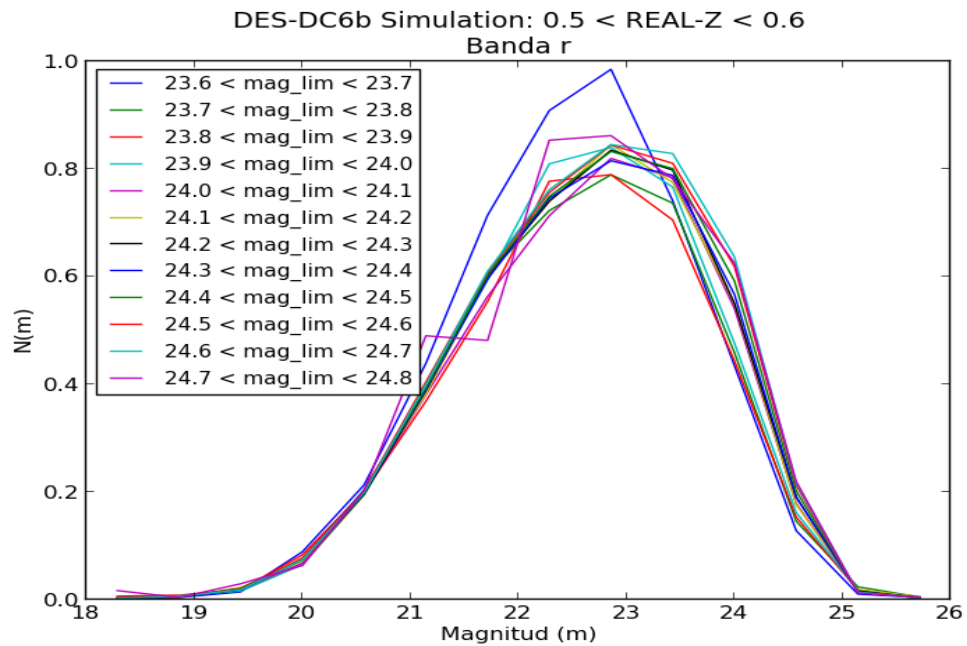
7.7. Detección

En este apartado, al igual que en su correspondiente sección para la simulación MICE, consideraremos que estamos frente a una detección siempre que $\omega_{ls} = (\alpha(m) - 1) \cdot \omega_0 \neq 0$. Es decir, $(\alpha(m) - 1) \neq 0$ y $\omega_0 \neq 0$.

Con el objetivo de maximizar la detección de la señal se ha hecho un ajuste χ^2 con-

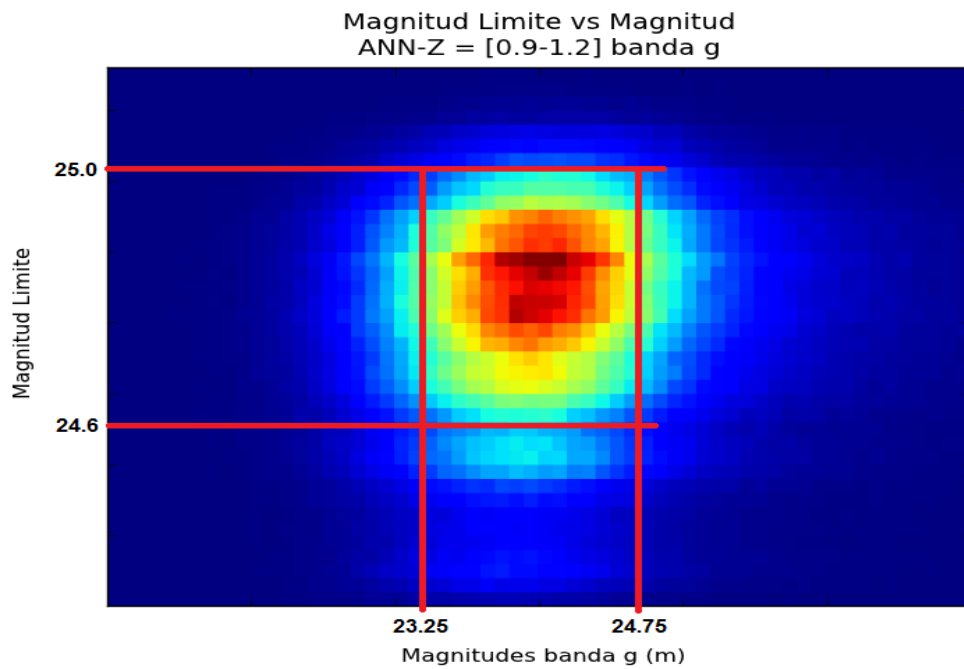


(a) Funciones de auto-correlación para el DC6b, corrigiendo y sin corregir las profundidades.

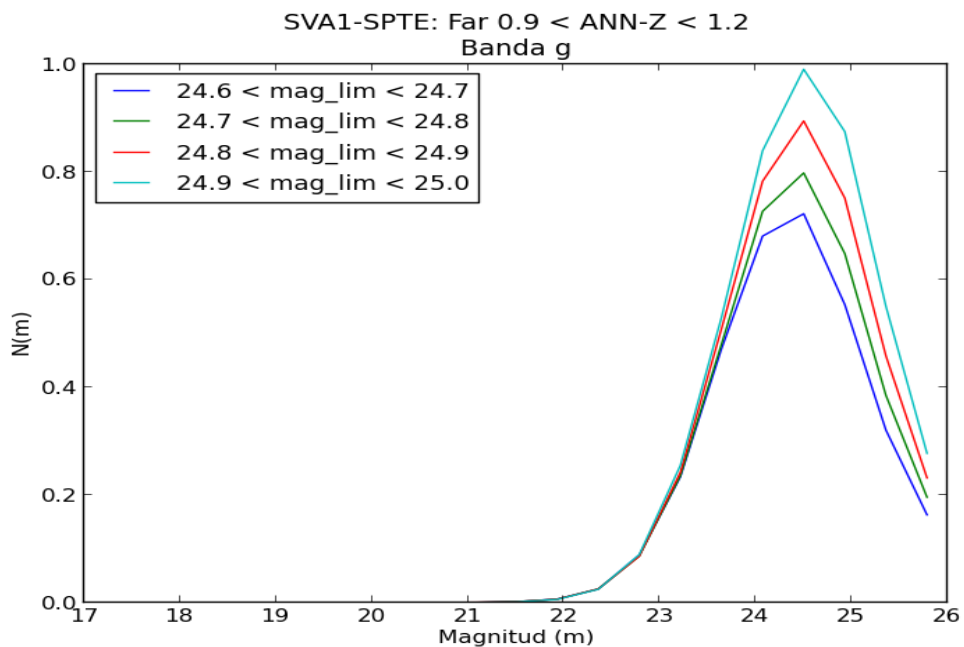


(b) Distribuciones en magnitud para intervalos de magnitud límite en la simulación DC6b.

Figura 7.17: Influencia de la variación de magnitudes límite sobre la forma de la función de auto-correlación en el DC6b. En el panel superior se muestran las funciones de correlación antes y después de corregir, en el panel inferior se presentan las distribuciones de magnitud para intervalos de magnitud límite.

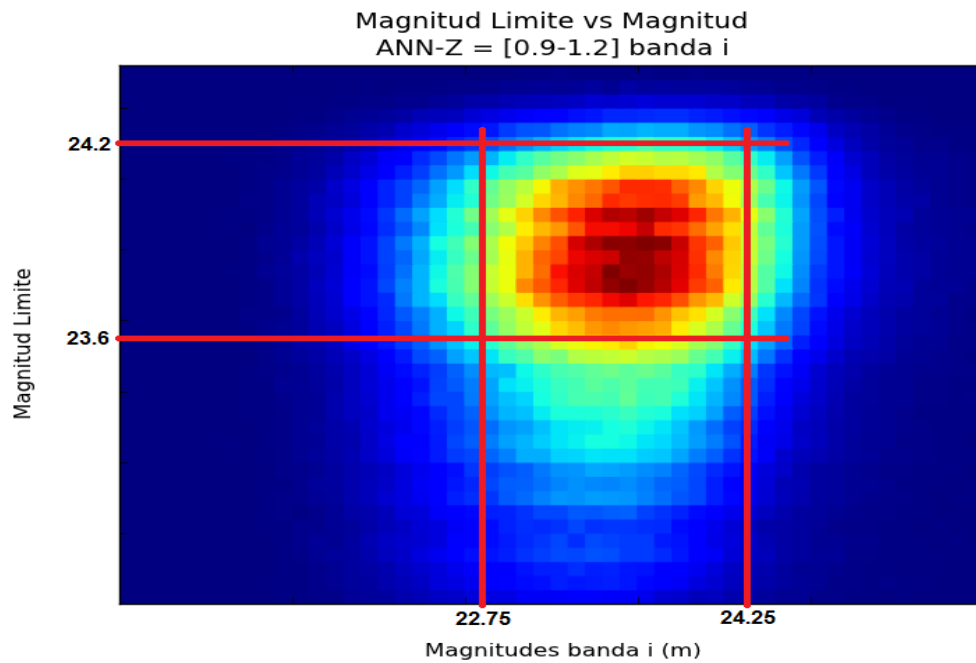


(a) Magnitud límite vs magnitud para la banda g.

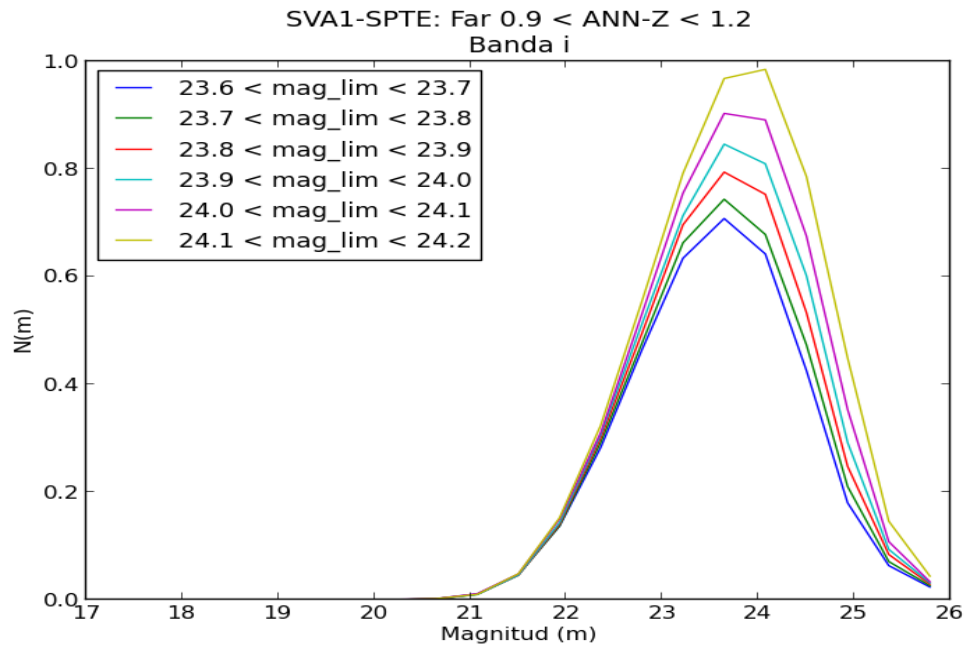


(b) Distribuciones en magnitud para intervalos de magnitud límite para la banda g.

Figura 7.18: Banda g: distribuciones de magnitud límite frente a magnitud (panel superior) junto con las distribuciones de magnitud para intervalos de magnitud límite (panel inferior).



(a) Magnitud límite vs magnitud para la banda i.



(b) Distribuciones en magnitud para intervalos de magnitud límite para la banda i.

Figura 7.19: Banda i: distribuciones de magnitud límite frente a magnitud (panel superior) junto con las distribuciones de magnitud para intervalos de magnitud límite (panel inferior).

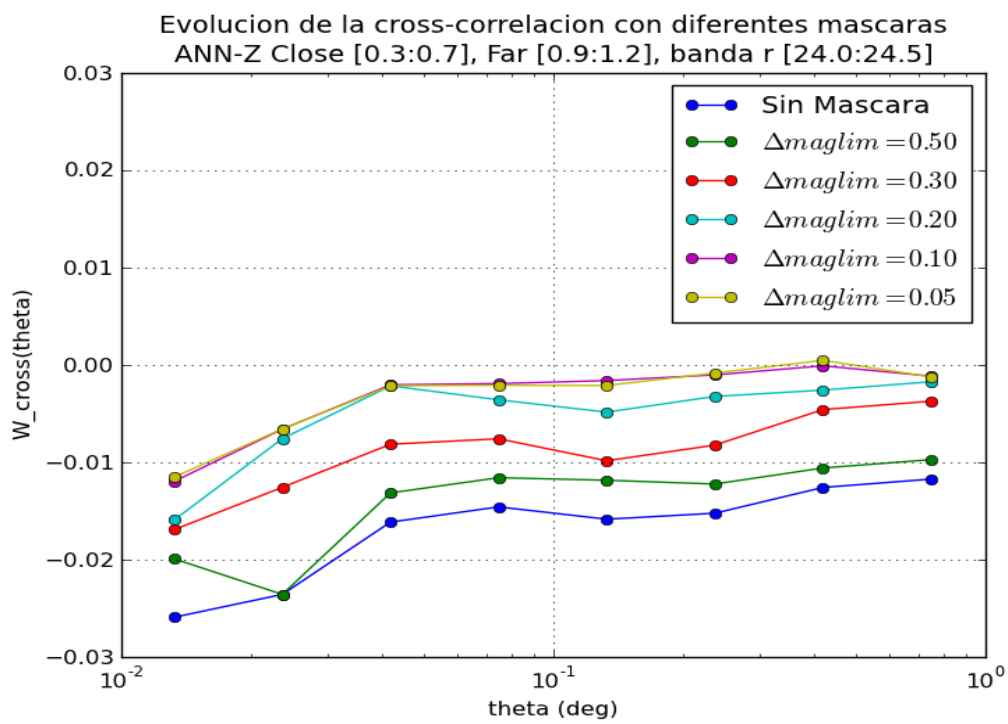


Figura 7.20: Funciones de cross-correlación creadas variando la anchura de los intervalos de magnitud límite. El resultado es estable para anchuras de 0.1 o menores.

<i>photoz</i>	$\chi^2(g.d.l. = 60)$	Prob. (≈ 0)	Niv. Conf. (C.L.)	σ
ANN-Z	72.12	0.13	87%	1.49

Tabla 7.5: χ^2 obtenido de realizar un ajuste con todas las funciones de cross-correlación a la vez junto con la probabilidad de que la señal obtenida sea compatible con cero.

Parámetros cosmológicos proporcionados por el proyecto Planck
$\Omega_M = 0.314 \pm 0.020$
$\Omega_\Lambda = 0.686 \pm 0.020$
$h = 0.674 \pm 0.014$
$\sigma_8 = 0.834 \pm 0.027$

Tabla 7.6: Parámetros cosmológicos determinados por Planck

siderando todas las matrices de covarianza y todas las funciones de cross-correlación juntas usando como error el de muestreo, que es el dominante, tras corregir los efectos sistemáticos. Para realizar dicho ajuste se han tomado sólo tres puntos de cada función. Esto es debido a que los puntos contiguos están muy correlacionados entre sí.

El ajuste se ha llevado a cabo entre $0.01^\circ < \theta < 1.00^\circ$ y los resultados se muestran en la Tabla 7.5, como se ve, se excluye el cero con un nivel de confianza casi del 90%. En la Figura 7.21 se muestran algunas funciones de cross-correlación incompatibles con cero.

7.8. Resultados: Medida del bias galáctico de las LRGs

Para medir el bias de la muestra de LRGs se ha realizado un ajuste χ^2 a las funciones de cross-correlación, en el que todos los parámetros cosmológicos se han fijado a la cosmología de Planck [6] (ver Tabla 7.6) excepto el bias galáctico, que se ha mantenido como parámetro libre.

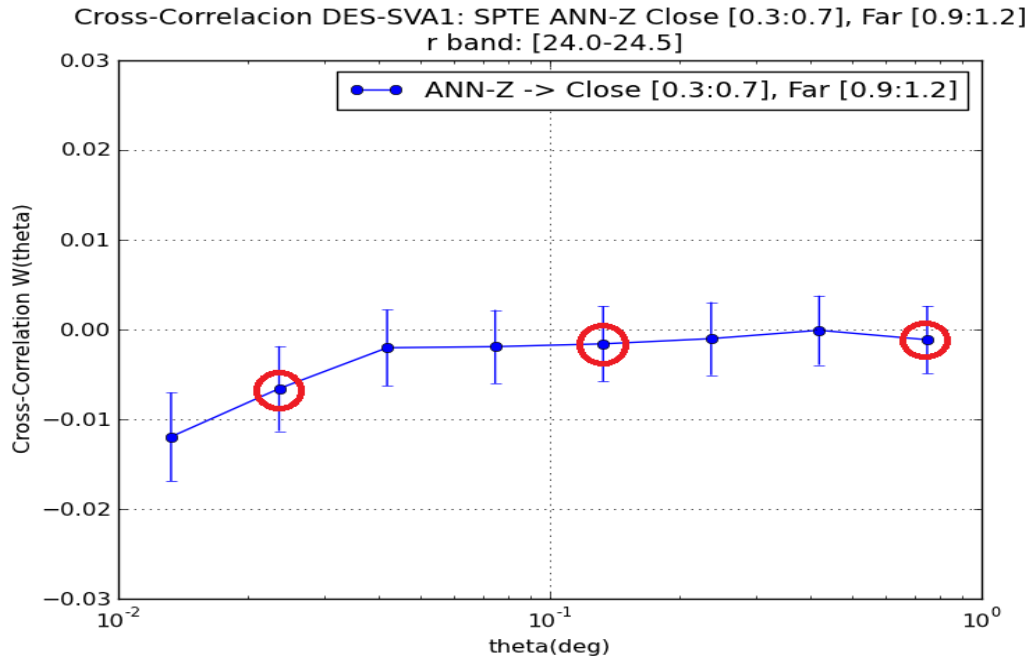
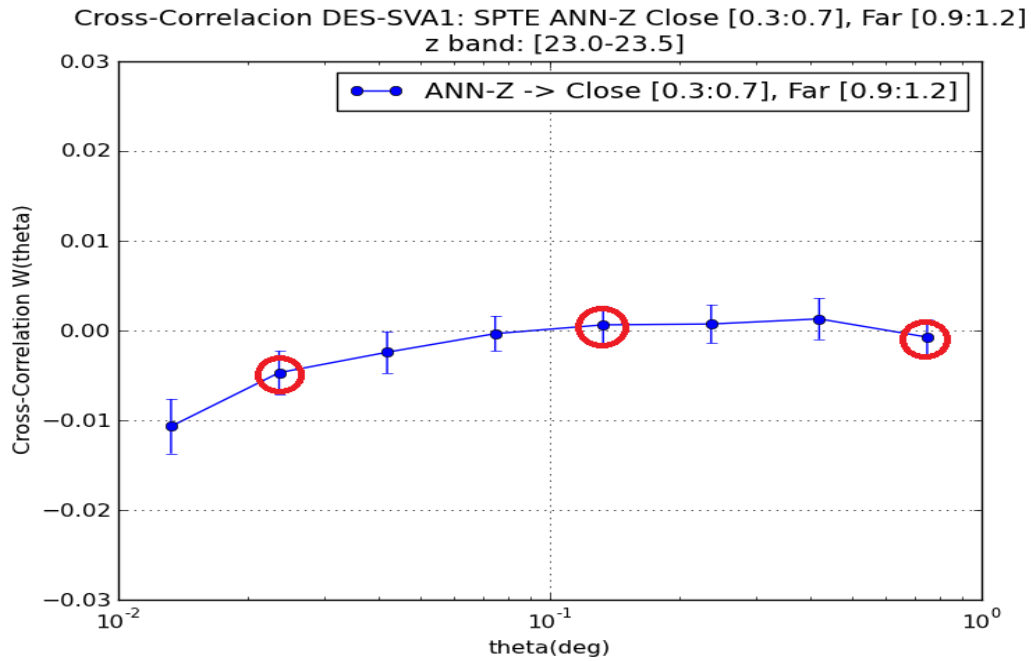
(a) Detección conseguida para $24.00 < \text{banda } r < 24.50$ a 4.87σ .(b) Detección conseguida para $23.00 < \text{banda } z < 23.50$ a 4.82σ .

