



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ESTUDIANDO EL UNIVERSO CON GALAXIAS DE LÍNEA DE
EMISIÓN DEL DARK ENERGY SPECTROSCOPIC INSTRUMENT

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

LICENCIADO EN FÍSICA

PRESENTA:

JAVIER EMILIO SALAS CATONGA

TUTORES:

DR. SEBASTIEN FROMENTEAU

Ciudad Universitaria, Ciudad de México, 2021





Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

A mis padres, hermanos y amigos...

Agradecimientos

Llegar a este momento tan especial para muchos y tan significativo para otros, me toca dar las más sinceras gracias a todas las personas que me apoyaron durante todo este viaje: mi proceso de formación académica. No cabe duda que la vida es un regalo y qué mejor que vivirla con las personas que más amas, es por eso que doy la mayor de las gracias a mis padres, Alejandra y Emilio, por apoyarme cada momento de mi vida, desde pequeño hasta la actualidad, dándome lo necesario para llegar hasta este momento; no podría haber logrado esto sin ustedes. También a mis hermanos, Sujey y Brando, quienes siempre me han apoyado en todo lo que he hecho a lo largo de mi vida.

Quiero agradecer a mis amigos de la facultad, Sergio, Brandon, Soto, Stephanie, Rodrigo, Yazmín, Jafet, Luis, Fernanda, Karla, Daniel (y muchos otros que no alcanzo a listar) con los cuales compartí sin duda algunos de los mejores momentos de mi vida, la mayoría divertidos pero también momentos tristes. Siempre estuvimos ahí para apoyarnos en los problemas durante la carrera, en los problemas de las tareas y para los problemas de la vida diaria, los cuales se hacían más amenos con compañía. Quiero agradecer de manera independiente a mis amigos que conocí en la ENALLT, algunos de mis mejores amigos actualmente, especialmente a aquellos de la clase de chino con los cuales he compartido experiencias y momentos sin duda muy especiales durante 3 años y los que faltan. Gracias Monse, Brian, Viri, Itzia, Eli y Josan por darme momentos muy divertidos, nunca olvidaré nuestro viaje épico a China y las aventuras que tuvimos allá, nunca olvidaré los almuerzos que teníamos terminando la clase y los exámenes de certificación en sábado.

No podría haber avanzado tanto sin ayuda de algunos profesores, por eso también quiero agradecer a los maestros que me guiaron durante mi estancia en la Universidad, al doctor Jorge Chávez de la Facultad de Ciencias, quien me apoyó desde muy temprano en mi carrera involucrándome en proyectos y congresos. A la profesora Lourdes de la clase de chino, por sus consejos y sabiduría para enfrentar los problemas difíciles y por el apoyo que me dio al involucrarme en becas para tener la oportunidad de salir al extranjero y conocer el país que más anhelaba. También quiero agradecer a mis tutores de tesis Mariana y Sebastien, los cuales me apoyaron día a día, semana tras semana en la elaboración de este trabajo, explicándome conceptos borrosos para mí y resolviendo todas mis dudas, gracias de verdad por no abandonarme en este trabajo. Además también le doy gracias a todo el equipo que conforma el grupo de cosmología observacional del Instituto de Física, en especial a Jenni, Brenda y Sadi, quienes me brindaron su ayuda desde que entré a este grupo y con los cuales compartí momentos de risas y estrés.

A todos ustedes, gracias.

Investigación realizada gracias al Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) de la UNAM con clave IN108321 y folio 245521. Agradezco a la DGAPA-UNAM la beca recibida.

Índice general

Agradecimientos	II
1 Introducción a la Cosmología y Sondeos	1
§1.1 Modelo cosmológico estándar	1
§1.1.1 Historia observacional	2
§1.1.2 Fundamentos de cosmología	5
§1.2 Cosmología con sondeos espectroscópicos	10
§1.2.1 El extended Baryon Oscillation Survey (eBOSS)	14
§1.2.2 El Dark Energy Spectroscopic Instrument (DESI)	15
2 Oscilaciones Acústicas de Bariones	19
§2.1 El origen de las oscilaciones	20
§2.2 Regla estadística estándar	23
§2.3 Reconstrucción estándar	30
§2.4 Algoritmo de reconstrucción	36
§2.4.1 Removiendo las RSD: Rec-Iso y Rec-Ani	37
3 Galaxias de Línea de Emisión	39
§3.1 Descripción astrofísica	39
§3.2 Apagamiento	46
§3.3 Modelo de Distribución de Ocupación de Halos (HOD) enfocado a ELGs	52
4 Análisis	59
§4.1 Métricas para evaluar el desempeño de la reconstrucción en DESI-ELG	59
§4.1.1 El propagador como métrica	60
§4.1.2 Segunda métrica: Estadística de 2 puntos	62
§4.2 Descripción de las simulaciones UNIT y ABACUS	63

§4.2.1 Simulaciones UNIT	64
§4.2.2 Simulaciones ABACUS	64
§4.2.3 Catálogos de ELGs (UNIT y ABACUS)	64
§4.3 Optimización del método de reconstrucción para el caso de ELGS	65
§4.3.1 Dependencia del desempeño de la reconstrucción con la densidad: Propagador	68
§4.3.2 Dependencia del desempeño de la reconstrucción con la densidad: Espectro de Potencias	72
§4.3.3 Dependencia del desempeño de la reconstrucción con el suavizado: Propagador	76
§4.3.4 Dependencia del desempeño de la reconstrucción con el suavizado: Espectro de Potencias	79
§4.3.5 Dependencia del desempeño de la reconstrucción con el número de iteracio- nes: Propagador	82
§4.3.6 Dependencia del desempeño de la reconstrucción con el número de iteracio- nes: Espectro de Potencias	85
5 Conclusiones	88

Capítulo 1

Introducción a la Cosmología y Sondeos

En este primer capítulo revisaremos brevemente cómo es que la historia del Universo ha sido estudiada y los problemas físicos que ha conllevado a resolver. Dichos problemas han surgido de observaciones realizadas por diferentes científicos a lo largo de la historia y algunos no han podido ser resueltos aún en la actualidad. Partiremos desde las primeras observaciones de expansión del Universo, pasando por el comportamiento anómalo de las curvas de rotación de las galaxias espirales, llegando así a la cosmología contemporánea y los problemas a los que se enfrentan miles de investigadores de todo el mundo hoy en día. Revisaremos el marco teórico bajo el cual se ha estudiado actualmente el cosmos, pasando por algunas de las formulaciones más famosas e importantes de la física como lo son las ecuaciones de campo de Einstein y la métrica de Friedmann–Lemaître–Robertson–Walker (FLRW). También describiremos brevemente las herramientas que han sido utilizadas en la observación, poniendo énfasis en los sondeos cosmológicos más modernos como DESI (*Dark Energy Spectroscopic Instrument*).

1.1. Modelo cosmológico estándar

La cosmología se encarga del estudio del espacio-tiempo del Universo, lo que conlleva desde su origen, evolución, composición, estructuras, dinámica y leyes físicas que la rigen. Este estudio se basa en los datos observacionales obtenidos a escalas tan grandes del orden de 100 Mpc y más.

Una de las observaciones básicas es el antiguo descubrimiento de que a estas escalas el contenido del cosmos que emite o refleja radiación electromagnética parece estar distribuido de manera uniforme en todo el Universo. Es decir, las observaciones indican que la porción observable del

Universo es *isotrópico* y *homogéneo* a gran escala. Con *isotrópico* queremos decir que produce la misma evidencia observacional en cualquier dirección y *homogéneo* significa que todo observador tiene la misma evidencia observacional independientemente de donde se encuentre. Esta observación da lugar al llamado *principio cosmológico*, en el que, a pesar de que sabemos que sólo observamos una fracción del Universo, se supone que todo el Universo es isotrópico y homogéneo a gran escala.

1.1.1. Historia observacional

Durante años se creyó que el Universo era estático. No fue hasta el año 1929 que Edwin Hubble presentó un resultado fundamental de que las galaxias están alejándose de nosotros cada vez más rápido cuando están más lejos de nosotros (Figura 1.1), es decir, la velocidad con la que se alejan es proporcional a la distancias r a la que se encuentran. Esta relación es conocida como la Ley de Hubble (ec. 1.1)

$$v = H_0 r, \quad (1.1)$$

siendo H_0 la constante de Hubble. La ley de Hubble implica que el Universo está en expansión, y no sólo con respecto a nosotros, esta ley es isomorfa, es decir, es invariante frente a transformaciones de coordenadas (rotaciones y traslaciones).

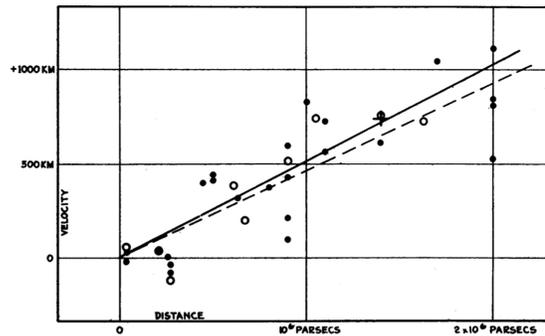


FIGURE 1
Velocity-Distance Relation among Extra-Galactic Nebulae.

Fig. 1.1. Ley de Hubble. Primeras observaciones del alejamiento de las galaxias hechas por Edwin Hubble, en la cual se observa que mientras más está alejada una galaxia mayor es su velocidad de alejamiento [Hubble, 1929].

Por otra parte, en 1965 Arno Penzias y Robert Wilson quienes trabajaban en los Laboratorios Bell de Holmdel, Nueva Jersey, Estados Unidos, descubrieron de manera accidental lo que se conoce como el Fondo Cósmico de Microondas (CMB). Se encontraban trabajando en el desarrollo de

sistemas criogénicos receptores de microondas de alta sensibilidad, originalmente pensado para su uso en observaciones astronómicas o en algunos experimentos de comunicación vía satélite. Cuando probaban la antena más sensible que habían construido, encontraron un ruido persistente en señal de radio continuo y difuso que no podían explicar. El ruido llegaba de todas las direcciones del cielo, día y noche y en todas las estaciones del año. Ante el infructuoso esfuerzo por eliminar el ruido de la antena bastante incómodo, Penzias y Wilson decidieron consultar a Robert Dicke, de la Universidad de Princeton, quien había estado buscando por años una radiación electromagnética especial que debía provenir del espacio exterior como consecuencia de la teoría de la Gran Explosión. Este se percató de inmediato que esta señal era lo que aquellos habían encontrado, aquella señal de origen cósmico, isotropa y consistente con un espectro de radiación térmica de cuerpo negro a una temperatura por debajo de 3K (Figura 1.2).

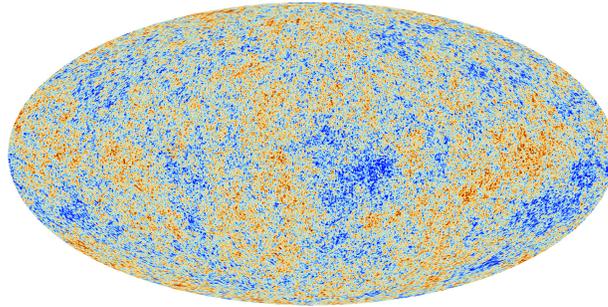


Fig. 1.2. Fondo Cósmico de Microondas (CMB). Anisotropías del CMB observadas por el telescopio Planck. El CMB es una fotografía de la luz más antigua del Universo, impresa en el cielo cuando el Universo tenía apenas unos 380 mil años. Las fluctuaciones de temperatura corresponden a regiones con diferente densidad, representando las semillas que dieron origen a las estructuras del Universo en un futuro: las estrellas y las galaxias de hoy (Créditos: ESA and the Planck Collaboration).

Por la forma en que se genera, el CMB contiene información de cómo era el Universo en el momento de la formación de los primeros átomos, cuando éste se volvió transparente a los fotones y éstos pudieron propagarse por el Universo (Véase Sección 2.1).

Años después, en 1954, Vera Cooper Rubin con su trabajo doctoral buscaba saber de qué manera están distribuidas las galaxias, que en aquel momento se consideraban distribuidas uniformemente por todo el Universo. Desarrolló un método de descripción estadística de la distribución de galaxias mostrando que éstas se agrupaban en grandes asociaciones y racimos, además de que las de mayor tamaño podrían rotar alrededor de centros desconocidos más que en un simple movimiento de escape como sugería el Big Bang en ese momento. En 1964 inició su larga

colaboración con el astrónomo Kent Ford sobre estudios de velocidades de galaxias, culminando con el estudio sistemático de curvas de rotación de galaxias de diferentes tipos morfológicos. En contra de las expectativas, todas las curvas de rotación eran bastante parecidas y mostraban un aplanamiento hacia distancias muy lejanas del centro (Figura 1.3), postulándose como única explicación plausible que hay diez veces más materia de la observada (materia luminosa). Esto fue el primer indicio de la existencia de la materia oscura, aquella que no interactúa con la luz y por lo tanto no podemos ver, pero que sin embargo está presente en todo el Universo.

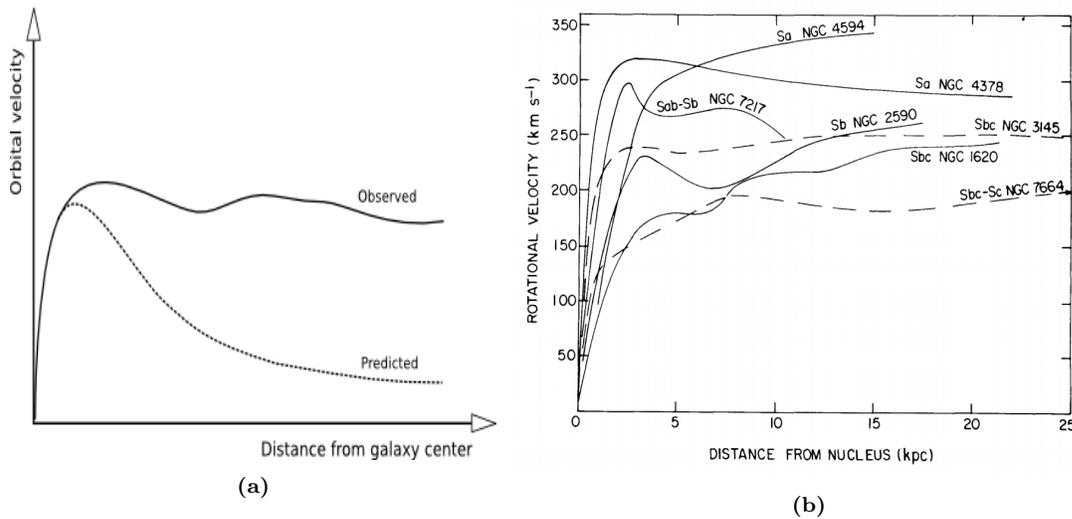


Fig. 1.3. Curvas de rotación observadas por Vera Rubín. De lado izquierdo (a) se muestra un bosquejo de las curvas esperadas y observadas de la velocidad de las galaxias. De lado derecho (b) se muestran las observaciones reales realizadas por Vera Rubín y todo su equipo.

La historia no termina aquí, por su parte, Adam Riess en 1997 usó los datos recolectados por el *High-z Supernova Search Team*, liderado por Brian Schmidt, para calcular la masa del Universo y así determinar si se expandiría para siempre o colapsaría en algún momento. Riess asumió, como todos en ese entonces, que la tasa de expansión de la materia dominante del Universo debería ir decreciendo debido al efecto de la gravedad. Sin embargo, sus resultados apuntaban a una masa negativa presente en el Universo, la cual no tenía sentido alguno en ese momento. Posteriormente Riess y su equipo, se dieron cuenta que estos cálculos significaban en realidad que la expansión del Universo se estaba acelerando [Riess et al., 1998]. Por otro lado, en 1998, Saul Perlmutter llegó a esta misma conclusión junto con el equipo del *Supernova Cosmology Project* [Perlmutter et al., 1999], señalando una inconsistencia por parte de los datos observados de 42 tipos de supernovas, que al parecer indicaban una constante cosmológica positiva (Ver

Sección 1.1.2) en lugar de una constante con valor cero (*cosmología plana*) como se tenía previsto. Actualmente, observaciones y mediciones sobre CMB y las Oscilaciones Acústicas de Bariones (Ver Capítulo 2) han apoyado la idea de una expansión acelerada del Universo. Por tanto, si esta aceleración es una realidad, queda preguntar qué es lo que la está causando. Algo está dirigiendo esta aceleración, algo a lo que actualmente nos referimos como *energía oscura* [Brumfiel, 2007], la cual se piensa que está estrechamente relacionada con la constante cosmológica, como ya se mencionó en el párrafo anterior. Con los sondeos espectroscópicos contemporáneos, tal es el caso de eBOSS (y en un futuro DESI, sección 1.2.2) se han logrado precisar las observaciones cosmológicas.

1.1.2. Fundamentos de cosmología

Todas estas observaciones se han hecho con base en la Teoría de la Relatividad General de Einstein. Si el principio cosmológico es cierto, resulta fácil concebir la posible geometría del espacio-tiempo a grandes escalas. Las siguientes deducciones hasta la ecuación (1.22) fueron extraídas de [Ramos-Sánchez, 2018].

La métrica de Friedmann-Robertson-Walker (FRW) representa la geometría que mejor se ajusta al principio cosmológico y los diversos fenómenos observados relacionados con la expansión del Universo. La métrica está dada por la expresión

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

donde $a(t)$ es el factor de escala, que en esta ecuación tiene unidades de longitud y donde hemos usado $c=1$ (unidades naturales).

La constante k representa el tipo de curvatura que posee nuestro Universo y puede adquirir tres valores

$$k = \begin{cases} 1 & \text{universo cerrado,} \\ 0 & \text{universo plano,} \\ -1 & \text{universo abierto.} \end{cases}$$

Estos valores son independientes del tamaño del Universo. Analizando la ec. (1.2) si el Universo es abierto o plano, puede crecer infinitamente. Por lo contrario, si $k=1$, la métrica se transforma

a la métrica de una esfera.

Además, dado que la velocidad de la luz es finita, las observaciones sobre la luz emitida por las galaxias nos da información sobre cómo era el Universo en el momento en que la luz fue emitida, y por lo tanto, es posible establecer algunos aspectos dinámicos del espacio-tiempo. Esta información es codificada en una métrica, sobre la que se coloca un tensor de energía-momento $T^{\mu\nu}$ que contenga la información sobre el contenido del Universo, el cual es modelado como un fluido ideal para mantener la consistencia con el principio cosmológico.

Si suponemos que la dinámica del Universo está gobernada por las ecuaciones de Einstein (ec. 1.3 donde $G=1$ en unidades naturales)

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 8\pi T_{\mu\nu} \quad , \quad (1.3)$$

y que además el contenido del Universo puede ser modelado como un fluido perfecto, por consecuencia el fluido es isotrópico y el tensor de energía-momento con componentes $T^{\mu\nu}$ es diagonal. Por otra parte, un fluido perfecto puede ser caracterizado por su presión P y su densidad de energía ρ . Bajo estas condiciones, estas propiedades no son independientes, sino que están relacionadas por la ecuación de estado

$$P = \omega\rho, \quad (1.4)$$

donde ω es una constante adimensional. Por tanto, el tensor energía-momento se reduce a la diagonal

$$T^{\mu}_{\nu} = \text{diag}(\rho, -P, -P, -P), \quad (1.5)$$

donde ρ y P corresponden respectivamente a la densidad de energía y la presión del fluido (no confundir con el 4-momento).

Las componentes que no son cero del tensor de Ricci son

$$R_{00} = -3\frac{\ddot{a}}{a}, \quad (1.6)$$

$$R_{ij} = - \left[\frac{\ddot{a}}{a} + 2 \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + 2 \frac{k}{a^2} \right] g_{ij}. \quad (1.7)$$

El escalar de Ricci está dado por

$$R = -6 \left[\frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + \frac{k}{a^2} \right]. \quad (1.8)$$

Utilizando la ec. (1.6) y la ec.(1.8), las ecuaciones de Einstein (ec. 1.3) se transforman en

$$-3 \frac{\ddot{a}}{a} + \frac{1}{2} 6 \left[\frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + \frac{k}{a^2} \right], \quad (1.9)$$

lo que se simplifica como

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi}{3} \rho. \quad (1.10)$$

Definimos el parámetro de Hubble en función del tiempo como

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}, \quad (1.11)$$

por tanto, la ecuación final es

$$H^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi}{3} \rho, \quad (1.12)$$

conocida como la **ecuación de Friedmann**.

Podemos expresar la ec.(1.12) como

$$\frac{k}{H^2 a^2} = \frac{8\pi}{3H^2} \rho - 1 = \frac{\rho}{\rho_c} - 1, \quad \rho_c = 3H^2/8\pi \quad (1.13)$$

donde ρ_c es llamada la **densidad crítica**. Cuando $\rho/\rho_c=1$ entonces el lado izquierdo de la ecuación (1.13) se anula, es decir $k=0$. Por tanto, ρ_c es el valor de la densidad para que el Universo rompa su curvatura volviéndose un universo plano.

Definimos el factor ρ/ρ_c como el **parámetro de densidad** Ω . Así, la ec. (1.13) queda como

$$\frac{k}{a^2 H^2} = \Omega - 1. \quad (1.14)$$

La ecuación (1.14) relaciona la curvatura del espacio k con el contenido del Universo mismo dado por el parámetro de densidad Ω , de donde observamos que, si $k=1$ entonces $\Omega > 1$; $k=0$ implica $\Omega=1$ y si $k=-1$ entonces $\Omega < 1$.

Además, también podemos escribir la ecuación de Friedmann (ec. 1.12) como la siguiente expresión

$$\dot{a}^2 = \frac{8\pi}{3}\rho a^2 - k. \quad (1.15)$$

Observamos que si la densidad de energía ρ es positiva, la expansión del Universo solo puede cesar si $k>0$, dado que el crecimiento está dado por el parámetro a .

Por otra parte, tenemos a las componentes espaciales de las ecuaciones de campo de Einstein T_{ii} . Debido al supuesto de que el Universo es homogéneo y bajo la métrica FRW, estas ecuaciones conducen a la misma expresión. Si tomamos por ejemplo, la componente del tensor energía-momento $\mu=\nu=2$ obtenemos

$$\left[\frac{\ddot{a}}{a} + 2 \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + 2 \frac{k}{a^2} \right] r^2 a^2 - 3 \left[\frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + \frac{k}{a^2} \right] r^2 a^2 = 8\pi(-P)(-r^2 a^2). \quad (1.16)$$

Usando la definición de la constante de Hubble (ec. 1.11), utilizando la ecuación (1.12) y tras varias operaciones algebraicas obtenemos la expresión (1.17)

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi}{3}(\rho + 3P), \quad (1.17)$$

conocida como la **ecuación de aceleración cosmológica**.

De esta última notamos que si $\rho + 3P > 0$, la expansión del Universo desacelera; si $P < -\frac{\rho}{3}$, el Universo se expande cada vez con mayor velocidad.

Recordando la ecuación de estado del fluido perfecto, $P = \omega\rho$, como mencionamos con anterioridad, la constante ω puede tomar diferentes valores dependiendo el tipo de sustancia que estemos describiendo:

$$\omega = \begin{cases} 1/3 & \text{radiación o materia caliente,} \\ 0 & \text{polvo o materia fría,} \\ -1 & \text{energía del vacío o energía oscura.} \end{cases}$$

Un universo poblado solamente de materia y radiación tiene una expansión que se ralentiza. Así, si $k=+1$ y solo con materia y radiación, el Universo tras alcanzar su tamaño máximo comenzará a contraerse hasta reducirse a una singularidad donde $a=0$. Por otro lado, si el Universo está vacío, pero posee una cierta cantidad de energía, entonces la ecuación de estado está dada por $P = -\rho$ y el Universo se expandiría aceleradamente. Esta misteriosa energía que genera dicha presión es lo que hoy conocemos como **energía oscura**. A veces se le atribuye esta energía a la energía cuántica del vacío, sin embargo esto aún sigue en conflicto debido a que el cálculo actual difiere en 12 ordenes de magnitud para explicar la energía oscura.

Empleando la ecuación de Friedmann (ec. 1.12) junto con la ecuación de aceleración cosmológica (ec. 1.17), obtenemos la **ecuación de continuidad de FRW** (ec. 1.18)

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + P) = 0, \quad (1.18)$$

Utilizando la identidad de la ecuación de estado (ec. 1.4) y el parámetro de Hubble (ec. 1.11), obtenemos

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}\rho(1 + \omega) = 0, \quad (1.19)$$

lo cual puede escribirse como

$$\frac{\dot{\rho}}{\rho} = -3\frac{\dot{a}}{a}(1 + \omega). \quad (1.20)$$

Esta relación nos permite saber como evoluciona el factor de escala del Universo en función del tipo de energía dominante.

Al formular la Relatividad General, Einstein pensó que el Universo era estático, pero encontró que esto no era permitido por la misma teoría debido a que toda la materia se atrae gravitacionalmente y ninguna corresponde al caso $a=\text{cte}$. Fue necesario introducir un término adicional a la ecuación de Friedmann, el término de la energía oscura Λ , modificando las ecuaciones (1.12) y

(1.17) como

$$H^2 = \frac{8\pi}{3}\rho - \frac{k}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}, \quad (1.21)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi}{3}(\rho + 3P) + \frac{\Lambda}{3}, \quad (1.22)$$

conocidas como las **ecuaciones de expansión de Friedmann-Lemaître**.

Sin embargo, esta no es la única manera de resolver el problema, tomando ahora las ecuaciones de Einstein (ec. 1.3), podemos agregar el factor Λ de dos maneras como se muestra en las ecuaciones (1.23) y (1.24)

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 8\pi T_{\mu\nu} + g_{\mu\nu}\Lambda, \quad (1.23)$$

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R - g_{\mu\nu}\Lambda = 8\pi T_{\mu\nu}. \quad (1.24)$$

La expresión (1.23) corresponde al caso que estamos analizando, es decir, el de la energía oscura. En el caso de la segunda expresión (ec. 1.24), estamos hablando de lo que se conoce como *gravedad modificada*. Estas dos ecuaciones son imposibles de distinguir. Nosotros trabajaremos sobre el marco de la energía oscura, es decir donde Λ implica que $\omega=-1$. No obstante, en el caso más general ω puede variar en función del tiempo como

$$\omega(a) = \omega_0 + \omega_a(1 - a), \quad (1.25)$$

donde notemos que si $\omega_0=-1$ y $\omega_a=0$ entonces obtenemos que $\omega=-1$, lo cual implica la constante cosmológica Λ .

1.2. Cosmología con sondeos espectroscópicos

Durante los últimos 25 años ha habido una serie de avances gigantescos en el estudio de la estructura cósmica del Universo, tanto en el entendimiento de la distribución de materia a gran escala como nuestro entendimiento de su origen. Una nueva generación de sondeos (*surveys*) de galaxias han cuantificado la distribución de las galaxias en el Universo local con un nivel de detalle y a escalas que resultaban inimaginables hace solo unos pocos años atrás. Entre esta nueva generación de sondeos destacan el *2-degree Field Galaxy Survey* ó 2dFGRS y el *Sloan Digital Sky Survey* ó SDSS. Sondeos de líneas de absorción de cuásares y de lentes gravitacionales han pro-

ducido nuevos datos cualitativos de la distribución del gas intergaláctico y de la materia oscura. Al mismo tiempo, observaciones de la radiación proveniente del fondo cósmico de microondas han reivindicado las ideas presentadas en los años 80's respecto al contenido del Universo y el mecanismo que inicialmente generó la estructura poco después del Big Bang.

La conexión entre el Universo temprano y la vasta estructura observada en la actualidad ha sido proporcionada por simulaciones numéricas usando materia oscura. Esto ha hecho uso del incesante incremento del poder y la capacidad de las computadoras más modernas para crear universos virtuales cada vez más realistas: simulaciones del crecimiento de la estructura cósmica que muestra cómo es que los procesos astrofísicos han producido galaxias y las grandes estructuras que observamos en estos días a partir de la estructura temprana poco después del Big Bang. Estos avances han llevado al surgimiento de un modelo cosmológico estándar el cual, a pesar de parecer difícil de concebir, ha sido exitoso hasta ahora.

La Figura 1.4 ilustra notablemente qué tan bien el modelo cosmológico estándar puede modelar la estructura local del Universo. Las brechas de arriba y a la izquierda del diagrama muestran las subregiones del SDSS y del 2dFGR, ilustrando el gran volumen que cubren a comparación de otros sondeos como el *Galaxy Redshift Survey* del *Center for Astrophysics (CfA)*, el cual fue llevado a cabo en los años 80's y su cobertura corresponde a la brecha central del diagrama. Estos cortes a través de la distribución de galaxias tridimensional revelan una tremenda riqueza de la estructura del Universo. Las galaxias, grupos y cúmulos parecen estar conectados por medio de un patrón de filamentos que es comúnmente conocido como la red cósmica. Las regiones que aparecen debajo y a la derecha del diagrama corresponden a sondeos de un Universo construido virtualmente, es decir, es el resultado de una simulación del crecimiento de la estructura y de la formación de galaxias con base en el modelo cosmológico estándar actual. La similitud entre las estructuras originadas a partir de las simulaciones y las observadas en la realidad es sobresaliente [Springel et al., 2006].