Figura 7.21: Funciones de cross-correlación que pueden ser consideradas detecciones, es decir, $\omega_{ls} \neq 0$. Los puntos marcado son los utilizados para realizar el ajuste χ^2 .

El ajuste χ^2 utilizado viene dado por:

$$\chi^2(bias) = (\omega(\theta_i)_{meas.} - bias * \omega(\theta_i)_{theo.}) Cov(\theta_i, \theta_j)^{-1} (\omega(\theta_j)_{meas.} - bias * \omega(\theta_j)_{theo.}) \quad (7.6)$$

De éste se recupera un $\overline{bias} = 1.94 \pm 0.32$, que resulta estar en muy buen acuerdo con la medida más reciente publicada ($bias(z = 0.45) = 2.00$) [181]. El resultado del ajuste χ^2 puede verse en la Figura 7.22 y en la Tabla 7.7. Como se ve, el acuerdo entre la teoría y los datos es excelente. En la Figura 7.23 se muestran algunas de las funciones de cross-correlación junto con su respectiva predicción teórica.

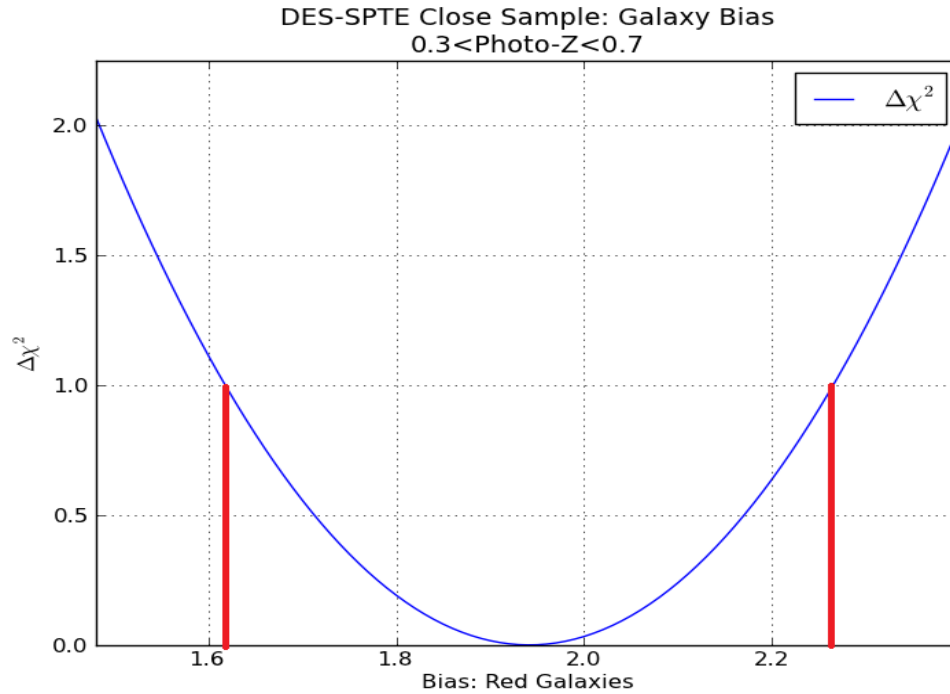
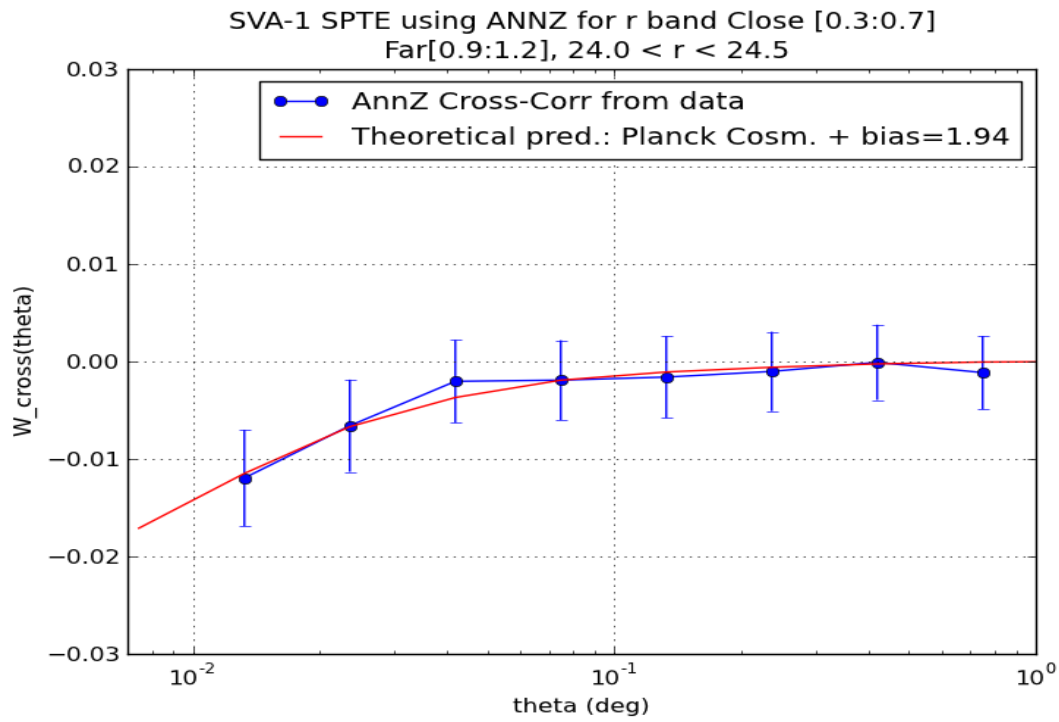
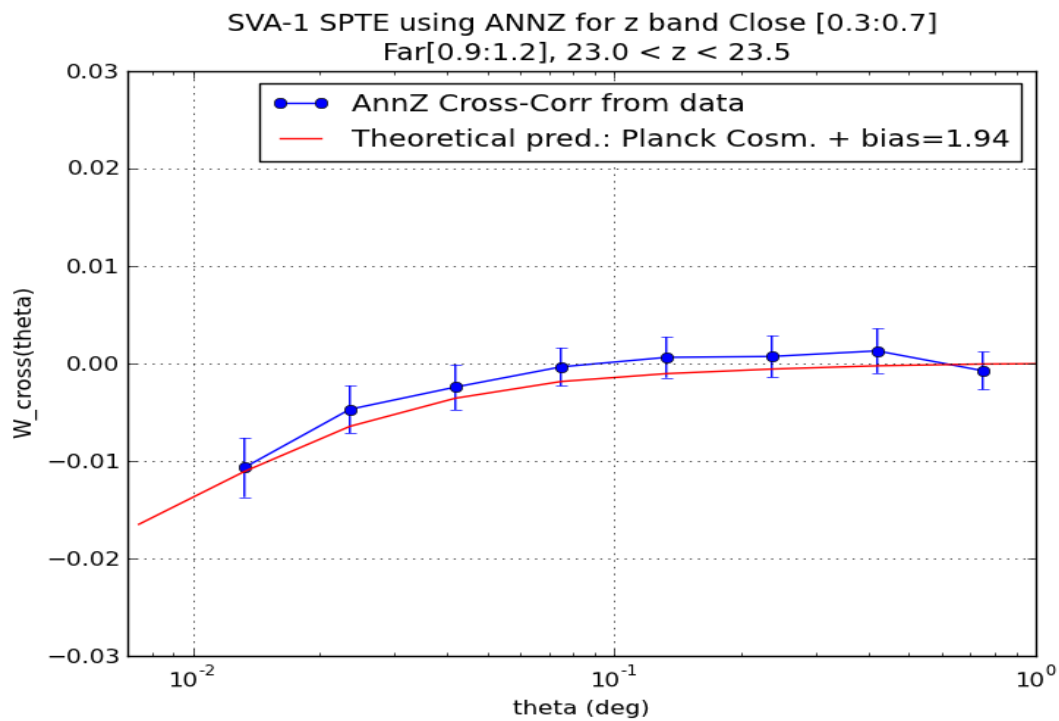


Figura 7.22: Ajuste χ^2 mediante el cual se ha estimado el bias de las LRGs para un intervalo de $photoz$ entre 0.3 y 0.7.



(a) Cross-correlación entre $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-Z} < 1.2$ con $24.00 < r < 24.50$.



(b) Cross-correlación entre $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-Z} < 1.2$ con $23.50 < z < 23.50$.

Figura 7.23: Algunas cross-correlaciones obtenidas con sus respectivas predicciones teóricas ajustando el bias galáctico.

$b_{LRGs} (z \approx 0.45)$	$\overline{b_{DES:LRGs}} (\overline{ANN-Z} \approx 0.50)$	$\chi^2_{min} (g.d.l. = 59)$	$\text{Prob}(\omega_{datos} \approx \omega_{teo.})$
≈ 2.00	1.94 ± 0.32	43.83	0.93

Tabla 7.7: χ^2 obtenido del ajuste entre la teoría (Planck) y los datos, junto con la comparación entre el bias de las LRGs medido en [181] y el bias recuperado para la región DES-SPTE utilizando el ANN-Z.

7.9. Resultados: Medida de los parámetros cosmológicos Ω_M y σ_8

El siguiente paso de nuestro análisis consiste en medir los parámetros cosmológicos, Ω_M y σ_8 . Para esto vamos a fijar el resto de parámetros a la cosmología de Planck y consideraremos un $\overline{bias} = 2.0$ [181]. A continuación se variarán simultáneamente Ω_M y σ_8 con el fin de determinar su valor y error (ver Figura 7.24).

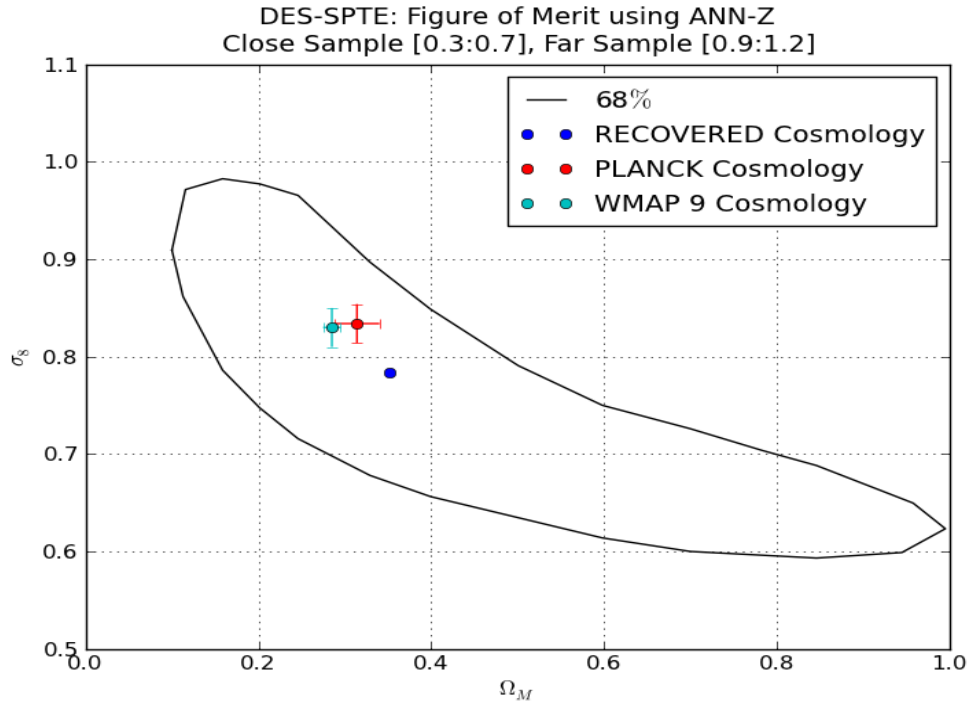


Figura 7.24: Resultado y contorno al 68% C.L. para Ω_M y σ_8 obtenida a partir de los primeros datos del proyecto DES.

Los resultados obtenidos están en buen acuerdo con los publicados tanto por WMAP9 como por Planck. En las Figuras 7.25, 7.26, 7.27 y 7.28 se muestran algunas de las cross-correlaciones junto con las predicciones teóricas estimadas con la cosmología de Planck así como las que nos devuelven el mejor de los ajustes χ^2 , utilizando en todo momento un $\overline{bias} = 2.0$. El resto de Figuras pueden verse en el apéndice B.

7.10. Conclusiones: DES

A lo largo de este capítulo hemos visto cómo aplicar el método desarrollado con la simulación MICE sobre datos del proyecto DES. Sin embargo al aplicar el método hay que tener en cuenta efectos sistemáticos intrínsecos a los datos, como el *brillo de cielo*, la *turbulencia atmosférica*, la *masa de aire* o la *extinción del medio interestelar* junto con la influencia del *polvo galáctico*. Así mismo hemos revisitado el *photoz* y nos hemos enfrentado al problema más importante de nuestro análisis, la variación de profundidades a lo largo de nuestro cartografiado.

Para afrontar los cuatro primeros efectos hemos utilizado un método que consiste en cuantificar su influencia directamente sobre la función de cross-correlación y, como se ha visto, podemos concluir que a pesar de estar correlacionados con la muestra lente, el hecho de casi no estarlo con la muestra fuente nos permite considerarlos despreciables para nuestro estudio. Por supuesto, en el caso de querer estudiar las auto-correlaciones, como se hace para el BAO, mientras estemos en desplazamientos al rojo del orden de nuestra muestra lente, entre 0.3 y 0.7, es completamente necesario tenerlos en cuenta.

En cuanto al polvo galáctico, su influencia se ha estimado usando el hecho de que las lentes gravitacionales son acromáticas, viendo que, a la luz de los errores estadísticos, ésta puede ser considerada despreciable.

Para el caso del *photoz*, se decidió tanto cortar en él como incluir cortes en magnitud y, para incrementar su precisión, se impuso que los objetos en la muestra lente fueran exclusivamente LRGs. Después de estas consideraciones se vio que el porcentaje de objetos de una muestra presente en la otra en ningún caso supera el 0.3%, muy por debajo del máximo permitido ($\approx 4\%$). En vista de los resultados,

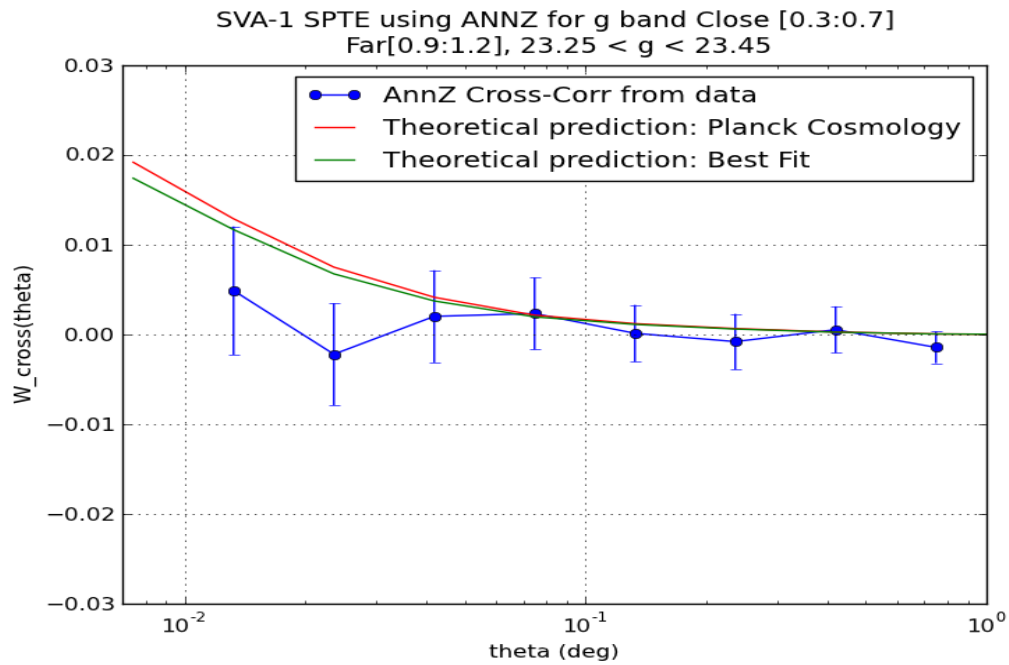
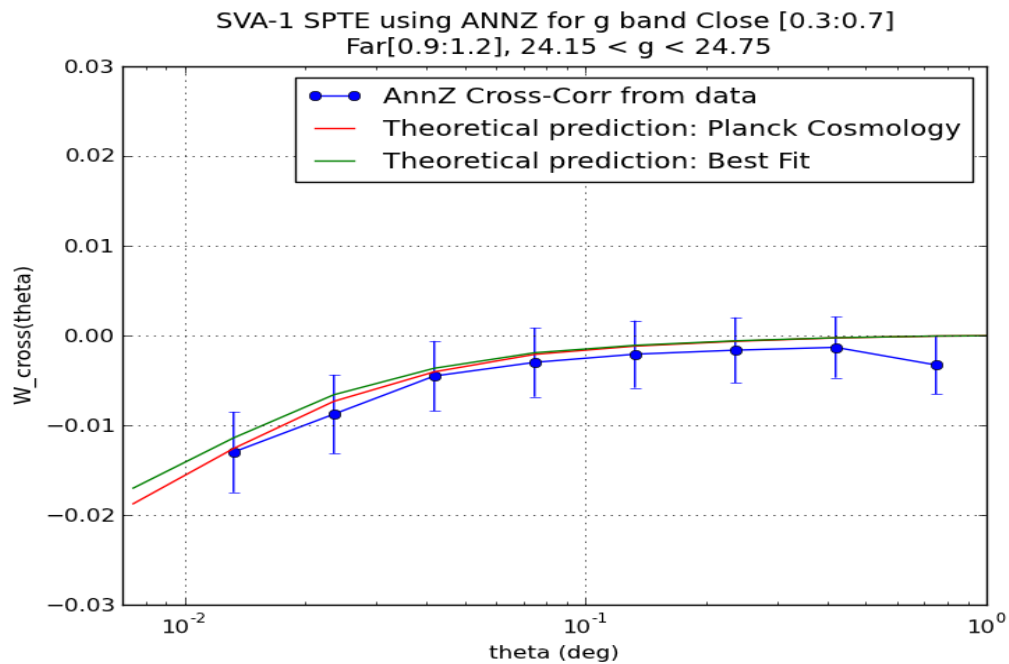
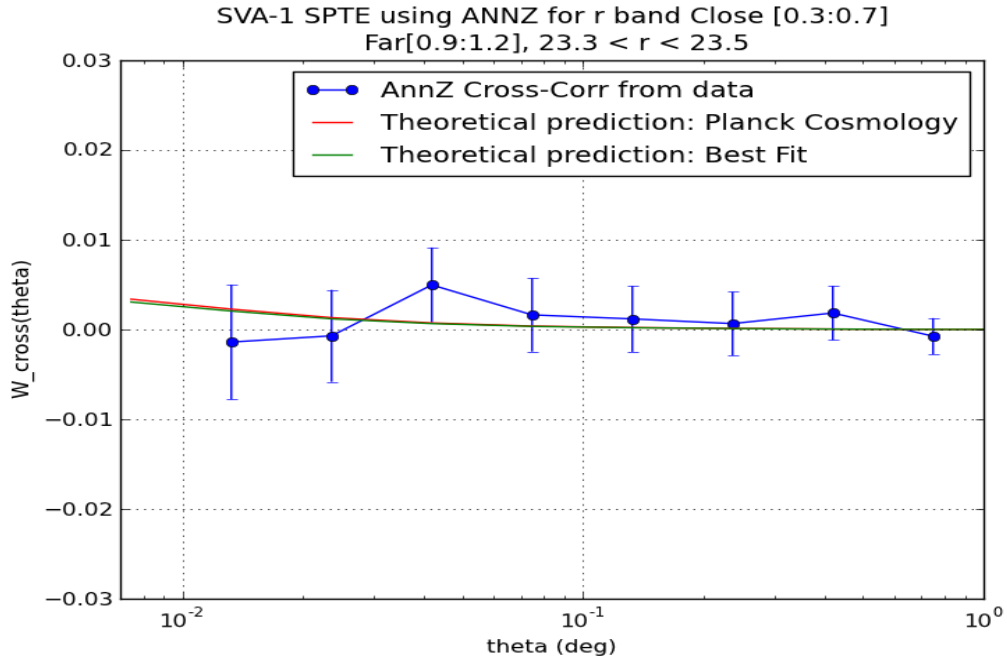
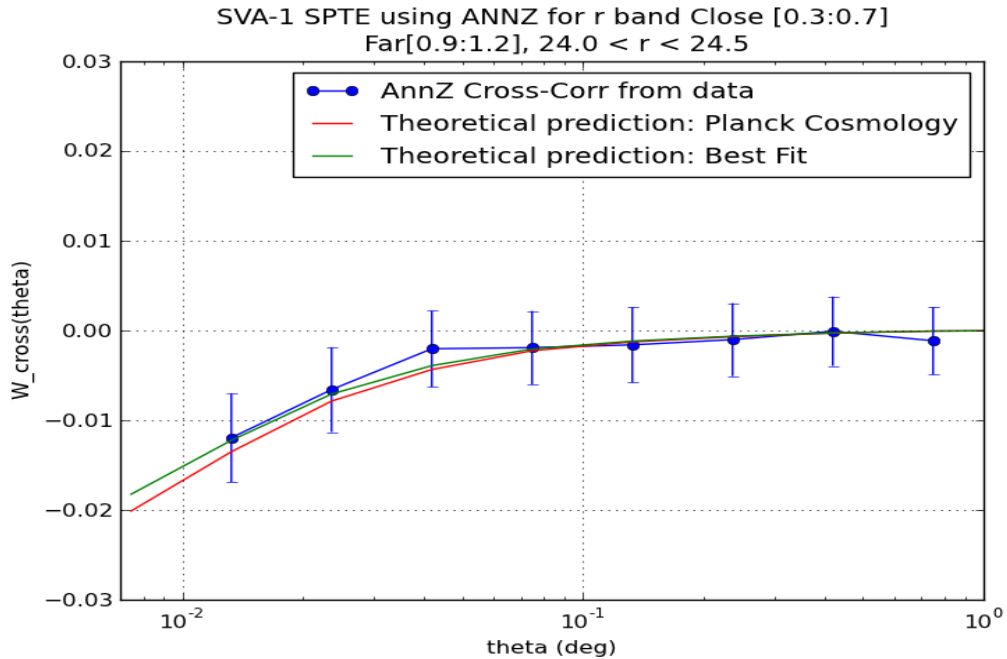
(a) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-Z} < 1.2$ con $23.25 < g < 23.45$ (b) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-Z} < 1.2$ con $24.15 < g < 24.75$