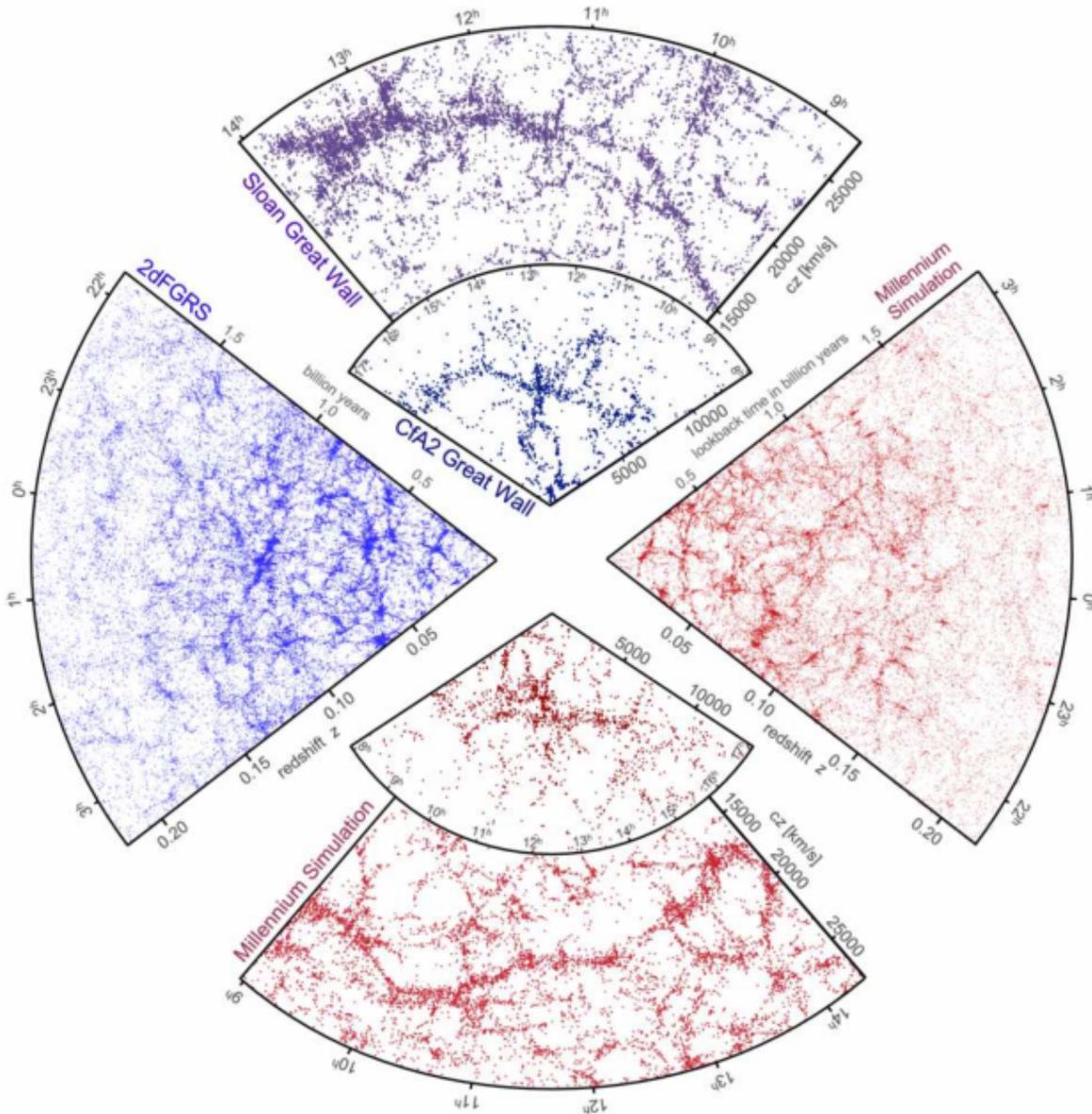


Fig. 1.4. Se muestra una comparación entre las observaciones realizadas por el 2dFGRS (lado izquierdo color azul) y el *Sloan Great Wall* (parte superior color morado) y las simulaciones de la estructura del Universo a gran escala (brechas color rojo). La similitud es sobresaliente.

Durante los últimos 15 años, una serie de sondeos espectroscópicos y fotométricos han estado operando, todos con una meta en común: describir la misteriosa expansión cósmica. Entre ellos el *Sloan Digital Sky Survey-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey* (SDSS-III/BOSS), el cual operó del 2008-2014 y reportó los resultados finales en el año 2016, dando así el primer 1% de precisión en las mediciones de la señal de BAO (Ver Capítulo 2) y obteniendo las constricciones más reducidas de los parámetros de la materia oscura hasta ese entonces. El sucesor de BOSS es

el *extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey* (eBOSS), dando las primeras mediciones de agrupamiento con cuásares (Ver Sección 1.2.1). Justo después que eBOSS finalizó su funcionamiento en 2020, la siguiente generación de telescopios, el *Dark Energy Spectroscopic Instrument* (DESI) planea empezar su operación por 5 años (Véase Sección 1.2.2). Sin embargo, este no es el único, existen muchos otros proyectos y diferentes colaboraciones a la vista con el mismo objetivo. En el cuadro de la Figura 1.5 se encuentran resumidos los diferentes proyectos que se encuentran en funcionamiento y los que se están alistando para ser puestos en operación en un futuro. En la Figura 1.6 se muestran los mismos sondeos colocados en una línea temporal clasificándolos según el tipo de sondeo que es, espectroscópico o de imágenes.

Project	Dates	Area/deg ²	Data	Redshift	Methods
BOSS	2008-2014	10000	Opt-S	0.3-0.7 (gal) 2-3.5 (Ly α Forest)	BAO/RSD
DES	2013-2018	5000	Opt-I	0.2-1.5	WL/CL/BAO/SN
eBOSS	2014-2020	7500	Opt-S	0.6-2.0 (gal/QSO) 2-3.5 (Ly α Forest)	BAO/RSD
SuMIRE	2014-2024	1500	Opt-I Opt-NIR-S	0.2-1.5 0.8-2.4 (gals)	WL/CL/ BAO/RSD
HETDEX	2014-2019	300	Opt-S	1.9-3.5 (gals)	BAO/RSD
DESI	2019-2024	14000	Opt-S	0-2 (gals) 2-3.5 (QSO/Ly α Forest)	BAO/RSD
LSST	2020-2030	20000	Opt-I	0.2-2	WL/CL/BAO/SN
Euclid	2020-2026	15000	Opt-I NIR-S	0.2-2 0.7-2.2 (gals)	WL/CL/BAO/RSD
WFIRST	2024-2030	2200	NIR-I NIR-S	1.0-3.0 (gals)	WL/CL/SN/BAO/RSD From PDG 2016

Fig. 1.5. Características de los diferentes sondeos de galaxias que se encuentran en funcionamiento y aquellos que se encuentran en preparación para ser puestos en operación.

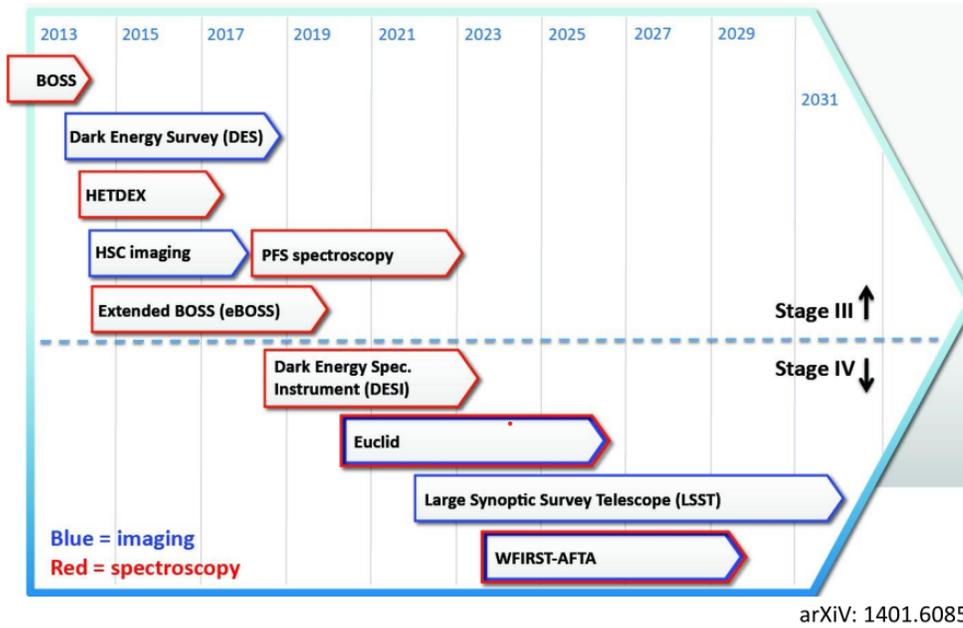


Fig. 1.6. Línea del tiempo de los diferentes sondeos cosmológicos. Figura extraída de [Feng et al., 2014].

1.2.1. El extended Baryon Oscillation Survey (eBOSS)

El *extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey* (eBOSS) forma parte de la nueva generación de sondeos diseñados para medir con mayor precisión la expansión histórica del Universo, eBOSS lo hace alrededor del 80%. De esta forma, es posible describir la Energía Oscura de mejor manera, pues es a quien se le atribuye la actual aceleración del Universo. eBOSS mapea la distribución de galaxias y cuásares que datan desde que el Universo tenía apenas de 3 a 8 *billones* de años, tiempo en el cual la energía oscura comenzó a tener efecto sobre su evolución. La región explorada por eBOSS se muestra debajo en la Figura 1.7, donde podemos observar que tiene una capacidad mucho más potente que BOSS. Las galaxias capaz de observar eBOSS son de hasta un corrimiento al rojo z ligeramente mayor a 1, mientras que los cuásares más lejanos tienen un $z=3$ o cercano. Algunos detalles técnicos de importancia de eBOSS se resumen en el Cuadro 1.1.

Longitud de onda	360-1000 nm, resolución R aprox 2000
Galaxias Luminosas Rojas (LRGs)	300,000/6000 deg^2 , redshift $0.6 < z < 1.0$
Galaxias de Línea de Emisión (ELGs)	175,000/1000 deg^2 , redshift $0.6 < z < 1.1$
Cuásares	500,000 / 6,000 deg^2 , redshift $0.8 < z < 3.5$
Tiempo de operación	Julio 2014 - Marzo 2019

Cuadro 1.1: Características técnicas importantes de eBOSS

eBOSS incluye otros dos subprogramas para rastrear otros tipos de objetos: el *Time-Domain Spectroscopic Survey* (TDSS) para objetos variables y el *SPectroscopic IDentification of ERosita* (SPIDERS) para fuentes de rayos X. El TDSS selecciona fotométricamente objetivos variables para su estudio espectroscópico, entre esos objetivos se incluyen cuásares y múltiples tipos de estrellas. Por otro lado, SPIDERS provee un completo y homogéneo seguimiento espectroscópico de fuentes de rayos X, tales como cúmulos de galaxias, en especial que tienen exceso de galaxias luminosas rojas. Estos cúmulos son los más masivos y más grandes en el cielo en rayos X y representan una muestra bien definida que puede ser usada como primer eslabón para estudiar el agrupamiento de galaxias en cosmología.

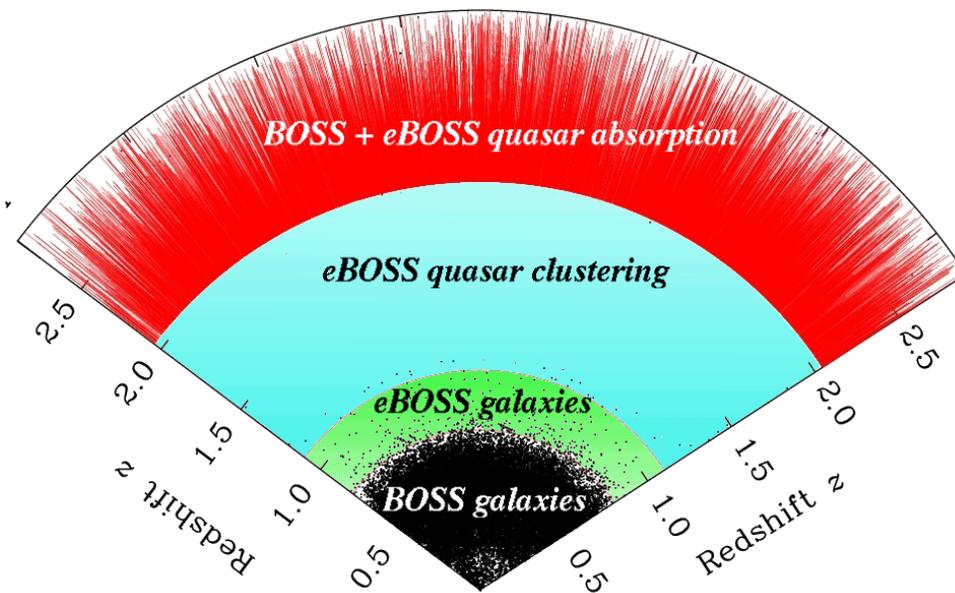


Fig. 1.7. Cobertura de eBOSS. La región explorada por eBOSS corresponde a la época cuando el Universo estaba en transición de la desaceleración por los efectos de la gravedad a la actual aceleración debido a la energía oscura.

A altos corrimientos al rojo, tiempo en el que el universo estaba dominado por materia, eBOSS utiliza el bosque Lyman-alpha para mapear la distribución de materia. Así, la combinación de eBOSS con SPIDERS y TDSS crea una ventana única para la gran población de cuásares de todas las épocas hasta un corrimiento al rojo $z=3$.

1.2.2. El Dark Energy Spectroscopic Instrument (DESI)

DESI está compuesto por tres partes [Vargas-Magana et al., 2019]: 1) un ensamble focal plano con 5000 fibras que serán controladas robóticamente. 2) Un corrector nuevo de 6 lentes de cam-

po ancho con un campo de visión (FoV) de 8 grados cuadrados, en contraste de los correctores existentes que solo tienen 0.5 grados cuadrados de FoV. 3) Diez espectrógrafos de 3 canales térmicamente controlados cubriendo una longitud de onda desde 360 nm hasta 980 nm, con una resolución $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ entre 2000 y 5500 (dependiendo de la longitud de onda). El instrumento se encuentra instalado en Kitt Peak, Arizona, en el telescopio Mayall (Figura 1.8 y Figura 1.9).

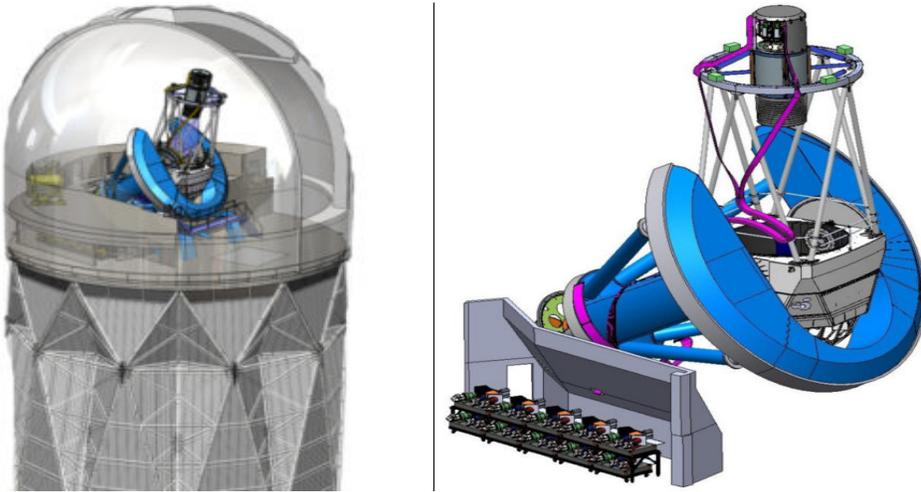


Fig. 1.8. Estructura del Dark Energy Spectroscopic Instrument (DESI).

DESI planea medir el espectro de cuatro trazadores:

- 4 millones de Galaxias Luminosas Rojas (LRG) entre un corrimiento al rojo de 0.4 a 1.0. Las LRG son galaxias masivas que no tienen formación estelar activa y por lo tanto emiten una distribución espectral de energía (SEDs) rojiza. Para extender el intervalo de corrimiento al rojo usará la correlación entre el óptico/infrarrojo-cercano (NIR).
- 17.1 millones de Galaxias de Línea de Emisión (ELG) entre un valor de corrimiento al rojo de 0.6 y 1.7. Las ELGs son galaxias que muestran altas tasas de formación estelar y por tanto emiten fuertes líneas de emisión de gas ionizado debido a las regiones HII alrededor de las estrellas masivas, así como una distribución de líneas espectrales en el azul lo cual permite su óptima selección en el óptico. El doblete de [OII] en el espectro de las ELG provee una huella única, permitiendo la identificación y seguridad en las mediciones de corrimiento al rojo.
- 1.7 millones de cuásares (QSOs) con corrimiento al rojo desde 0.9 hasta 2.1 usados co-

mo trazadores directos y 0.7 millones de cuásares Ly-alpha con corrimiento al rojo de $2.1 < z < 3.5$, usando el bosque Lyman alpha como trazador de la materia a lo largo de la línea de visión de los cuásares. Se utiliza fotometría óptica combinada con fotometría infrarroja WISE en las bandas W1 y W2 para seleccionar la primera muestra de QSOs. El infrarrojo cercano nos permite diferenciar entre cuásares y estrellas, debido a que los cuásares son más brillantes a cualquier valor de corrimiento al rojo comparado con las estrellas en el NIR.

En total, DESI espera medir 35 millones de espectros de galaxias y cuásares. Todas las muestras blanco de DESI serán seleccionadas usando fotometría óptica en la banda grz de telescopios puestos a tierra y fotometría infrarrojo-cercano desde el satélite WISE.



Fig. 1.9. Kitt Peak y el telescopio Mayall, lugar donde se encuentra DESI.

DESI explorará algunas de las preguntas más fundamentales de la cosmología moderna: la aceleración de la expansión cósmica. Este fenómeno podría ser explicado modificando la teoría de la Relatividad General o debido a una nueva forma de energía conocida como energía oscura con ecuación de estado (ec. 1.25). Para lograrlo, DESI utilizará dos observables: las Oscilaciones Acústicas de Bariones (BAO) y las Distorsiones de Corrimiento al Rojo (RSD) (Véase Sección 2.3). El sondeo está diseñado para medir la escala de BAO con 0.28 % de precisión para $0 < z < 1.1$ y 0.39 % de precisión para $1.1 < z < 1.9$. Adicionalmente, la precisión esperada para el parámetro de Hubble es 1.05 % a $1.9 < z < 3.7$ para análisis anisotrópicos de BAO. Para alcanzar esta eficacia los

errores sistemáticos de efectos instrumentales y observacionales no deben exceder 0.16 % de $D_A(z)$ y 0.26 % para $H(z)$. Se espera que la precisión de las mediciones del crecimiento gravitacional sean $<1\%$ a un corrimiento al rojo de $0.5 < z < 1.4$ usando RSD. DESI proveerá una mejora de por lo menos un orden de magnitud sobre BOSS, tanto en volumen como en el número de galaxias medidas. En el panel izquierdo de la Figura 1.10 se muestran las proyecciones de los errores sólo para el parámetro de Hubble a diferentes valores de corrimiento al rojo con los diferentes trazadores. Del lado derecho se muestra la comparación entre las proyecciones de los errores de DESI en relación con otros experimentos presentes y futuros, donde notamos que el poder de DESI es sobresaliente.

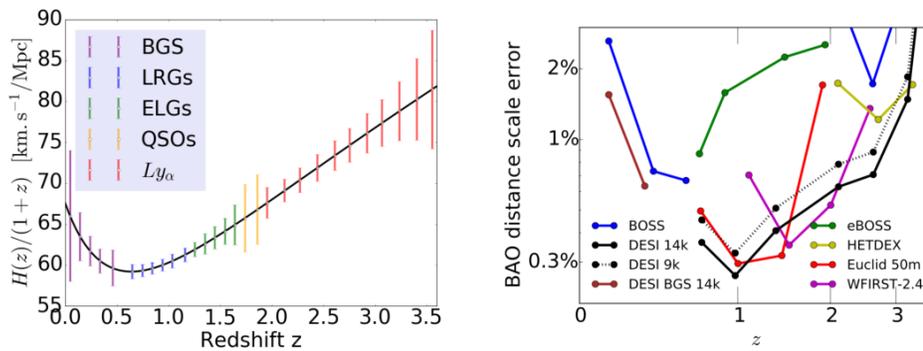


Fig. 1.10. En el panel izquierdo se muestran las proyecciones de errores de DESI para diferentes valores de corrimiento al rojo que corresponden a diferentes trazadores. Del lado derecho se muestra una comparación entre las proyecciones de DESI y otros proyectos actuales y futuros. Figura extraída de [Vargas-Magana et al., 2019].

Capítulo 2

Oscilaciones Acústicas de Bariones

Imagina que estás observando el cielo y lo único que ves son esos puntos brillantes de luz, ya sean estrellas, planetas, galaxias, cúmulos de galaxias, etc. Ahora, imagina que quieres usar estos objetos para medir cómo es que el Universo se está expandiendo, no solo en la actualidad sino cómo se ha expandido en cada momento del pasado, tan atrás como nos sea posible medir hasta el día de hoy, ¿qué es lo que harías? Cada objeto del espacio tiene un alto número de propiedades intrínsecas que lo caracteriza y con las cuales puede ser descrito, como su masa, su tamaño, volumen o su luminosidad. La cosa es que estos objetos tienen otras propiedades que podemos medir aunque no se vean a primera vista, por ejemplo, si observamos una galaxia o una estrella podemos obtener el ancho de su línea de emisión o la forma de su curva de luz. Ahora, si nuestros instrumentos son suficientemente buenos, podemos medir el tamaño y el brillo aparente de un objeto, es decir, qué tan grande o qué tan brillante se ve desde la Tierra desde donde estamos observando. Si conocemos que tan brillante es un objeto y medimos su brillo aparente, dado que sabemos cómo cambia el brillo con la distancia (y el corrimiento al rojo), podemos inferir la expansión histórica del Universo de esta manera. Cuando se usa la propiedad del brillo para hacer estas mediciones, el objeto que se está utilizando para hacer la medición se le denomina *candela estándar*, dado que su brillo es bien conocido, por lo que solamente hace falta medir el brillo aparente. Esta no es la única manera de resolver el problema, por ejemplo si conocemos el tamaño real de un objeto y medimos su tamaño aparente, conociendo cómo cambia el tamaño de los objetos con la distancia (y el corrimiento al rojo) podemos saber qué tan lejos está y cómo el Universo ha evolucionado. Si se utiliza el tamaño de un objeto en lugar de su brillo, al objeto se le denomina *regla estándar* (*standard ruler*). Sin embargo, actualmente los objetos que han sido utilizados para

estas mediciones han sido solo estrellas, las cuales son relativamente muy pequeñas para poder resolver el problema más allá de nuestra galaxia. Pero no todo está perdido, en la actualidad se ha encontrado que las galaxias no se encuentran en posiciones aleatorias en el espacio, sino que se encuentran distribuidas de cierta forma que, si tomamos una foto a una galaxia en el Universo, es más probable encontrar una segunda galaxia a una distancia característica de 150 Mpc que a alguna otra distancia. Si este valor de separación entre galaxias lo tomamos válido para todas, podemos sumar dichas distancias para medir el tamaño del Universo y su expansión histórica. He aquí nuestra nueva regla cosmológica.

El fenómeno detrás que plasmó esta escala característica en la estructura a gran escala del Universo es llamado Oscilaciones Acústicas de Bariones (BAO). En este capítulo desarrollaré su origen y su aplicación como sonda para estudiar el Universo. Para ello, nos remontaremos a los principios del Universo explicando cómo la física de ese entonces originó este fenómeno. Posteriormente, describiremos la importancia de las candelas estándar para estimar distancias astronómicas y la importancia de las oscilaciones acústicas de bariones como nueva regla para medir el universo. Dado que BAO forma parte de las llamadas *Reglas Estadísticas Estándar*, esto nos lleva a explicar brevemente algunas herramientas estadísticas de importancia en astrofísica y cosmología como la estadística de dos puntos, más precisamente la Función de Correlación de Dos Puntos (2PCF). Finalmente, expondremos las complicaciones que surgen a la hora de hacer las mediciones, hablaremos de cómo la fuerza gravitacional en los cúmulos de galaxias y los efectos del corrimiento al rojo afectan la posición real de las galaxias observadas en los diversos sondeos espectroscópicos, introduciendo así los métodos para corregir estos errores, en especial el Método de Reconstrucción, que es el parteaguas de este trabajo.

2.1. El origen de las oscilaciones

Para explicar el origen de este fenómeno tomaremos como referencia el diagrama que se muestra en la Figura 2.1, extraída de [Eisenstein et al., 2007b]. En un principio, antes de que se formaran los primeros átomos neutros ($z = 6824$), el Universo consistía en una especie de plasma caliente formado por fotones y bariones. La energía es gigantesca, los electrones están tratando de combinarse con los protones, pero la energía fotónica es tan intensa que arrebatada los electrones inmediatamente de los protones, el Universo está completamente ionizado.

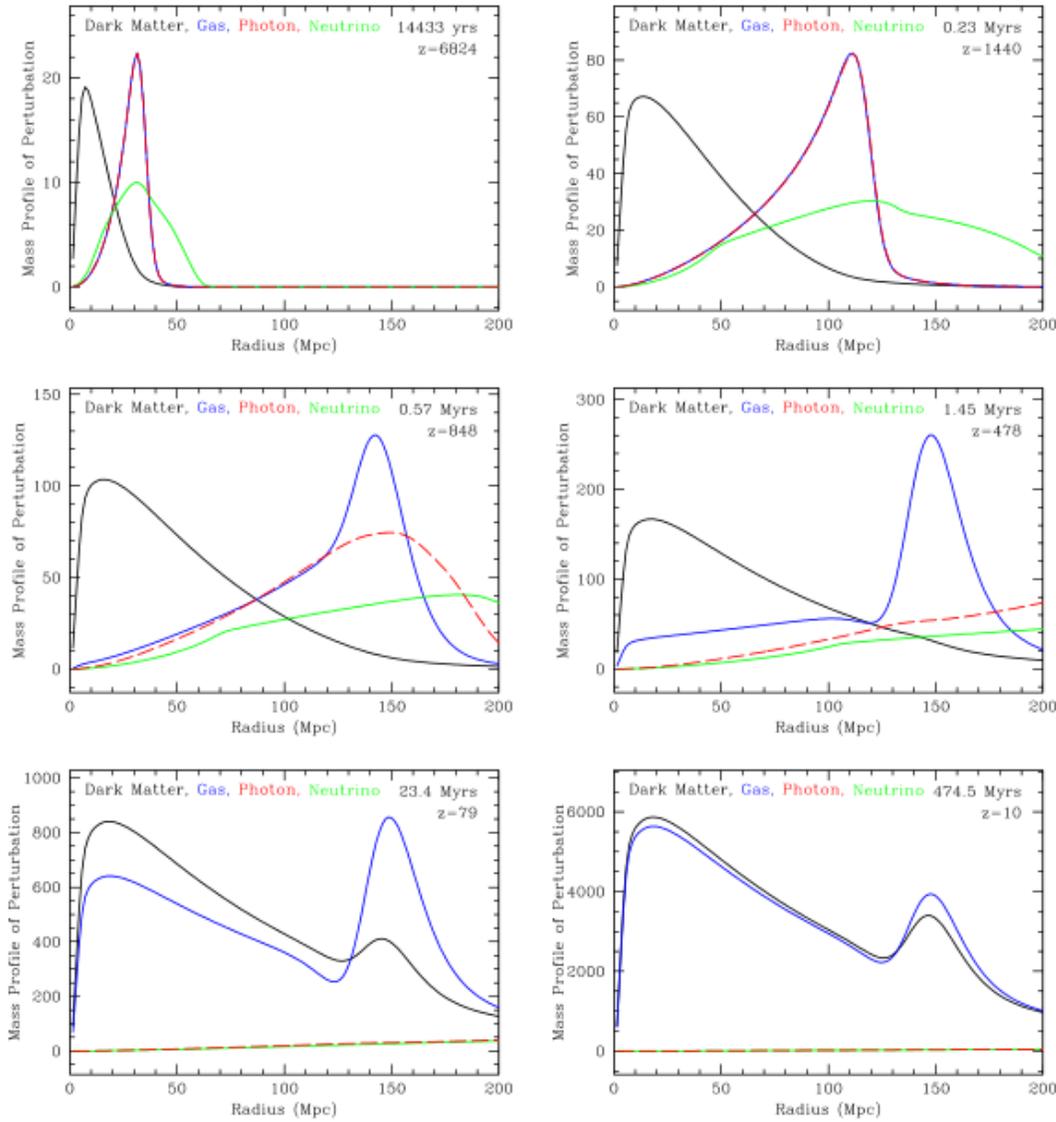


Fig. 2.1. Perfil de masa radial de las perturbaciones que generaron BAO. En cada recuadro se observa la evolución de las perturbaciones de materia oscura (negro), materia bariónica (azul), fotones (rojo) y neutrinos (verde), desde $z = 6824$ hasta $z = 10$. Los primeros dos paneles muestran cómo la perturbación de bariones-plasma se propaga a través del mismo plasma, la materia oscura permanece en el mismo sitio y los neutrinos se desacoplan del resto casi por completo. En los paneles de en medio se observa como los fotones comienzan a desacoplarse de la materia bariónica ($z=848$) debido a la recombinación (panel izquierdo). Una vez que los protones se han combinado con los electrones para formar átomos neutros, los fotones pueden viajar libremente desacoplándose por completo de la materia bariónica que queda congelada aproximadamente a 150 Mpc (panel derecho), en este instante los neutrinos está completamente desacoplados. En los paneles de abajo se muestran como la perturbación de materia oscura inicial afecta a la materia bariónica atrayéndola gravitacionalmente y como la perturbación de materia bariónica a 150 Mpc atrae a la materia oscura, dando un perfil de masa nuevamente acoplado. Figura tomada de [Eisenstein et al., 2007b].

Los fotones son absorbidos por los átomos y retransmitidos inmediatamente, quedan atrapados en el plasma y por tanto los átomos de materia no pueden formarse. La fuerza de presión de radiación de los fotones y la fuerza de gravedad competían, generando pequeñas perturbaciones de forma esférica de materia oscura, neutrinos y materia bariónica, como se muestra en el primer recuadro (panel superior izquierdo). Inicialmente, tales perturbaciones de densidad se propagaron a través del plasma de fotones-bariones como uno solo. Dado que la materia oscura sólo interactúa gravitacionalmente, su perturbación no se propagó sino permaneció en el sitio inicial, mientras que los neutrinos se separan cada vez más rápido de los anteriores pudiendo viajar libremente (panel superior derecho). Sin embargo, durante la recombinación ($z = 848$) los fotones comenzaron a tener más libertad debido a que la temperatura bajó lo suficiente para que los electrones se unieran a los núcleos y formaran los primeros átomos neutros (paneles centrales). Una vez completada la recombinación, los fotones pudieron viajar libremente por el espacio desacoplándose de la materia bariónica (gas) dejándola atrás, esto es lo que se conoce como el origen del Fondo Cósmico de Microondas (CMB), la primera luz del Universo ($z=1080$). Las perturbaciones de materia bariónica parecían congelarse debido a la pérdida de la presión de los fotones justo en el momento del desacople que sucedió alrededor de los 150 Mpc, lo que provocó que se formara una sobredensidad de materia de forma esférica rodeando la perturbación inicial de materia oscura. En los últimos dos recuadros de la Figura 2.1 se muestra cómo las dos perturbaciones, tanto de materia oscura como de materia bariónica, interactúan entre sí gravitacionalmente. El pico de materia oscura que permanece en la posición inicial atrae a la materia bariónica, mientras que la del pico de materia bariónica a 150 Mpc atrae a su vez a la materia oscura hasta reacomplarse, obteniendo un perfil de masa como se muestra en la última figura (panel inferior derecho).

Las regiones de sobredensidad (Figura 2.2) comenzaron a colapsar gravitacionalmente y evolucionaron formando estrellas y galaxias, moldeando la estructura del Universo actual, como se observa en la Figura 2.3. En esencia, esta es la razón fenomenológica por la cual en la distribución de galaxias se observa una mayor probabilidad de encontrar una galaxia separada de otra a una distancia característica de 150 Mpc, la distancia característica de BAO. Sin embargo, aún no hemos explicado la importancia de esta distancia como herramienta para medir el Universo, para ello es necesario introducir el concepto de *Regla Estadística Estándar*.

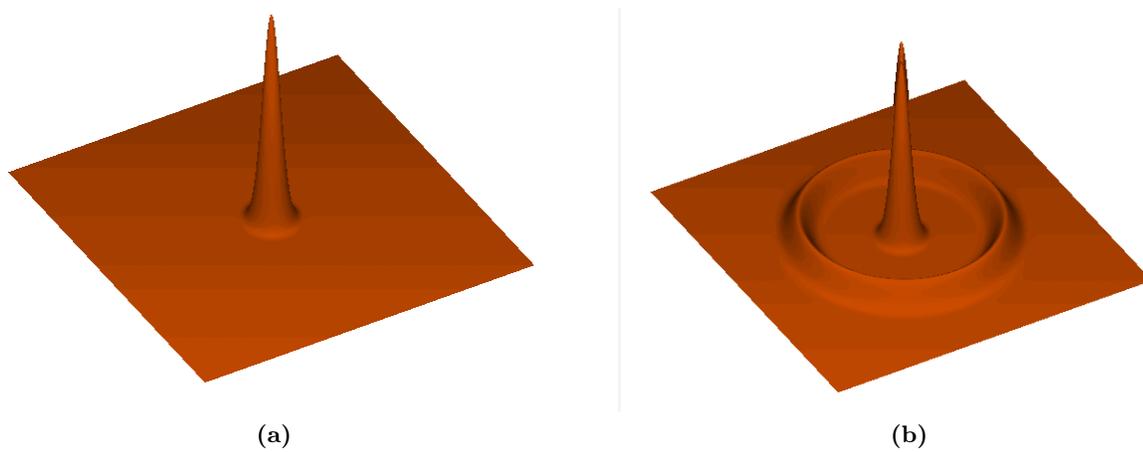


Fig. 2.2. Representación visual de la formación de las sobredensidades de materia. Inicialmente se genera una perturbación de materia oscura y materia bariónica en el plasma de fotones-bariones (a). Posteriormente, en el centro se mantiene la perturbación de materia oscura mientras que la de materia bariónica es expulsada a través del plasma hasta detenerse por la ausencia de presión de radiación a unos 150 Mpc (b).

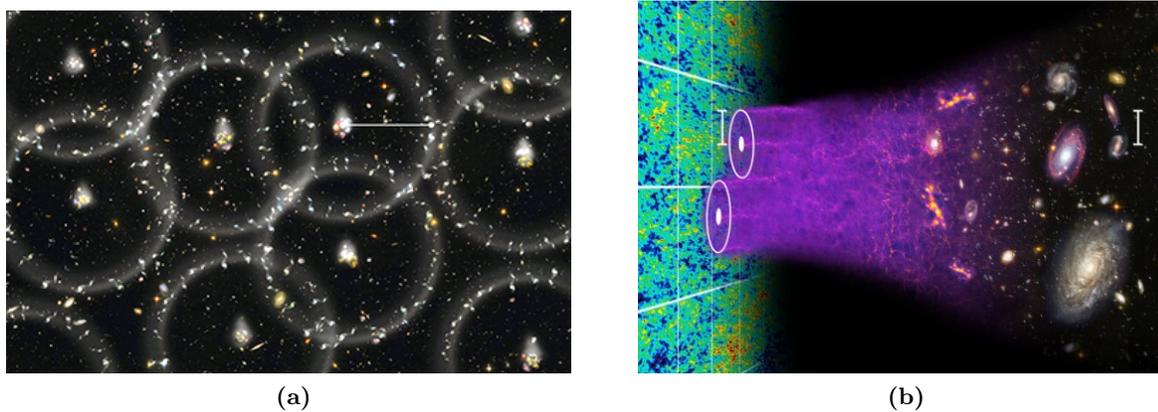


Fig. 2.3. Anillos de sobredensidad de BAO. Los anillos de sobredensidad formados por Oscilaciones Acústicas de Bariones se colapsan gravitacionalmente para formar galaxias (Imagen cortesía de Chris Blake and Sam Moorfield).

2.2. Regla estadística estándar

La idea de tener una regla estándar es muy común en la vida diaria, comparar un objeto con otro con alguna propiedad cuyo valor es constante o poco variable viene desde la antigüedad. Por ejemplo, si queremos conocer que tan lejos está alguien, lo que hacemos (a veces inconscientemente) es medir su tamaño angular, entre más pequeño se vea más lejos se encuentra y entre más

grande se vea más cerca está. Esta relación entre la distancia y el tamaño angular es la más sencilla que existe para estimar distancias. Para obtener la expresión de la distancia, consideremos la Figura 2.4 donde se muestra un objeto de tamaño d y diámetro angular δ . El objeto se encuentra a una distancia D .

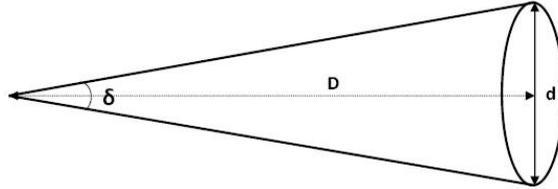


Fig. 2.4. Tamaño angular. La distancia D a la que se encuentra un objeto se puede estimar a partir de su diámetro angular δ y su tamaño real conocido d .

Lo que nos interesa es conocer D . Podemos relacionar las tres cantidades utilizando trigonometría básica con la ecuación

$$D = \frac{d}{2\tan(\delta/2)}, \quad (2.1)$$

Dado que los objetos astronómicos se encuentran a una distancia muy lejana, el ángulo δ es muy pequeño, por lo que podemos aproximar $\tan(\delta/2) = \sin(\delta/2) = \delta/2$. Así, la distancia se expresa como

$$D = d/\delta, \quad (2.2)$$

Este método funciona bastante bien a escalas pequeñas, sin embargo, cuando se trata de aplicarlo en cosmología no es tan eficiente, surgen varios problemas y se deben tomar más consideraciones como la curvatura del espacio mismo. La curvatura del espacio distorsiona la trayectoria de la luz de los objetos que observamos desde la Tierra, modificando la imagen real del objeto, haciendo que observemos el objeto a una distancia mayor o menor de la que en realidad se encuentra, además de alterar su posición real.

Durante las últimas décadas, varios grupos de investigadores han estado usando Supernovas tipo Ia como candelas estándar para estimar distancias (Figura 2.5). Una *candela estándar* no es más que una fuente luminosa cuyo brillo intrínseco es conocido. La enorme utilidad de las supernovas reside en el hecho de que son tan brillantes que resaltan entre el conjunto de estrellas

de su galaxia huésped y se han hecho muy importantes para la medición más fiable de distancias cosmológicas, útil en distancias superiores a 1000 Mpc. Midiendo la magnitud aparente de las supernovas Ia, podemos calcular la distancia D_L (llamada distancia de luminosidad) a la que se encuentra el astro utilizando la expresión

$$D_L = 10^{\frac{(m-M)}{5}+1}, \quad (2.3)$$

donde m es la magnitud aparente y M es la magnitud absoluta. Esta relación es una buena aproximación nuevamente a escalas pequeñas, por lo que se deberán considerar las restricciones de la curvatura del espacio y el corrimiento al rojo mencionadas anteriormente. La luminosidad real de un objeto está determinada por la ley del inverso al cuadrado de la distancia que relaciona al flujo F expresada como

$$F = \frac{L}{4\pi D_L^2}, \quad (2.4)$$

de donde

$$D_L = \sqrt{\frac{L}{4\pi F}}. \quad (2.5)$$

La distancia de luminosidad D_L está relacionada con la distancia D_A calculada a partir del diámetro angular por la expresión

$$D_L = (1+z)^2 D_A, \quad (2.6)$$

conocida como teorema de reciprocidad de Etherington, donde z corresponde al corrimiento al rojo del objeto, en este caso de la supernova.

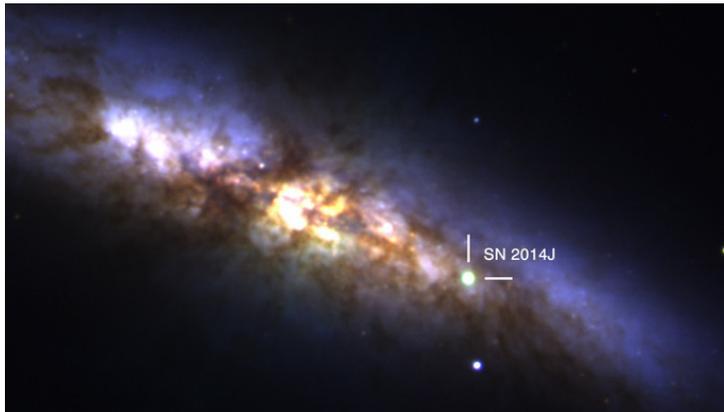


Fig. 2.5. Candelas estándar. Las supernovas tipo Ia son utilizadas como candelas estándar, es decir, objetos que poseen una luminosidad conocida y cuyo brillo destaca entre el conjunto de estrellas de su galaxias utilizados para estimar distancias en el universo y por tanto su expansión.

Ahora que sabemos cómo comparar distancias entre galaxias lejanas podremos estudiar cómo cambia la tasa de expansión a medida que nos vamos a diferentes épocas del universo. Pero ¿cómo relacionar esta tasa de expansión con la distancia? El factor clave aquí es el desplazamiento al rojo.

El corrimiento al rojo se define como el aumento de la longitud de onda de la radiación electromagnética recibida por un detector comparado con la longitud de onda real emitida por la fuente. Debido a esto, obtenemos un desplazamiento hacia el color rojo, como su nombre lo dice, en el caso de la luz visible, sin embargo este término también aplica para el desplazamiento de otras longitudes de onda como las microondas, rayos gamma, ultravioleta etc. Un corrimiento hacia el rojo o *redshift* como se usa en cosmología, puede ocurrir cuando una fuente de luz se aleja de un observador, correspondiéndose a un desplazamiento Doppler que cambia la frecuencia percibida de las ondas sonoras. Otro mecanismo de corrimiento hacia el rojo, que es el que nos interesa, es la expansión métrica del Universo (ley de Hubble), que explica la famosa observación de los corrimientos al rojo espectrales de galaxias distantes, cúasares y nubes gaseosas intergalácticas que se incrementan proporcionalmente con su distancia al observador. La expresión que describe este desplazamiento está dada por

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{em}}{\lambda_{em}}, \quad (2.7)$$

donde λ_{obs} es la longitud de onda observada o medida por el detector y λ_{em} la longitud de onda real emitida por el objeto.

De acuerdo a la ley de Hubble, tenemos que las galaxias se alejan de nosotros a una velocidad dada por la ecuación (1.1)

$$v = H_0 r,$$

donde H_0 es la constante o parámetro de Hubble, cuyo valor ha sido medido numerosas veces utilizando diversos métodos. El valor actualmente aceptado de H_0 es de $67.4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Plack 2018). Sin embargo, el parámetro de Hubble varía con el tiempo de acuerdo a la expresión (1.11)

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)},$$

donde $a(t)$ es el factor de escala que depende del tiempo.

La ley de Hubble es interpretada como una expansión isotrópica del Universo, i.e. el Universo se expande de tal forma que todos los puntos se alejan entre sí por igual. De esta manera el corrimiento cosmológico al rojo es una consecuencia de la expansión del Universo. Dada la definición de z , podemos calcular el cambio en el tamaño del Universo $s = 1/a(t)$ como

$$s = \frac{\lambda_{obs}}{\lambda_{em}} = 1 + z, \quad (2.8)$$

notamos que este factor aparece en la expresión (2.6) que relaciona D_L y D_A .

Pero bien, volviendo al tema central, una regla estándar en cosmología debe ser un objeto cuyo tamaño sea conocido a un corrimiento al rojo específico z , o un conjunto de objetos cuyo tamaño varía con el corrimiento al rojo de manera constante o de manera bien conocida. BAO forma parte de un nuevo tipo de reglas estándar denominada Regla Estadística Estándar (SSR en inglés por Statistical Standard Ruler). La SSR explota la idea de que la formación de cúmulos de galaxias tiene una escala característica, de tal manera que cuando observamos a diferentes valores de corrimiento al rojo puede ser usada para restringir la distancia de diámetro angular D_L . La SSR proporcionada por BAO a comparación de las otras SSR tiene una ventaja adicional: es un fenómeno físico ante todo lineal, es decir, podemos ignorar los efectos de las no linealidades para una buena aproximación.

Para ilustrar la idea subyacente de la SSR, consideremos la siguiente construcción de una distribución de galaxias. Imaginemos que colocamos una galaxia en el espacio en una posición aleatoria. Ahora colocamos otra galaxia a una distancia L (en cualquier dirección) de la primera con alguna probabilidad fija p . Usando la nueva galaxia como punto de partida repetimos el procedimiento hasta tener el número de galaxias que deseemos. La distribución de galaxias resultante no es regular sino que tiene una longitud característica L formando una SSR. Sin embargo reconstruir esta escala característica es un problema estadístico muy grande. Esto se ilustra en la Figura 2.6, la cual muestra muchos anillos del mismo radio igual a la distancia característica L superpuestos unos con otros. Esta superposición de anillos oculta la escala característica a medida que aumenta el número de anillos y la muestra de cada anillo individual se ve reducida.

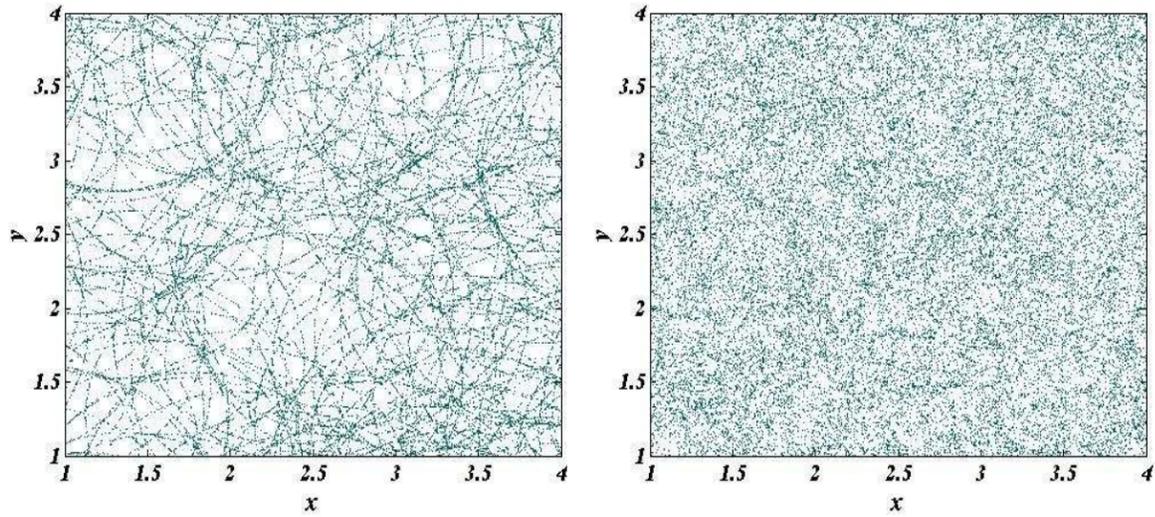


Fig. 2.6. Superposición de anillos de galaxias. Distribución de galaxias formada al colocar las galaxias en anillos del mismo radio característico L . Los anillos son más visibles en el panel izquierdo y permite distinguir las galaxias por anillo. Del lado derecho se muestra un escenario más realista con muchos anillos y pocas galaxias por anillo, la distancia característica no es visible por lo que solo puede ser recuperada estadísticamente.

Un método para extraer la escala característica a partir del agrupamiento de galaxias es por medio de la función de correlación de dos puntos ξ , que cuantifica el exceso de probabilidad, por encima del valor uniforme, de encontrar el mismo valor de la densidad en posiciones separadas por una distancia r . La función de correlación de galaxias es descrita por una ley de potencias aproximadamente

$$\xi(r) \propto \left(\frac{r_0}{r}\right)^\gamma, \quad (2.9)$$

donde $r_0 \approx 5h^{-1}Mpc^{-1}$.

Una escala característica en el agrupamiento de galaxias aparecerá como un pico en la función de correlación, dependiendo si hay un exceso o deficiencia de agrupamiento a esa escala. Cualquier señal particular también aparecerá en el espectro de potencias, dado que la función de correlación y el espectro de potencias están relacionados por la Transformada de Fourier según la ecuación (2.10)

$$P(k) = \int_{-\infty}^{\infty} \xi(r) \exp(-ikr) r^2 dr, \quad (2.10)$$

La señal en las dos funciones está relacionada. Una función δ (un pico) a una escala caracte-

rística, digamos r_c , en la función de correlación $\xi(r)$ resultará en unas oscilaciones en el espectro de potencias como se muestra en la Figura 2.7.

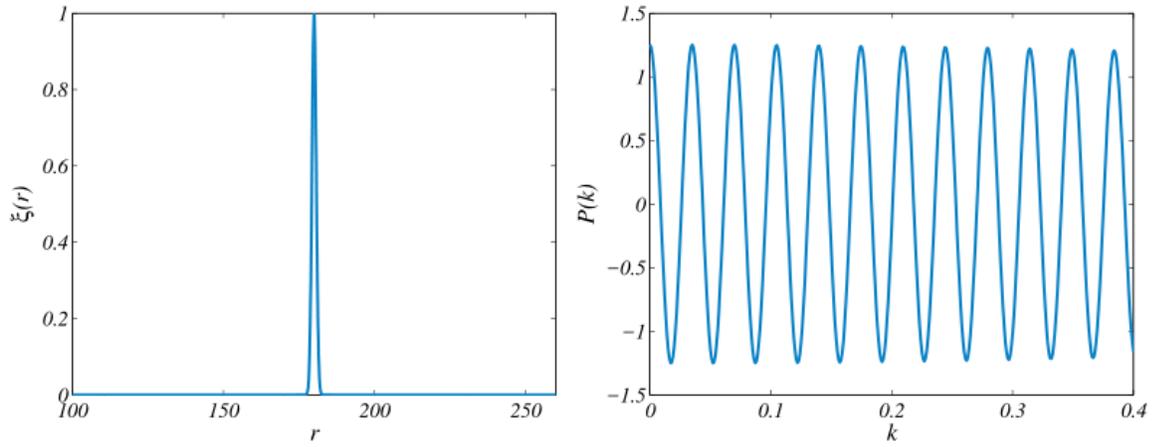


Fig. 2.7. Relación entre la Función de Correlación $\xi(r)$ y el Espectro de Potencias $P(k)$. Un pico agudo en $\xi(r)$ corresponde a una serie de oscilaciones en $P(k)$.

Estas son las Oscilaciones Acústicas de Bariones (BAO), el pico de la función de correlación de la distribución de galaxias inducirá oscilaciones en el espectro de potencias $P(k)$.

2.3. Reconstrucción estándar

Debido a la evolución no lineal de las perturbaciones, las posiciones originales de las galaxias se modificaron ligeramente desde que las ondas de materia quedaron congeladas. Esto se traduce como una atenuación y un ensanchamiento del pico de BAO en la función de correlación. Dada esta situación, se han desarrollado métodos para recuperar las posiciones iniciales de las galaxias [Eisenstein et al., 2007a] por medio de la inferencia del campo de velocidades, o campo de desplazamiento, a partir del campo de densidades. Esto permite regresar los puntos (galaxias) a las posiciones donde originalmente se encontraban, a partir de las posiciones observadas en la actualidad. Este método es conocido como el Método de Reconstrucción.

La Figura 2.8 muestra esquemáticamente cómo funciona la reconstrucción. El círculo rojo representa el anillo de radio igual a la escala característica de BAO de 150 Mpc, en el centro (punto azul) la perturbación de materia oscura. En un inicio la sobredensidad de materia (puntos negros) permanece dentro del anillo (panel superior izquierdo). La estructura a gran escala modifica la posición de los puntos negros esparciéndolos, esto implica que el pico de sobredensidad sea más ancho, las galaxias ya no se encuentran dentro del anillo inicial (panel superior derecho). Las flechas azules representan el campo de velocidades que han seguido las partículas desde su posición inicial a su posición final, en otras palabras, describe el desplazamiento de las partículas (panel inferior izquierdo). La idea principal de la reconstrucción es estimar este campo de desplazamiento (que en la teoría lineal es lo mismo que el campo de velocidades) a partir del campo de densidad final y después mover las partículas de regreso a su posición inicial (panel inferior derecho). Una vez calculado el campo de desplazamiento, desplazamos las posiciones actuales de las galaxias en dirección opuesta al campo de desplazamiento, así las partículas regresan al anillo original, afinando la señal característica de sobredensidad a esta distancia.

El método de reconstrucción permite regresar las galaxias a su posición "lineal", lo que se ve en el buen acuerdo entre el modelo lineal y la función de correlación $\xi(r)$ medida después de la reconstrucción (Figura 2.9).

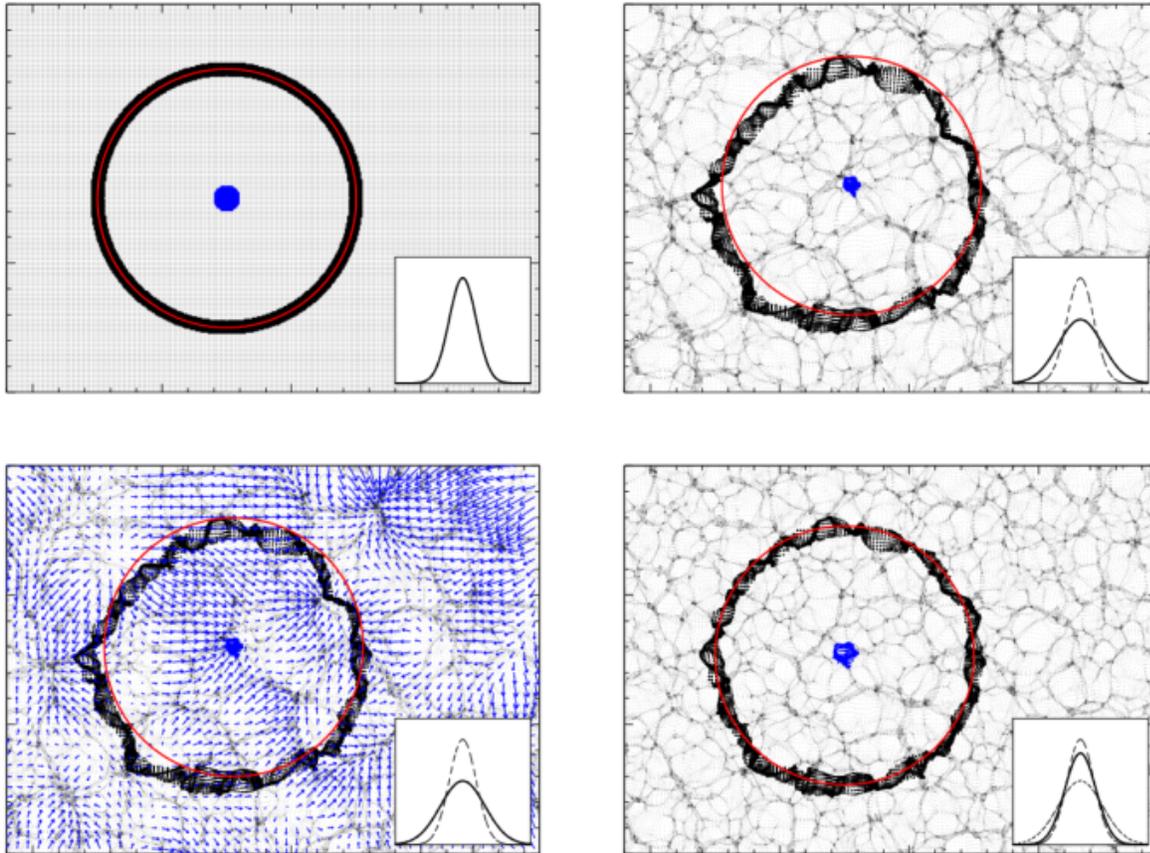


Fig. 2.8. Método de reconstrucción. En un inicio las partículas (puntos negros) se encuentran formando el anillo de radio igual a 150 Mpc característico de BAO (anillo rojo). Posteriormente, debido a las no linealidades de la estructura a gran escala las posiciones se ven modificadas, deformando la escala característica y atenuando el pico de sobredensidad a esa distancia. Las flechas azules representan el campo de desplazamiento de las galaxias. Estimar el campo de desplazamiento permite recuperar la posición original de las partículas a partir de las posiciones observadas actualmente. Ésta es la esencia del Método de Reconstrucción, recuperar las posiciones iniciales formando de nuevo el anillo de 150 Mpc lo más que se pueda, por tanto afinando el pico de sobredensidad.

Sin embargo, aplicar el algoritmo es más complejo que la descripción anterior, existen otros factores a considerar al aplicar el método a los catálogos de datos de los distintos sondeos. Se han implementado diversos métodos de reconstrucción a lo largo de los últimos años, todos con la misma finalidad, unos mejores que otros. A continuación, revisaremos el formalismo del método de reconstrucción estándar.

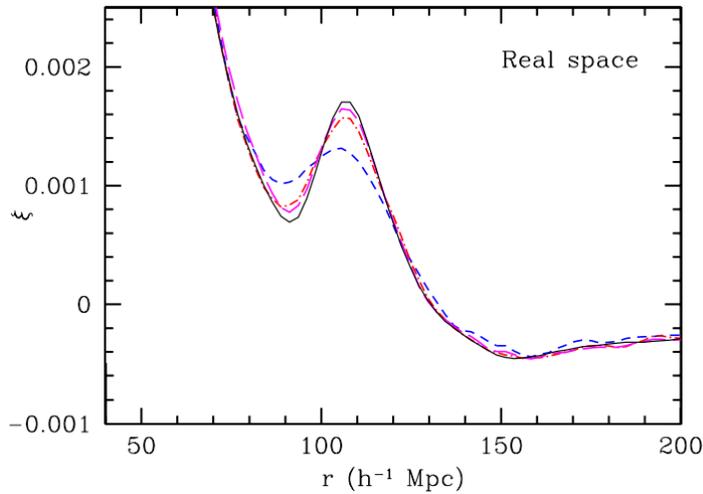


Fig. 2.9. Reconstrucción de la función de correlación de masa. Se muestra una mejora en el pico de BAO al aplicar la reconstrucción. Cada línea punteada representa el algoritmo aplicado con diferentes parámetros. La línea negra representa el modelo de aproximación lineal. [Eisenstein et al., 2007a].