Figura 7.25: Cross-correlaciones para la banda g incluyendo las predicciones teóricas correspondientes a la cosmología de Planck y a la que nos da el mejor ajuste.



(a) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-Z} < 1.2$ con $23.30 < r < 23.50$



(b) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-Z} < 1.2$ con $24.00 < r < 24.50$

Figura 7.26: Cross-correlaciones finales para la banda r incluyendo las predicciones teóricas correspondientes a la cosmología de Planck y a la que nos da el mejor ajuste.

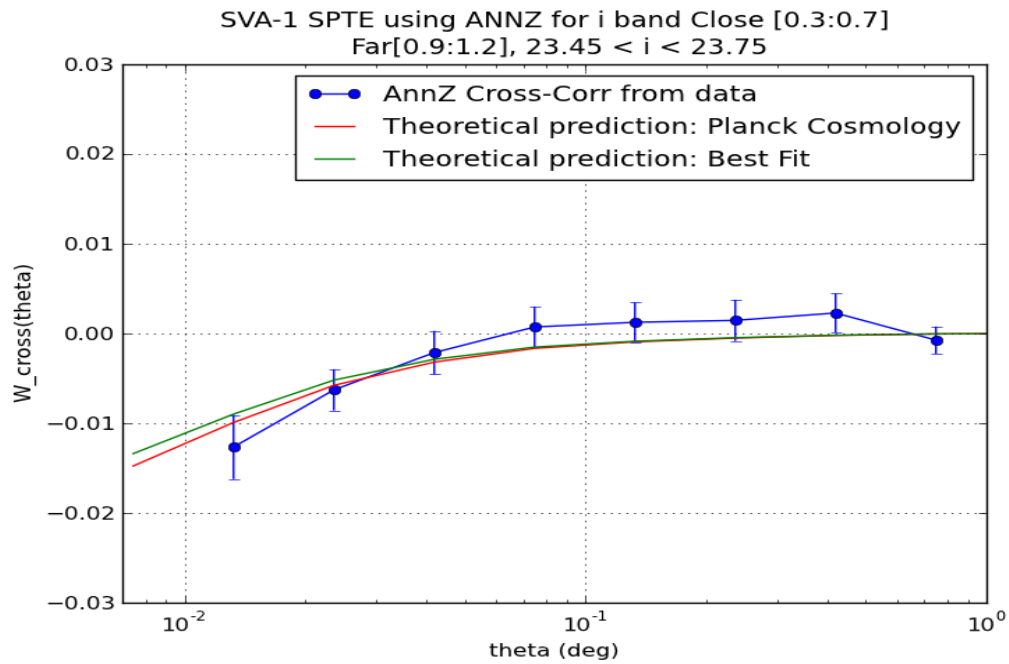
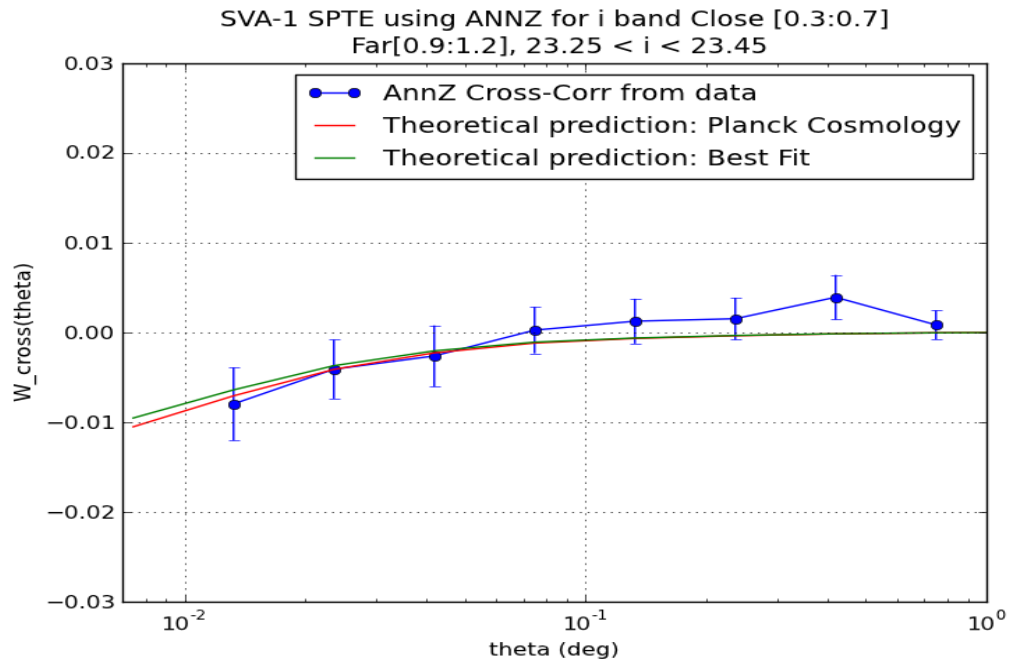
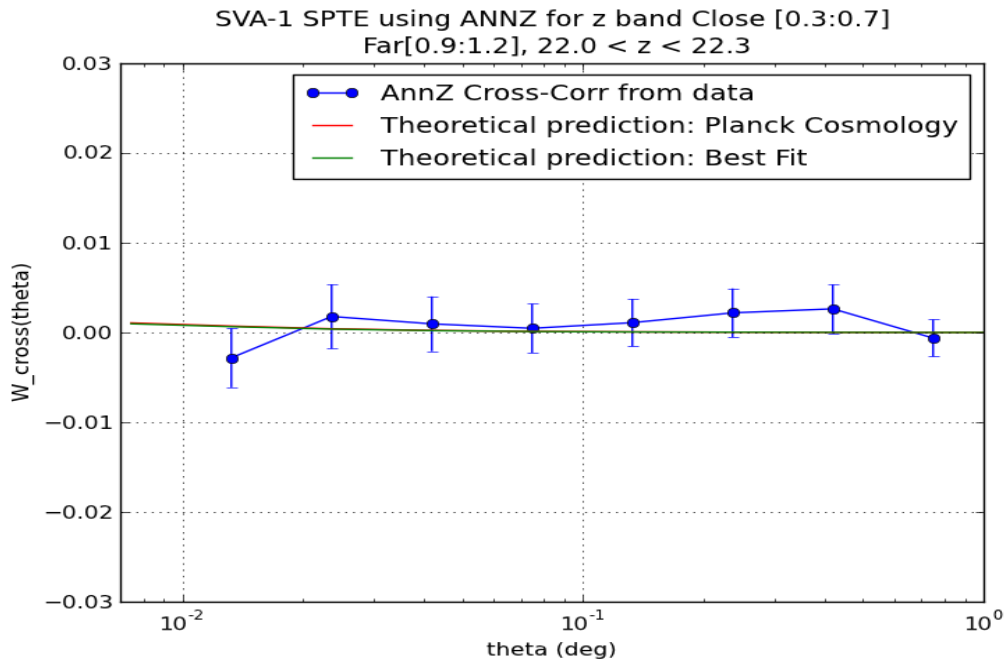
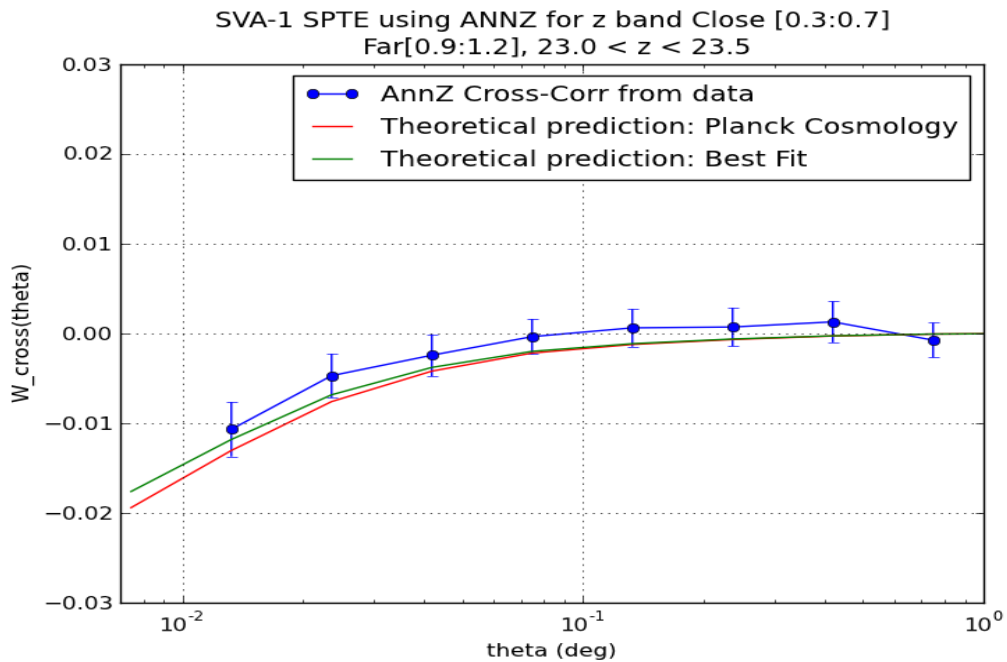


Figura 7.27: Cross-correlaciones finales para la banda i incluyendo las predicciones teóricas correspondientes a la cosmología de Planck y a la que nos da el mejor ajuste.

(a) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-Z} < 1.2$ con $22.00 < z < 22.30$ (b) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-Z} < 1.2$ con $23.00 < z < 23.50$ **Figura 7.28:** Cross-correlaciones finales para la banda z incluyendo las predicciones teóricas correspondientes a la cosmología de Planck y a la que nos da el mejor ajuste.

podemos afirmar que este sistemático se ha mantenido controlado en nuestro análisis.

Finalmente, para afrontar el problema de las profundidades se ha desarrollado un método para incluirlas en la generación del catálogo aleatorio, método que trajo consigo la reducción de estadística en las muestras fuente ya que sólo se pudieron utilizar aquellos intervalos de magnitud límite bien poblados.

Una vez evaluados los efectos sistemáticos se procedió a aplicar el método sobre los datos obteniendo tres resultados. El primero de ellos es determinar la significancia estadística de la señal de magnificación. Somos capaces de excluir la ausencia de señal con un nivel de confianza de $\sim 90\%$. El segundo es la medida del bias de las LRGs, que está en muy buen acuerdo con medidas anteriores. El tercer y último resultado es la medida de los parámetros cosmológicos Ω_M y σ_8 , que es compatible con los resultados de proyectos como WMAP o Planck. La precisión de esta medida, sin embargo, es todavía pequeña. La razón fundamental es el área cubierta, 80 grados cuadrados, que implica un error estadístico grande. Este resultado está en buen acuerdo con las expectativas obtenidas de la simulación en el capítulo anterior.

Capítulo 8

Conclusiones

En esta tesis se ha presentado el método para detectar la señal de magnificación sobre la función de cross-correlación de dos muestras de galaxias. Se ha visto que el método es aplicable a cartografiados fotométricos como el *Dark Energy Survey* y, por ende, también aplicable a cartografiados espectroscópicos y que permite determinar los parámetros cosmológicos, proporcionando una estimación independiente de la obtenida por métodos como el CMB y complementaria a la obtenida a través del campo shear.

Para llevar a cabo este trabajo se han utilizado simulaciones de N-cuerpos [80] con el objetivo de estudiar algunos sistemáticos y probar el método. Asimismo se ha desarrollado un código para el cálculo de las correlaciones que nos ha permitido reducir el tiempo de computación de días a minutos [153–156].

Durante el estudio sobre las simulaciones se ha visto que el sistemático más importante es el *photoz*, sin embargo si se controla bien es posible determinar el bias galáctico de la muestra lente y los parámetros cosmológicos. Además, durante este estudio se ha establecido un criterio para determinar los intervalos de magnitud a utilizar en la muestra fuente, tal que éstos introduzcan el menor error posible en la determinación del bias de magnificación, $(\alpha(m) - 1)$.

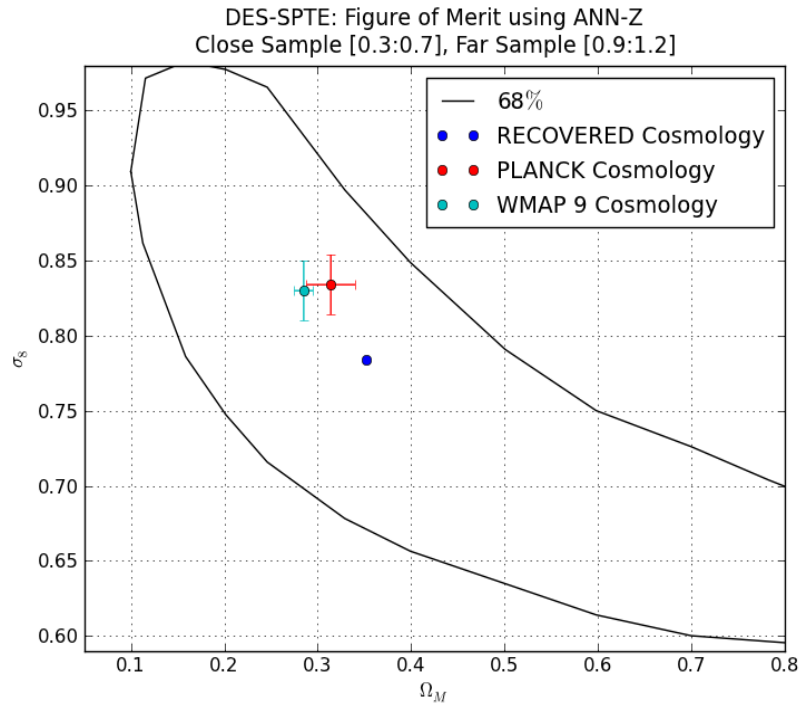
En el estudio llevado a cabo sobre los datos, se vio que los dos sistemáticos más importantes son el *photoz* y la variación de la profundidad a lo largo de nuestro cartografiado. Para afrontar el primero se decidió utilizar LRGs en la muestra lente, ya que por la forma peculiar de su espectro y por estar asociadas a cúmulos, su *photoz*

puede determinarse con precisión. Para contemplar la variación de la profundidad, se decidió incluirla sobre el catálogo aleatorio utilizado para calcular las funciones de cross-correlación. En cuanto a los otros sistemáticos, se vio que su influencia, teniendo en cuenta los errores estadísticos, podía considerarse despreciable. Estos sistemáticos cobrarán importancia según el proyecto DES aumente su área de observación, hasta alcanzar su máximo (5000 grados cuadrados), en cuyo caso será necesario estudiar nuevamente su influencia considerando que el error estadístico, en un determinado momento, dejará de ser dominante. Así mismo, con la reducción de éste, será posible estudiar y cuantificar la influencia del polvo galáctico.

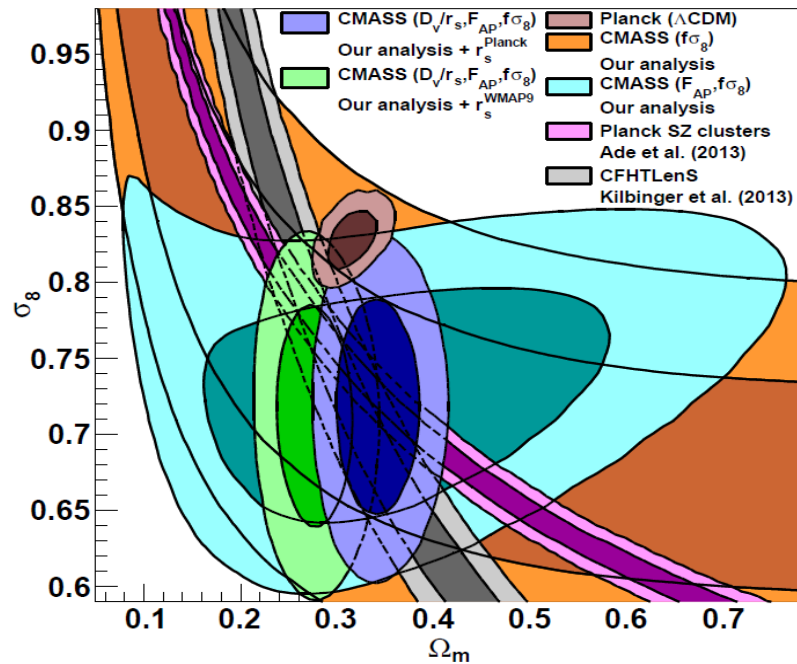
De aplicar el método sobre los datos hemos sido capaces de excluir la ausencia de señal con un nivel de confianza de casi el 90% y, fijando la cosmología a la medida por el proyecto Planck, se ha podido recuperar un bias galáctico para la población de LRGs de $bias_{0.3 < z < 0.7} = 1.94 \pm 0.32$, que está en buen acuerdo con el estimado por [181] que lo sitúa en torno a $b(z \approx 0.45) \approx 2.0$. Además, el resultado de este ajuste nos dice que la probabilidad de que la teoría y los datos sean compatibles entre sí es de $P(\omega_{Datos} \approx \omega_{Planck}) = 0.93$.