Consideremos dentro del marco de Lagrange un sistema coordinado que traza el movimiento de un elemento de fluido a través del espacio y el tiempo. Sea \mathbf{q} la posición del fluido y sea $\Psi(\mathbf{q}, t)$ el campo de desplazamiento Lagrangiano, la relación entre la posición Euleriana $\mathbf{x}(\mathbf{q}, t)$ y la posición Lagrangiana esta dada por

$$\mathbf{x}(\mathbf{q}, t) = \mathbf{q} + \Psi(\mathbf{q}, t). \quad (2.11)$$

Por otro lado, definimos $\delta = (\rho(\mathbf{x}) - \bar{\rho})/\bar{\rho}$ como el campo de sobredensidad, el cual relaciona la densidad de materia ρ en la posición \mathbf{x} con el valor esperado $\bar{\rho}$ (densidad promedio) .

Para estimar el campo de desplazamiento, partimos de la conservación de masa, la que nos permite igualar la densidad promedio total en coordenadas Lagrangianas y la suma de las densidades en las posiciones Eulerianas (ec. 2.12).

$$\bar{\rho} d^3 q = \rho(\mathbf{x}, t) d^3 x. \quad (2.12)$$

Así, la densidad a primer orden en el espacio Euleriano puede relacionarse con el campo de

desplazamiento Lagrangiano por

$$\nabla \cdot \Psi^{(1)}(\mathbf{q}, t) = -\delta^{(1)}(\mathbf{x}, t), \quad (2.13)$$

asumiendo que Ψ es irrotacional, este puede ser expresado como un campo potencial Φ donde

$$\Psi^{(1)} = -\nabla_q \Phi(\mathbf{q}, t). \quad (2.14)$$

Así encontramos

$$\nabla \cdot \Psi^{(1)}(\mathbf{q}, t) = \nabla_q^2 \Phi(\mathbf{q}, t) = -\delta^{(1)}(\mathbf{x}, t), \quad (2.15)$$

utilizando la Teoría Lagrangiana de Perturbaciones (LPT) expandimos $\Psi(\mathbf{q}, t)$ como

$$\Psi(\mathbf{q}, t) = \Psi^{(1)}(\mathbf{q}, t) + \Psi^{(2)}(\mathbf{q}, t) + \Psi^{(3)}(\mathbf{q}, t) + \dots, \quad (2.16)$$

y la solución a primer orden está dada por

$$\Psi^{(1)}(\mathbf{q}, t) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^2} \frac{i\mathbf{k}}{k^2} \delta^{(1)}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{q}}. \quad (2.17)$$

Notemos que $\Psi^{(1)}(\mathbf{q}, t) = IFFT[-\frac{i\mathbf{k}}{k^2} \delta^{(1)}(\mathbf{k})]$, donde $IFFT$ es la transformada inversa de Fourier, por lo tanto, si nos quedamos a primer orden, en el espacio de Fourier se tiene que

$$\Psi(\mathbf{k}) = -\frac{i\mathbf{k}}{k^2} \delta(\mathbf{k}). \quad (2.18)$$

La aproximación de tomar la solución a primer orden como solución final del campo de desplazamiento, es decir $\Psi(\mathbf{q}, t) = \Psi^{(1)}(\mathbf{q}, t)$, es conocida como Aproximación de Zeldovich estándar.

En el caso de un sondeo, lo que se utiliza es la distribución de galaxias para estimar el campo de densidad de materia del Universo, a pesar de que las técnicas y los sondeos puedan mejorar en un futuro, actualmente existen varios problemas. En primer lugar, las galaxias que se toman como trazadores tienen un cierto sesgo (*bias*) sobre la densidad de materia dependiendo del tipo de galaxia que son, ya sean LRG, ELG, Quasares, Lyman-Alpha, etc. Para inferir la sobredensidad de materia δ a partir de la distribución de galaxias se utiliza una primera aproximación lineal del

sesgo que relaciona ambas cantidades (ec. 2.19)

$$\delta_g = b\delta, \quad (2.19)$$

donde b es el sesgo de las galaxias, δ_g es la sobredensidad de galaxias y δ es la sobredensidad de materia.

En segundo lugar, debemos considerar las velocidades peculiares de las galaxias, aquel movimiento originado por la interacción gravitacional. Recordemos que las galaxias se mueven debido al flujo de Hubble originando el corrimiento al rojo cosmológico, sin embargo también poseen movimiento propio debido al potencial gravitatorio, lo que genera una nueva componente radial de la velocidad y otra tangencial. Por tanto, el corrimiento al rojo observado es causado por ambos fenómenos. Cuando las posiciones de las galaxias son graficadas en el espacio de corrimiento al rojo, la distribución se distorsiona y parece aplastarse. Podemos escribir, la siguiente relación

$$\mathbf{s}(\mathbf{r}) = \mathbf{r} + (\mathbf{v} \cdot \mathbf{r})\hat{r}, \quad (2.20)$$

donde $\mathbf{s}(\mathbf{r})$ es la posición en el espacio de corrimiento al rojo de la galaxia, \mathbf{r} es la posición en el espacio real y $\mathbf{v} \cdot \mathbf{r}$ es la componente radial de la velocidad peculiar \mathbf{v} . Las distorsiones debidas a las velocidades peculiares son llamadas Distorsiones de Corrimiento al Rojo (RSD).

Para entender mejor el efecto de las RSD consideremos una galaxia al borde inferior de una sobredensidad (Figura 2.10). El movimiento de esta galaxia tenderá a caer hacia el centro de la sobredensidad, alejándose de nosotros, aumentando su corrimiento al rojo y modificando su posición más cerca del centro de la sobredensidad. Por otro lado, una galaxia alejada lo suficiente de la misma sobredensidad no tenderá a caer hacia ella, separándose del resto de las que sí son atraídas, así el agrupamiento se ve afectado tornándose aplastado o achatado a lo largo de la línea de visión como se muestra en la Figura 2.10. Por el mismo argumento, las regiones de baja densidad parecen estirarse a lo largo de la línea de visión.

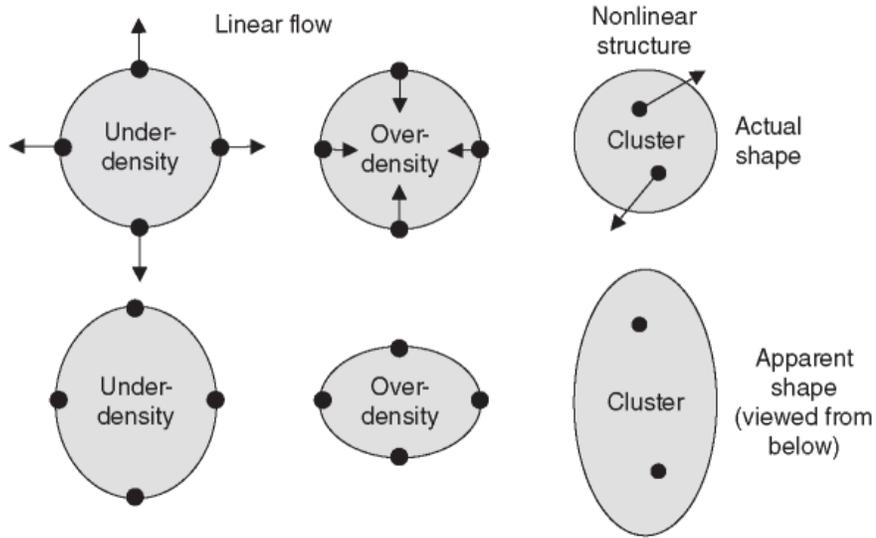


Fig. 2.10. Distorsiones de Corrimiento al Rojo. Las velocidades peculiares hacen que la distribución de galaxias parezca solapada en el espacio de corrimiento al rojo.

Dentro del régimen lineal, la divergencia del campo de velocidades peculiares se calcula como

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = -f\delta, \quad (2.21)$$

donde

$$f = \frac{d \ln D(a)}{d \ln(a)}, \quad (2.22)$$

con $D(a)$ el factor de crecimiento y a el factor de escala.

Asumiendo un sesgo lineal (ec. 2.19), la amplitud del espectro de potencias dado en [Kaiser, 1987] depende de $b\sigma_8$ y $f\sigma_8$, donde σ_8 es la desviación estándar de la distribución de sobredensidades cuando promediamos sobre esferas de $8 \text{ Mpc } h^{-1}$ de radio. Tomando en cuenta los efectos de RSD y del sesgo, la ecuación (2.15) se modifica como

$$\nabla \cdot \Psi + \frac{f}{b} \nabla \cdot (\Psi \cdot \hat{\mathbf{r}}) \hat{\mathbf{r}} = -\frac{\delta_g}{b}. \quad (2.23)$$

2.4. Algoritmo de reconstrucción

El algoritmo de reconstrucción consiste en estimar el campo de desplazamiento (ψ) de la distribución de sobredensidad de galaxias originado por el *flujo cósmico* de la estructura a gran escala del Universo. Para ello, se utiliza el método de la Transformada de Fourier (FFTs) descrito en [Burden et al., 2015] y se hace uso de la aproximación de Zeldovich [Zel'Dovich, 1970]. Usualmente el campo de densidad es suavizado con un filtro gaussiano cuya amplitud determinará la escala que empleará el campo de desplazamiento, denominada escala de suavizamiento (*smoothing scale*). Una escala de suavizamiento grande podría borrar información cosmológica, reduciendo el efecto de la reconstrucción. Por otro lado, una escala de suavizamiento pequeña incrementa el ruido en el campo de densidad lineal. El algoritmo puede resumirse en lo siguiente:

- (i) Estimar el campo de sobredensidad de materia a partir de las posiciones de las galaxias usando algún método de interpolación.
- (ii) Suavizar la sobredensidad usando un filtro gaussiano con una escala de suavizamiento R para eliminar las k -no linealidades

$$W_G = \exp(-R^2 k^2 / 2). \quad (2.24)$$

- (iii) Resolver la ecuación (2.23) usando la aproximación de Zeldovich. Despreciando los efectos de RSD, expresamos el campo de desplazamiento como:

$$\Psi = IFFT[-\frac{i\mathbf{k}}{k^2 b} \delta_g(\mathbf{k})]. \quad (2.25)$$

- (iv) Una vez que el campo de desplazamiento ha sido calculado modificamos la posición de las galaxias por el correspondiente desplazamiento $-\psi$, para aproximar sus posiciones Lagrangianas iniciales

- (v) Agregamos un desplazamiento adicional atribuido a los efectos de RSD:

$$\Psi_{RSD} = -f(\Psi \cdot \hat{r}) \hat{r}. \quad (2.26)$$

- (vi) Generamos una muestra aleatoria (random) y modificamos la posición utilizando el campo de desplazamiento previamente calculado.

2.4.1. Removiendo las RSD: Rec-Iso y Rec-Ani

Existen dos principales convenciones para abordar las distorsiones de corrimiento al rojo en la reconstrucción. La primera y la original intenta mantener las RSD en el campo de densidad reconstruido. Por otro lado, la segunda convención trata de remover las RSD durante el proceso de reconstrucción. A la primera de estas convenciones se le llama *Reconstrucción Anisotrópica* (Rec-Ani), mientras que la segunda convención es llamada *Reconstrucción Isotrópica* (Rec-Iso).

Cada una de estas convenciones difiere en la forma en que inducimos el campo de desplazamiento generado por las RSD a partir del campo de densidad observado en el espacio de corrimiento al rojo. Para el caso de la Rec-Iso, el campo de desplazamiento está dado por

$$\tilde{\chi}(\mathbf{k}) = -\frac{i\mathbf{k}}{k^2} \frac{\tilde{\delta}_{nl}^2(\mathbf{k})}{b(1 + \beta\mu^2)} S(k), \quad (2.27)$$

donde el campo de desplazamiento en el espacio de configuraciones se obtiene a partir de la Transformada de Fourier

$$\tilde{\chi}^r(\mathbf{k}) \longrightarrow \chi^r(\mathbf{s}), \quad (2.28)$$

y el campo de densidad de las galaxias es derivado respectivamente como

$$\chi^s = \chi^r + f(\chi^r \cdot \hat{\mathbf{z}})\hat{\mathbf{z}}, \quad (2.29)$$

donde $\hat{\mathbf{z}}$ es el vector unitario apuntando a lo largo de la línea de visión y f es el factor de crecimiento. El campo de densidad de la muestra aleatoria esta dado por χ^r .

Para la reconstrucción Rec-Ani el procedimiento es similar. No obstante, el campo de desplazamiento está dado por

$$\tilde{\chi}(\mathbf{k}) = -\frac{i\mathbf{k}}{k^2} \frac{\tilde{\delta}_{nl}^2(\mathbf{k})}{b} S(k), \quad (2.30)$$

donde el campo de desplazamiento en el espacio de configuraciones se deriva a partir de la Transformada de Fourier

$$\tilde{\chi}^r(\mathbf{k}) \longrightarrow \chi^r(\mathbf{s}). \quad (2.31)$$

En la convención Rec-Ani, el desplazamiento de las galaxias se calcula de acuerdo a la expresión

$$\chi^s = \chi^r + \frac{f - \beta}{1 + \beta} (\chi^r \cdot \hat{\mathbf{z}}) \hat{\mathbf{z}}, \quad (2.32)$$

mientras que el desplazamiento de las galaxias aleatorias se calcula como

$$\chi^s = \chi^r + \frac{f - \beta}{1 + \beta} (\chi^r \cdot \hat{\mathbf{z}}) \hat{\mathbf{z}}. \quad (2.33)$$

Capítulo 3

Galaxias de Línea de Emisión

Hasta ahora solo hemos hablado del algoritmo de reconstrucción y de la física detrás de las Oscilaciones Acústicas de Bariones, es momento de hablar sobre los trazadores cosmológicos, aquellas galaxias que son utilizadas como rastreadores de la historia del Universo por medio de su corrimiento al rojo. En este capítulo profundizaremos más a fondo en el trazador principal de este trabajo: las Galaxias de Línea de Emisión (ELGs). Partiremos de su descripción astrofísica, explicando su característica principal que es la formación estelar (SF por *Star Forming* en inglés) y su composición química por medio de su espectro de emisión. Posteriormente pasaremos a estudiar el fenómeno de cesación de la formación de estrellas en estas galaxias: el *quenching* (cuya traducción en español vendría siendo *apagamiento*). Estudiaremos su origen y las repercusiones que tiene en estos trazadores cosmológicos. Finalmente describiremos el modelo de Distribución de Ocupación de Halos (HOD), el cual provee un panorama general de cómo la materia galáctica está distribuida dentro de los cúmulos de materia de oscura. En el caso de las ELGs, la función de distribución se ve afectada por el *apagamiento*, fenómeno que estudiaremos en las siguientes secciones.

3.1. Descripción astrofísica

En el Universo existe una gran cantidad de galaxias con diferentes propiedades, algunas son elípticas, otras son espirales o irregulares, otras contienen polvo, algunas son más brillantes que otras. Unas se encuentran formando estrellas y otras poseen un agujero negro en su centro devorando todo lo que se le acerca. Los procesos que ocurren dentro de cada una de ellas son tan complejos que numerosos científicos han dedicado gran parte de su vida tratando de entender y

describir algunos de ellos. La formación estelar es uno de esos procesos, el génesis estelar, el origen de las maquinarias donde nacen los elementos que conforman cada parte del Universo es sin duda uno de los procesos más fascinantes que existe pero igual de complicado. No obstante, si tenemos que resumir el proceso en unas líneas se podría decir que la formación estelar se da en general cuando una nube de gas colapsa gravitacionalmente de manera esférica formando lo que llamamos estrellas. Estas nubes pueden estar dentro de alguna galaxia o dispersas en el medio interestelar. Las galaxias que son capaces de formar estrellas, generalmente galaxias espirales, son llamadas Galaxias Formadoras de Estrellas (SFGs) y son nuestro objeto de estudio en esta sección, ya que las ELGs forman parte de este grupo.

Comencemos describiendo brevemente el proceso de formación estelar. La formación de estrellas sucede generalmente a partir de nubes de gas que colapsan gravitacionalmente hacia su centro de manera esférica, el gas concentrado comienza a calentarse lo suficiente hasta que la presión de radiación detiene el colapso gravitatorio generando un primer núcleo cerca del equilibrio hidrostático, llámese protoestrella. Fuera de este núcleo el material interestelar sigue cayendo sobre él al ser frenado en su superficie. Este frente de choque hace que se caliente el núcleo hasta una temperatura de aproximadamente 2000K produciendo así la disociación del hidrógeno molecular. Este proceso consume energía provocando el colapso del núcleo. Solamente durante un intervalo de tiempo, del orden de 100 años, coexisten dos núcleos con dos frentes de choque. Posteriormente, el núcleo exterior desaparece cuando toda su masa ha caído sobre el núcleo interior que constituye la protoestrella. Una vez desaparecido el primer núcleo ya solo queda el núcleo protoestelar hidrostático y una envoltente cayendo sobre él. Cuando prácticamente la totalidad de la envoltente ha sido acretaada, ésta se vuelve transparente y el núcleo se hace visible. La contracción hidrostática continúa hasta que se inician las reacciones de fusión termonuclear del hidrógeno, convirtiéndose en una estrella. Este modelo de formación estelar es conocido como el modelo de Larson (Figura 3.1).

Claramente hay que considerar que la masa de una nube molecular es mucho mayor que la de una estrella individual. Es obvio que una estrella no se origina debido al colapso de una nube entera sino que tiene que haber un proceso de fragmentación que lleva a la formación de varias estrellas, el cual está fuera del propósito de este trabajo. Por otra parte, parece claro que el colapso que dará lugar a la formación estelar no afecta a toda la nube de modo global, sino que sólo se produce localmente en zonas muy específicas de la nube molecular. De hecho, se ha observado

que la eficiencia global de formación estelar en nubes moleculares es muy baja y sólo una pequeña fracción de su gas molecular (menos del 5 %) se convierte en estrellas. La distribución radial de las nubes moleculares en una galaxia no es uniforme. Existe una gran concentración de gas molecular en el centro de la galaxia, pero la mayor parte se encuentra en la región entre 4 y 8 kpc de distancia del centro galáctico, formando el llamado anillo molecular que coincide con una gran concentración de regiones HII, regiones que explicaremos a continuación donde se cree que hay una gran actividad de formación estelar.

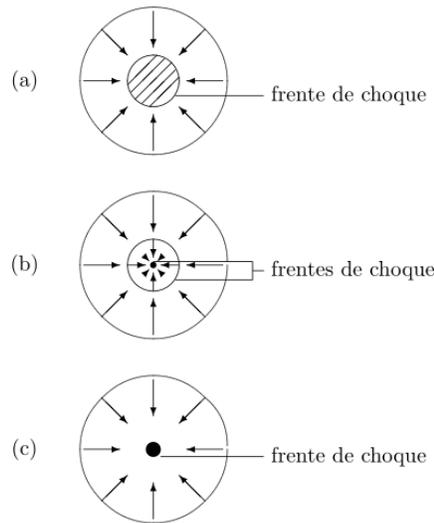


Fig. 3.1. Formación estelar: Modelo de Larson. Inicialmente una nube de gas colapsa gravitacionalmente hacia su centro calentándose cada vez más hasta llegar al equilibrio hidrostático entre la presión del gas y la fuerza de gravedad formando un núcleo esférico en su interior (a). La materia alrededor sigue cayendo generando un frente de choque contra el núcleo interior hasta que éste colapsa dejando solo un núcleo protoestelar y una envoltura a su alrededor (b). Finalmente la envoltura se acreta por completo y la contracción hidrostática continúa hasta que se inician las reacciones termonucleares, aumentando la temperatura y generando así una estrella (c).

Una región HII es una nube de gas ionizada por estrellas masivas que puede alcanzar un tamaño de varios cientos de años luz. Si una estrella joven es suficientemente caliente ($T > 10000$ K), sus fotones UV pueden ionizar el medio circundante, formando una región HII (con HII nos referimos al hidrógeno atómico ionizado H^+). Los electrones libres y los núcleos creados de esta manera se pueden recombinar y emitir nuevos fotones, o bien pueden calentar el gas por colisión con otros átomos. De esta forma, la radiación emitida por la estrella es transmitida al medio circundante y hace que éste emita también radiación. El campo de radiación disminuye a

medida que nos alejamos de la estrella central. Debido a la dilución geométrica, cuanto mayor es la distancia a la estrella, menor es el número de fotones ionizantes por unidad de volumen. Una estrella no puede ionizar un volumen infinito del medio interestelar. Debido a que la recombinación ocurre continuamente en el gas, los fotones se absorben continuamente para mantener el estado de ionización. El volumen de gas que puede ionizar una estrella está limitado al volumen en donde la tasa total de recombinaciones es igual a la tasa a la cual la estrella emite fotones ionizantes (equilibrio de ionización). Si suponemos un medio homogéneo formado por hidrógeno, la región que puede ionizar la estrella recibe el nombre de esfera de Strömgren y su radio, el radio de Strömgren R_S (Figura 3.2) .

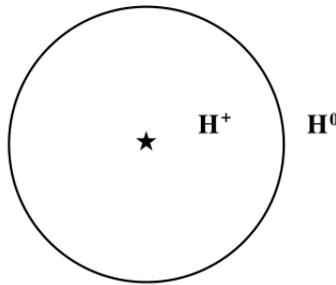


Fig. 3.2. Esfera de Strömgren. Dentro del radio de Strömgren se encuentra el hidrógeno ionizado y fuera el hidrógeno molecular.

Las regiones HII son observables en un amplio rango de longitudes de onda, desde el UV hasta el dominio radio. Las líneas de recombinación han resultado muy útiles para estudiar las regiones HII de la parte interna de las galaxias espirales, las cuales no son observables en el óptico al estar totalmente oscurecidas por el polvo interestelar. De esta forma se descubrió la existencia del anillo a 5 kpc, una región anular comprendida entre 4 y 8 kpc de radio en la que hay una gran actividad de formación estelar y donde se encuentran regiones HII gigantes. La distribución de regiones HII en la galaxia traza a grandes rasgos su estructura espiral tal como puede verse en la Figura 3.3.

Globalmente, en una galaxia la proporción de masa de hidrógeno atómico (HI) y molecular (H_2) es similar, no obstante en el anillo molecular el hidrógeno molecular excede al atómico en un factor 4 en masa. La distribución en longitud galáctica muestra que hay dos poblaciones de nubes moleculares: las nubes moleculares más calientes, que constituyen una cuarta parte del total, están asociadas con regiones HII y su distribución se concentra en los brazos espirales; y las nubes moleculares frías, que constituyen tres cuartas partes del número total, y están repartidas

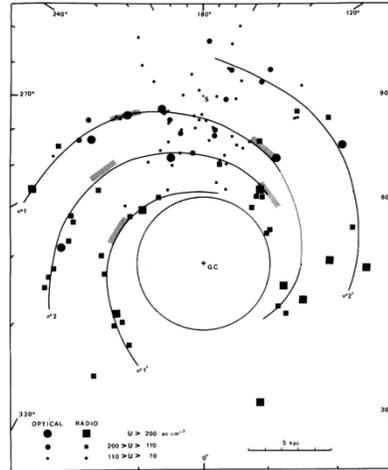


Fig. 3.3. Distribución de las regiones HII en una galaxia espiral. Las regiones HII se concentran principalmente en los brazos de la galaxia, no obstante, existen regiones HII en el centro de la misma, dentro de un radio de 4 y 8 kpc.

por todo el disco, dentro y fuera de los brazos espirales.

La población estelar de las galaxias espirales se renueva constantemente por brillantes, azules y jóvenes estrellas de alta masa pertenecientes a la secuencia principal del diagrama H-R. La tasa de formación estelar (SFR) parece tener una forma bien definida y consistente para todos los diferentes tipos de galaxias espirales e irregulares, donde las variaciones en el UV-visible pueden ser atribuidas a las subyacentes variaciones de sus procesos de formación estelar. Las galaxias espirales se pueden clasificar, según la secuencia de Hubble, en espirales barradas (SB) y sin barra (S) y van desde la **a** hasta la **c** según la morfología de sus brazos: Sa, Sb, Sc, SBa, SBb, SBc, donde la **a** representa unos brazos más enrollados y la **c** más sueltos. En la Figura 3.4 se muestra un bosquejo de la SFR en función de la secuencia de Hubble. Las galaxias tipo S0 hasta Sb son conocidas como de tipo temprano (*early-type*), y son galaxias que utilizaron la mayor parte de su gas para formar estrellas en una escala de tiempo mucho menor que el tiempo de Hubble, mientras que las galaxias Sc hasta Im se consideran galaxias de tipo tardío (*late-type*), y son sistemas que han formado estrellas de manera casi constante desde su formación.

Las propiedades físicas del gas presente en las SFGs pueden describirse utilizando las herramientas desarrolladas en el análisis de las regiones HII. Claramente, una galaxia formadora de estrellas es un sistema mucho más complejo que una región HII. No obstante, hay vasta evidencia de que las SFGs siguen los mismos mecanismos que se esperarían de una región HII. La fuente

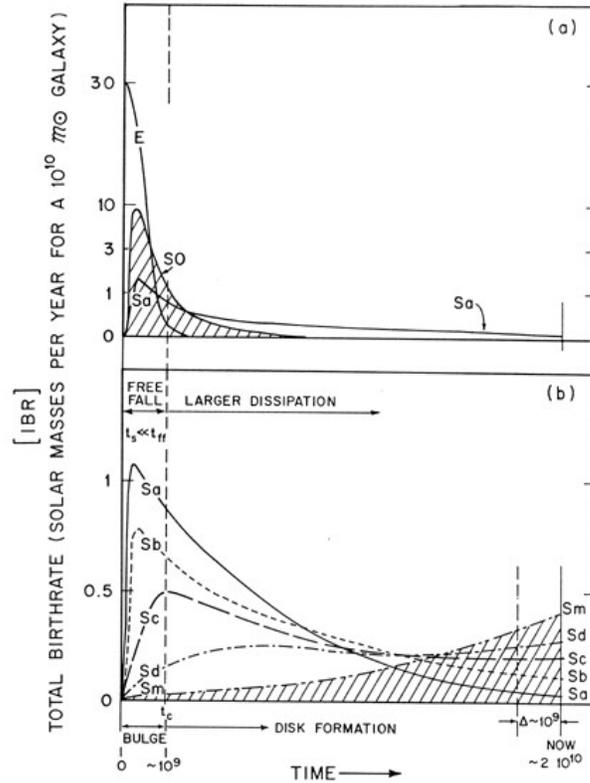


Fig. 3.4. Tasa de formación estelar en función de la secuencia de Hubble. Las galaxias tipo S0, Sa y Sb son conocidas como de tipo temprano (early-type), y son aquellas que utilizaron la mayor parte de su gas para formar estrellas en una escala de tiempo mucho menor que el tiempo de Hubble. Las galaxias Sc, Sd, Sm hasta Im se consideran galaxias de tipo tardío (late-type), y son sistemas que han estado formando estrellas de manera casi constante desde su formación.

de energía que le permite al gas de una galaxia radiar es radiación ultravioleta originada de estrellas en su interior. Estas estrellas con una temperatura de $3 \times 10^4 K$ en su superficie, emiten fotones ultravioleta que ionizan el gas a su alrededor transfiriéndole energía, lo que se conoce como fotoionización. El gas está compuesto generalmente por hidrógeno, la fotoionización se da cuando fotones con energía mayor a 13.6 eV (el valor del potencial de ionización del átomo de hidrógeno) son absorbidos. El exceso de energía sobre el potencial de ionización de cada fotón absorbido se transforma en energía cinética que permite la liberación de un fotoelectrón. Los átomos de hidrógeno se están recombinando continuamente, es decir, se vuelven a hacer neutros al recapturar un electrón (y pueden volver a ser ionizados por la radiación UV de las estrellas centrales). El electrón no siempre pasa directamente al estado fundamental, sino que este proceso puede suceder en cascada pasando por otros niveles cuánticos, perdiendo energía y emitiendo fotones de longitudes de onda característica. En espectroscopía astronómica, las líneas de emisión brillantes observadas

en el espectro de ciertas nebulosas (como regiones HII) que son muy poco probables que sucedan son llamadas líneas prohibidas. Estas líneas se dan en general por excitación colisional, se dice que son poco probables dado que requieren demasiado tiempo para que el electrón decaiga de un cierto nivel a otro que produciría la emisión del fotón con cierta longitud de onda, siendo difícilmente observados o reproducidos en los laboratorio debido a las condiciones terrestres. Entre estas líneas encontramos las líneas de $[\text{OII}]\lambda 3727$, $[\text{OIII}]\lambda 5007$, $[\text{OI}]\lambda 6300$. Las líneas prohibidas se observan en medios con poca densidad, es decir, con pocos átomos por centímetro cúbico, por lo que una colisión entre átomos es casi improbable, permitiendo que se den estas transiciones. Por otro lado, también existen las líneas permitidas, tales como H II, He I y He II. Estas líneas son características del espectro de las galaxias espirales y se producen por recombinación, no por excitación colisional, además son observadas con más frecuencia tanto en el medio interestelar como en los laboratorios terrestres.