Por otra parte, de considerar fijos el bias galáctico ($b = 2$) y los parámetros cosmológicos (cosmología de Planck), excepto Ω_M y σ_8 , fue posible determinar la región permitida para éstos a un C.L. del 68.3%, la cual se presenta en la Figura 8.1 junto con las regiones medidas por diferentes métodos [182]. Se ve que los resultados obtenidos con nuestro método son perfectamente compatibles con los obtenidos utilizando otros métodos de análisis.

En general, podemos afirmar que hemos sido capaces de demostrar que el método funciona, detectando la señal de magnificación con una significancia alta, además de comprobar que los datos del proyecto DES tienen la calidad suficiente como para utilizarlo sobre ellos. Sin embargo, dado que el área de estudio es todavía pequeña (80 grados cuadrados), el error estadístico es alto, lo que hace que los resultados, compatibles con WMAP9 y Planck, no sean aún competitivos.



(a) Medida y contorno al 68% C.L. para los parámetros cosmológicos Ω_M y σ_8 utilizando el método sobre los primeros datos del proyecto DES.



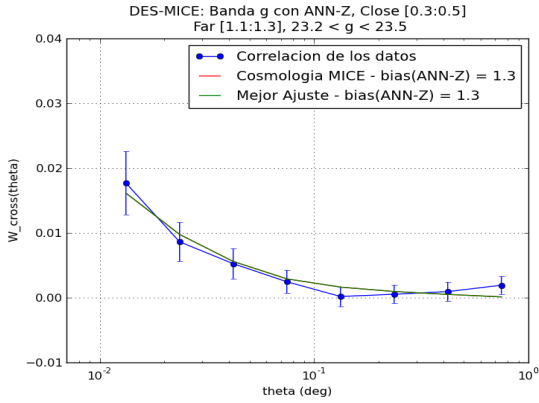
(b) Comparación entre medidas de Ω_M y σ_8 utilizando diferentes métodos.

Figura 8.1: En el panel superior se muestran los resultados obtenidos en nuestro análisis y en el inferior los obtenidos mediante diferentes métodos, ambos en la misma escala. Imagen tomada de [182]. Éstos son compatibles entre sí.

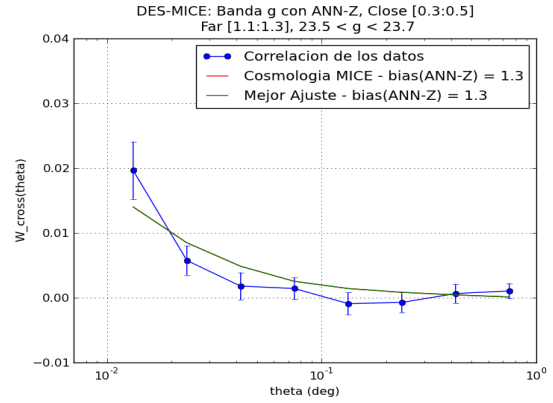
Apéndice A

DES-MICE: Figuras

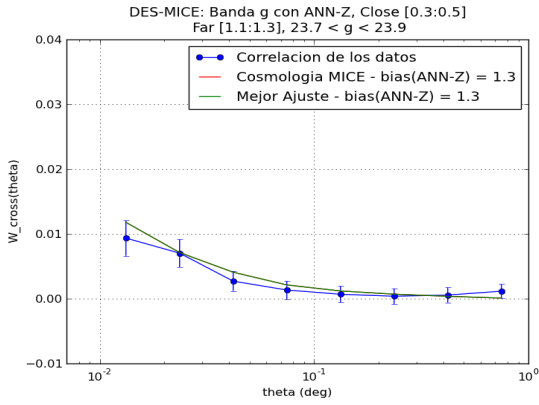
En este apéndice se muestran todas las funciones de cross-correlación calculadas para la simulación DES-MICE utilizando el ANN-Z.



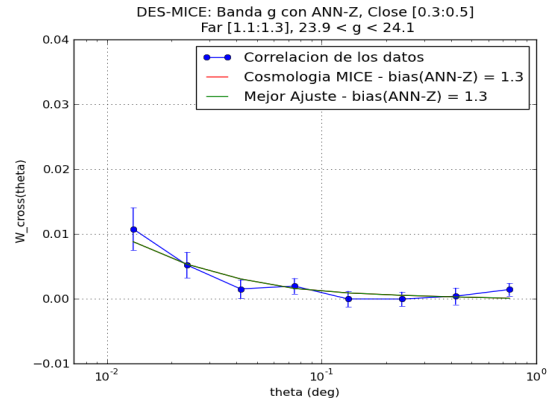
(a) Cross-corr: $0.3 < \text{ANN-Z} < 0.5$ y $1.1 < \text{ANN-Z} < 1.3$ con $23.20 < g < 23.50$.



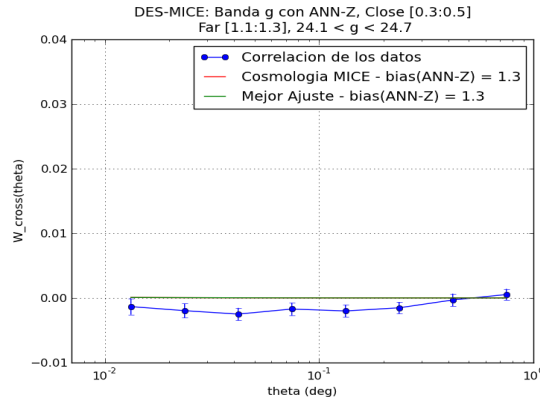
(b) Cross-corr: $0.3 < \text{ANN-Z} < 0.5$ y $1.1 < \text{ANN-Z} < 1.3$ con $23.50 < g < 23.70$.



(c) Cross-corr: $0.3 < \text{ANN-Z} < 0.5$ y $1.1 < \text{ANN-Z} < 1.3$ con $23.70 < g < 23.90$.



(d) Cross-corr: $0.3 < \text{ANN-Z} < 0.5$ y $1.1 < \text{ANN-Z} < 1.3$ con $23.90 < g < 24.10$.



(e) Cross-corr: $0.3 < \text{ANN-Z} < 0.5$ y $1.1 < \text{ANN-Z} < 1.3$ con $24.10 < g < 24.70$.

Figura A.1: Cross-correlaciones con ANN-Z para la banda g, mostrando las predicciones teóricas correspondientes al mejor ajuste y a la cosmología del MICE.

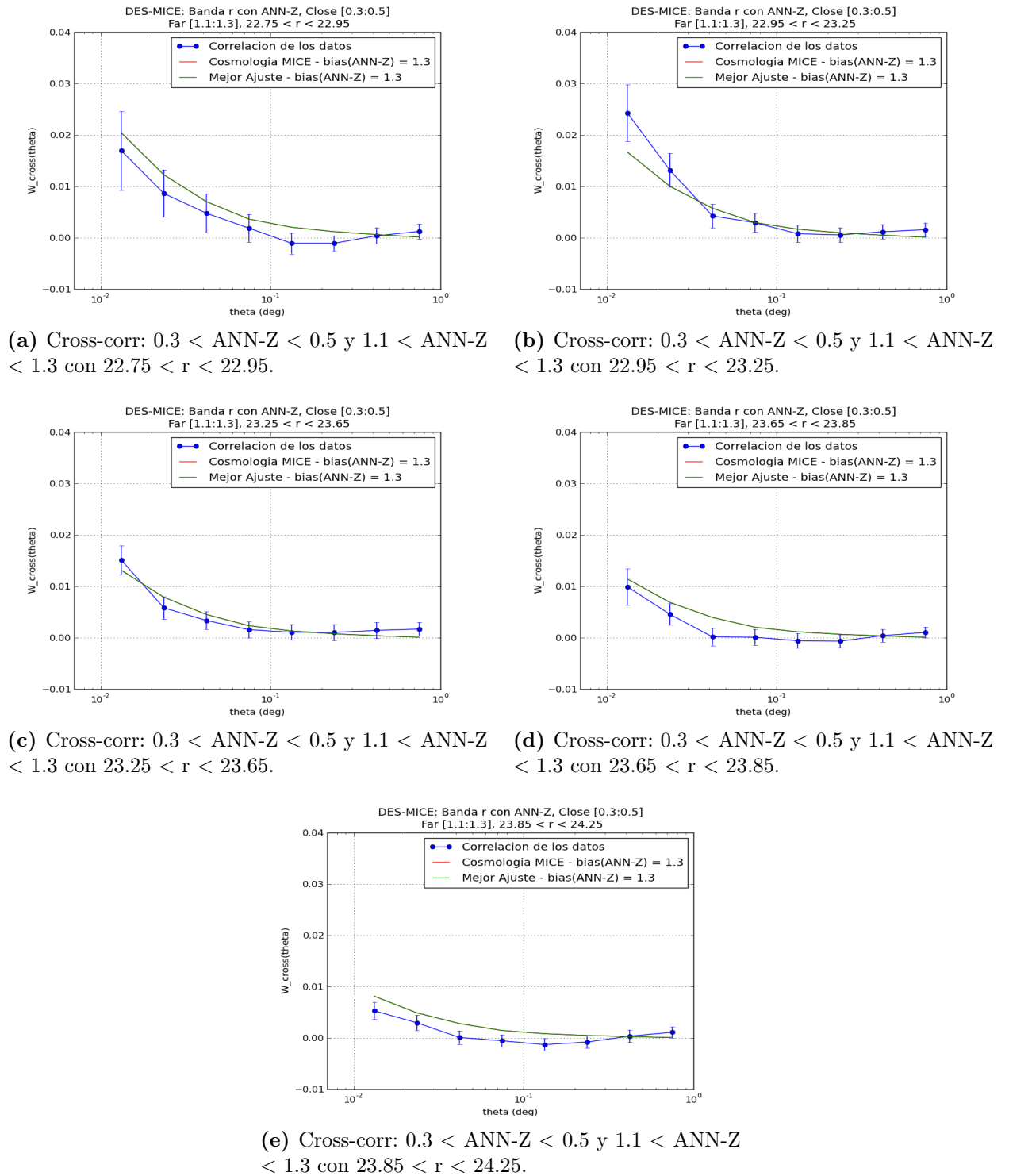
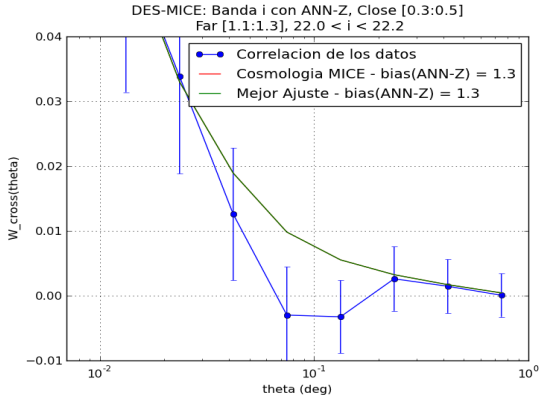
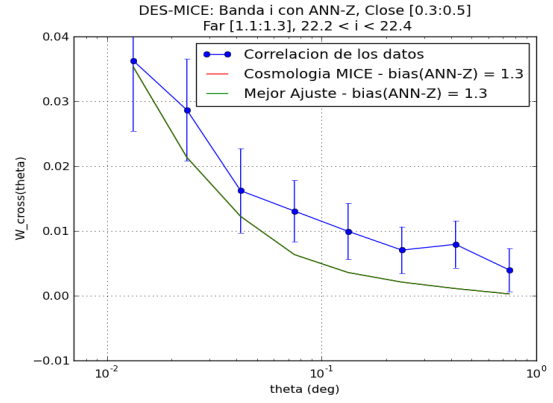


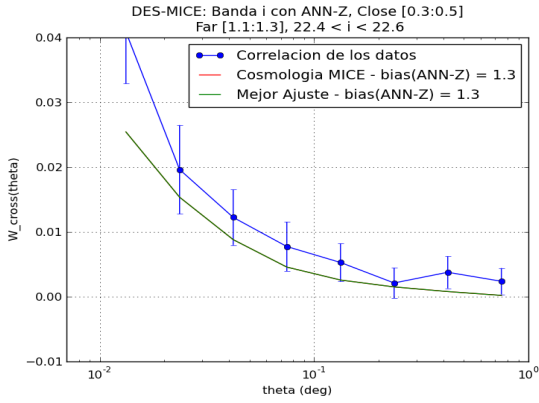
Figura A.2: Cross-correlaciones con ANN-Z para la banda r, mostrando las predicciones teóricas correspondientes al mejor ajuste y a la cosmología del MICE.



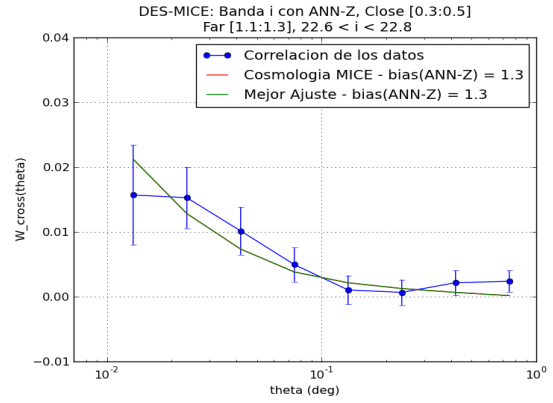
(a) Cross-corr: $0.3 < \text{ANN-Z} < 0.5$ y $1.1 < \text{ANN-Z} < 1.3$ con $22.00 < i < 22.20$.



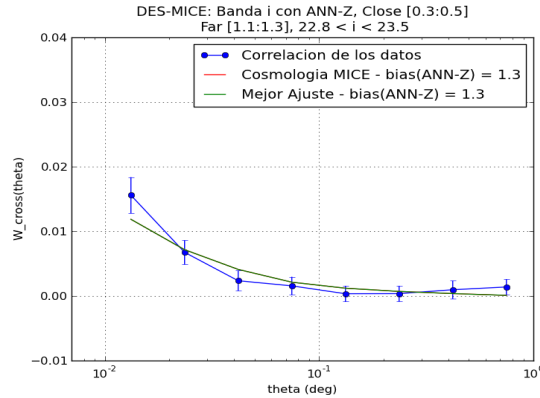
(b) Cross-corr: $0.3 < \text{ANN-Z} < 0.5$ y $1.1 < \text{ANN-Z} < 1.3$ con $22.20 < i < 22.40$.



(c) Cross-corr: $0.3 < \text{ANN-Z} < 0.5$ y $1.1 < \text{ANN-Z} < 1.3$ con $22.40 < i < 22.60$.



(d) Cross-corr: $0.3 < \text{ANN-Z} < 0.5$ y $1.1 < \text{ANN-Z} < 1.3$ con $22.60 < i < 22.80$.



(e) Cross-corr: $0.3 < \text{ANN-Z} < 0.5$ y $1.1 < \text{ANN-Z} < 1.3$ con $22.80 < i < 23.50$.

Figura A.3: Cross-correlaciones con ANN-Z para la banda i, mostrando las predicciones teóricas correspondientes al mejor ajuste y a la cosmología del MICE.

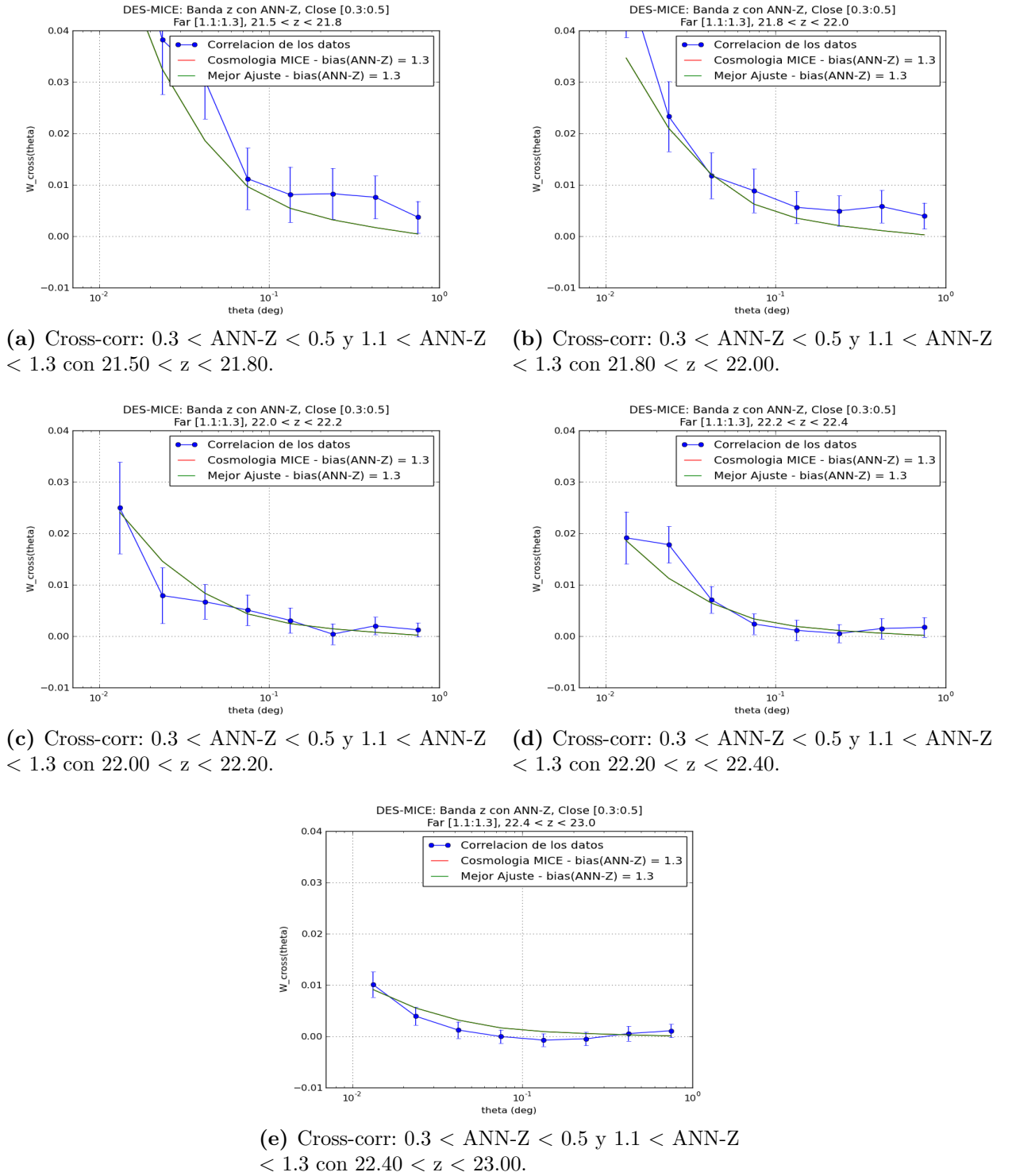
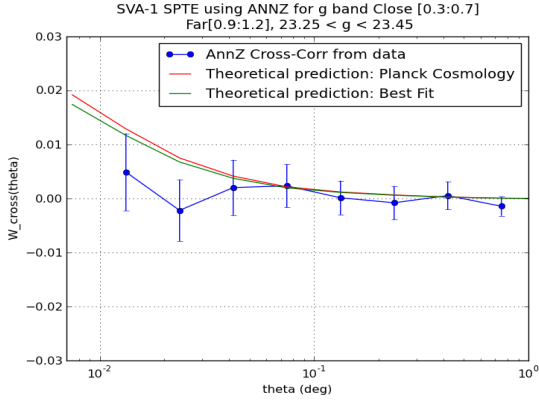


Figura A.4: Cross-correlaciones con ANN-Z para la banda z, mostrando las predicciones teóricas correspondientes al mejor ajuste y a la cosmología del MICE.

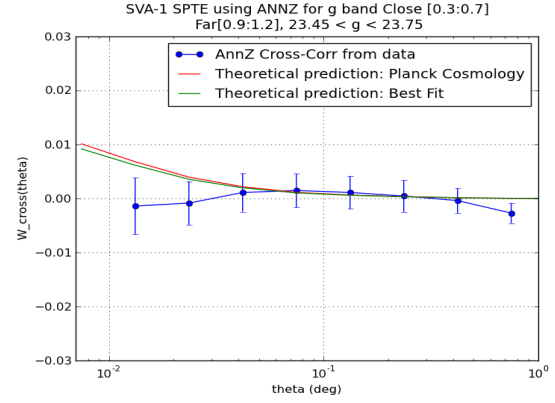
Apéndice B

DES-SPTE: Figuras

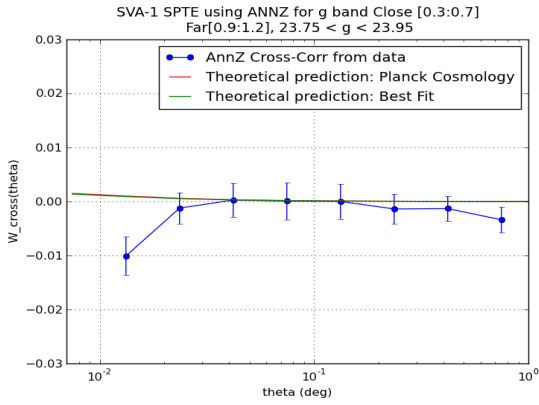
En esta sección se muestran todas las funciones de cross-correlación obtenidas a partir de los datos reales del proyecto DES.



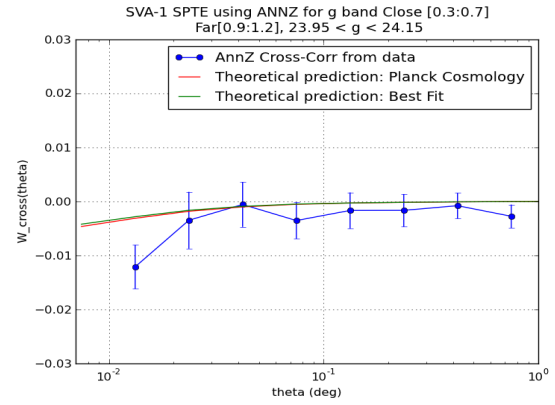
(a) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-Z} < 1.2$ con $23.25 < g < 23.45$.



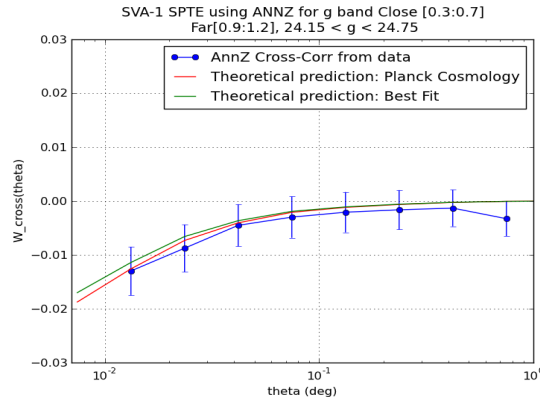
(b) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-Z} < 1.2$ con $23.45 < g < 23.75$.



(c) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-Z} < 1.2$ con $23.75 < g < 23.95$.

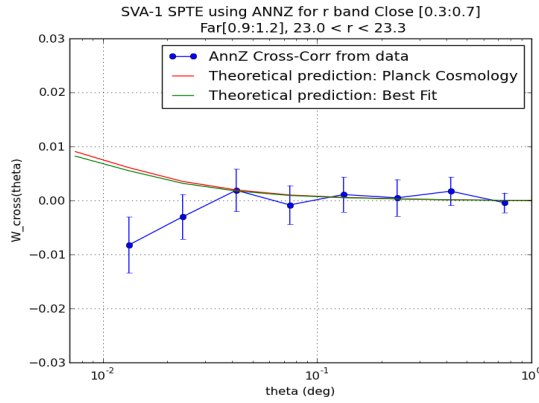


(d) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-Z} < 1.2$ con $23.95 < g < 24.15$.

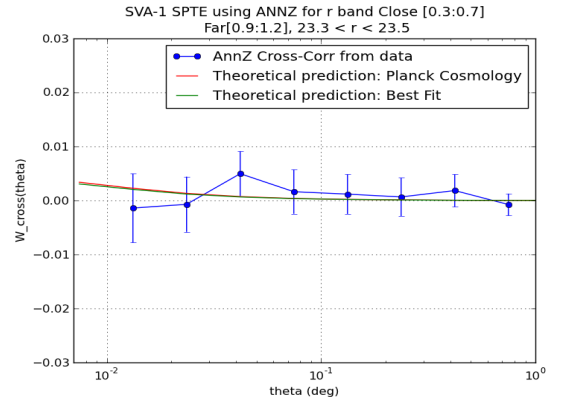


(e) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-Z} < 1.2$ con $23.25 < g < 23.45$.

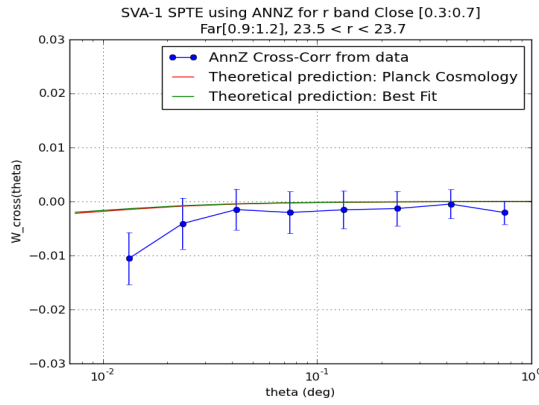
Figura B.1: Cross-correlaciones para la banda g incluyendo las predicciones teóricas correspondientes a la cosmología de Planck y a la que nos da el mejor ajuste.



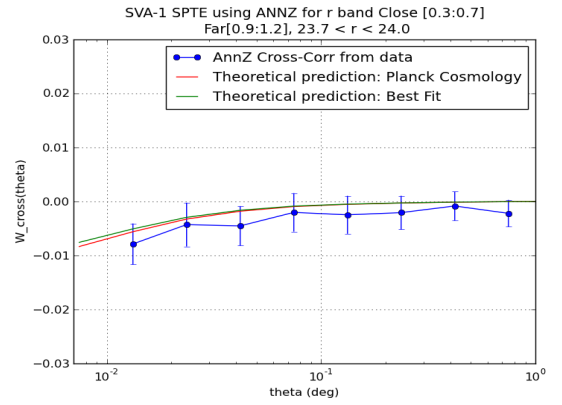
(a) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-}Z < 1.2$ con $23.00 < r < 23.30$.



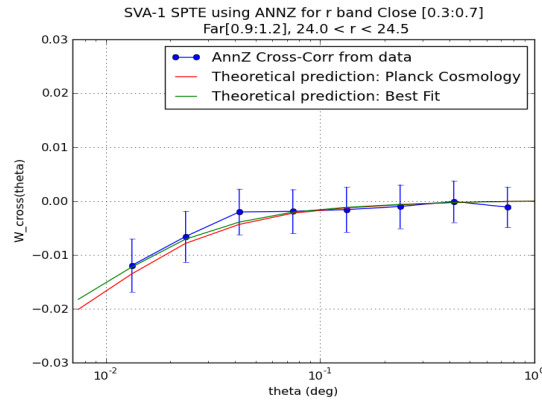
(b) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-}Z < 1.2$ con $23.30 < r < 23.50$.



(c) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-}Z < 1.2$ con $23.50 < r < 23.70$.

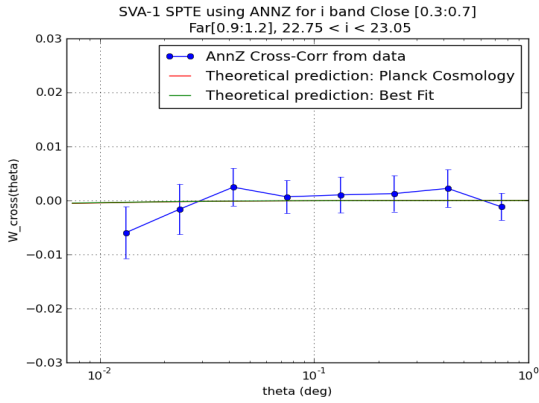


(d) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-}Z < 1.2$ con $23.70 < r < 24.00$.

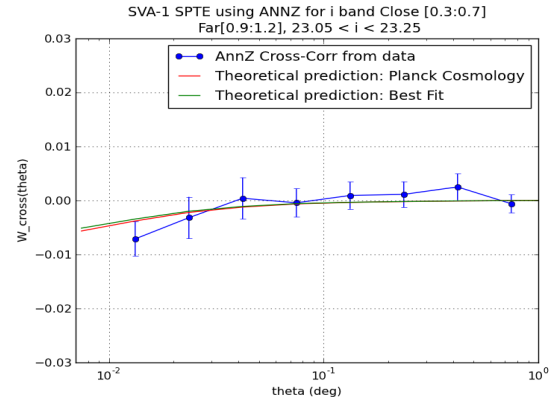


(e) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-}Z < 1.2$ con $24.00 < r < 24.50$.

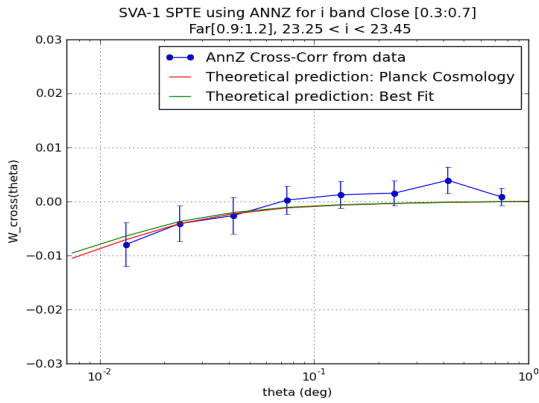
Figura B.2: Cross-correlaciones para la banda r incluyendo las predicciones teóricas correspondientes a la cosmología de Planck y a la que nos da el mejor ajuste.



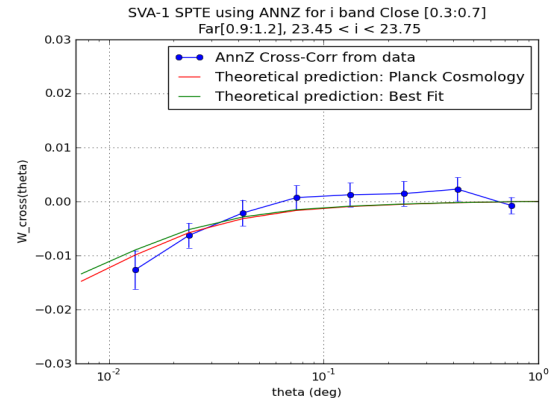
(a) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-}Z < 1.2$ con $22.75 < i < 23.05$.



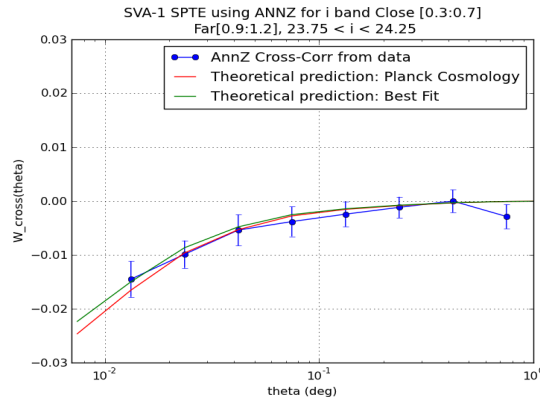
(b) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-}Z < 1.2$ con $23.05 < i < 23.25$.



(c) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-}Z < 1.2$ con $23.25 < i < 23.45$.



(d) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-}Z < 1.2$ con $23.45 < i < 23.75$.



(e) Cross-corr: $0.3 < Z(\text{LRGs}) < 0.7$ y $0.9 < \text{ANN-}Z < 1.2$ con $23.75 < i < 24.25$.

Figura B.3: Cross-correlaciones para la banda i incluyendo las predicciones teóricas correspondientes a la cosmología de Planck y a la que nos da el mejor ajuste.

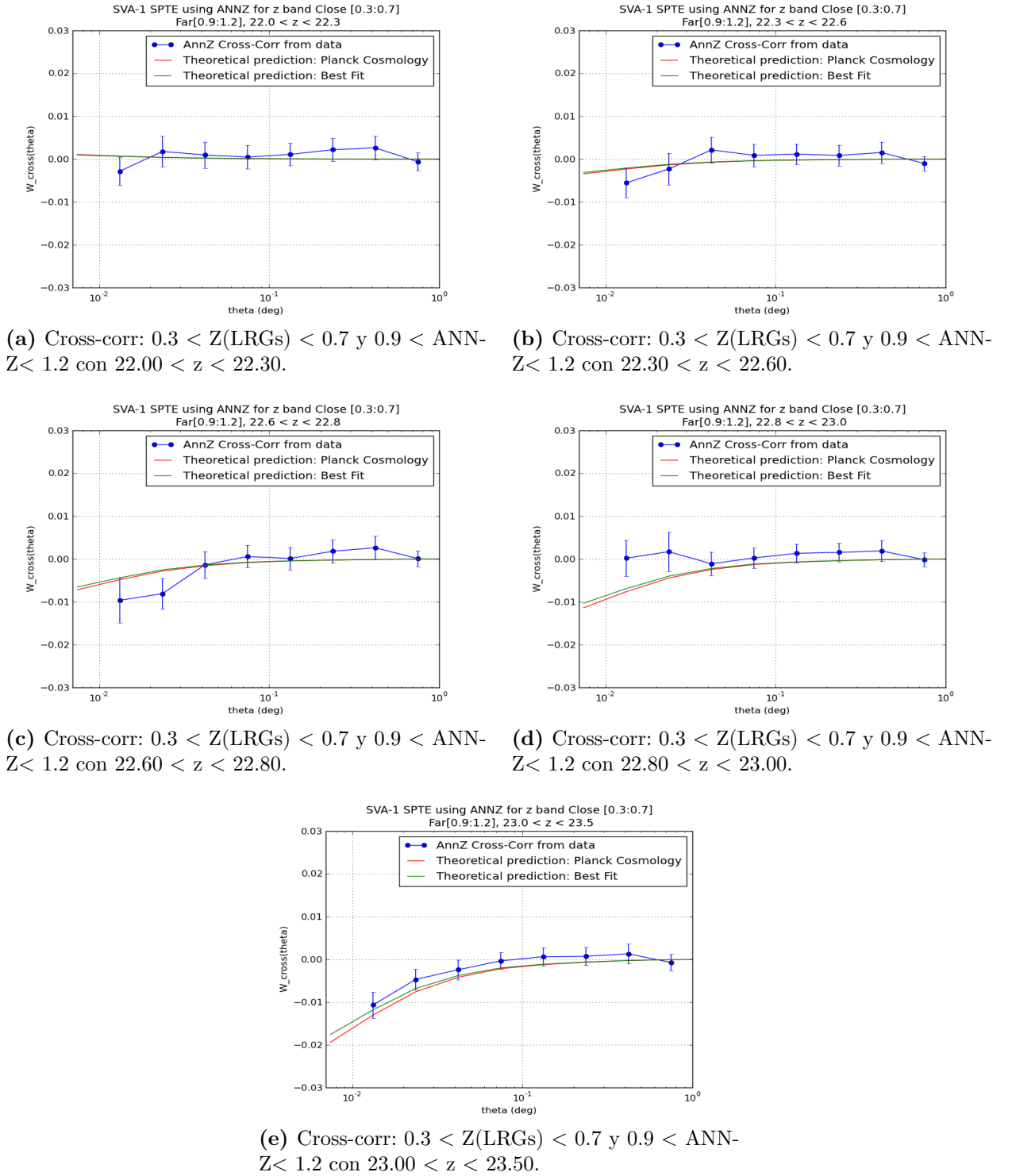


Figura B.4: Cross-correlaciones para la banda z incluyendo las predicciones teóricas correspondientes a la cosmología de Planck y a la que nos da el mejor ajuste.

Referencias

- [1] Perlmutter, S. and Aldering, G. and Goldhaber, G. and Knop, R. A. and Nugent, P. and Castro, P. G. and Deustua, S. and Fabbro, S. and Goobar, A. and Groom, D. E. and Hook, I. M. and Kim, A. G. and Kim, M. Y. and Lee, J. C. and Nunes, N. J. and Pain, R. and Pennypacker, C. R. and Quimby, R. and Lidman, C. and Ellis, R. S. and Irwin, M. and McMahon, R. G. and Ruiz-Lapuente, P. and Walton, N. and Schaefer, B. and Boyle, B. J. and Filippenko, A. V. and Matheson, T. and Fruchter, A. S. and Panagia, N. and Newberg, H. J. M. and Couch, W. J. and Project, T. S. C. Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae. *The Astrophysical Journal*, 517:565–586, June 1999.
- [2] Riess, A. G. and Filippenko, A. V. and Challis, P. and Clocchiatti, A. and Diercks, A. and Garnavich, P. M. and Gilliland, R. L. and Hogan, C. J. and Jha, S. and Kirshner, R. P. and Leibundgut, B. and Phillips, M. M. and Reiss, D. and Schmidt, B. P. and Schommer, R. A. and Smith, R. C. and Spyromilio, J. and Stubbs, C. and Suntzeff, N. B. and Tonry, J. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *The Astronomical Journal*, 116:1009–1038, September 1998.
- [3] Eisenstein, D. J. and Zehavi, I. and Hogg, D. W. and Scoccamarro, R. and Blanton, M. R. and Nichol, R. C. and Scranton, R. and Seo, H.-J. and Tegmark, M. and Zheng, Z. and Anderson, S. F. and Annis, J. and Bahcall, N. and Brinkmann, J. and Burles, S. and Castander, F. J. and Connolly, A. and Csabai, I. and Doi, M. and Fukugita, M. and Frieman, J. A. and Glazebrook, K. and Gunn, J. E. and Hendry, J. S. and Hennessy, G. and Ivezić, Z. and Kent, S. and Knapp, G. R. and Lin, H. and Loh, Y.-S. and Lupton, R. H. and

- Margon, B. and McKay, T. A. and Meiksin, A. and Munn, J. A. and Pope, A. and Richmond, M. W. and Schlegel, D. and Schneider, D. P. and Shimasaku, K. and Stoughton, C. and Strauss, M. A. and SubbaRao, M. and Szalay, A. S. and Szapudi, I. and Tucker, D. L. and Yanny, B. and York, D. G. . Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 633:560–574, November 2005.
- [4] Percival, W. J. and Reid, B. A. and Eisenstein, D. J. and Bahcall, N. A. and Budavari, T. and Frieman, J. A. and Fukugita, M. and Gunn, J. E. and Ivezić, Ž. and Knapp, G. R. and Kron, R. G. and Loveday, J. and Lupton, R. H. and McKay, T. A. and Meiksin, A. and Nichol, R. C. and Pope, A. C. and Schlegel, D. J. and Schneider, D. P. and Spergel, D. N. and Stoughton, C. and Strauss, M. A. and Szalay, A. S. and Tegmark, M. and Vogeley, M. S. and Weinberg, D. H. and York, D. G. and Zehavi, I. Baryon acoustic oscillations in the Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 galaxy sample. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 401:2148–2168, February 2010.
- [5] Morrison, C. B. and Scranton, R. and Ménard, B. and Schmidt, S. J. and Tyson, J. A. and Ryan, R. and Choi, A. and Wittman, D. M. Tomographic magnification of Lyman-break galaxies in the Deep Lens Survey. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 426:2489–2499, November 2012.
- [6] Planck Collaboration and Ade, P. A. R. and Aghanim, N. and Armitage-Caplan, C. and Arnaud, M. and Ashdown, M. and Atrio-Barandela, F. and Aumont, J. and Baccigalupi, C. and Banday, A. J. and et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *ArXiv e-prints*, March 2013.
- [7] Mather, J. C. and Cheng, E. S. and Eplee, Jr., R. E. and Isaacman, R. B. and Meyer, S. S. and Shafer, R. A. and Weiss, R. and Wright, E. L. and Bennett, C. L. and Boggess, N. W. and Dwek, E. and Gulkis, S. and Hauser, M. G. and Janssen, M. and Kelsall, T. and Lubin, P. M. and Moseley, Jr., S. H. and Murdock, T. L. and Silverberg, R. F. and Smoot, G. F. and Wilkinson, D. T. A preliminary measurement of the cosmic microwave background spectrum by

- the Cosmic Background Explorer (COBE) satellite. *The Astrophysical Journal Letters*, 354:L37–L40, May 1990.
- [8] Stompor, R. and Abroe, M. and Ade, P. and Balbi, A. and Barbosa, D. and Bock, J. and Borrill, J. and Boscaleri, A. and de Bernardis, P. and Ferreira, P. G. and Hanany, S. and Hristov, V. and Jaffe, A. H. and Lee, A. T. and Pascale, E. and Rabbii, B. and Richards, P. L. and Smoot, G. F. and Winant, C. D. and Wu, J. H. P. Cosmological Implications of the MAXIMA-1 High-Resolution Cosmic Microwave Background Anisotropy Measurement. *The Astrophysical Journal Letters*, 561:L7–L10, November 2001.
- [9] A.E. Lange et al. Cosmological parameters from the first results of BOOMERANG. *Phys.Rev.D.*, D63:042001, 2001.
- [10] Jones, W. C. and Ade, P. A. R. and Bock, J. J. and Bond, J. R. and Borrill, J. and Boscaleri, A. and Cabella, P. and Contaldi, C. R. and Crill, B. P. and de Bernardis, P. and De Gasperis, G. and de Oliveira-Costa, A. and De Troia, G. and di Stefano, G. and Hivon, E. and Jaffe, A. H. and Kisner, T. S. and Lange, A. E. and MacTavish, C. J. and Masi, S. and Mauskopf, P. D. and Melchiorri, A. and Montroy, T. E. and Natoli, P. and Netterfield, C. B. and Pascale, E. and Piacentini, F. and Pogosyan, D. and Polenta, G. and Prunet, S. and Ricciardi, S. and Romeo, G. and Ruhl, J. E. and Santini, P. and Tegmark, M. and Veneziani, M. and Vittorio, N. . A Measurement of the Angular Power Spectrum of the CMB Temperature Anisotropy from the 2003 Flight of BOOMERANG. *The Astrophysical Journal*, 647:823–832, August 2006.
- [11] Komatsu, E. and Smith, K. M. and Dunkley, J. and Bennett, C. L. and Gold, B. and Hinshaw, G. and Jarosik, N. and Larson, D. and Nolta, M. R. and Page, L. and Spergel, D. N. and Halpern, M. and Hill, R. S. and Kogut, A. and Limon, M. and Meyer, S. S. and Odegard, N. and Tucker, G. S. and Weiland, J. L. and Wollack, E. and Wright, E. L. Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation. *The Astrophysical Journal Supplement*, 192:18, February 2011.