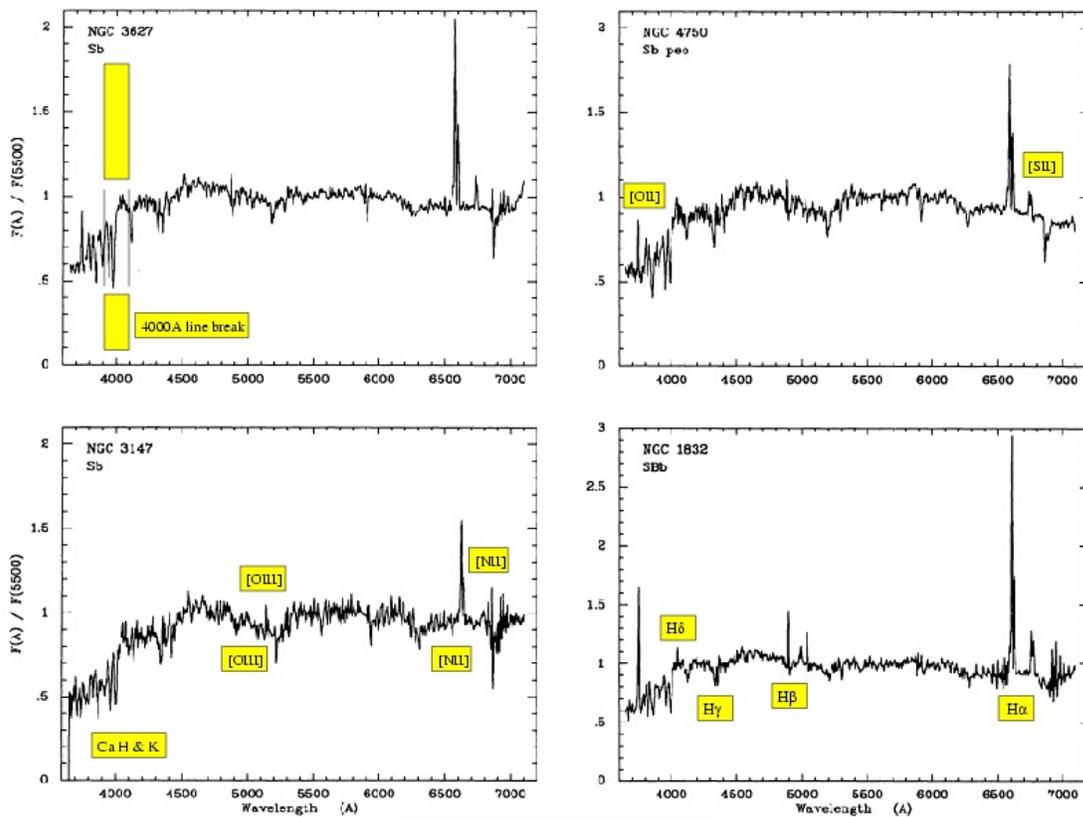


Fig. 3.5. Espectro de una galaxia espiral. La actividad estelar genera fuertes líneas de emisión en las distintas galaxias. Se observan líneas permitidas como líneas prohibidas. Las líneas de absorción son generadas por elementos más pesados presentes en las estrellas más viejas [Kennicutt, 1992].

En general, el espectro de las galaxias espirales se caracteriza por fuertes líneas de emisión debido a la actividad de estrellas jóvenes que se van formando y que calientan el gas a su alrededor. Por otro lado, las estrellas más viejas son responsables de las líneas de absorción debido a que contienen elementos más pesados. Arriba se muestra la imagen del espectro de emisión y absorción de distintas galaxias espirales, el cual nos da información de la química que componen estas galaxias (Figura 3.5).

Como mencionamos al principio, las galaxias de interés en este trabajo son las ELGs, una subpoblación de las SFGs. Tales galaxias aparecen típicamente en color azul y se encuentran en regiones de baja densidad y fuera del centro de los halos masivos de materia oscura. eBOSS y DESI denominan ELGs a las galaxias con fuerte línea de emisión en $[\text{OII}]3727 \text{ \AA}$. Las ELGs son seleccionadas como trazadores cosmológicos con base en su alto flujo en $[\text{OII}]$ y su alto corrimiento al rojo, no obstante, el proceso de formación estelar es ineficiente en el centro de halos masivos, reflejando de algún modo la ausencia de gas frío. Esto nos lleva a tratar de entender qué es lo que ocurre dentro de la galaxia que detiene y apaga la formación estelar, pasando a ser lo que se conoce como una galaxia retirada.

3.2. Apagamiento

El gas frío en las galaxias pasa a través de procesos violentos y caóticos que incluyen turbulencia, campos magnéticos, y claro la gravedad, para ser transformado en estrellas. Estas viven en bastante calma y en silencio generando de manera rutinaria helio a partir de la fusión de hidrógeno en su núcleo. Aquellas estrellas más masivas eventualmente además de helio pueden producir elementos más pesados (los astrónomos llaman estos elementos “metales”), y luego pueden devolver una significativa fracción de su masa a sus alrededores. Las estrellas aún más masivas mueren en una gran explosión llamada supernova. En las supernovas estas expulsan vastas cantidades de metales (pueden expulsar hasta decenas de veces la masa del sol) devuelta al gas original en el que fueron creadas y así dan paso a la creación de nuevas generaciones de estrellas. Este es el ciclo de vida de las estrellas, repitiéndose una y otra vez en las guarderías galácticas. A través de este proceso, generaciones de estrellas se forman incrementando la masa estelar y el contenido de metales en el gas frío de la galaxia donde se forman. Galaxias masivas son alimentadas también a medida que el material caliente que les rodea se enfría.

Las galaxias se pueden clasificar en dos grupos según su actividad estelar: un grupo donde la formación estelar es activa y un segundo grupo donde ya no pasa este proceso de formación de estrellas. A este segundo grupo de galaxias se les llama galaxias rojas (debido a la abundancia de estrellas frías y viejas de color rojo) o galaxias retiradas. En estas galaxias la formación de estrellas también estuvo presente pero en una época pasada lejana. En la Figura 3.6 se muestra el diagrama color-magnitud donde se pueden observar los dos grupos de galaxias. El cúmulo azul representa las galaxias con formación estelar activa y que poseen estrellas jóvenes que brillan en el azul, por lo general son galaxias espirales como ya mencionamos en la Sección 3.1. El cúmulo rojo representa a las galaxias sin actividad estelar, es decir, galaxias viejas que poseen estrellas masivas, generalmente son galaxias elípticas, aquellas galaxias que se creen que son generadas a partir de la fusión de dos diferentes galaxias. La región intermedia entre los cúmulos azul y rojo del diagrama se conoce como el Valle Verde. Es la zona menos poblada y contiene un cierto número de galaxias espirales que se encuentran en transición del cúmulo azul al cúmulo rojo.

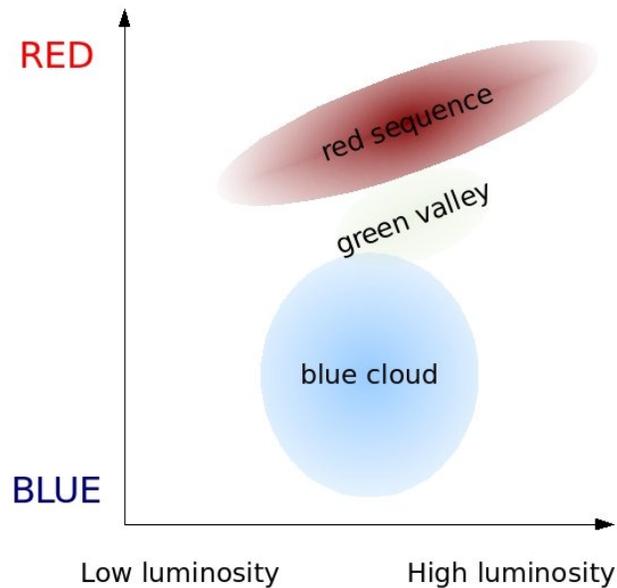


Fig. 3.6. Diagrama Color-Magnitud. Las galaxias se clasifican en dos grupos de acuerdo a su luminosidad, que a su vez está relacionada con su actividad estelar. El cúmulo azul representa a las galaxias con formación estelar activa y estrellas jóvenes mientras que el cúmulo rojo representa a las galaxias con estrellas viejas o muertas, sin actividad estelar. Los dos cúmulos se encuentran separados por una zona conocida como el Valle Verde.

Las galaxias necesitan de una fuente que supla de gas frío. Si esta fuente de gas se acaba, en algunos miles de millones de años la galaxia dejará de crear nuevas estrellas y morirá. Este proceso es conocido como *quenching*, cuya traducción en español vendría siendo *apagamiento*. A medida que las galaxias envejecen pasan de ser azules y con discos con actividad de formación estelar, a ser rojas, elípticas y pasivas (sin formación estelar activa). Sin embargo, las etapas de evolución y los procesos que originan el apagamiento siguen siendo misteriosos. Hay muchas ideas sobre lo que podría detener la formación de estrellas: las fusiones de galaxias pueden calentar el gas y evitar que se colapse en estrellas, el gas podría caer al centro de las galaxias generando la formación de estrellas pero dejando una parte exterior vacía de la galaxia, o el gas podría ser expulsado por completo. Se espera que cada uno de estos escenarios resulte en una cierta cantidad de dispersión de gas molecular frío, lo que haría disminuir el colapso gravitacional. No obstante, no es la única explicación, recientes investigaciones sugieren que los agujeros negros presentes en el centro de las galaxias masivas actúan como parásitos, es decir, que crecen a cabo de exterminar la formación estelar. Como sabemos, en prácticamente todas las galaxias encontramos agujeros negros supermasivos (SMBH). Algunos de ellos, llamados Núcleos Activos de Galaxias (AGNs) están acretaando materia activamente y emitiendo enormes cantidades de radiación comparable a la producida por todas las estrellas de su galaxia juntas. No es de extrañar, por tanto, que los AGNs tengan un impacto en su entorno, tanto en las regiones más cercanas al núcleo galáctico como en el gas intergaláctico que envuelve los cúmulos de galaxias.

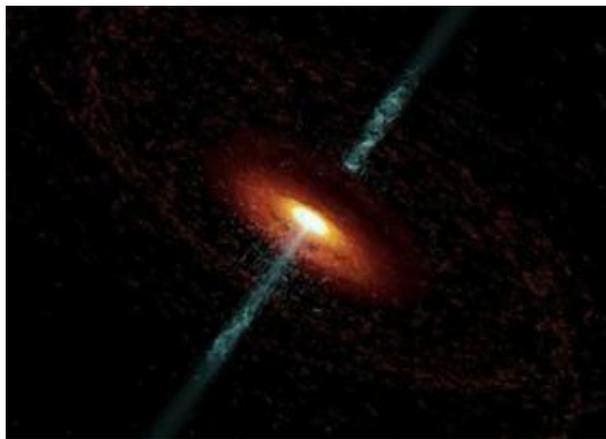


Fig. 3.7. Jets de AGN. El agujero negro supermasivo en el centro de una galaxia emite radiación y materia a gran velocidad en forma de chorros (jets) generando ondas de radio y rayos-X.

Para producir las cantidades monstruosas de energía que expulsan, los SMBH deben recibir

de igual manera grandes cantidades de gas. Este gas proviene de las partes más externas de la galaxia, sin embargo, debe perder parte de su momento angular para poder llegar al centro donde se encuentra el agujero negro. A este proceso de transporte de gas se le conoce como *alimentación*. Cuando el gas cae hacia el agujero negro, forma un disco de acreción el cual alcanza una temperatura del orden de decenas de miles de Kelvin, transformando su energía potencial gravitatoria en radiación. La radiación producida en el disco de acreción, generalmente UV, rayos X o incluso radiación gamma, posee una gran cantidad de energía que ioniza el gas a su alrededor y se propaga en forma de conos aximétricos perpendiculares a dicho disco como se muestra en la Figura 3.7. Estos conos calientan e ionizan el gas dentro de ellos de forma que impide que se condensen en nubes moleculares y formen nuevas estrellas, lo que retrasa e incluso detiene la formación estelar en la galaxia. En algunas galaxias, los campos magnéticos extremos del disco de acreción actúan como aceleradores de partículas eyectando materia a una gran velocidad cercana a la de la luz. Estos chorros se conocen como *jets* y alcanzan distancias gigantescas, incluso más grande que el radio de su galaxia huésped. Generalmente se originan por radiación de sincrotrón cuya emisión corresponde a ondas de radio. Dada la gran distancia que alcanzan, estos jets pueden llegar hasta el gas intergaláctico calentando e impidiendo que este colapse y caiga dentro de la galaxias, contribuyendo al apagamiento. A estos procesos con los que el SMBH repercute en su entorno se denomina *retroalimentación* o *feedback* como más se conoce por su traducción en inglés .

La retroalimentación de un agujero negro puede ser positiva y negativa. Se le conoce como *retroalimentación positiva* al proceso donde el agujero negro se alimenta pero al mismo tiempo estimula la formación de estrellas. Por otro lado, la *retroalimentación negativa* es el proceso de alimentación del agujero negro repercutiendo en la formación estelar, contribuyendo al apagamiento. Además, durante algunos procesos de retroalimentación sucede que existen cantidades enormes de gas moviéndose a gran velocidad y que recorren distancias comparables al tamaño de la galaxia que parecen provenir del agujero negro central. Estos vientos tienen la energía necesaria para barrer el gas molecular dentro de la galaxia e impedir que se formen estrellas. Cuando sucede lo anterior se dice que se trata de una *retroalimentación eyectiva* (*ejective-feedback*). Existe otro escenario donde estos vientos no se hacen presentes y los jets expulsados solo mantienen el gas caliente, a este escenario se le denomina *retroalimentación preventiva* (*preventive-feedback*), ya que previene el enfriamiento y por lo tanto la condensación del gas, deteniendo la formación de estrellas. A este último proceso se le denomina también estrangulación. En este proceso las gala-

xias pueden seguir formando estrellas con el gas aún disponible, formando elementos más pesados y aumentando la masa de las estrellas volviéndose más rojas, a diferencia de la retroalimentación eyectiva donde se detiene la actividad estelar de inmediato (por decirlo de este modo) removiendo el gas de la galaxia hacia afuera. La diferencia entre estos dos procesos se puede observar en la Figura 3.8 tomada de [Peng et al., 2015], donde se muestra la evolución de la galaxia y el apagamiento de acuerdo al proceso de retroalimentación.

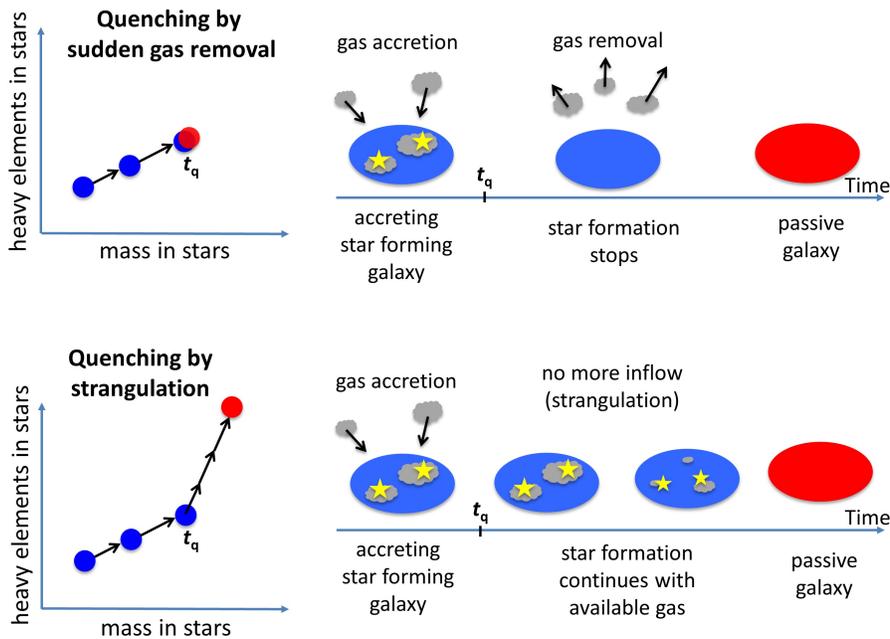


Fig. 3.8. Ilustración de dos distintos escenarios del apagamiento estelar. En el panel superior se muestra el escenario donde el el gas es removido de la galaxia repentinamente deteniendo la formación de estrellas (retroalimentación eyectiva). En el panel inferior el gas no se remueve, solo es calentado y la formación de estrellas continúa hasta que el gas frío se acaba, deteniendo la formación estelar (retroalimentación preventiva) [Peng et al., 2015].

Existen otros escenarios de apagamiento, uno de ellos es cuando el gas de la galaxia se calienta a medida que el halo se desarrolla, por lo tanto no es capaz de enfriarse y colapsarse para formar estrellas. Otro es que en lugar de conos asimétricos ionizantes (explicados arriba), los flujos de la radiación generada por el agujero negro salen de forma esférica a partir del centro galáctico. Sin embargo, no todo va en contra de la formación de estrellas, como ya mencionamos anteriormente existe también la retroalimentación positiva, aquella que estimula la formación de estrellas. En los extremos de los jets generados del agujero negro en algunas ocasiones se forman burbujas

de gas caliente originadas partir de la radiación de rayos X generada por la interacción de las partículas lanzadas por el jet y las partículas de gas alrededor. La burbuja se expande y actúa como una onda de choque comprimiendo el gas frío de galaxias vecinas causando la formación de estrellas. No obstante, la galaxia vecina necesita ser una SFG, dado que estas poseen una cantidad suficiente de gas frío (Figura 3.9).

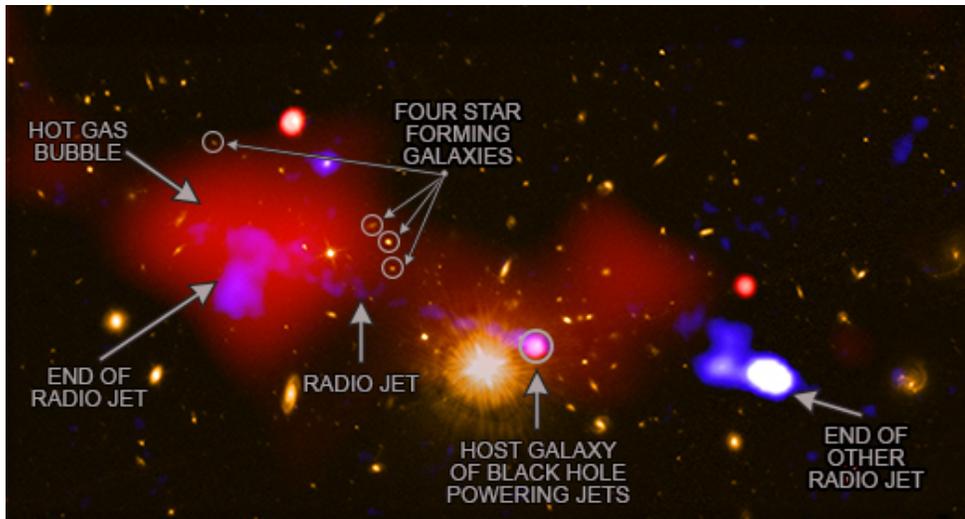


Fig. 3.9. Retroalimentación positiva. El gas caliente en los extremos de los jets forma un frente de choque que comprime al gas frío de las Galaxias Formadoras de Estrellas cercanas, favoreciendo la formación estelar dentro de ellas (Créditos: X-ray: NASA/CXC/INAF/R. Gilli et al.; Radio NRAO/VLA; Optical: NASA/STScI).

La Figura 3.10 resume todo lo explicado anteriormente con respecto a la retroalimentación de los agujeros negros en las galaxias formadoras de estrellas y el apagamiento.

Como podemos imaginar, debido al apagamiento, la emisión de líneas espectrales de una SFG se ve afectada. Esto incluye a nuestro objeto de estudio, las ELGs como trazador cosmológico, que a diferencia de las galaxias que ya han sido apagadas por completo (*Quenched Galaxies*), tales como las Galaxias Luminosas Rojas (LRG), poseen una actividad más variable en su flujo de emisión debido a los procesos internos. Esto provoca en pocas palabras que una ELG deje de ser considerada como una ELG, por tanto repercute en las muestras de los sondeos espectroscópicos. En la siguiente sección, describiremos más a fondo las implicaciones y repercusiones que impone el estudio de las ELGs en los censos de galaxias, en especial en cómo se distribuyen en el Universo y dentro de los halos de materia oscura utilizando un modelo conocido como modelo de Distribución

de Ocupación del Halo (HOD).

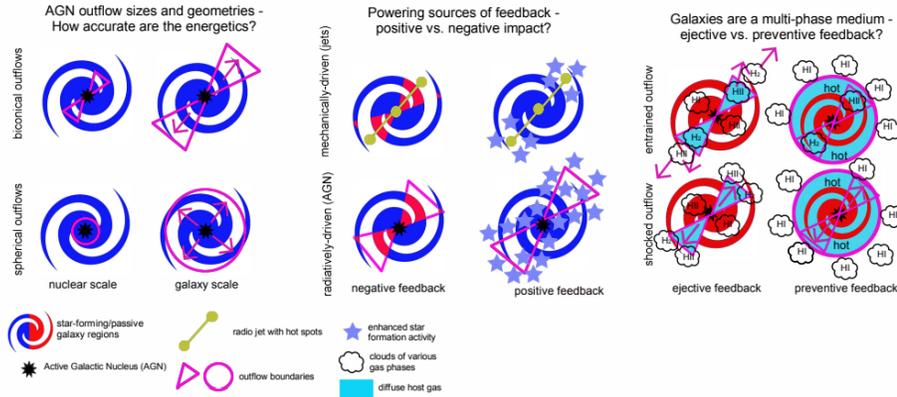


Fig. 3.10. Retroalimentación y formación estelar. En el panel izquierdo se muestran las dos maneras en que el agujero negro emite radiación ionizante, la primera es en conos aximétricos y la segunda de forma esférica expandiéndose a través de la galaxia. En el panel central se muestra los jets generados por el agujero negro y la comparación entre la *retroalimentación positiva*, la cual estimula formación de estrellas y la *retroalimentación negativa* que apaga la formación de estrellas (apagamiento). En el panel de la derecha se muestra la comparación entre los dos escenarios de apagamiento, la *retroalimentación eyectiva*, donde el gas dentro de la galaxia es removido totalmente por medio de vientos a gran velocidad evitando la formación estelar y la *retroalimentación preventiva* donde el gas sólo es calentado por la radiación, parte del gas permanece frío y continuará formando estrellas hasta agotarse, una vez agotado la formación estelar cesará. Imagen extraída de [Husemann and Harrison, 2018].

3.3. Modelo de Distribución de Ocupación de Halos (HOD) enfocado a ELGs

Las galaxias son los ladrillos fundamentales que conforman el Universo y por tanto su distribución espacial a gran escala es una fuente de información cosmológica sumamente importante. Sin embargo, un completo estudio de la formación de estos objetos en la red cósmica de la estructura a gran escala es desafiante debido al gran número de procesos astrofísicos que deben ser modelados y a la amplia gama de escalas en las cuales éstos operan. En principio, la distribución de materia oscura debe proporcionar una respuesta directa y precisa de dónde ocurre la formación de galaxias, dado que el colapso gravitacional es el principal fenómeno físico que domina este proceso. Por consiguiente, uno puede intentar predecir la localización de las galaxias en el Universo solamente estudiando la dinámica de la materia oscura, la cual es una tarea mucho más simple (utilizando el modelo Λ CDM) que realizar cálculos que incluyan todo el rigor de la

física bariónica. Este nuevo enfoque ha conducido a la creación de modelos computacionales que intentan describir la dinámica de la materia oscura, en especial, el ampliamente usado Modelo de Halos, el cual establece la conexión entre los halos de materia oscura y las galaxias. El formalismo del Modelo de Halos es tal que permite describir cualquier cosa asociada con los halos de materia oscura, no obstante, se deben hacer varias suposiciones al respecto. En primer lugar, se asume que existen regiones de materia oscura en forma de halos, que a su vez pueden contener cúmulos más pequeños conocidos como subhalos, además todas las galaxias forman y residen dentro de los halos y subhalos. Las propiedades y la distribución a gran escala de estos halos están bien entendidos gracias a las simulaciones de N-cuerpos. La distribución de materia oscura puede ser descrita por la función de masa de los halos y la distribución espacial de la materia oscura dentro de esos halos como una función de la masa del halo. El Modelo de Halos asume además que el agrupamiento (*clustering*) del halo solo depende de la masa del halo y es independiente de cualquier otra propiedad, aunque el modelo puede ser extendido haciendo que el agrupamiento dependa de otros atributos como la masa estelar [Zu and Mandelbaum, 2016]. Finalmente, una suposición importante (pero natural) dentro del marco teórico de los halos es que siempre existe una galaxia central. Por tanto, la población de galaxias dentro de un halo de materia oscura se puede dividir en dos tipos, las ya mencionadas galaxias centrales y las galaxias que orbitan alrededor de éstas, denominadas galaxias satélites.

Dentro del formalismo del Modelo de Halos existe lo que se denomina el modelo de Distribución de Ocupación de Halos, en inglés Halo Occupation Distribution (HOD). El Modelos de Halos proporciona un punto de vista de la estructura del Universo a gran escala como cúmulos de materia oscura, mientras que el HOD provee una explicación de cómo la materia galáctica está distribuida dentro de cada uno de los cúmulos. El HOD describe tres propiedades del Modelo de Halos que están relacionadas: la distribución de probabilidad que relaciona la masa del halo de materia oscura con el número de galaxias dentro de éste, la distribución espacial de las galaxias en el halo y la distribución de velocidades relativas a la materia oscura dentro del mismo halo. El HOD explica la relación entre las galaxias y la materia oscura a nivel individual de cada uno de los halos, describiendo el sesgo que existe entre las galaxias y los halos de materia oscura especificando la probabilidad $P(N|M)$ que un halo de masa virial M contenga N galaxias de una clase en particular. Este modelo depende fuertemente de la edad de las galaxias, [Berlind et al., 2003] menciona que los halos más masivos son poblados principalmente por galaxias viejas, mientras

que los halos de menor masa son generalmente poblados por galaxias jóvenes que, de acuerdo a la sección 3.2, se encuentran en el cúmulo azul del diagrama color-magnitud. Así, el HOD como función del tipo de galaxia (definida por la luminosidad, color, morfología, etc.) se ha convertido en una pieza fundamental para entender la teoría de la formación galáctica.

Actualmente, se han desarrollado nuevos métodos para estudiar la distribución de las galaxias considerando las diferencias entre los procesos físicos que existen en su interior que las hace diferentes. [Alam et al., 2020] desarrolla un método denominado *Multi-Tracer Halo Model* (MTHOD), el cual extiende el HOD estándar para incluir el tratamiento simultáneo de los múltiples tipos de galaxias. El MTHOD es una generalización del HOD y describe las poblaciones de múltiples trazadores cosmológicos. En cosmología uno puede pensar convenientemente en tres tipos de galaxias (trazadores) : las Galaxias que no poseen formación estelar activa que son representadas por las LRG; las Galaxias Formadoras de Estrellas cuya subpoblación seleccionada corresponde a las ELGs; y los AGNs, aquellas galaxias que poseen un agujero negro activo (alimentándose) en su centro, en este caso cuásares (QSO) son los elegidos como trazadores. Este modelo asume, al igual que el HOD estándar, que todas las galaxias se forman y viven dentro de halos de materia oscura, cuyas propiedades están dictaminadas por la masa del halo. Además, se hace la suposición de igual manera de que cualquier halo puede contener dos tipos de galaxias: centrales y satélites. El número de galaxias satélites solo depende de la masa del halo y es independiente de la existencia de otras galaxias satélites o galaxias centrales de cualquier tipo en su vecindad.