- [12] Planck collaboration and Ade, P. A. R. and Aghanim, N. and Armitage-Caplan, C. and Arnaud, M. and Ashdown, M. and Atrio-Barandela, F. and Aumont, J. and Baccigalupi, C. and Banday, A. J. and et al. Planck 2013 results. XV. CMB power spectra and likelihood. *ArXiv e-prints*, March 2013.
- [13] Davis, M. and Huchra, J. and Latham, D. W. and Tonry, J. . A survey of galaxy redshifts. II - The large scale space distribution. *The Astrophysical Journal*, 253:423–445, February 1982.
- [14] York, D. G. and Adelman, J. and Anderson, Jr., J. E. and Anderson, S. F. and Annis, J. and Bahcall, N. A. and Bakken, J. A. and Barkhouser, R. and Bastian, S. and Berman, E. and Boroski, W. N. and Bracker, S. and Briegel, C. and Briggs, J. W. and Brinkmann, J. and Brunner, R. and Burles, S. and Carey, L. and Carr, M. A. and Castander, F. J. and Chen, B. and Colestock, P. L. and Connolly, A. J. and Crocker, J. H. and Csabai, I. and Czarapata, P. C. and Davis, J. E. and Doi, M. and Dombeck, T. and Eisenstein, D. and Ellman, N. and Elms, B. R. and Evans, M. L. and Fan, X. and Federwitz, G. R. and Fiscelli, L. and Friedman, S. and Frieman, J. A. and Fukugita, M. and Gillespie, B. and Gunn, J. E. and Gurbani, V. K. and de Haas, E. and Haldeman, M. and Harris, F. H. and Hayes, J. and Heckman, T. M. and Hennessy, G. S. and Hindsley, R. B. and Holm, S. and Holmgren, D. J. and Huang, C.-h. and Hull, C. and Husby, D. and Ichikawa, S.-I. and Ichikawa, T. and Ivezić, Ž. and Kent, S. and Kim, R. S. J. and Kinney, E. and Klaene, M. and Kleinman, A. N. and Kleinman, S. and Knapp, G. R. and Korienek, J. and Kron, R. G. and Kunszt, P. Z. and Lamb, D. Q. and Lee, B. and Leger, R. F. and Limmongkol, S. and Lindenmeyer, C. and Long, D. C. and Loomis, C. and Loveday, J. and Lucinio, R. and Lupton, R. H. and MacKinnon, B. and Mannery, E. J. and Mantsch, P. M. and Margon, B. and McGehee, P. and McKay, T. A. and Meiksin, A. and Merelli, A. and Monet, D. G. and Munn, J. A. and Narayanan, V. K. and Nash, T. and Neilsen, E. and Neswold, R. and Newberg, H. J. and Nichol, R. C. and Nicinski, T. and Nonino, M. and Okada, N. and Okamura, S. and Ostriker, J. P. and Owen, R. and Pauls, A. G. and Peoples, J. and Peterson, R. L. and Petravick, D. and Pier, J. R. and Pope, A. and Pordes, R. and Prosapio, A. and Rechenmacher, R. and Quinn, T. R. and Richards, G. T. and Richmond,

- M. W. and Rivetta, C. H. and Rockosi, C. M. and Ruthmansdorfer, K. and Sandford, D. and Schlegel, D. J. and Schneider, D. P. and Sekiguchi, M. and Sergey, G. and Shimasaku, K. and Siegmund, W. A. and Smee, S. and Smith, J. A. and Snedden, S. and Stone, R. and Stoughton, C. and Strauss, M. A. and Stubbs, C. and SubbaRao, M. and Szalay, A. S. and Szapudi, I. and Szokoly, G. P. and Thakar, A. R. and Tremonti, C. and Tucker, D. L. and Uomoto, A. and Vanden Berk, D. and Vogeley, M. S. and Waddell, P. and Wang, S.-i. and Watanabe, M. and Weinberg, D. H. and Yanny, B. and Yasuda, N. and SDSS Collaboration. The Sloan Digital Sky Survey: Technical Summary. *The Astronomical Journal*, 120:1579–1587, September 2000.
- [15] A. Albrecht, G. Bernstein, R. Cahn, W.L. Freedman, J. Hewitt, et al. Report of the Dark Energy Task Force. *ArXiv e-prints*, 2006.
- [16] Heymans, C. and Van Waerbeke, L. and Miller, L. and Erben, T. and Hildebrandt, H. and Hoekstra, H. and Kitching, T. D. and Mellier, Y. and Simon, P. and Bonnett, C. and Coupon, J. and Fu, L. and Harnois Déraps, J. and Hudson, M. J. and Kilbinger, M. and Kuijken, K. and Rowe, B. and Schrabback, T. and Semboloni, E. and van Uitert, E. and Vafaei, S. and Velander, M. . CFHTLenS: the Canada-France-Hawaii Telescope Lensing Survey. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 427:146–166, November 2012.
- [17] Gorski, K. M. and Banday, A. J. and Bennett, C. L. and Hinshaw, G. and Kogut, A. and Smoot, G. F. and Wright, E. L. . Power Spectrum of Primordial Inhomogeneity Determined from the Four-Year COBE DMR Sky Maps. *The Astrophysical Journal Letters*, 464:L11, June 1996.
- [18] Peacock, J. A. and Dodds, S. J. Reconstructing the Linear Power Spectrum of Cosmological Mass Fluctuations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 267:1020, April 1994.
- [19] Ade, P. A. R. and Aikin, R. W. and Barkats, D. and Benton, S. J. and Bischoff, C. A. and Bock, J. J. and Brevik, J. A. and Buder, I. and Bullock, E. and Dowell, C. D. and Duband, L. and Filippini, J. P. and Fliescher, S. and Golwala, S. R. and Halpern, M. and Hasselfield, M. and Hildebrandt, S. R. and Hilton,

- G. C. and Hristov, V. V. and Irwin, K. D. and Karkare, K. S. and Kaufman, J. P. and Keating, B. G. and Kernasovskiy, S. A. and Kovac, J. M. and Kuo, C. L. and Leitch, E. M. and Lueker, M. and Mason, P. and Netterfield, C. B. and Nguyen, H. T. and O'Brien, R. and Ogburn, R. W. and Orlando, A. and Pryke, C. and Reintsema, C. D. and Richter, S. and Schwarz, R. and Sheehy, C. D. and Staniszewski, Z. K. and Sudiwala, R. V. and Teply, G. P. and Tolan, J. E. and Turner, A. D. and Vieregg, A. G. and Wong, C. L. and Yoon, K. W. and Bicep2 Collaboration. Detection of B-Mode Polarization at Degree Angular Scales by BICEP2. *Physical Review Letters*, 112(24):241101, June 2014.
- [20] Guth, A. H. Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems. *Physical Review D*, 23:347–356, January 1981.
- [21] Linde, A. D. A new inflationary universe scenario: A possible solution of the horizon, flatness, homogeneity, isotropy and primordial monopole problems. *Physics Letters B*, 108:389–393, February 1982.
- [22] Einstein, A. Besprechung von "A. Einstein: Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie". *Naturwissenschaften*, 4:481, August 1916.
- [23] Misner, C. W. and Thorne, K. S. and Wheeler, J. A. *Gravitation. Volume I*. 1977.
- [24] Carroll, S. M. *Spacetime and geometry. An introduction to general relativity*. 2004.
- [25] Friedmann, A. Über die Krümmung des Raumes. *Zeitschrift für Physik*, 10:377–386, 1922.
- [26] Hubble, E. A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. *Proceedings of the National Academy of Science*, 15:168–173, March 1929.
- [27] Lemaître, G. A. and MacCallum, M. A. H. The Expanding Universe. *General Relativity and Gravitation*, 29:641–680, May 1997.

- [28] Sandage, A. Current Problems in the Extragalactic Distance Scale. *The Astrophysical Journal*, 127:513, May 1958.
- [29] Freedman, W. L. and Madore, B. F. and Gibson, B. K. and Ferrarese, L. and Kelson, D. D. and Sakai, S. and Mould, J. R. and Kennicutt, Jr., R. C. and Ford, H. C. and Graham, J. A. and Huchra, J. P. and Hughes, S. M. G. and Illingworth, G. D. and Macri, L. M. and Stetson, P. B. Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *The Astrophysical Journal*, 553:47–72, May 2001.
- [30] Hinshaw, G. and Larson, D. and Komatsu, E. and Spergel, D. N. and Bennett, C. L. and Dunkley, J. and Nolte, M. R. and Halpern, M. and Hill, R. S. and Odegard, N. and Page, L. and Smith, K. M. and Weiland, J. L. and Gold, B. and Jarosik, N. and Kogut, A. and Limon, M. and Meyer, S. S. and Tucker, G. S. and Wollack, E. and Wright, E. L. Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Parameter Results. *The Astrophysical Journal Supplement*, 208:19, October 2013.
- [31] Riess, A. G. and Macri, L. and Casertano, S. and Lampeitl, H. and Ferguson, H. C. and Filippenko, A. V. and Jha, S. W. and Li, W. and Chornock, R. A 3% Solution: Determination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope and Wide Field Camera 3. *The Astrophysical Journal*, 730:119, April 2011.
- [32] Fukugita, M. and Kawasaki, M. Primordial Helium Abundance: A Reanalysis of the Izotov-Thuan Spectroscopic Sample. *The Astrophysical Journal*, 646:691–695, August 2006.
- [33] Kirkman, D. and Tytler, D. and Suzuki, N. and O’Meara, J. M. and Lubin, D. The Cosmological Baryon Density from the Deuterium-to-Hydrogen Ratio in QSO Absorption Systems: D/H toward Q1243+3047. *The Astrophysical Journal Supplement*, 149:1–28, November 2003.
- [34] Bania, T. M. and Rood, R. T. and Balser, D. S. The cosmological density of baryons from observations of $^3\text{He}^+$ in the Milky Way. *Nature*, 415:54–57, January 2002.

- [35] Cyburt, R. H. and Fields, B. D. and Olive, K. A. An update on the big bang nucleosynthesis prediction for ${}^7\text{Li}$: the problem worsens. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 11:12, November 2008.
- [36] Mather, J. C. and Cheng, E. S. and Cottingham, D. A. and Eplee, Jr., R. E. and Fixsen, D. J. and Hewagama, T. and Isaacman, R. B. and Jensen, K. A. and Meyer, S. S. and Noerdlinger, P. D. and Read, S. M. and Rosen, L. P. and Shafer, R. A. and Wright, E. L. and Bennett, C. L. and Boggess, N. W. and Hauser, M. G. and Kelsall, T. and Moseley, Jr., S. H. and Silverberg, R. F. and Smoot, G. F. and Weiss, R. and Wilkinson, D. T. . Measurement of the cosmic microwave background spectrum by the COBE FIRAS instrument. *The Astrophysical Journal*, 420:439–444, January 1994.
- [37] Fontaine, G. and Brassard, P. and Bergeron, P. The Potential of White Dwarf Cosmochronology. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 113:409–435, April 2001.
- [38] Imbriani, G. and Costantini, H. and Formicola, A. and Bemmerer, D. and Bonetti, R. and Brogini, C. and Corvisiero, P. and Cruz, J. and Fülöp, Z. and Gervino, G. and Guglielmetti, A. and Gustavino, C. and Gyürky, G. and Jesus, A. P. and Junker, M. and Lemut, A. and Menegazzo, R. and Prati, P. and Roca, V. and Rolfs, C. and Romano, M. and Rossi Alvarez, C. and Schümamm, F. and Somorjai, E. and Straniero, O. and Strieder, F. and Terrasi, F. and Trautvetter, H. P. and Vomiero, A. and Zavatarelli, S. The bottleneck of CNO burning and the age of Globular Clusters. *Astronomy and Astrophysics*, 420:625–629, June 2004.
- [39] Bolte, M. and Hogan, C. J. Conflict over the age of the Universe. *Nature*, 376:399–402, August 1995.
- [40] Laviollette, P. A. Is the universe really expanding? *The Astrophysical Journal*, 301:544–553, February 1986.
- [41] Yourgrau, W. and Woodward, J. F. Tired light and the "missing mass" problem. *Acta Physica Hungarica*, 30:323–329, 1971.

- [42] Luzzi, G. and Shimon, M. and Lamagna, L. and Rephaeli, Y. and De Petris, M. and Conte, A. and De Gregori, S. and Battistelli, E. S. . Redshift Dependence of the Cosmic Microwave Background Temperature from Sunyaev-Zeldovich Measurements. *The Astrophysical Journal*, 705:1122–1128, November 2009.
- [43] Noterdaeme, P. and Petitjean, P. and Srianand, R. and Ledoux, C. and López, S. The evolution of the cosmic microwave background temperature. Measurements of T_{CMB} at high redshift from carbon monoxide excitation. *Astronomy and Astrophysics*, 526:L7, February 2011.
- [44] Chiueh, T. and Ma, C.-J. and Lin, H. Extraction of CMB Polarization B and E Modes. In L.-W. Chen, C.-P. Ma, K.-W. Ng, and U.-L. Pen, editors, *AMiBA 2001: High-Z Clusters, Missing Baryons, and CMB Polarization*, volume 257 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 271, 2002.
- [45] Gentile, G. and Salucci, P. and Klein, U. and Vergani, D. and Kalberla, P. The cored distribution of dark matter in spiral galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 351:903–922, July 2004.
- [46] Girardi, M. and Manzato, P. and Mezzetti, M. and Giuricin, G. and Limboz, F. Observational Mass-to-Light Ratio of Galaxy Systems from Poor Groups to Rich Clusters. *The Astrophysical Journal*, 569:720–741, April 2002.
- [47] Zwicky, F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6:110–127, 1933.
- [48] Jee, M. J. and Ford, H. C. and Illingworth, G. D. and White, R. L. and Broadhurst, T. J. and Coe, D. A. and Meurer, G. R. and van der Wel, A. and ACS Science Team . Discovery of a Dark Matter Ring in the Core of the Galaxy Cluster CL0024+17 at $z=0.4$. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 955, December 2006.
- [49] Bertone, G. The moment of truth for WIMP dark matter. *Nature*, 468:389–393, November 2010.

-
- [50] T. Kaluza. On the Problem of Unity in Physics. *Sitzungsber.Preuss.Akad.Wiss.Berlin (Math.Phys.)*, 1921:966–972, 1921.
- [51] 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.
- [52] Peccei, R. D. and Quinn, H. R. CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Physical Review Letters*, 38:1440–1443, June 1977.
- [53] Moffat, J. W. A new nonsymmetric gravitational theory. *Physics Letters B*, 355:447–452, February 1995.
- [54] Moffat, J. W. Gravitational Lensing in Modified Gravity and the Lensing of Merging Clusters without Dark Matter. *ArXiv Astrophysics e-prints*, August 2006.
- [55] Zlatev, I. and Wang, L. and Steinhardt, P. J. Quintessence, Cosmic Coincidence, and the Cosmological Constant. *Physical Review Letters*, 82:896–899, February 1999.
- [56] Caldwell, R. R. and Kamionkowski, M. and Weinberg, N. N. . Phantom Energy: Dark Energy with $w < -1$ Causes a Cosmic Doomsday. *Physical Review Letters*, 91(7):071301, August 2003.
- [57] Carroll, S. M. and Duvvuri, V. and Trodden, M. and Turner, M. S. . Is cosmic speed-up due to new gravitational physics? *Physical Review D*, 70(4):043528, August 2004.
- [58] Haiman, Z. and Mohr, J. J. and Holder, G. P. Constraints on Cosmological Parameters from Future Galaxy Cluster Surveys. *The Astrophysical Journal*, 553:545–561, June 2001.
- [59] Battye, R. A. and Weller, J. Constraining cosmological parameters using Sunyaev-Zel’dovich cluster surveys. *Physical Review D*, 68(8):083506, October 2003.