La probabilidad de tener una galaxia de algún tipo dado está dada en función de la masa del halo. La probabilidad total para que un halo contenga una galaxia central está dada por la suma de la probabilidad de una galaxia central sobre todos los trazadores. Podemos escribir la probabilidad total como

$$p_{cen}^{tot}(M_h) = \sum_{tr \in TR} p_{cen}^{tr}(M_h), \quad (3.1)$$

donde la suma corre sobre todos los trazadores $TR = \{LRG, QSO, ELG\}$. Esta ecuación requiere la restricción $p_{cen}^{tot} \leq 1$ para cualquier halo. Para que la probabilidad total sea igual a la suma de las probabilidades es necesario que los eventos sean mutuamente excluyentes entre sí. Por otro lado, la probabilidad de encontrar una galaxia central difiere para cada trazador. Para las LRG, la probabilidad está dada por la ecuación

$$p_{cen}^{LRG} = \langle N_{erf}(M_h) \rangle = \frac{1}{2} \mathbf{P}_{max} erf c \left(\frac{\log_{10} \mathbf{M}_c - \log_{10} M_h}{\sqrt{2} \sigma_{\mathbf{M}}} \right). \quad (3.2)$$

Como podemos observar, la probabilidad ha sido modelada satisfactoriamente por la función error $erfc$, la cual prácticamente nos está diciendo que la muestra de galaxias centrales que corresponde a las LRG tiene una masa de halo de corte \mathbf{M}_c y una dispersión en masa $\sigma_{\mathbf{M}}$. En el caso de los QSOs, son más difíciles de parametrizarlos debido las complicaciones intrínsecas que requiere el estudio de la física de los AGNs. En el pasado las galaxias centrales del tipo QSOs han sido modeladas de igual forma usando la función error, sin embargo sigue existiendo incertidumbres respecto a la selección de QSOs ya que por ejemplo, uno puede argumentar que las LRGs también pueden poseer un agujero negro y por lo tanto también podrían hospedar QSOs con sus respectivos ciclos de actividad [Alam et al., 2020]. Debido a que la población de QSOs es muy pequeña comparada con los otros tipos de galaxias, [Alam et al., 2020] adopta la función error dada por la ecuación (3.2) para modelar la probabilidad de las galaxias centrales para los QSOs.

Otro caso muy aparte es lo que pasa con las ELGs, las cuales emiten fuertes líneas de emisión de [OII]3727 causado por los procesos de formación estelar en su interior. Tales procesos son ineficientes en el centro de los halos de alta masa, lo cual indica la ausencia de gas frío en esta región. Debido a esto, modelar la probabilidad de las galaxias centrales de tipo ELG con la función error quizá no sea muy realista. [Alam et al., 2020] modela esta probabilidad haciendo uso de una función gaussiana dada por la expresión

$$\langle N_{HMQ}(M_h) \rangle = 2A\phi(M_h)\Phi(\gamma M_h) + \frac{1}{2\mathbf{Q}} \left[1 + erf \left(\frac{\log_{10} M_h - \log_{10} M_c}{0.01} \right) \right], \quad (3.3)$$

donde

$$\phi(x) = N(\log_{10} \mathbf{M}_c, \sigma_{\mathbf{M}_c}), \quad (3.4)$$

$$\Phi(x) = \int_{-\infty}^x \phi(t) dt = \frac{1}{2} \left[1 + erf \left(\frac{x}{\sqrt{2}} \right) \right], \quad (3.5)$$

$$A = \frac{\mathbf{P}_{max} - 1/\mathbf{Q}}{\max(2\phi(x)\Phi(\gamma x))}. \quad (3.6)$$

La función dada por la ecuación (3.3) lleva el nombre de función de ocupación del Apaga-

miento de la Masa del Halo (HMQ). El parámetro M_c es la masa del halo de corte para las galaxias centrales tipo ELG y determina el pico máximo de la probabilidad de ocupación (Figura 3.11). El parámetro Q establece la eficiencia del apagamiento para halos de alta masa; un valor grande de Q implica un apagamiento más eficiente, mientras que un valor bajo significa un menor apagamiento, lo que se traduce a una mayor actividad estelar. La función $\phi(M_h)$ corresponde a la distribución normal y $\Phi(M_h)$ a la función de densidad acumulada. Estas dos funciones dependen del parámetro γ que controla el sesgo de la distribución, mientras que σ_M controla la anchura de la misma. El parámetro A establece en general la formación eficiente de ELGs y depende del parámetro p_{max} . Podemos llamar a esta manera de describir la probabilidad de las galaxias centrales tipo ELGs como Modelo HMQ. El efecto correspondiente a la variación de cada uno de estos parámetros se puede observar en la Figura 3.11.

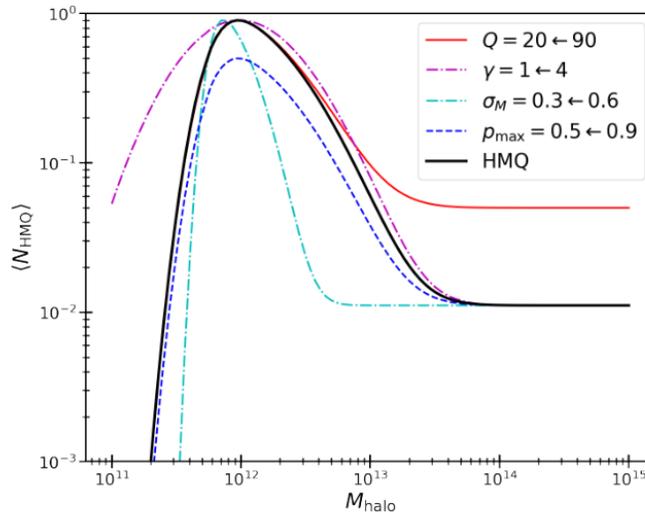


Fig. 3.11. Probabilidad de ocupación del modelo de Apagamiento de la Masa del Halo. La curva negra representa el modelo fiducial. Las curvas color rojo, magenta, cian y azul representan el impacto sobre el modelo fiducial al variar cada uno de los parámetros que componen el modelo HMQ dados por la ecuación (3.3).

Para el caso de galaxias satélites, el número de ocupación promedio está dado por la expresión

$$\langle N_{sat}^{total} \rangle = \sum_{tr \in TR} \langle N_{sat}^{tr} \rangle (M_{halo}), \quad (3.7)$$

donde la suma se hace sobre todos los trazadores. El número de galaxias satélite por halo está dada por la siguiente funcional

$$\langle N_{sat} \rangle (M_{halo}) = \left(\frac{M_h - \kappa M_c}{M_1} \right)^\alpha. \quad (3.8)$$

El número de ocupación es, en esencia, una ley de potencias con índice α y una masa satélite característica M_1 . La masa de corte se mide en unidades de M_c , valor por el cual la probabilidad de una galaxia satélite es cero, y está regulada por el parámetro κ . En general, se coloca $\kappa = 1$ cuando se modelan las ELGs satélites con el modelo HQM. Se utiliza la misma forma funcional para los tres trazadores (LRG, ELG, QSO) con parámetros independientes en cada caso. Para que un halo contenga galaxias satélites tipo LRG se requiere la existencia de una galaxia central en el halo. Por su parte, las ELGs y los QSOs pueden ser modelados en halos que no contengan galaxia central, sin embargo, esto difícilmente ocurre en la realidad.

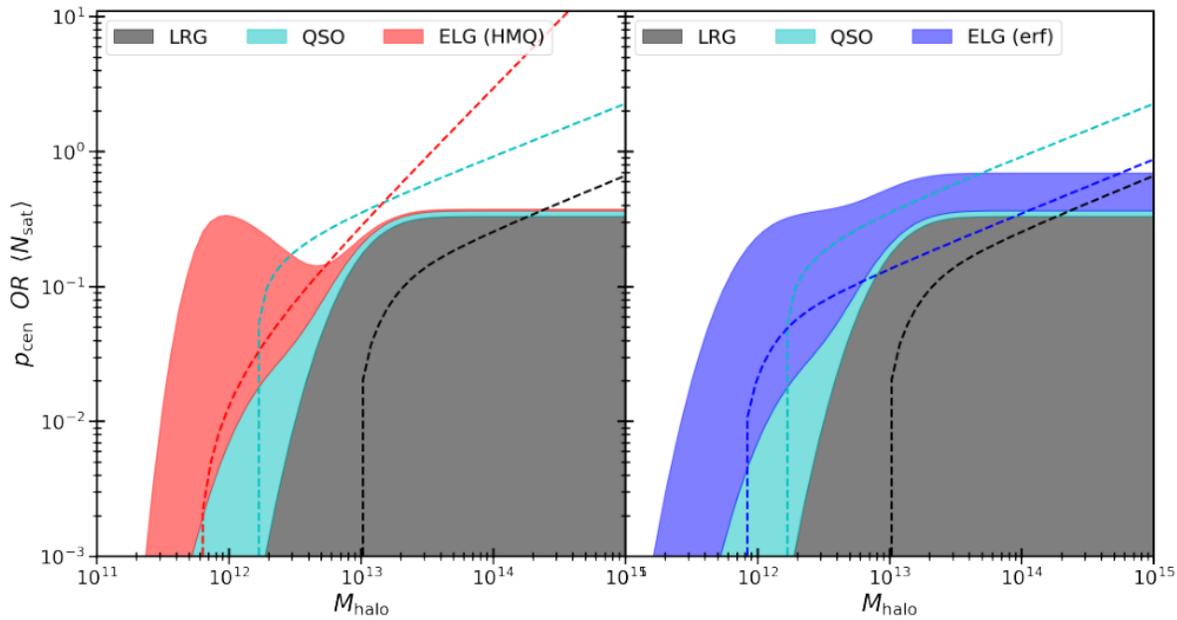


Fig. 3.12. Probabilidad de ocupación para galaxias centrales y satélites como función de la masa del halo. El panel izquierdo modela a las ELGs utilizando del modelo HMQ, es decir, el apagamiento en las ELGs es más eficiente en halos masivos. El panel derecho no existe apagamiento en halos de alta masa, por tanto se modela con la función error (*erf model*). Las regiones sombreadas representan la probabilidad de ocupación para galaxias centrales y las punteadas el número promedio de galaxias satélites. Cada color representa un trazador distinto [Alam et al., 2020].

La Figura 3.12 describe cómo se comporta la población de cada uno de los tres trazadores presentes en el halo. La gráfica izquierda muestra la probabilidad de ocupación de las ELGs cuando es modelada usando el modelo HMQ. La imagen del lado derecho muestra el comportamiento de las ELGs cuando son tratadas utilizando la función error (*erf model*) al igual y como se hace con las LRGs y QSOs. La región sombreada representa la probabilidad de ocupación de las galaxias centrales, donde la región gris corresponde a las LRGs, la cian a los QSOs, la azul a las ELGs usando el modelo *erf* y la color rojo a las ELGs pero utilizando el modelo HMQ. Las líneas punteadas representan la función de ocupación promedio de las galaxias satélites como función de la masa del halo. Como podemos observar, las ELGs viven en halos menos masivos que los QSOs, además, cuando las ELGs centrales están siendo *apagadas* dentro de halos masivos el número de ocupación de galaxias ELGs satélites incrementa. Como el apagamiento es más eficiente en halos de alta masa, entonces es menos probable para una ELG ser una galaxia central. Por tanto, utilizando el modelo HMQ, el máximo de probabilidad de las ELGs centrales se encuentra en halos de baja masa (región roja sombreada).

Capítulo 4

Análisis

En este capítulo analizaré el desempeño del algoritmo de reconstrucción aplicado a los catálogos de galaxias de línea de emisión ELGs, típicas del sondeo espectroscópico DESI. En la primera sección describiré las métricas que utilizaré para evaluar el desempeño de tal método. En este trabajo utilizaremos dos métricas. Por un lado tenemos la estadística de 2 puntos, definida en la Sección 2.2 y explicado con mayor detalle en este capítulo; por otro lado tenemos al propagador, el cual será definido en esta sección así como la interpretación que conlleva. En la segunda sección describiré las simulaciones UNIT y ABACUS generadas dentro de la misma colaboración DESI, las cuales utilizaré para estudiar el desempeño de la reconstrucción con este tipo de galaxias. En la tercera sección presentaré las pruebas que realicé para estudiar el desempeño de dicho método, en donde exploro el impacto de diferentes parámetros buscando aquellos valores que optimizan el desempeño del algoritmo. Finalmente presentaré los resultados obtenidos para cada variación. En el siguiente capítulo presentaré las conclusiones sobre cuál de las distintas configuraciones es la que optimiza los resultados de la reconstrucción para las ELGs, parte del sondeo espectroscópico DESI.

4.1. Métricas para evaluar el desempeño de la reconstrucción en DESI-ELG

Podemos medir el efecto de la reconstrucción a través de la función de correlación entre el campo de densidad lineal inicial y el campo de densidad final. A este método se le conoce como el *propagador*. En el caso de los trazadores sesgados, el cual es el caso de las galaxias que estamos

analizando, podemos definir el propagador en el espacio de corrimiento al rojo como

$$C(k, \mu, z_0) = \frac{1}{bP_{lin}(k, z_0)} \langle \hat{\delta}_{lin}(\vec{k}, z_0) \hat{\delta}^*(\vec{k}', z_0) \rangle, \quad (4.1)$$

donde \vec{k} es el vector de onda, μ es el coseno del ángulo entre \vec{k} y la línea de visión, b representa el sesgo, $\delta_{lin}(\vec{k}, z_0)$ es el campo de densidad lineal y $P_{lin}(k, z_0)$ es el correspondiente espectro de potencias en el espacio real escalado a $z_0 = 0.55$ utilizando el factor de crecimiento lineal. $\delta^*(\vec{k}, z_0)$ es el campo de densidad de las galaxias observadas o algún campo de densidad de interés a $z_0 = 0.55$ en el espacio de Fourier antes o después de la reconstrucción de BAO.

La normalización es tal que $C(k, \mu)$ debe converger a la unidad en el espacio real, mientras que en el espacio de corrimiento al rojo converge a $1 + \beta\mu^2$ cuando $\delta(\vec{k}, z_0)$ contiene la misma información que el campo de densidad lineal inicial para pequeños k . En la aproximación lineal el propagador es igual a $1 + \beta\mu^2$. Debido a que la señal de BAO se ve atenuada progresivamente durante el crecimiento no lineal de la estructura a gran escala, $C(k, \mu)$ decrece gradualmente conforme el valor de k incrementa. El efecto de la reconstrucción es de recuperar parte de la información contenida en la parte lineal, entonces posterior a este proceso podemos esperar que el propagador sea más cercano al lineal y por tanto tendería a la unidad (una vez normalizado).

4.1.1. El propagador como métrica

El propagador ha sido útil al momento de calcular la precisión que posee un catastro o sondeo, así como para construir un modelo que se ajusta razonablemente con las mediciones observadas de BAO. El propagador estima la atenuación de la señal de BAO como función del número de onda k utilizando un Modelo de Atenuación Gaussiano (*Gaussian Damping Model*) en el espacio de Fourier, el cual ha mostrado ser un modelo que describe de manera acertada del propagador para el espectro de potencias promedio antes y después de la reconstrucción, tanto en el espacio real como en el espacio de corrimiento al rojo. La producción de catálogos de galaxias que cubren gran parte del volumen cósmico permitió hacer la prueba dos-dimensional: mide la escala de BAO tanto a lo largo como a través de la línea de visión. El *Gaussian BAO Damping Model* para un propagador esta dado por la expresión (4.2)

$$C_G(k, \mu, z) = (1 + \beta\mu^2) \exp \left[-\frac{k^2(1 - \mu^2)\Sigma_{xy}^2}{4} - \frac{k^2\mu^2\Sigma_z^2}{4} \right], \quad (4.2)$$

donde Σ_{xy} y Σ_z representan las escalas características del *BAO Damping Model* a través de la línea de visión y a lo largo de la línea de visión respectivamente.

[Seo et al., 2016] muestra que para el caso de la reconstrucción isotrópica, el *Gaussian Damping Model* dos-dimensional no es un buen modelo, especialmente si utilizamos grandes valores de suavizado, pero sí lo es para la convención anisotrópica. Debido a lo anterior, [Seo et al., 2016] implementa un *Gaussian BAO Damping Model* modificado para la reconstrucción isotrópica dado por la expresión (4.3)

$$C_{MG}(k, \mu, z) = (1 + \beta\mu^2(1 - S(k))) \exp \left[-\frac{k^2(1 - \mu^2)\Sigma_{xy}^2}{4} - \frac{k^2\mu^2\Sigma_z^2}{4} \right]. \quad (4.3)$$

Una de las ventajas de utilizar el propagador es que no requiere de un gran número de simulaciones (*mocks*), siendo una herramienta de gran utilidad para la construcción de modelos y para extraer información del desempeño de la reconstrucción a partir de técnicas de agrupamiento aplicadas a las mediciones.

En la Figura 4.1 extraída de [Seo et al., 2016] se muestra el propagador calculado a partir de la simulación CMASS del campo de densidad antes y después de la reconstrucción, tanto para el caso Rec-Iso como para Rec-Ani (Véase Sección 2.4.1). El panel superior muestra el caso a través de la línea de visión ($\mu=0.05$) y el panel inferior cuando observamos a lo largo de la línea de visión ($\mu=0.95$). Como se esperaba, el propagador para el campo pre-reconstruido, asintóticamente se aproxima a la unidad a pequeñas k en la dirección a través de la línea de visión y se aproxima a $1+\beta\mu^2$ a lo largo de la línea de visión. El propagador para el campo post-reconstruido debe converger a la unidad a pequeñas k en ambas direcciones, tanto a través como a lo largo de la línea de visión en la convención isotrópica. Mientras que deben converger a $1+\beta\mu^2$ en la convención anisotrópica. Las figuras en el panel izquierdo muestran este comportamiento. Para el caso de la reconstrucción isotrópica es evidente que el propagador sobrepase la unidad en los valores intermedios a lo largo de la línea de visión, lo cual es consistente con el efecto $1 - S(k)$ en la ecuación (4.3).

La diferencia en la atenuación es principalmente debido a la contribución del campo de des-

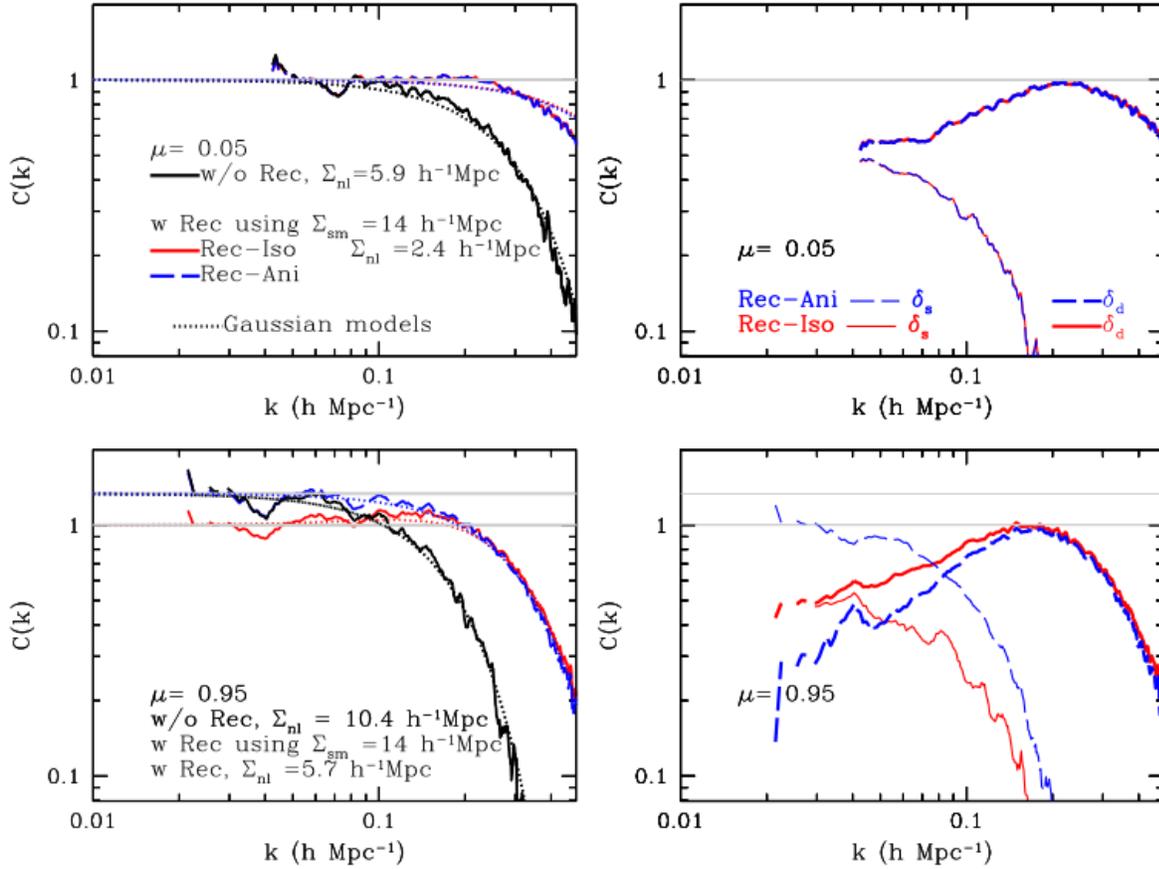


Fig. 4.1. Propagador del campo de densidad galáctica utilizando la simulación CMASS. Se muestran los diferentes propagadores calculados utilizando diferentes convenciones de la reconstrucción: isotrópica y anisotrópica. Tanto a través de la línea de visión (panel superior) como a lo largo (panel inferior) [Seo et al., 2016].

plazamiento correspondiente a la muestra aleatoria (*randoms*), el cual es suprimido con relación a el campo de desplazamiento de las galaxias en la reconstrucción isotrópica. Debido a que la contribución de δ_d es muy similar en las dos convenciones a grandes k , entonces es el propagador del campo de densidad final reconstruido δ_{rec} a grandes k . A través de la línea de visión ambas convenciones producen propagadores idénticos, lo cual es de esperarse debido a que los efectos de desplazamientos de corrimiento al rojo (RSD) no deben afectar esos modos.

4.1.2. Segunda métrica: Estadística de 2 puntos

Como segunda métrica utilizaremos la estadística de 2 puntos que fue brevemente introducida en la sección (2.2). La función de correlación de dos puntos (2PCF) post reconstrucción utiliza una variación del estimador Landy-Szalay definida como:

$$\xi_{r,\mu} = \frac{DD(r, \mu) - 2DS(r, \mu) + SS(r, \mu)}{RR(r, \mu)} \quad (4.4)$$

Donde D denota catálogo de galaxias post-reconstrucción, S denota al catálogo de puntos aleatorios que se movieron o se corrieron siguiendo el campo de desplazamiento de los datos, y R el campo aleatorio estándar. Con esta notación, DD es el número de pares de galaxias que se encuentran a una distancia dada. DS el número de pares galaxia-random modificado o corridos con la reconstrucción y RR el número de pares random-random sin modificar.

En este trabajo utilizaremos los multipolos del espectro de potencias debido a que computacionalmente son menos costosos. Como sabemos, la función de correlación está relacionada con el espectro de potencias por medio de la Transformada de Fourier (ec. 2.10). El espectro de potencias $P(k)$ puede expresarse como una expansión multipolar [Blake et al., 2018] como

$$P(\mathbf{k}) = \sum_l P_l(k) L_l(\mu), \quad (4.5)$$

donde $L_l(\mu)$ representan los polinomios de Legendre y μ es el coseno del ángulo del vector de onda \mathbf{k} con respecto de la línea de visión. Los coeficientes $P_l(k)$ llevan el nombre de multipolos del espectro de potencias. Revirtiendo la ecuación (4.5) aplicando ortogonalidad podemos calcular $P_l(k)$ como

$$P_l(k) = \frac{2l+1}{2} \int d\mu P(k, \mu) L_l(\mu). \quad (4.6)$$

Solo tres multipolos ($l=0,2,4$) son suficientes para describir el modelo acertadamente en la aproximación lineal: el monopolo $P_0(k)$, cuadrupolo $P_2(k)$ y el hexadecapolo $P_4(k)$.

4.2. Descripción de las simulaciones UNIT y ABACUS

Utilizamos diversos catálogos de ELGs con diferentes características con la finalidad de observar cómo se comportan la reconstrucción y si es que ésta última funciona exitosamente considerando todos los fenómenos que interfieren dentro de las ELGs ya discutidos. Los catálogos son proporcionados por el grupo de Simulaciones Cosmológicas del Instituto de Física de la UNAM en colaboración con el proyecto SDSS-DESI (Sección 1.2). En este trabajo se exploraron dos tipos de simulaciones, UNIT y ABACUS, a continuación hacemos una breve descripción de cada uno.

4.2.1. Simulaciones UNIT

Las simulaciones UNIT se encuentran públicamente disponibles en <http://www.unitsims.org>. Una descripción más profunda puede encontrarse en [Chuang et al., 2019] [UNIT Project](#).

Las condiciones iniciales fueron generadas utilizando la Teoría Lagrangiana de Perturbaciones a segundo orden con *FastPM* [Feng et al., 2016]. Los parámetros cosmológicos utilizados a lo largo de este trabajo son: $\Omega_m = 0.3089$, $h = H_0/100 = 0.6774$, $n_s = 0.9667$ y $\sigma_8 = 0.8147$. El tamaño de la caja es de $1 \text{ Gpc}/h$ y las simulaciones comienzan en $a = 1/(1+z) = 0.01$ ($z = 99$). El número de partículas es de 4096^3 , dando una masa de partículas de $1.2 \times 10^9 M_{sol}/h$. Para identificar los halos se utilizó el código *Rockstar* [Behroozi et al., 2013].

4.2.2. Simulaciones ABACUS

Las simulaciones ABACUS utilizadas forman parte de *AbacusSummit*, una serie de grandes simulaciones cosmológicas de N-cuerpos de alta precisión. Estas simulaciones fueron diseñadas para satisfacer los requerimientos de las simulaciones cosmológicas de DESI. *AbacusSummit* se encontraba operando en la supercomputadora *Summit* en el *Oak Ridge Leadership Computing Facility* bajo el programa DOE's ALCC. Sin embargo, los datos producidos están siendo tras-pasados a NERSC para el uso por parte de la colaboración DESI. Para más información puede consultarse <https://abacussummit.readthedocs.io/>.

Todas las simulaciones ABACUS comienzan a $z=99$ utilizando las condiciones iniciales de la Teoría Lagrangiana de Perturbaciones a segundo orden con correcciones a primer orden de la teoría lineal, éstas son descritas en [Garrison et al., 2016]. Las partículas son desplazadas en una caja cúbica, en nuestro caso de longitud $2 \text{ Gpc}/h$, siendo un total de 6912^3 partículas.

4.2.3. Catálogos de ELGs (UNIT y ABACUS)

Se utilizó la implementación en C del software *FastPM* para generar la malla de partículas de las cuasi simulaciones de N-cuerpos para la producción de cientos de simulaciones emparejadas de materia oscura. Identificamos los halos de materia oscura con el buscador de halos de *nbodykit* [Hand et al., 2018] que utiliza el algoritmo *Friends-of-Friends*. Se escogió un mínimo de 20 partículas de materia oscura por halo y una longitud de enlace de $0.2L_{box}/N_c$. Aquí L_{box} se refiere a

la longitud de la lado de la caja de la simulación y N_c al número de celdas a lo largo de un eje usado en el cálculo de la malla, el cual fue tomado para que corresponda al número de partículas de materia oscura. Poblamos cada halo con un número de galaxias de acuerdo a la distribución de probabilidad $P(N|M)$ (Sección 3.3). Una vez determinada N dada un halo (según la ec. 3.3 para las ELGs) colocamos la primera galaxia en el centro de masa del halo y las galaxias remanentes en las ubicaciones de las partículas de materia oscura dentro del halo.

El Cuadro 4.1 resume las características de los catálogos utilizados de cada simulación. Tenemos dos tamaños de cajas, 1 Gpc/h para UNIT y 2 Gpc/h para ABACUS. Tenemos tres valores de densidad para cada una de las dos simulaciones: 5.5×10^{-4} Mpc/h (UNIT-L), 20×10^{-4} Mpc/h (UNIT-M) y 25×10^{-4} Mpc/h (UNIT-H). Para ABACUS las densidades estudiadas fueron: 5.5×10^{-4} Mpc/h (ABACUS-L), 20×10^{-4} Mpc/h (ABACUS-M) y 25×10^{-4} Mpc/h (ABACUS-H). Las letras L, M y H representan densidad baja (*Low*), media (*Medium*) y alta (*High*), respectivamente. El valor de corrimiento al rojo para UNIT es $z=0.9873$ y para ABACUS $z=1.028$, ambos cercanos a la unidad. Los catálogos UNIT tienen un sesgo de $b=1.4150$ y un factor de crecimiento de $f=0.872$, mientras que los catálogos ABACUS poseen un sesgo $b=1.4819$ y un factor de crecimiento $f=0.879$.

Simulaciones Cosmológicas						
Nbody	Caja	z	Trazador	Densidad	Sesgo	Factor crecimiento
UNITSIM	1Gpc/h	0.9873	ELG	5.5e-4 (L)	1.4150	0.872
	1Gpc/h	0.9873	ELG	20e-4 (M)	1.4150	0.872
	1Gpc/h	0.9873	ELG	25e-4 (H)	1.4150	0.872
ABACUS	2Gpc/h	1.028	ELG	5.5e-4 (L)	1.4819	0.879
	2Gpc/h	1.028	ELG	20e-4 (M)	1.4819	0.879
	2Gpc/h	1.028	ELG	25e-4 (H)	1.4819	0.879

Cuadro 4.1: Simulaciones UNIT y ABACUS utilizados para reconstrucción.

4.3. Optimización del método de reconstrucción para el caso de ELGS

Para el estudio del desempeño de la reconstrucción se analizaron los catálogos de galaxias descritos en la sección anterior. Un catálogo de galaxias consiste en una lista de posiciones y

velocidades de cada una de las galaxias. Las posiciones de las galaxias se encuentran en coordenadas cartesianas (x,y,z) dentro de una caja tridimensional con condiciones de frontera periódicas.