- [60] Press, W. H. and Schechter, P. Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation. *The Astrophysical Journal*, 187:425–438, February 1974.
- [61] Sheth, R. K. and Tormen, G. Large-scale bias and the peak background split. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 308:119–126, September 1999.
- [62] Jenkins, A. and Frenk, C. S. and White, S. D. M. and Colberg, J. M. and Cole, S. and Evrard, A. E. and Couchman, H. M. P. and Yoshida, N. The mass function of dark matter haloes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 321:372–384, February 2001.
- [63] Sunyaev, R. A. and Zeldovich, I. B. Microwave background radiation as a probe of the contemporary structure and history of the universe. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 18:537–560, 1980.
- [64] Kazin, E. A. and Blanton, M. R. and Scoccimarro, R. and McBride, C. K. and Berlind, A. A. and Bahcall, N. A. and Brinkmann, J. and Czarapata, P. and Frieman, J. A. and Kent, S. M. and Schneider, D. P. and Szalay, A. S. The Baryonic Acoustic Feature and Large-Scale Clustering in the Sloan Digital Sky Survey Luminous Red Galaxy Sample. *The Astrophysical Journal*, 710:1444–1461, February 2010.
- [65] Dawson, K. S. and Schlegel, D. J. and Ahn, C. P. and Anderson, S. F. and Aubourg, É. and Bailey, S. and Barkhouser, R. H. and Bautista, J. E. and Beifiori, A. and Berlind, A. A. and Bhardwaj, V. and Bizyaev, D. and Blake, C. H. and Blanton, M. R. and Blomqvist, M. and Bolton, A. S. and Borde, A. and Bovy, J. and Brandt, W. N. and Brewington, H. and Brinkmann, J. and Brown, P. J. and Brownstein, J. R. and Bundy, K. and Busca, N. G. and Carithers, W. and Carnero, A. R. and Carr, M. A. and Chen, Y. and Comparat, J. and Connolly, N. and Cope, F. and Croft, R. A. C. and Cuesta, A. J. and da Costa, L. N. and Davenport, J. R. A. and Delubac, T. and de Putter, R. and Dhital, S. and Ealet, A. and Ebelke, G. L. and Eisenstein, D. J. and Escoffier, S. and Fan, X. and Filiz Ak, N. and Finley, H. and Font-Ribera,

A. and Génova-Santos, R. and Gunn, J. E. and Guo, H. and Haggard, D. and Hall, P. B. and Hamilton, J.-C. and Harris, B. and Harris, D. W. and Ho, S. and Hogg, D. W. and Holder, D. and Honscheid, K. and Huehnerhoff, J. and Jordan, B. and Jordan, W. P. and Kauffmann, G. and Kazin, E. A. and Kirkby, D. and Klaene, M. A. and Kneib, J.-P. and Le Goff, J.-M. and Lee, K.-G. and Long, D. C. and Loomis, C. P. and Lundgren, B. and Lupton, R. H. and Maia, M. A. G. and Makler, M. and Malanushenko, E. and Malanushenko, V. and Mandelbaum, R. and Manera, M. and Maraston, C. and Margala, D. and Masters, K. L. and McBride, C. K. and McDonald, P. and McGreer, I. D. and McMahan, R. G. and Mena, O. and Miralda-Escudé, J. and Montero-Dorta, A. D. and Montesano, F. and Muna, D. and Myers, A. D. and Naugle, T. and Nichol, R. C. and Noterdaeme, P. and Nuza, S. E. and Olmstead, M. D. and Oravetz, A. and Oravetz, D. J. and Owen, R. and Padmanabhan, N. and Palanque-Delabrouille, N. and Pan, K. and Parejko, J. K. and Pâris, I. and Percival, W. J. and Pérez-Fournon, I. and Pérez-Ràfols, I. and Petitjean, P. and Pfaffenberger, R. and Pforr, J. and Pieri, M. M. and Prada, F. and Price-Whelan, A. M. and Raddick, M. J. and Rebolo, R. and Rich, J. and Richards, G. T. and Rockosi, C. M. and Roe, N. A. and Ross, A. J. and Ross, N. P. and Rossi, G. and Rubiño-Martin, J. A. and Samushia, L. and Sánchez, A. G. and Sayres, C. and Schmidt, S. J. and Schneider, D. P. and Scóccola, C. G. and Seo, H.-J. and Sheldon, A. and Sheldon, E. and Shen, Y. and Shu, Y. and Slosar, A. and Smee, S. A. and Snedden, S. A. and Stauffer, F. and Steele, O. and Strauss, M. A. and Streblyanska, A. and Suzuki, N. and Swanson, M. E. C. and Tal, T. and Tanaka, M. and Thomas, D. and Tinker, J. L. and Tojeiro, R. and Tremonti, C. A. and Vargas Magaña, M. and Verde, L. and Viel, M. and Wake, D. A. and Watson, M. and Weaver, B. A. and Weinberg, D. H. and Weiner, B. J. and West, A. A. and White, M. and Wood-Vasey, W. M. and Yèche, C. and Zehavi, I. and Zhao, G.-B. and Zheng, Z. The Baryon Oscillation Spectroscopic Survey of SDSS-III. *The Astronomical Journal*, 145:10, January 2013.

- [66] Anderson, L. and Aubourg, E. and Bailey, S. and Bizyaev, D. and Blanton, M. and Bolton, A. S. and Brinkmann, J. and Brownstein, J. R. and Burden,

- A. and Cuesta, A. J. and da Costa, L. A. N. and Dawson, K. S. and de Putter, R. and Eisenstein, D. J. and Gunn, J. E. and Guo, H. and Hamilton, J.-C. and Harding, P. and Ho, S. and Honscheid, K. and Kazin, E. and Kirkby, D. and Kneib, J.-P. and Labatie, A. and Loomis, C. and Lupton, R. H. and Malanushenko, E. and Malanushenko, V. and Mandelbaum, R. and Manera, M. and Maraston, C. and McBride, C. K. and Mehta, K. T. and Mena, O. and Montesano, F. and Muna, D. and Nichol, R. C. and Nuza, S. E. and Olmstead, M. D. and Oravetz, D. and Padmanabhan, N. and Palanque-Delabrouille, N. and Pan, K. and Parejko, J. and Pâris, I. and Percival, W. J. and Petitjean, P. and Prada, F. and Reid, B. and Roe, N. A. and Ross, A. J. and Ross, N. P. and Samushia, L. and Sánchez, A. G. and Schlegel, D. J. and Schneider, D. P. and Scóccola, C. G. and Seo, H.-J. and Sheldon, E. S. and Simmons, A. and Skibba, R. A. and Strauss, M. A. and Swanson, M. E. C. and Thomas, D. and Tinker, J. L. and Tojeiro, R. and Magaña, M. V. and Verde, L. and Wagner, C. and Wake, D. A. and Weaver, B. A. and Weinberg, D. H. and White, M. and Xu, X. and Yèche, C. and Zehavi, I. and Zhao, G.-B. The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: baryon acoustic oscillations in the Data Release 9 spectroscopic galaxy sample. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 427:3435–3467, December 2012.
- [67] Carnero, A. and Sánchez, E. and Crocce, M. and Cabré, A. and Gaztañaga, E. Clustering of photometric luminous red galaxies - II. Cosmological implications from the baryon acoustic scale. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 419:1689–1694, January 2012.
- [68] Chandrasekhar, S. *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. 1961.
- [69] Christopher R. Burns, Maximilian Stritzinger, M. M. Phillips, ShiAnne Kattner, S. E. Persson, Barry F. Madore, Wendy L. Freedman, Luis Boldt, Abdo Campillay, Carlos Contreras, and et al. The carnegie supernova project: Light-curve fitting with snoopy. *Astrophys.J*, 141(1):19, Jan 2011.
- [70] Amanullah, R. and Lidman, C. and Rubin, D. and Aldering, G. and Astier, P. and Barbary, K. and Burns, M. S. and Conley, A. and Dawson, K. S. and Deustua, S. E. and Doi, M. and Fabbro, S. and Faccioli, L. and Fakhouri, H. K.

- and Folatelli, G. and Fruchter, A. S. and Furusawa, H. and Garavini, G. and Goldhaber, G. and Goobar, A. and Groom, D. E. and Hook, I. and Howell, D. A. and Kashikawa, N. and Kim, A. G. and Knop, R. A. and Kowalski, M. and Linder, E. and Meyers, J. and Morokuma, T. and Nobili, S. and Nordin, J. and Nugent, P. E. and Östman, L. and Pain, R. and Panagia, N. and Perlmutter, S. and Raux, J. and Ruiz-Lapuente, P. and Spadafora, A. L. and Strovink, M. and Suzuki, N. and Wang, L. and Wood-Vasey, W. M. and Yasuda, N. and Supernova Cosmology Project, T. Spectra and Hubble Space Telescope Light Curves of Six Type Ia Supernovae at $0.511 < z < 1.12$ and the Union2 Compilation. *The Astronomical Journal*, 716:712–738, June 2010.
- [71] Hoekstra, H. and Jain, B. Weak Gravitational Lensing and Its Cosmological Applications. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 58:99–123, November 2008.
- [72] Huterer, D. Weak lensing, dark matter and dark energy. *General Relativity and Gravitation*, 42:2177–2195, September 2010.
- [73] Fu, L. and Semboloni, E. and Hoekstra, H. and Kilbinger, M. and van Waerbeke, L. and Tereno, I. and Mellier, Y. and Heymans, C. and Coupon, J. and Benabed, K. and Benjamin, J. and Bertin, E. and Doré, O. and Hudson, M. J. and Ilbert, O. and Maoli, R. and Marmo, C. and McCracken, H. J. and Ménard, B. Very weak lensing in the CFHTLS wide: cosmology from cosmic shear in the linear regime. *Astronomy and Astrophysics*, 479:9–25, February 2008.
- [74] Kitching, T. D. and Heavens, A. F. and Alsing, J. and Erben, T. and Heymans, C. and Hildebrandt, H. and Hoekstra, H. and Jaffe, A. and Kiessling, A. and Mellier, Y. and Miller, L. and van Waerbeke, L. and Benjamin, J. and Coupon, J. and Fu, L. and Hudson, M. J. and Kilbinger, M. and Kuijken, K. and Rowe, B. T. P. and Schrabback, T. and Semboloni, E. and Velander, M. 3D cosmic shear: cosmology from CFHTLenS. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 442:1326–1349, August 2014.
- [75] Alcock, C. and Paczynski, B. An evolution free test for non-zero cosmological constant. *Nature*, 281:358, October 1979.

- [76] Percival, W. J. and White, M. Testing cosmological structure formation using redshift-space distortions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 393:297–308, February 2009.
- [77] Springel, V. and White, S. D. M. and Jenkins, A. and Frenk, C. S. and Yoshida, N. and Gao, L. and Navarro, J. and Thacker, R. and Croton, D. and Helly, J. and Peacock, J. A. and Cole, S. and Thomas, P. and Couchman, H. and Evrard, A. and Colberg, J. and Pearce, F. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature*, 435:629–636, June 2005.
- [78] Springel, V. and Frenk, C. S. and White, S. D. M. The large-scale structure of the Universe. *Nature*, 440:1137–1144, April 2006.
- [79] Springel, V. The cosmological simulation code GADGET-2. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 364:1105–1134, December 2005.
- [80] Fosalba, P. and Gaztañaga, E. and Castander, F. J. and Manera, M. The onion universe: all sky lightcone simulations in spherical shells. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 391:435–446, November 2008.
- [81] Soumagnac, M. T. and Abdalla, F. B. and Lahav, O. and Kirk, D. and Sevilla, I. and Bertin, E. and Rowe, B. T. P. and Annis, J. and Busha, M. T. and Da Costa, L. N. and Frieman, J. A. and Gaztanaga, E. and Jarvis, M. and Lin, H. and Percival, W. J. and Santiago, B. X. and Sabiu, C. G. and Wechsler, R. H. and Wolz, L. and Yanny, B. Star/galaxy separation at faint magnitudes: Application to a simulated Dark Energy Survey. *ArXiv e-prints*, June 2013.
- [82] Schneider, P. and Ehlers, J. and Falco, E. E. *Gravitational Lenses*. 1992.
- [83] Ziour, R. and Hui, L. Magnification bias corrections to galaxy-lensing cross-correlations. *Physical Review D*, 78(12):123517, December 2008.
- [84] van Waerbeke, L. Shear and magnification: cosmic complementarity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 401:2093–2100, January 2010.

- [85] Gunn, J. E. A Fundamental Limitation on the Accuracy of Angular Measurements in Observational Cosmology. *The Astrophysical Journal*, 147:61, January 1967.
- [86] G. Meylan, P. Jetzer, P. North, P. Schneider, C. S. Kochanek, and J. Wambsganss, editors. *Gravitational Lensing: Strong, Weak and Micro*, 2006.
- [87] Moessner, R. and Jain, B. and Villumsen, J. V. The effect of weak lensing on the angular correlation function of faint galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 294:291, February 1998.
- [88] Hui, L. and Gaztañaga, E. and Loverde, M. Anisotropic magnification distortion of the 3D galaxy correlation. I. Real space. *Physical Review D*, 76(10):103502, November 2007.
- [89] Peebles, P. J. E. and Hauser, M. G. Statistical Analysis of Catalogs of Extragalactic Objects. III. The Shane-Wirtanen and Zwicky Catalogs. *The Astrophysical Journal Supplement*, 28:19, November 1974.
- [90] Landy, S. D. and Szalay, A. S. Bias and variance of angular correlation functions. *The Astrophysical Journal*, 412:64–71, July 1993.
- [91] Hildebrandt, H. and van Waerbeke, L. and Erben, T. CARS: The CFHTLS-Archive-Research Survey. III. First detection of cosmic magnification in samples of normal high- z galaxies. *Astronomy and Astrophysics*, 507:683–691, November 2009.
- [92] González-Nuevo, J. and Lapi, A. and Negrello, M. and Danese, L. and De Zotti, G. and Amber, S. and Baes, M. and Bland-Hawthorn, J. and Bourne, N. and Brough, S. and Bussmann, R. S. and Cai, Z.-Y. and Cooray, A. and Driver, S. P. and Dunne, L. and Dye, S. and Eales, S. and Ibar, E. and Ivison, R. and Liske, J. and Loveday, J. and Maddox, S. and Michałowski, M. J. and Robotham, A. S. G. and Scott, D. and Smith, M. W. L. and Valiante, E. and Xia, J.-Q. Herschel-ATLAS/GAMA: SDSS cross-correlation induced by weak lensing. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 442:2680–2690, August 2014.

-
- [93] Moessner, R. and Jain, B. Angular cross-correlation of galaxies - A probe of gravitational lensing by large-scale structure. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 294:L18–L24, February 1998.
- [94] Peebles, P. J. E. Statistical Analysis of Catalogs of Extragalactic Objects. I. Theory. *The Astrophysical Journal*, 185:413–440, October 1973.
- [95] Crocce, M. and Cabré, A. and Gaztañaga, E. Modelling the angular correlation function and its full covariance in photometric galaxy surveys. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 414:329–349, June 2011.
- [96] Cabré, A. and Fosalba, P. and Gaztañaga, E. and Manera, M. Error analysis in cross-correlation of sky maps: application to the Integrated Sachs-Wolfe detection. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 381:1347–1368, November 2007.
- [97] Harrison, E. R. Fluctuations at the Threshold of Classical Cosmology. *Physical Review D*, 1:2726–2730, May 1970.
- [98] Zeldovich, Y. B. A hypothesis, unifying the structure and the entropy of the Universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 160:1P, 1972.
- [99] Hamilton, A. J. S. Formulae for growth factors in expanding universes containing matter and a cosmological constant. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 322:419–425, April 2001.
- [100] Lewis, A. and Challinor, A. and Lasenby, A. Efficient Computation of Cosmic Microwave Background Anisotropies in Closed Friedmann-Robertson-Walker Models. *The Astrophysical Journal*, 538:473–476, August 2000.
- [101] Smith, R. E. and Peacock, J. A. and Jenkins, A. and White, S. D. M. and Frenk, C. S. and Pearce, F. R. and Thomas, P. A. and Efstathiou, G. and Couchman, H. M. P. Stable clustering, the halo model and non-linear cosmological power spectra. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 341:1311–1332, June 2003.
- [102] Peebles, P. J. E. *The large-scale structure of the universe*. 1980.

-
- [103] Takahashi, R. and Sato, M. and Nishimichi, T. and Taruya, A. and Oguri, M. Revising the Halofit Model for the Nonlinear Matter Power Spectrum. *The Astrophysical Journal*, 761:152, December 2012.
- [104] Kaiser, N. Clustering in real space and in redshift space. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 227:1–21, July 1987.
- [105] Jackson, J. C. A critique of Rees’s theory of primordial gravitational radiation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 156:1P, 1972.
- [106] Hamilton, A. J. S. Linear Redshift Distortions: a Review. In D. Hamilton, editor, *The Evolving Universe*, volume 231 of *Astrophysics and Space Science Library*, page 185, 1998.
- [107] Scoccimarro, R. Redshift-space distortions, pairwise velocities, and nonlinearities. *Physical Review D*, 70(8):083007, October 2004.
- [108] Smith, R. E. and Scoccimarro, R. and Sheth, R. K. Scale dependence of halo and galaxy bias: Effects in real space. *Physical Review D*, 75(6):063512, March 2007.
- [109] Bartelmann, M. and Schneider, P. Weak gravitational lensing. *Physics Reports*, 340:291–472, January 2001.
- [110] Baum, W. A. Photoelectric Magnitudes and Red-Shifts. In G. C. McVittie, editor, *Problems of Extra-Galactic Research*, volume 15 of *IAU Symposium*, page 390, 1962.
- [111] Koo, D. C. Optical multicolors - A poor person’s Z machine for galaxies. *The Astronomical Journal*, 90:418–440, March 1985.
- [112] Loh, E. D. and Spillar, E. J. Photometric redshifts of galaxies. *The Astrophysical Journal*, 303:154–161, April 1986.
- [113] Collister, A. A. and Lahav, O. ANNz: Estimating Photometric Redshifts Using Artificial Neural Networks. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 116:345–351, April 2004.

-
- [114] Benítez, N. Bayesian Photometric Redshift Estimation. *The Astrophysical Journal*, 536:571–583, June 2000.
- [115] Gerdes, D. W. and Sypniewski, A. J. and McKay, T. A. and Hao, J. and Weis, M. R. and Wechsler, R. H. and Busha, M. T. . ArborZ: Photometric Redshifts Using Boosted Decision Trees. *The Astrophysical Journal*, 715:823–832, June 2010.
- [116] Padmanabhan, N. and Schlegel, D. J. and Seljak, U. and Makarov, A. and Bahcall, N. A. and Blanton, M. R. and Brinkmann, J. and Eisenstein, D. J. and Finkbeiner, D. P. and Gunn, J. E. and Hogg, D. W. and Ivezić, Ž. and Knapp, G. R. and Loveday, J. and Lupton, R. H. and Nichol, R. C. and Schneider, D. P. and Strauss, M. A. and Tegmark, M. and York, D. G. The clustering of luminous red galaxies in the Sloan Digital Sky Survey imaging data. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 378:852–872, July 2007.
- [117] Swanson, M. E. C. and Tegmark, M. and Hamilton, A. J. S. and Hill, J. C. Methods for rapidly processing angular masks of next-generation galaxy surveys. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 387:1391–1402, July 2008.
- [118] Efron, B. Nonparametric estimates of standard error: The jackknife, the bootstrap and other methods. *Biometrika*, 68:589–599, 1981.
- [119] Verner Villumsen, J. Clustering of Faint Galaxies: \mathcal{W} , Induced by Weak Gravitational Lensing. *ArXiv Astrophysics e-prints*, December 1995.
- [120] Huff, E. M. and Graves, G. J. Magnificent Magnification: Exploiting the Other Half of the Lensing Signal. *ArXiv e-prints*, November 2011.
- [121] Webster, R. L. and Hewett, P. C. and Harding, M. E. and Wegner, G. A. Detection of statistical gravitational lensing by foreground mass distributions. *Nature*, 336:358, November 1988.
- [122] Seldner, M. and Peebles, P. J. E. Statistical analysis of catalogs of extragalactic objects. XI - Evidence of correlation of QSOs and Lick galaxy counts. *The Astrophysical Journal*, 227:30–36, January 1979.