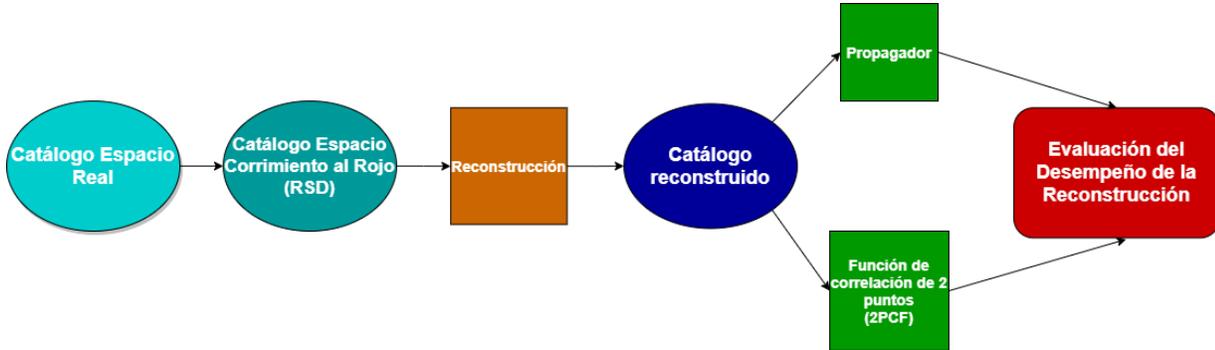


Fig. 4.2. Esquema que muestra la metodología seguida para estudiar el desempeño de la reconstrucción.

Para realizar el procesamiento y análisis de los datos se siguió la metodología del esquema de la Figura 4.2. A continuación describimos a grandes rasgos lo que implica cada uno de los pasos:

1. Convertir las observaciones del espacio real al espacio de corrimiento al rojo. Para cada catálogo utilizamos las velocidades de las galaxias para aplicar las distorsiones de corrimiento al rojo, proyectando así la componente de su velocidad paralela a la línea de visión a la posición de la galaxia, obteniendo las posiciones en el espacio de corrimiento al rojo. Al ser una caja periódica podemos definir la línea de visión arbitrariamente. Se ha elegido al eje \hat{z} como el vector que define la línea de visión.
2. Aplicamos el método de reconstrucción isotrópica a los catálogos en el espacio de corrimiento al rojo. Para estudiar los efectos de variaciones en el algoritmo, fijaremos una configuración específica del algoritmo que llamaremos *fiducial* y a partir de ésta modificaremos los diferentes parámetros del mismo, uno a la vez, para estudiar el impacto en los catálogos después de la reconstrucción. La configuración fiducial fija el sesgo a $b = 1.4$, la escala de suavizamiento a $R = 15$ y el número de iteraciones a $niter = 2$, además de las características de cada catálogo descrito en el Cuadro 4.1.
3. Calculamos la primera métrica, es decir, calculamos el propagador de cada catálogo post-reconstruido de cada una de las distintas variaciones de la metodología fiducial. Los valores de los parámetros para ejecutar propagador fueron los siguientes: i) una malla de 512 cubos

de sobredensidad lineal para UNIT y 768 para ABACUS. ii) Número de bins $n_{bins}=512$ para UNIT y $n_{bins}=768$ para el caso de ABACUS. iii) Los valores de corrimiento al rojo y las condiciones iniciales son las mismas que se utilizaron para generar las simulaciones tanto de UNIT como de ABACUS, respectivamente, descritas en la Sección 4.2.

4. Calculamos la segunda métrica, la estadística de dos puntos en el espacio de Fourier anisotrópica, para los mismos catálogos de la métrica anterior. Calculamos los multipolos dados por la expresión (4.6). Solo es de nuestro interés calcular tres multipolos en la aproximación lineal: P_0 , P_2 y P_4 .
5. Para determinar la mejor configuración comparamos los resultados de cada variación para cada métrica, determinando la eficiencia de la reconstrucción.



Fig. 4.3. Esquema que muestra los estudios realizados para estimar el desempeño de la reconstrucción.

Para este trabajo consideramos tres aspectos que podrían afectar el desempeño de la reconstrucción para los dos tipos de simulaciones (UNIT y ABACUS). En el esquema de la Figura 4.3 se muestran estos aspectos (pruebas), los cuales listo a continuación :

1. Dependencia del desempeño de la reconstrucción con la densidad
2. Dependencia del desempeño de la reconstrucción con el suavizado.
3. Dependencia del desempeño de la reconstrucción con las iteraciones.

Los tres aspectos fueron analizados con las dos métricas señaladas y con las dos simulaciones descritas anteriormente, los resultados serán presentados en las siguientes subsecciones. En

primer lugar, se describirán todos los resultados obtenidos utilizando la métrica del propagador, posteriormente se presentaran los resultados obtenidos con la métrica del espectro de potencias, es decir, por medio de los multipolos. A continuación, se presentarán detalladamente los resultados obtenidos.

4.3.1. Dependencia del desempeño de la reconstrucción con la densidad: Propagador

Para estudiar la dependencia del desempeño de la reconstrucción con la densidad analizamos 6 catálogos, 3 de cada simulación (3 UNIT y 3 ABACUS) con diferente densidad numérica. Los valores de las densidades de los catálogos UNIT se encuentran en el Cuadro 4.1: 5.5×10^{-4} Mpc/h (UNIT-L), 20×10^{-4} Mpc/h (UNIT-M) y 25×10^{-4} Mpc/h (UNIT-H). Para ABACUS las densidades estudiadas fueron: 5.5×10^{-4} Mpc/h (ABACUS-L), 20×10^{-4} Mpc/h (ABACUS-M) y 25×10^{-4} Mpc/h (ABACUS-H). Para esta prueba hemos utilizado la configuración de parámetros de la reconstrucción que llamamos fiducial. La reconstrucción fiducial como ya dijimos anteriormente fija el sesgo a $b = 1.4$, la escala de suavizamiento a $R = 15$, y el número de iteraciones a $niter = 2$.

En primer lugar describiremos los resultados de la simulación UNIT. En las Figuras 4.4 y 4.5 se presentan los propagadores isotrópicos calculados post-reconstrucción de las tres densidades, donde la $\mu = 0.05$ corresponde a la dirección perpendicular a la línea de visión y la $\mu = 0.95$ a lo largo de la línea de visión. En los gráficos se muestra igualmente una línea color gris punteada que corresponde al propagador de los catálogos pre-reconstruidos. El propagador post-reconstrucción para la reconstrucción isotrópica debe converger a 1 a pequeñas escalas de k , pues se espera que la correlación de los campos inicial y post-reconstrucción a grandes escalas sea grande y de hecho igual 1 y que a pequeñas escalas (grandes k) se vaya perdiendo correlación. Se espera igualmente que los campos post-reconstrucción estén correlacionados a escalas k mayores comparado con el campo pre-reconstrucción. Encontramos que esta predicción se cumple, en la Figura 4.6 se muestra un corte a mayor profundidad del propagador calculado a través de la línea de visión ($\mu = 0.05$), observamos que el campo pre-reconstrucción empieza a decaer a escalas $k = 1 \times 10^{-1} hMpc^{-1}$ mientras que el propagador de todos los casos post-reconstrucción empieza a decaer a escalas $k = 2 \times 10^{-1} hMpc^{-1}$, lo cual demuestra cómo la reconstrucción mejora la correlación hasta escalas de $1 \times 10^{-1} hMpc^{-1}$ para todas las densidades.

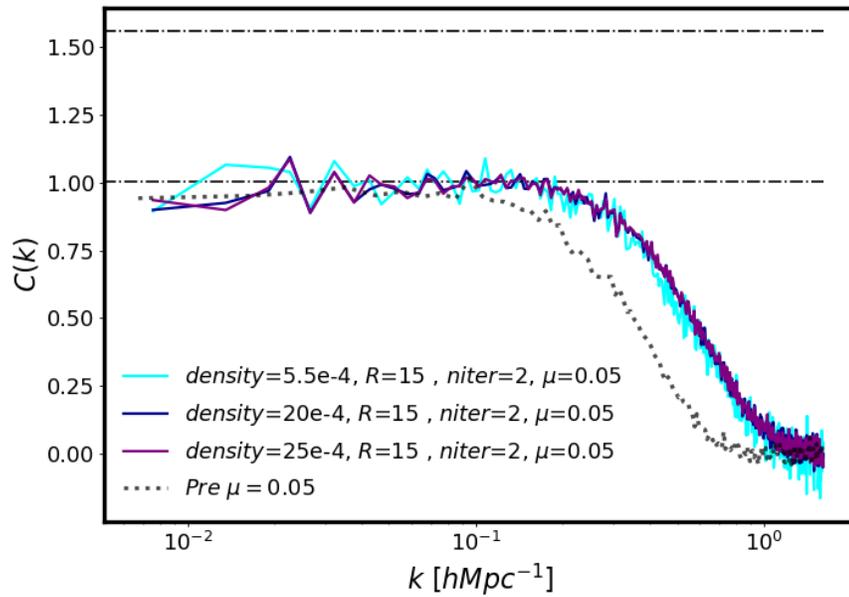


Fig. 4.4. La figura muestra los propagadores isotrópicos para $\mu = 0.05$ de los catálogos UNIT correspondientes a diferentes densidades (L, M y H).

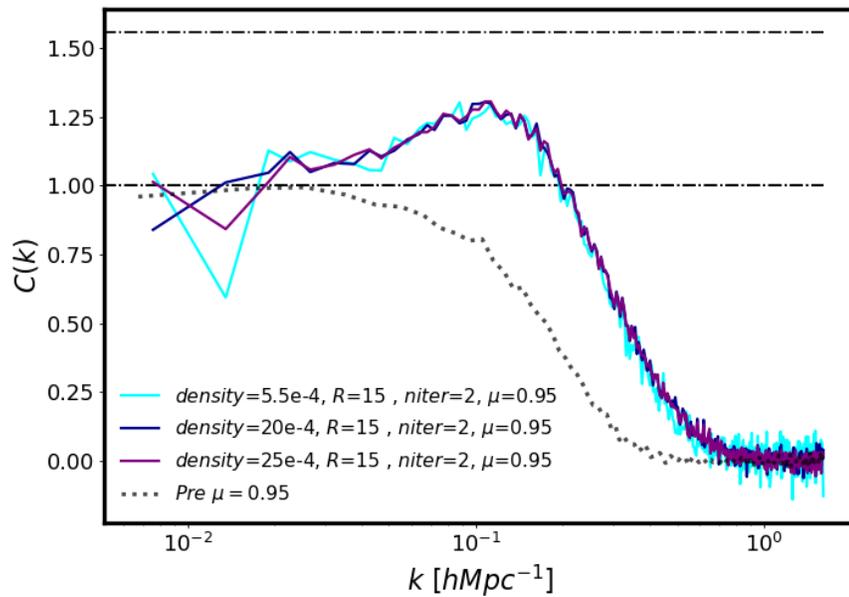


Fig. 4.5. La figura muestra los propagadores isotrópicos para $\mu = 0.95$ de los catálogos UNIT correspondientes a diferentes densidades (L, M y H).

Por otro lado, en lo que a la dependencia con la densidad concierne encontramos que en ambas direcciones, tanto a lo largo como a través de la línea de visión, se observa una ligera dependencia con el valor de la densidad encontrándose que el mejor desempeño se encuentra para la más alta densidad y el peor desempeño para la más baja densidad como es de esperarse. Finalmente observamos un pico de correlación en el propagador isotrópico a lo largo de la línea de visión, el cual es un efecto espurio que sobrepasa la unidad a valores k intermedios, lo cual es consistente con el efecto de $(1 - S(k))$ de la ecuación (4.3) [Seo et al., 2016].

En la siguiente sección buscaremos encontrar si esta diferencia de desempeño en la reconstrucción debido a la densidad puede intensificarse y por tanto mejorarse variando otro parámetro que en esta primera prueba mantuvimos fija, el suavizado.

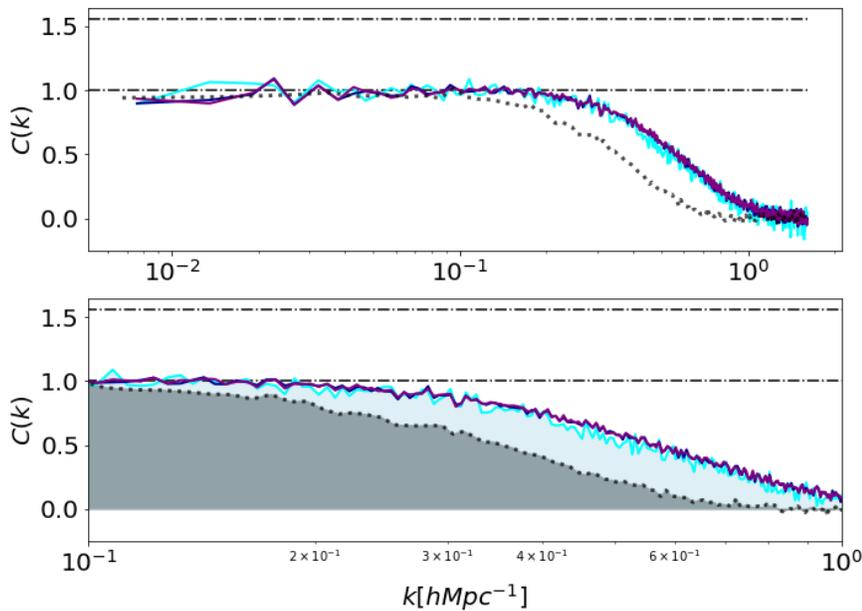


Fig. 4.6. Se muestra nuevamente el propagador a través de la línea de visión, debajo un corte más detallado para observar cómo se despegan las curvas pre reconstrucción y post reconstrucción.

Los resultados con las simulaciones ABACUS se muestran en la Figuras 4.7, 4.8 y 4.9. En analogía con las figuras anteriores se muestran los propagadores isotrópicos, donde la $\mu = 0.05$ corresponde a la dirección perpendicular a la línea de visión y la $\mu = 0.95$ a lo largo de la línea de visión. Se presentan los resultados obtenidos para las tres densidades e igualmente con la línea punteada el propagador de los catálogos pre-reconstrucción.

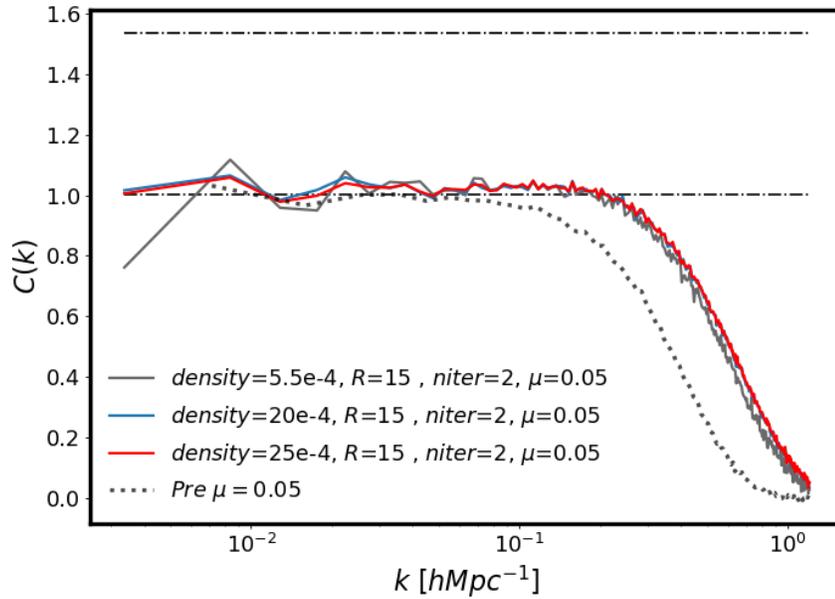


Fig. 4.7. La figura muestra los propagadores isotrópicos para $\mu = 0.05$ de los catálogos ABACUS correspondientes a diferentes densidades (L, M y H).

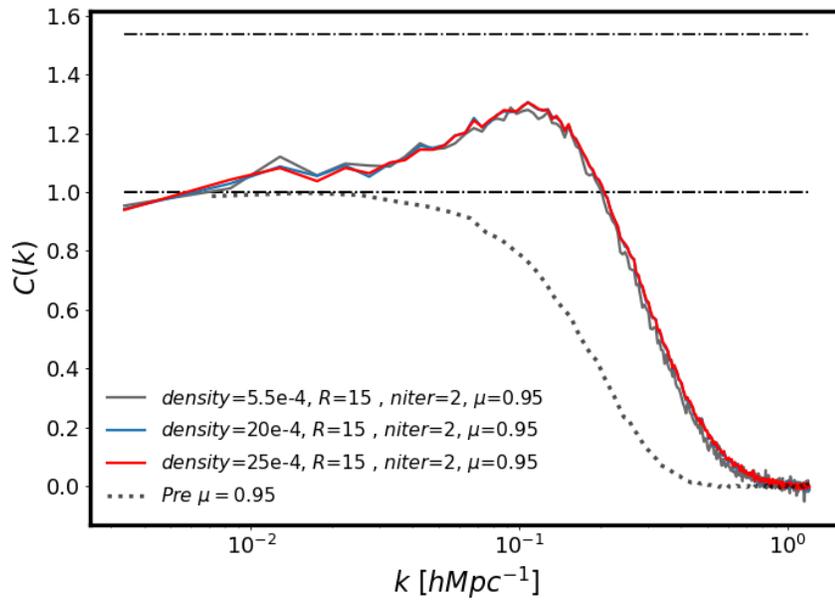


Fig. 4.8. La figura muestra los propagadores isotrópicos para $\mu = 0.95$ de los catálogos ABACUS correspondientes a diferentes densidades (L,M y H).

En el caso de las simulaciones ABACUS observamos exactamente el mismo comportamiento: 1) ligera dependencia del desempeño con la densidad, mostrando el mejor desempeño la mas grande densidad y el peor desempeño la densidad mas baja. 2) Desempeños muy similares para las tres densidades consideradas con respecto a las simulaciones UNIT. 3) La correlación del campo post-reconstrucción con las condiciones iniciales alcanza escalas $k = 2.5 \times 10^{-1}$ mayores comparado con la correlación alcanzada con el campo pre-reconstrucción que solo alcanza escalas de $k = 1 \times 10^{-1}$. 4) Existe el mismo efecto espurio de aumento de correlación observado con las simulaciones UNIT a lo largo de línea de visión. La verificación de los resultados obtenidos con UNIT con simulaciones de mayor precisión como ABACUS muestran la robustez de las conclusiones.

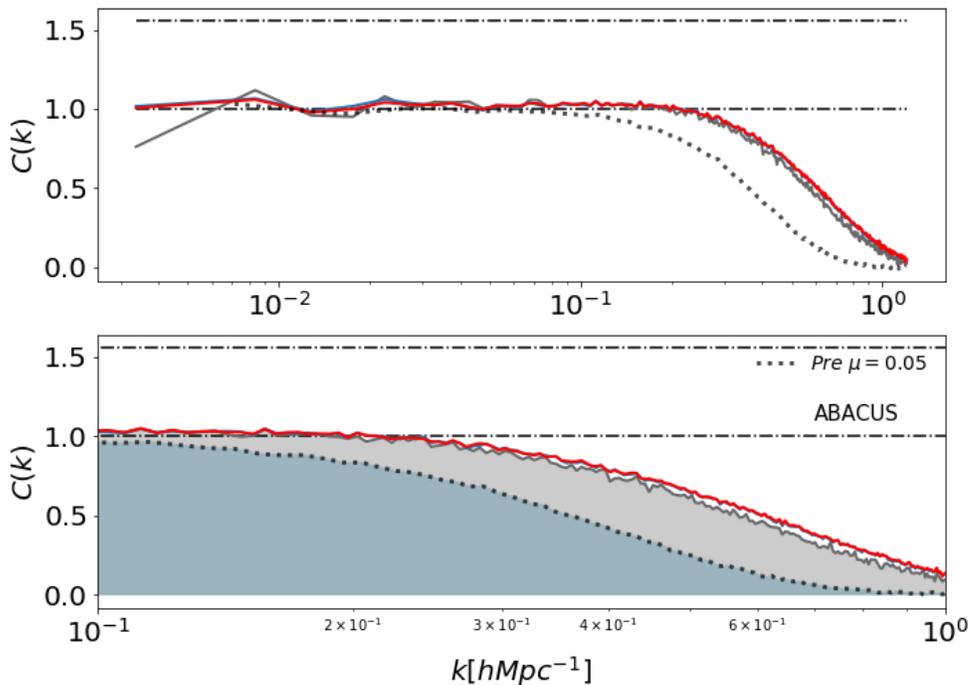


Fig. 4.9. Se muestra nuevamente el propagador a través de la línea de visión, debajo un corte a más detalle se observa como se despegan las curvas pre reconstrucción y post reconstrucción.

4.3.2. Dependencia del desempeño de la reconstrucción con la densidad: Espectro de Potencias

En la sección anterior evaluamos el desempeño de la reconstrucción basados en los resultados del propagador, ahora nos ocuparemos de evaluar el desempeño de la reconstrucción usando la segunda métrica, que es la estadística de 2 puntos proyectada en los multipolos. En la Figura 4.10

se presentan el monopolo, cuadrupolo y el hexadecapolo para las tres densidades de la simulación UNIT: 5.5e-4, 20e-4 y 25e-4 Mpc/h.

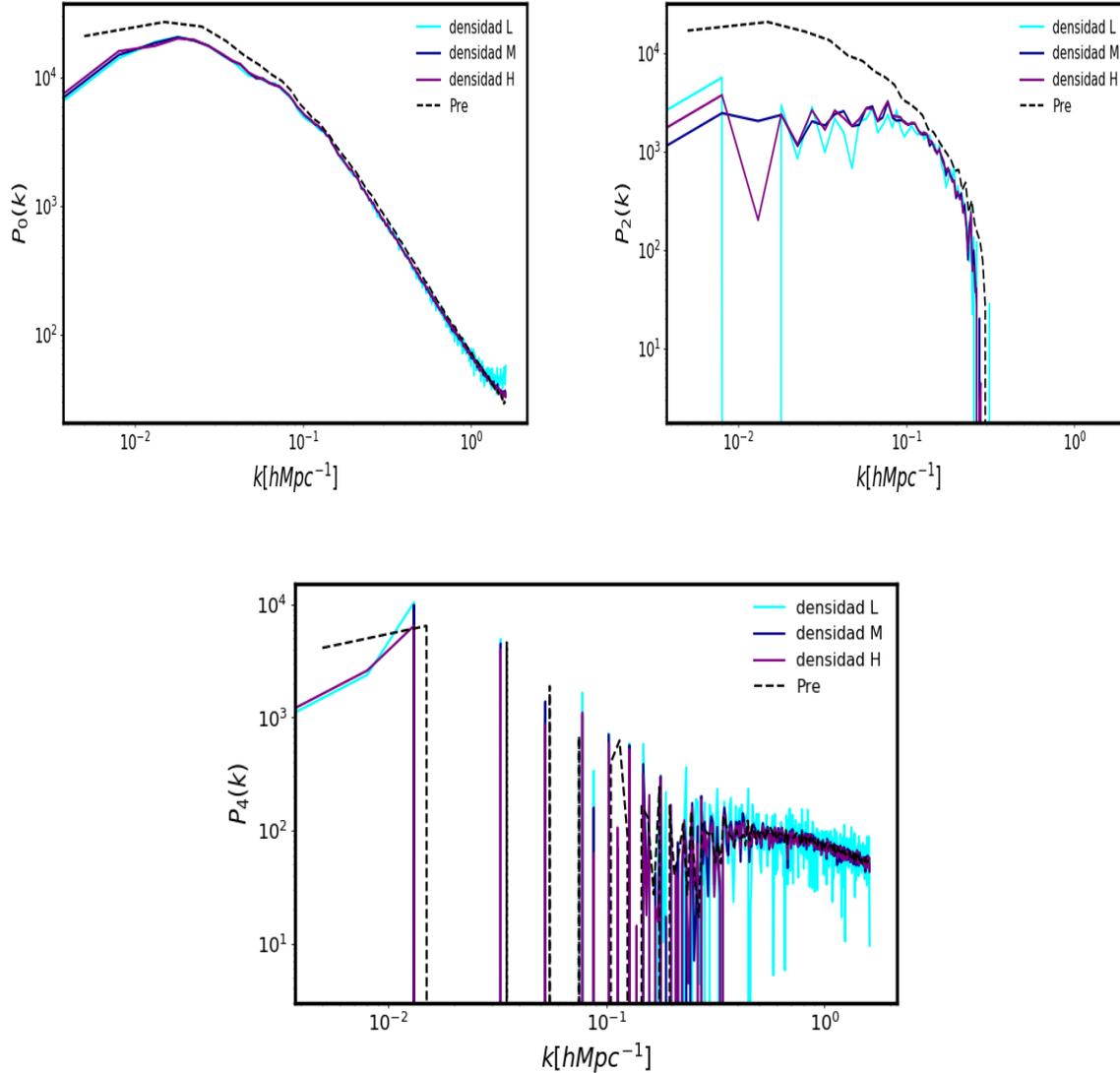


Fig. 4.10. Multipolos calculados de las tres densidades (L,M,H). Se muestran el monopolo (P_0), el cuadrupolo (P_2) y el hexadecapolo (P_4) para las tres densidades utilizando la simulación UNIT.

De igual manera se presentan con línea punteada los multipolos pre-reconstrucción. En los tres multipolos se observa el comportamiento esperado para las 3 densidades: en el monopolo, la amplitud del monopolo decrece post-reconstrucción comparado con el resultado pre-reconstrucción debido a que se corrigen las distorsiones de corrimiento al rojo; en el cuadrupolo se observa un decrecimiento de la amplitud post-reconstrucción en las grandes escalas debido a la misma razón;

en el caso del hexadecapolo se observa que la reconstrucción no tienen un efecto significativo comparado con el caso pre-reconstrucción. Podemos observar que a diferencia de lo observado en el propagador, no existen diferencias significativas en el comportamiento como función de la densidad.

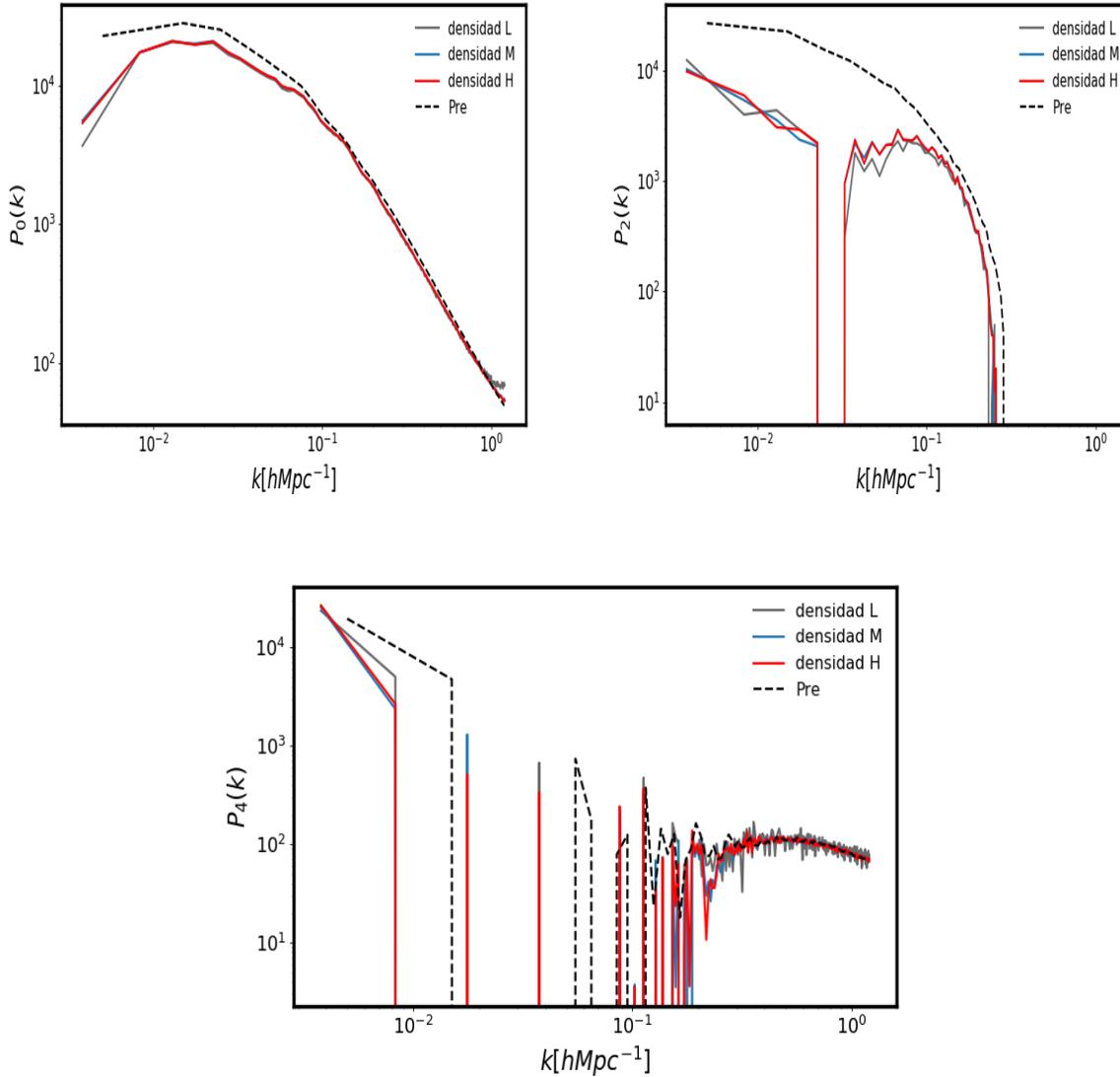


Fig. 4.11. Multipolos calculados de las tres densidades (L,M,H). Se muestran el monopolo (P_0), el cuadrupolo (P_2) y el hexadecapolo (P_4) para las tres densidades utilizando el mock ABACUS.