-
- [123] Fugmann, W. Statistical gravitational lensing and the Lick catalogue of galaxies. *Astronomy and Astrophysics*, 240:11–21, December 1990.
- [124] Bartelmann, M. and Schneider, P. Largescale QSO - Galaxy Correlations Revisited. *Astronomy and Astrophysics*, 271:421, April 1993.
- [125] Stickel, M. and Padovani, P. and Urry, C. M. and Fried, J. W. and Kuehr, H. The complete sample of 1 Jansky BL Lacertae objects. I - Summary properties. *The Astrophysical Journal*, 374:431–439, June 1991.
- [126] Neugebauer, G. and Habing, H. J. and van Duinen, R. and Aumann, H. H. and Baud, B. and Beichman, C. A. and Beintema, D. A. and Boggess, N. and Clegg, P. E. and de Jong, T. and Emerson, J. P. and Gautier, T. N. and Gillett, F. C. and Harris, S. and Hauser, M. G. and Houck, J. R. and Jennings, R. E. and Low, F. J. and Marsden, P. L. and Miley, G. and Olton, F. M. and Pottasch, S. R. and Raimond, E. and Rowan-Robinson, M. and Soifer, B. T. and Walker, R. G. and Wesselius, P. R. and Young, E. The Infrared Astronomical Satellite (IRAS) mission. *The Astrophysical Journal Letters*, 278:L1–L6, March 1984.
- [127] Bartelmann, M. and Schneider, P. Large-scale correlations between QSOs and IRAS galaxies. *Astronomy and Astrophysics*, 284:1–11, April 1994.
- [128] Seitz, C. and Schneider, P. Steps towards nonlinear cluster inversion through gravitational distortions II. Generalization of the Kaiser and Squires method. *Astronomy and Astrophysics*, 297:287, May 1995.
- [129] Williams, L. L. R. and Irwin, M. Weak Lensing of QSOs by the Large Scale Structure. In V. Mueller, S. Gottloeber, J. P. Muecket, and J. Wambsganss, editors, *Large Scale Structure: Tracks and Traces*, pages 311–312, 1998.
- [130] Norman, D. J. *Quasar-galaxy correlations and the detection of magnification bias*. PhD thesis, UNIVERSITY OF WASHINGTON, 1999.
- [131] Norman, D. J. and Williams, L. L. R. Weak Lensing-Induced Correlations between 1 JY QSOS and APM Galaxies on Angular Scales of a Degree. *The Astronomical Journal*, 119:2060–2067, May 2000.

- [132] Boyle, B. J. and Fong, R. and Shanks, T. On the correlation of UVX QSOs with galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 231:897–921, April 1988.
- [133] Croom, S. M. and Shanks, T. Statistical lensing of faint QSOs by galaxy clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 307:L17–L21, August 1999.
- [134] Rodrigues-Williams, L. L. and Hawkins, M. R. S. Gravitational lensing of variability selected QSOs by galaxy clusters. In S. S. Holt and C. L. Bennett, editors, *Dark Matter*, volume 336 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 331–334, July 1995.
- [135] Benitez, N. and Martinez-Gonzalez, E. High-Redshift Active Galactic Nuclei from the 1 J lcy Catalog and the Magnification Bias. *The Astrophysical Journal Letters*, 448:L89, August 1995.
- [136] Ferreras, I. and Benitez, N. and Martinez-Gonzalez, E. . Are Optically-Selected QSO Catalogs Biased? *The Astronomical Journal*, 114:1728, November 1997.
- [137] Myers, A. D. and Outram, P. J. and Shanks, T. and Boyle, B. J. and Croom, S. M. and Loaring, N. S. and Miller, L. and Smith, R. J. . The 2dF QSO Redshift Survey - X. Lensing of background QSOs by galaxy groups. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 342:467–482, June 2003.
- [138] Gaztañaga, E. Correlation between Galaxies and Quasi-stellar Objects in the Sloan Digital Sky Survey: A Signal from Gravitational Lensing Magnification? *The Astrophysical Journal*, 589:82–99, May 2003.
- [139] Ménard, B. and Hamana, T. and Bartelmann, M. and Yoshida, N. . Improving the accuracy of cosmic magnification statistics. *Astronomy and Astrophysics*, 403:817–828, June 2003.
- [140] Takada, M. and Hamana, T. Halo model predictions of the cosmic magnification statistics: the full non-linear contribution. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 346:949–962, December 2003.

- [141] Scranton, R. and Ménard, B. and Richards, G. T. and Nichol, R. C. and Myers, A. D. and Jain, B. and Gray, A. and Bartelmann, M. and Brunner, R. J. and Connolly, A. J. and Gunn, J. E. and Sheth, R. K. and Bahcall, N. A. and Brinkman, J. and Loveday, J. and Schneider, D. P. and Thakar, A. and York, D. G. . Detection of Cosmic Magnification with the Sloan Digital Sky Survey. *The Astrophysical Journal*, 633:589–602, November 2005.
- [142] Sawicki, M. and Thompson, D. Keck Deep Fields. II. The Ultraviolet Galaxy Luminosity Function at $z \sim 4, 3,$ and 2. *The Astrophysical Journal*, 642:653–672, May 2006.
- [143] Steidel, C. C. and Adelberger, K. L. and Giavalisco, M. and Dickinson, M. and Pettini, M. Lyman-Break Galaxies at $z \sim 4$ and the Evolution of the Ultraviolet Luminosity Density at High Redshift. *The Astrophysical Journal*, 519:1–17, July 1999.
- [144] Bouwens, R. J. and Illingworth, G. D. and Franx, M. and Ford, H. UV Luminosity Functions at $z \sim 4, 5,$ and 6 from the Hubble Ultra Deep Field and Other Deep Hubble Space Telescope ACS Fields: Evolution and Star Formation History. *The Astrophysical Journal*, 670:928–958, December 2007.
- [145] Wittman, D. M. and Tyson, J. A. and Dell’Antonio, I. P. and Becker, A. and Margoniner, V. and Cohen, J. G. and Norman, D. and Loomba, D. and Squires, G. and Wilson, G. and Stubbs, C. W. and Hennawi, J. and Spergel, D. N. and Boeshaar, P. and Clocchiatti, A. and Hamuy, M. and Bernstein, G. and Gonzalez, A. and Guhathakurta, P. and Hu, W. and Seljak, U. and Zaritsky, D. Deep lens survey. In J. A. Tyson and S. Wolff, editors, *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries*, volume 4836 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 73–82, December 2002.
- [146] Bauer, A. H. and Gaztañaga, E. and Martí, P. and Miquel, R. Magnification of photometric LRGs by foreground LRGs and clusters in the Sloan Digital Sky Survey. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 440:3701–3713, June 2014.

-
- [147] Eriksen, H. K. and Lilje, P. B. and Banday, A. J. and Górski, K. M. Estimating N-Point Correlation Functions from Pixelized Sky Maps. *The Astrophysical Journal Supplement*, 151:1–11, March 2004.
- [148] Zhang, L. L. and Pen, U.-L. Fast n-point correlation functions and three-point lensing application. *New Astronomy*, 10:569–590, July 2005.
- [149] Wang, Y. and Brunner, R. J. and Dolence, J. C. The SDSS galaxy angular two-point correlation function. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 432:1961–1979, July 2013.
- [150] Jarvis, M. and Bernstein, G. and Jain, B. The skewness of the aperture mass statistic. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 352:338–352, July 2004.
- [151] Kilbinger, M. and Fu, L. and Heymans, C. and Simpson, F. and Benjamin, J. and Erben, T. and Harnois-Déraps, J. and Hoekstra, H. and Hildebrandt, H. and Kitching, T. D. and Mellier, Y. and Miller, L. and Van Waerbeke, L. and Benabed, K. and Bonnett, C. and Coupon, J. and Hudson, M. J. and Kuijken, K. and Rowe, B. and Schrabback, T. and Semboloni, E. and Vafaei, S. and Velander, M. CFHTLenS: combined probe cosmological model comparison using 2D weak gravitational lensing. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 430:2200–2220, April 2013.
- [152] Roeh, Dylan W. and Kindratenko, Volodymyr V. and Brunner, Robert J. Accelerating cosmological data analysis with graphics processors. In *Proceedings of 2Nd Workshop on General Purpose Processing on Graphics Processing Units, GPGPU-2*, pages 1–8, New York, NY, USA, 2009. ACM.
- [153] Ponce, R. and Cárdenas-Montes, M. and Rodríguez-Vázquez, J. J. and Sánchez, E. and Sevilla, I. Application of GPUs for the Calculation of Two Point Correlation Functions in Cosmology. In P. Ballester, D. Egret, and N. P. F. Lorente, editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXI*, volume 461 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 73, September 2012.

- [154] Miguel Cárdenas-Montes and Juan Jose Rodríguez-Vázquez and Rafael Ponce and Ignacio Sevilla and Eusebio Sánchez and Nicanor Colino and Miguel A. Vega-Rodríguez . New computational developments in cosmology. In *Ibergrid*, pages 101–112. Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas, 2012.
- [155] Miguel Cárdenas-Montes and Miguel A. Vega-Rodríguez and Jan Westerholm and Rafael Ponce and Evren Yurtesen and Ignacio Sevilla and Eusebio Sánchez Alvaro and Juan José Rodríguez-Vázquez and Mats Aspнас and Ville Timonen and Nicanor Colino and Antonio Gómez-Iglesias. Calculation of two-point angular correlation function: Implementations on many-core and multicore processors. In *Ibergrid*, pages 203–214. Editorial Universitat Politècnica de València, 2013.
- [156] Miguel Cárdenas-Montes, Miguel Ángel Vega-Rodríguez, Ignacio Sevilla, Rafael Ponce, Juan José Rodríguez-Vázquez, and Eusebio Sánchez Álvaro. Concurrent CPU-GPU code optimization: The two-point angular correlation function as case study. In Concha Bielza, Antonio Salmerón, Amparo Alonso-Betanzos, J. Ignacio Hidalgo, Luis Martínez, Alicia Troncoso, Emilio Corchado, and Juan M. Corchado, editors, *Advances in Artificial Intelligence*, volume 8109 of *Lecture Notes in Computer Science*, pages 209–218. Springer Berlin Heidelberg, 2013.
- [157] Miguel Cárdenas Montes and Miguel A. Vega-Rodríguez and Christopher Bonnett and Ignacio Sevilla-Noarbe and Rafael Ponce and Eusebio Sánchez Álvaro and Juan José Rodríguez-Vázquez. GPU-based shear-shear correlation calculation. *Computer Physics Communications*, 185(1):11–18, 2014.
- [158] IEEE Standard for Floating-Point Arithmetic. Technical report, Microprocessor Standards Committee of the IEEE Computer Society, August 2008.
- [159] Miguel Cárdenas Montes and Juan José Rodríguez-Vázquez and Miguel A. Vega-Rodríguez and Ignacio Sevilla-Noarbe and Eusebio Sánchez Álvaro. Performance and precision of histogram calculation on GPUs: Cosmological analy-

- sis as a case study. *Computer Physics Communications*, 185(10):2558–2565, 2014.
- [160] Szapudi, I. and Szalay, A. S. A New Class of Estimators for the N-Point Correlations. *The Astrophysical Journal Letters*, 494:L41–L44, February 1998.
- [161] Marín, F. The Large-scale Three-point Correlation Function of Sloan Digital Sky Survey Luminous Red Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 737:97, August 2011.
- [162] Flaugher, B. L. and Abbott, T. M. C. and Angstadt, R. and Annis, J. and Antonik, M. L. and Bailey, J. and Ballester, O. and Bernstein, J. P. and Bernstein, R. A. and Bonati, M. and Bremer, G. and Briones, J. and Brooks, D. and Buckley-Geer, E. J. and Campa, J. and Cardiel-Sas, L. and Castander, F. and Castilla, J. and Cease, H. and Chappa, S. and Chi, E. C. and da Costa, L. and DePoy, D. L. and Derylo, G. and de Vincente, J. and Diehl, H. T. and Doel, P. and Estrada, J. and Eiting, J. and Elliott, A. E. and Finley, D. A. and Flores, R. and Frieman, J. and Gaztanaga, E. and Gerdes, D. and Gladders, M. and Guarino, V. and Gutierrez, G. and Grudzinski, J. and Hanlon, B. and Hao, J. and Holland, S. and Honscheid, K. and Huffman, D. and Jackson, C. and Jonas, M. and Karliner, I. and Kau, D. and Kent, S. and Kozlovsky, M. and Krempeitz, K. and Krider, J. and Kubik, D. and Kuehn, K. and Kuhlmann, S. E. and Kuk, K. and Lahav, O. and Langellier, N. and Lathrop, A. and Lewis, P. M. and Lin, H. and Lorenzon, W. and Martinez, G. and McKay, T. and Merritt, W. and Meyer, M. and Miquel, R. and Morgan, J. and Moore, P. and Moore, T. and Neilsen, E. and Nord, B. and Ogando, R. and Olson, J. and Patton, K. and Peoples, J. and Plazas, A. and Qian, T. and Roe, N. and Roodman, A. and Rossetto, B. and Sanchez, E. and Soares-Santos, M. and Scarpine, V. and Schalk, T. and Schindler, R. and Schmidt, R. and Schmitt, R. and Schubnell, M. and Schultz, K. and Selen, M. and Serrano, S. and Shaw, T. and Simaitis, V. and Slaughter, J. and Smith, R. C. and Spinka, H. and Stefanik, A. and Stuermer, W. and Sypniewski, A. and Talaga, R. and Tarle, G. and Thaler, J. and Tucker, D. and Walker, A. R. and Weaverdyck, C. and Wester, W. and Woods, R. J. and Worswick, S. and Zhao, A. Status of the Dark Energy Sur-

- vey Camera (DECam) project. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8446 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, September 2012.
- [163] J.E. Ruhl et al. The South Pole Telescope. *Proc.SPIE Int.Soc.Opt.Eng.*, 5498:11, 2004.
- [164] McMahon, R. The VISTA Hemisphere Survey(VHS) Science Goals and Status. In *Science from the Next Generation Imaging and Spectroscopic Surveys*, October 2012.
- [165] Holland, S.E. and others. Fully Depleted, Back-Illuminated Charge-Coupled Devices Fabricated on High-Resisitivity Silicon. *IEEE Trans. Electron Dev.*, 50(3):225–238, January 2003.
- [166] Mohr, J. J. and Armstrong, R. and Bertin, E. and Daues, G. and Desai, S. and Gower, M. and Gruendl, R. and Hanlon, W. and Kuropatkin, N. and Lin, H. and Marriner, J. and Petravic, D. and Sevilla, I. and Swanson, M. and Tomashek, T. and Tucker, D. and Yanny, B. The Dark Energy Survey data processing and calibration system. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8451 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, September 2012.
- [167] Bertin, E. Automatic Astrometric and Photometric Calibration with SCAMP. In C. Gabriel, C. Arviset, D. Ponz, and S. Enrique, editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XV*, volume 351 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 112, July 2006.
- [168] Bertin, E. Automated Morphometry with SExtractor and PSFEx. In I. N. Evans, A. Accomazzi, D. J. Mink, and A. H. Rots, editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XX*, volume 442 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 435, July 2011.
- [169] Bertin, E. and Arnouts, S. SExtractor: Software for source extraction. *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 117:393–404, June 1996.

- [170] 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 $17.5 \leq \text{IAB} \leq 24$, and the redshift distribution over $0 \leq z \leq 5$. *Astron.Astrophys.*, 439:845–862, 2005.
- [171] 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.
- [172] Sánchez, C. and Carrasco Kind, M. and Lin, H. and Miquel, R. and Abdalla, F. B. and Amara, A. and Banerji, M. and Bonnett, C. and Brunner, R. and Capozzi, D. and Carnero, A. and Castander, F. J. and da Costa, L. A. N. and Cunha, C. and Fausti, A. and Gerdes, D. and Greisel, N. and Gschwend, J. and Hartley, W. and Jouvel, S. and Lahav, O. and Lima, M. and Maia, M. A. G. and Martí, P. and Ogando, R. L. C. and Ostrovski, F. and Pellegrini, P. and Rau, M. M. and Sadeh, I. and Seitz, S. and Sevilla-Noarbe, I. and Sypniewski, A. and de Vicente, J. and Abbot, T. and Allam, S. S. and Atlee, D. and Bernstein, G. and Bernstein, J. P. and Buckley-Geer, E. and Burke, D. and Childress, M. J. and Davis, T. and DePoy, D. L. and Dey, A. and Desai, S. and Diehl, H. T. and Doel, P. and Estrada, J. and Evrard, A. and Fernández, E. and Finley, D. and Flaugher, B. and Gaztanaga, E. and Glazebrook, K. and Honscheid, K. and Kim, A. and Kuehn, K. and Kuropatkin, N. and Lidman, C. and Makler, M. and Marshall, J. L. and Nichol, R. C. and Roodman, A. and Sánchez, E. and Santiago, B. X. and Sako, M. and Scalzo, R. and Smith, R. C. and Swanson, M. E. C. and Tarle, G. and Thomas, D. and Tucker, D. L. and Uddin, S. A. and Valdés, F. and Walker, A. and Yuan, F. and Zuntz, J. . Photometric redshift analysis in the Dark Energy Survey Science Verification data. *ArXiv e-prints*, June 2014.
- [173] Crocce, M. and Castander, F. J. and Gaztanaga, E. and Fosalba, P. and Carretero, J. The MICE Grand Challenge Lightcone Simulation II: Halo and Galaxy catalogues. *ArXiv e-prints*, December 2013.
- [174] Fosalba, P. and Gaztanaga, E. and Castander, F. J. and Crocce, M. The MICE

- Grand Challenge Lightcone Simulation III: Galaxy lensing mocks from all-sky lensing maps. *ArXiv e-prints*, December 2013.
- [175] Rossetto, B. M. and Santiago, B. X. and Girardi, L. and Camargo, J. I. B. and Balbinot, E. and da Costa, L. N. and Yanny, B. and Maia, M. A. G. and Makler, M. and Ogando, R. L. C. and Pellegrini, P. S. and Ramos, B. and de Simoni, F. and Armstrong, R. and Bertin, E. and Desai, S. and Kuropatkin, N. and Lin, H. and Mohr, J. J. and Tucker, D. L. The Dark Energy Survey: Prospects for Resolved Stellar Populations. *The Astronomical Journal*, 141:185, June 2011.
- [176] Rykoff, E. S. and Rozo, E. and Busha, M. T. and Cunha, C. E. and Finoguenov, A. and Evrard, A. and Hao, J. and Koester, B. P. and Leauthaud, A. and Nord, B. and Pierre, M. and Reddick, R. and Sadibekova, T. and Sheldon, E. S. and Wechsler, R. H. redMaPPer. I. Algorithm and SDSS DR8 Catalog. *The Astrophysical Journal*, 785:104, April 2014.
- [177] Górski, K. M. and Hivon, E. and Banday, A. J. and Wandelt, B. D. and Hansen, F. K. and Reinecke, M. and Bartelmann, M. HEALPix: A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere. *The Astrophysical Journal*, 622:759–771, April 2005.
- [178] Ross, A. J. and Ho, S. and Cuesta, A. J. and Tojeiro, R. and Percival, W. J. and Wake, D. and Masters, K. L. and Nichol, R. C. and Myers, A. D. and de Simoni, F. and Seo, H. J. and Hernández-Monteagudo, C. and Crittenden, R. and Blanton, M. and Brinkmann, J. and da Costa, L. A. N. and Guo, H. and Kazin, E. and Maia, M. A. G. and Maraston, C. and Padmanabhan, N. and Prada, F. and Ramos, B. and Sanchez, A. and Schlafly, E. F. and Schlegel, D. J. and Schneider, D. P. and Skibba, R. and Thomas, D. and Weaver, B. A. and White, M. and Zehavi, I. Ameliorating systematic uncertainties in the angular clustering of galaxies: a study using the SDSS-III. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 417:1350–1373, October 2011.
- [179] Martí, P. and Miquel, R. and Bauer, A. and Gaztañaga, E. . Photo-z quality cuts and their effect on the measured galaxy clustering. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 437:3490–3505, February 2014.

-
- [180] Ménard, B. and Scranton, R. and Fukugita, M. and Richards, G. . Measuring the galaxy-mass and galaxy-dust correlations through magnification and reddening. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 405:1025–1039, June 2010.
- [181] Tojeiro, R. and Percival, W. J. The evolution of luminous red galaxies in the Sloan Digital Sky Survey 7th data release. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 405:2534–2548, July 2010.
- [182] Beutler, F. and Saito, S. and Seo, H.-J. and Brinkmann, J. and Dawson, K. S. and Eisenstein, D. J. and Font-Ribera, A. and Ho, S. and McBride, C. K. and Montesano, F. and Percival, W. J. and Ross, A. J. and Ross, N. P. and Samushia, L. and Schlegel, D. J. and Sánchez, A. G. and Tinker, J. L. and Weaver, B. A. . The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: testing gravity with redshift space distortions using the power spectrum multipoles. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 443:1065–1089, September 2014.