En las Figura 4.11 se presenta el monopolo, cuadrupolo y el hexadecapolo para las tres densidades L , M y H utilizando la simulación ABACUS. Igualmente se presentan con líneas punteadas

los multipolos pre-reconstrucción. Similar al caso de UNIT observamos que las conclusiones extraídas del anterior se verifican: 1) Se observa una muy ligera dependencia con la densidad en el cuadrupolo, sin embargo no en el monopolio ni en el hexadecapolo. 2) Los multipolos siguen el comportamiento esperado, decrecimiento en amplitud del monopolio y cuadrupolo post-reconstrucción comparado con el caso pre-reconstrucción debido al retiro de las distorsiones de corrimiento al rojo y el hexadecapolo no presenta cambio significativo alguno. Hasta este momento podemos decir que la reconstrucción que tiene un mejor desempeño es aquella que retira de mejor manera las distorsiones de corrimiento al rojo en los multipolos. Sin embargo, la diferencia entre las tres densidades es diminuta, tanto para UNIT como para ABACUS.

4.3.3. Dependencia del desempeño de la reconstrucción con el suavizado: Propagador

Los resultados anteriores mantienen el parámetro de suavizamiento fijo a 15 Mpc/h. En esta sección vamos a analizar el comportamiento del propagador post-reconstruido al variar este parámetro de suavizamiento conocido como escala de suavizamiento (*smoothing scale*) R . Lo hacemos para cuatro valores diferentes de R : 5, 10, 15 y 20 Mpc/h. Cada variación se hizo para cada una de las tres densidades de cada simulación (L, M y H). Consideremos el panel de la Figura 4.12, del lado izquierdo tenemos al propagador a través de la línea de visión ($\mu=0.05$) para cada una de las tres densidades. Del lado derecho tenemos a los propagadores a lo largo de la línea de visión ($\mu=0.95$). Las líneas punteadas de cada gráfica representan los propagadores pre-reconstruidos. Notamos que para cada densidad existe una dependencia del propagador respecto al suavizamiento. Cuando $\mu=0.05$, el propagador converge más rápidamente a la unidad a pequeños valores de k a comparación del pre-reconstruido. Notemos que a menor suavizamiento (menor valor de R) el propagador se apega más rápidamente a 1, lo cual significa una mayor correlación entre los datos y por tanto un mejor desempeño de la reconstrucción. Por otro lado, cuando $\mu=0.95$, es decir, a lo largo de la línea de visión, el propagador presenta el mismo efecto de espurio discutido anteriormente para las tres densidades, sin embargo, para valor más bajo de R (5 Mpc/h) este efecto no sobresale. Notamos también que el espurio es mayor conforme el valor de R aumenta.

En la Figura 4.13 se muestran los propagadores calculados para las mismas densidades pero utilizando las simulaciones ABACUS. Al igual que en la simulación UNIT, notamos una ligera dependencia entre el suavizamiento y el propagador, convergiendo a la unidad a valores de k ligeramente mayores a menor valor de R en la dirección a través de la línea de visión ($\mu=0.05$), es decir, a mayor suavizamiento el propagador decae más rápido, lo que reafirma los resultados obtenidos anteriormente con UNIT. A lo largo de la línea de visión obtenemos el mismo efecto mencionado de *exceso de amplitud* a valores grandes de k , excepto por la curva con $R=5$ Mpc/h, el cual no sobrepasa la unidad. Con base en estas observaciones podemos decir que la mejor reconstrucción se obtiene cuando el valor del suavizado es menor, en este caso con un $R=5$ Mpc/h.

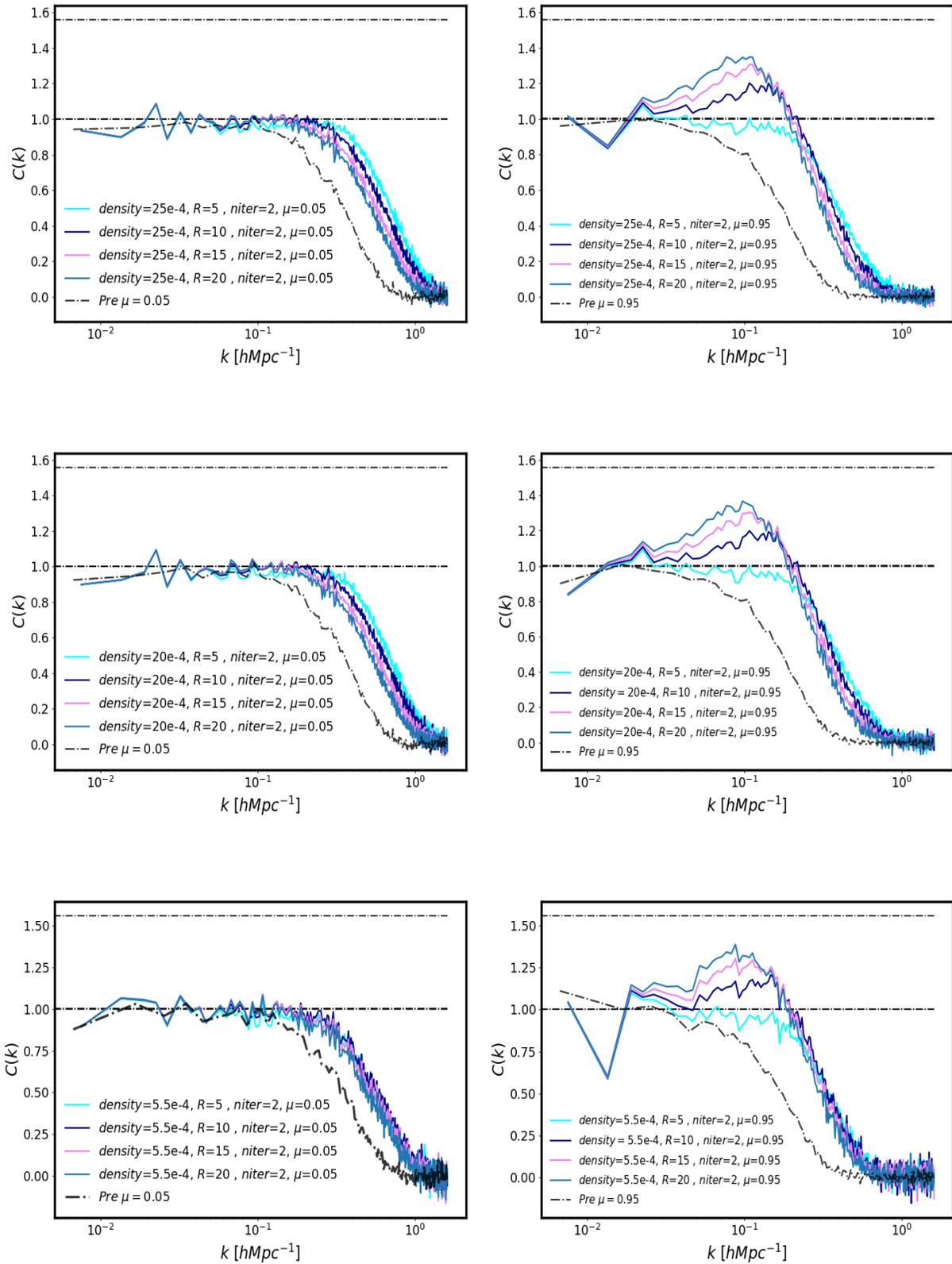


Fig. 4.12. Propagadores isotrópicos a través de la línea de visión $\mu = 0.05$ y a lo largo de la línea de visión $\mu = 0.95$ para los tres valores de la densidad de la simulación UNIT en función de la escala suavizamiento ($R=5,10,15, 20$ Mpc/h).

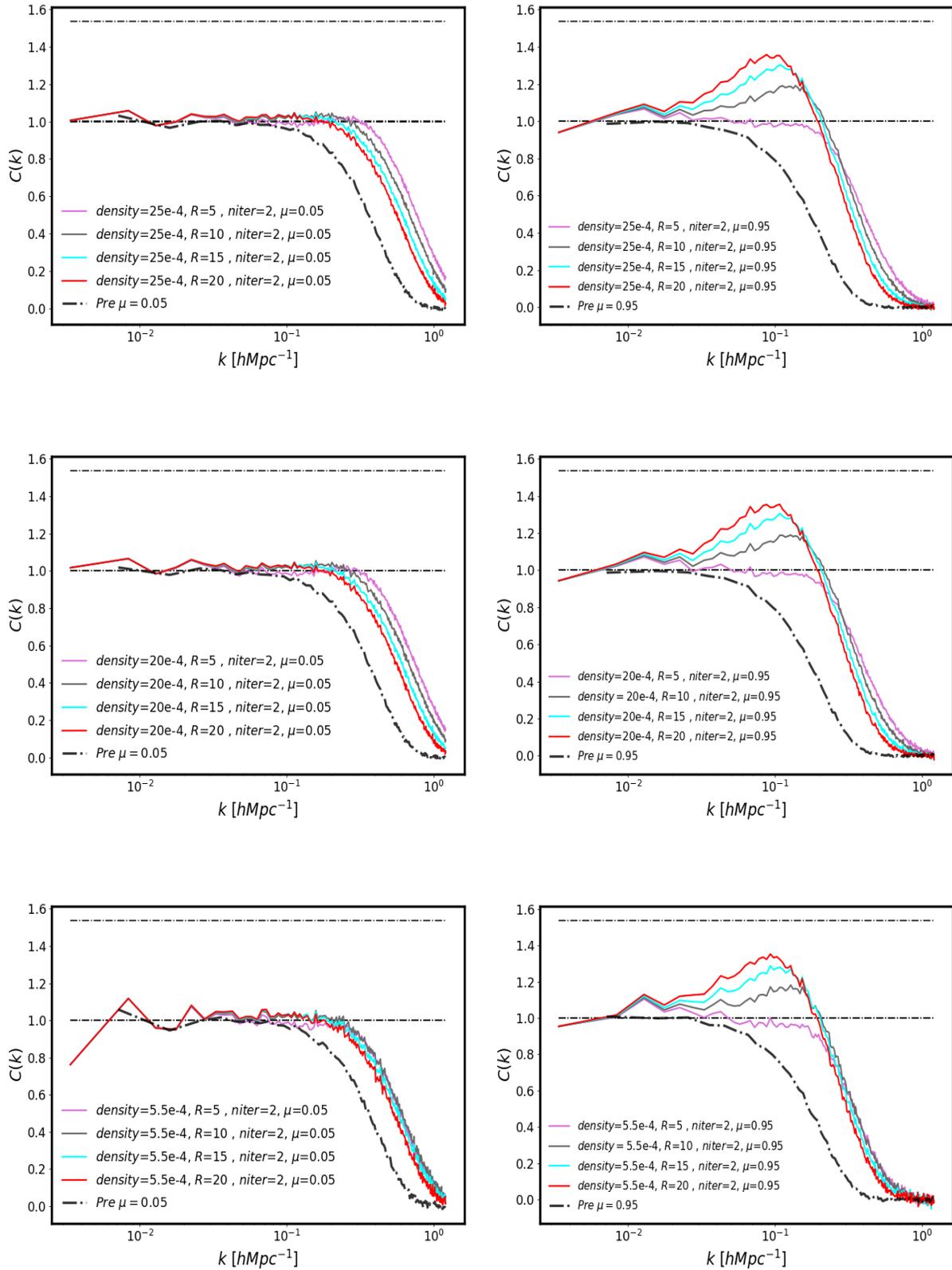


Fig. 4.13. Propagadores isotrópicos a través de la línea de visión $\mu = 0.05$ y a lo largo de la línea de visión $\mu = 0.95$ para los tres valores de la densidad de la simulación ABACUS en función de la escala suavizamiento ($R=5,10,15,20$ Mpc/h).

4.3.4. Dependencia del desempeño de la reconstrucción con el suavizado: Espectro de Potencias

Ahora describiremos el efecto del suavizamiento desde el punto de vista del espectro de potencias. En la Figura 4.14 se muestra la variación del monopolo, cuadrupolo y hexadecapolo post-reconstrucción respecto a R para cada una de las tres densidades de la simulación UNIT. En el panel superior se encuentran los tres multipolos correspondientes al catálogo de alta densidad (H), en medio los de densidad media (M) y en el panel de abajo los multipolos de la densidad más baja (L). Los multipolos pre-reconstruidos se encuentran de manera punteada en cada gráfica. Notamos que para el caso del monopolo hay una disminución en amplitud del espectro a pequeñas k para las tres densidades y para cada valor de R , lo cual está relacionado con la extracción de los desplazamientos de corrimiento al rojo en la reconstrucción. Notamos que para cada densidad las curvas se superponen a valores pequeños de k , mientras que a valores más grandes se observa una ligera dependencia con el suavizado. Se observa que a menor R la amplitud es más baja. Esta diferencia comienza a ser notoria a partir de escalas de 1×10^{-1} en el monopolo. En el caso del cuadrupolo, notamos de igual manera un decrecimiento en la amplitud, manteniendo la misma relación de crecimiento con respecto a R . En este caso observamos que el cuadrupolo con menor valor de suavizamiento ($R=5$ Mpc/h) se encuentra muy por debajo de los otras tres curvas. Finalmente, en el hexadecapolo no se observa variación relevante para ninguna de las tres densidades.

Por otra parte, la Figura 4.15 muestra los multipolos calculados a partir de los catálogos reconstruidos correspondientes a la simulación ABACUS. Análogamente a los obtenidos con los catálogos UNIT se observa una variación en la amplitud en el monopolo y cuadrupolo para cada densidad, siendo más grande a mayores valores de R . Notamos la corrección de las distorsiones de corrimiento al rojo al comparar la amplitud de multipolos post-reconstrucción y el calculado pre-reconstrucción. En el caso del hexadecapolo observamos que se mantiene sin cambios significativos.

Debido a que nos interesa extraer con mayor eficacia las distorsiones de corrimiento al rojo, es decir, obtener un monopolo con menor amplitud y un cuadrupolo cercano a cero (un valor cero es lo ideal), entonces nuestros resultados en ambas métricas son contundentes, siendo la reconstrucción con $R=5$ Mpc/h la que muestra un mejor desempeño en este caso.

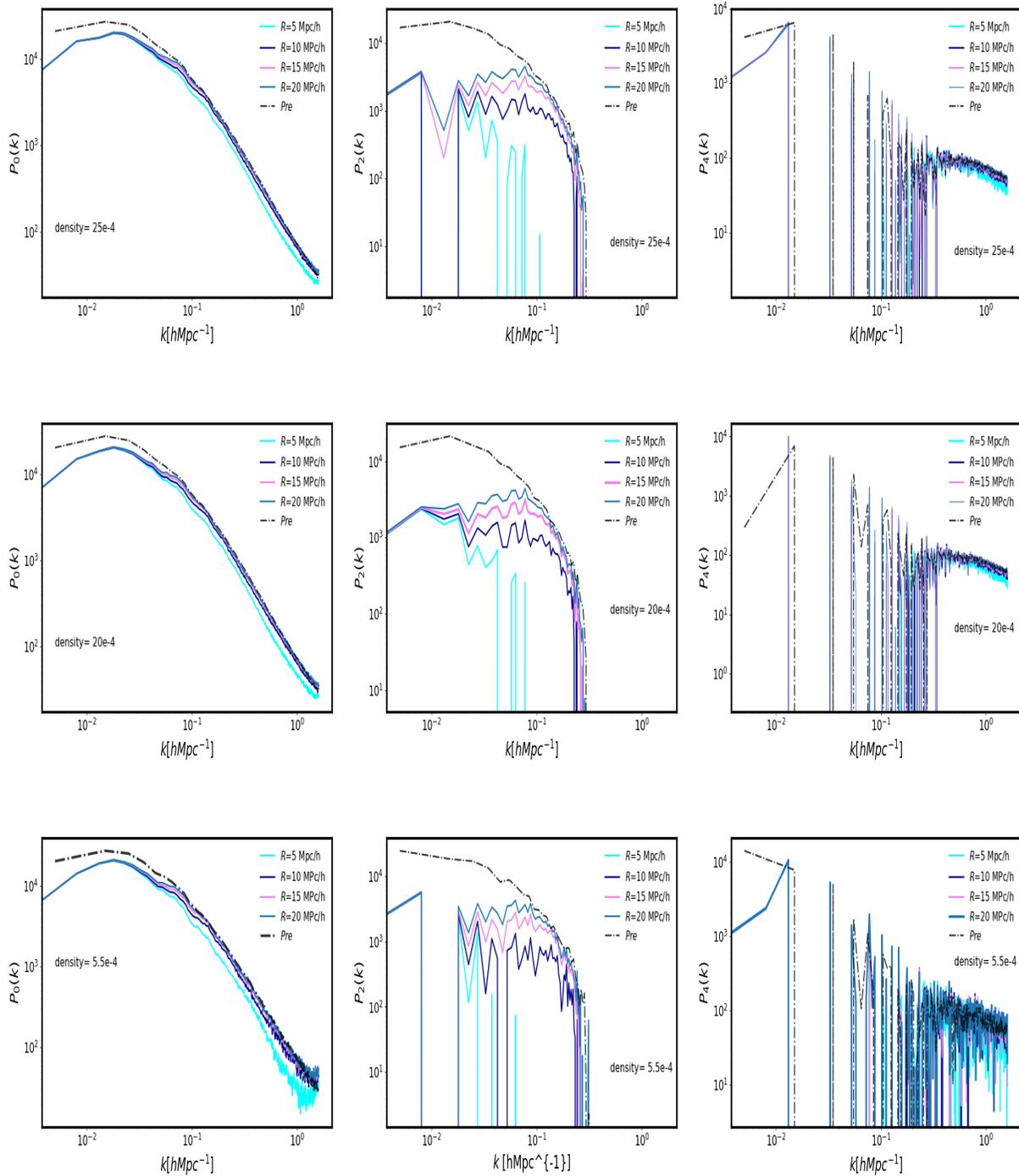


Fig. 4.14. Se muestran los multipolos en función del factor de suavizado R para las tres densidades de la simulación UNIT de manera descendente. En panel superior se muestran los tres multipolos correspondientes a la densidad más alta H , en medio los correspondientes a la densidad media M y en el panel más abajo los correspondientes a la densidad más baja L .

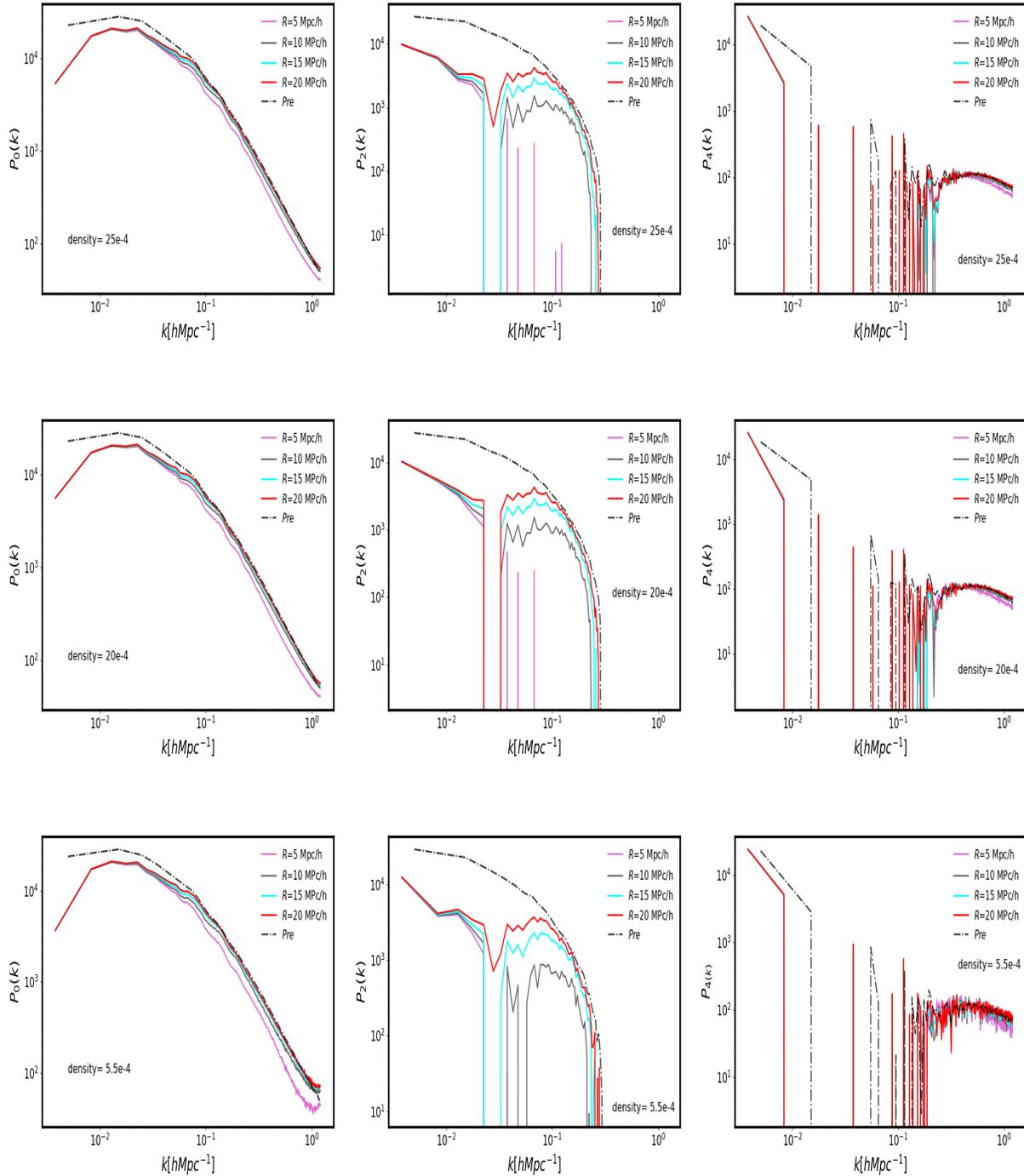


Fig. 4.15. Se muestran los multipolos del espectro de potencias variando el factor de suavizado R para las tres densidades de la simulación ABACUS de manera descendente. En panel superior se muestran los tres multipolos correspondientes a la densidad más alta H , en medio los correspondientes a la densidad media M y en el panel más abajo los correspondientes a la densidad más baja L .

4.3.5. Dependencia del desempeño de la reconstrucción con el número de iteraciones: Propagador

Nuestra tercer tarea es estudiar el desempeño de la reconstrucción cuando variamos el número de iteraciones $niter$ a un valor de suavizamiento fijo para cada una de las tres densidades en cada simulación. En la Figura 4.16 se muestran los propagadores isotrópicos calculados a partir de los catálogos UNIT con densidades L,M,H. Del lado izquierdo se muestran los casos a través de la línea de visión $\mu=0.05$ y del lado derecho los casos a lo largo de la línea de visión $\mu=0.95$, ordenados de mayor a menor densidad de arriba hacia abajo. En la dirección a través de la línea de visión notamos que la variación entre los diferentes propagadores post-reconstrucción es mínima, es decir, no existe dependencia con respecto al número de iteraciones ya que todos los propagadores post-reconstruidos se sobreponen convergiendo a la misma curva, esto se observa para las tres densidades. Al igual que los casos descritos anteriormente, el propagador pre-reconstrucción se encuentra debajo de los propagadores calculados con los catálogos reconstruidos, los cuales se mantienen cercanos a la unidad en valores de k ligeramente mayores. A lo largo de la línea de visión, el *exceso* a k intermedias se mantiene, sin embargo es mayor con un valor de $niter=1$ para las tres densidades.

En la Figura 4.17 se muestran los propagadores que corresponden a la simulación ABACUS. Los resultados obtenidos concuerdan con los datos mostrados por UNIT: 1) Los propagadores con dirección a través de la línea de visión se asemejan bastante para las cuatro iteraciones en las tres densidades, sobreponiéndose en una misma curva. 2) El propagador a lo largo de línea de visión converge a la unidad a valores de k pequeños. La amplitud del exceso por arriba de la unidad disminuye a medida que aumentamos el número de iteraciones $niter$, es decir, a menor iteraciones dicha amplitud se incrementa. Sin embargo, notamos que partir de $niter = 2$ las tres propagadores convergen a la misma curva, siendo la que tiene $niter = 1$ la única distinta. Por tanto, podemos decir que basta tomar $niter = 2$ para que nuestra reconstrucción muestre un buen desempeño.

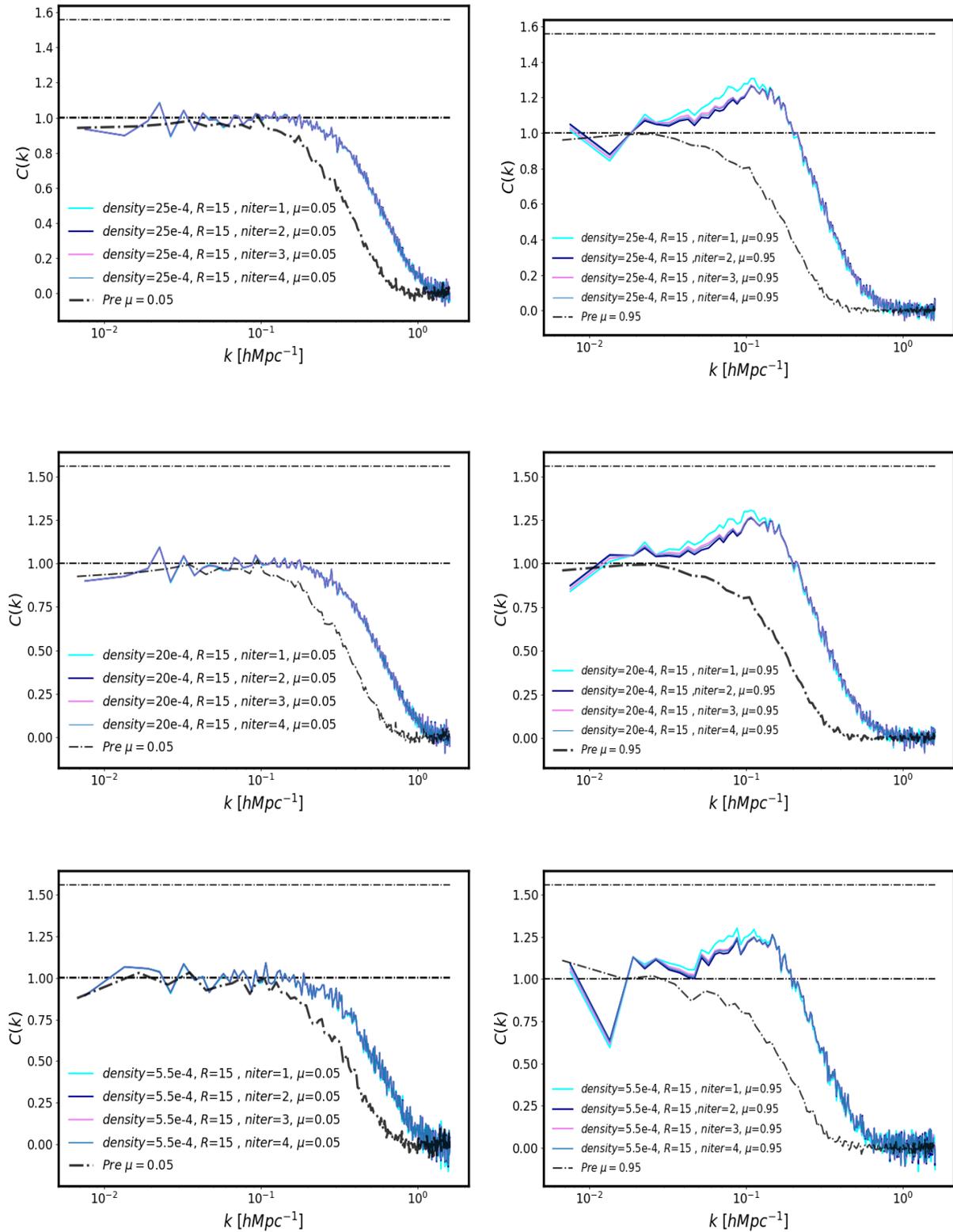


Fig. 4.16. Se muestran los propagadores calculados a partir de los catálogos reconstruidos de las simulaciones UNIT. Se observa la variación del propagador respecto a número de iteraciones *niter* de las tres densidades ordenadas de mayor a menor de arriba hacia abajo.

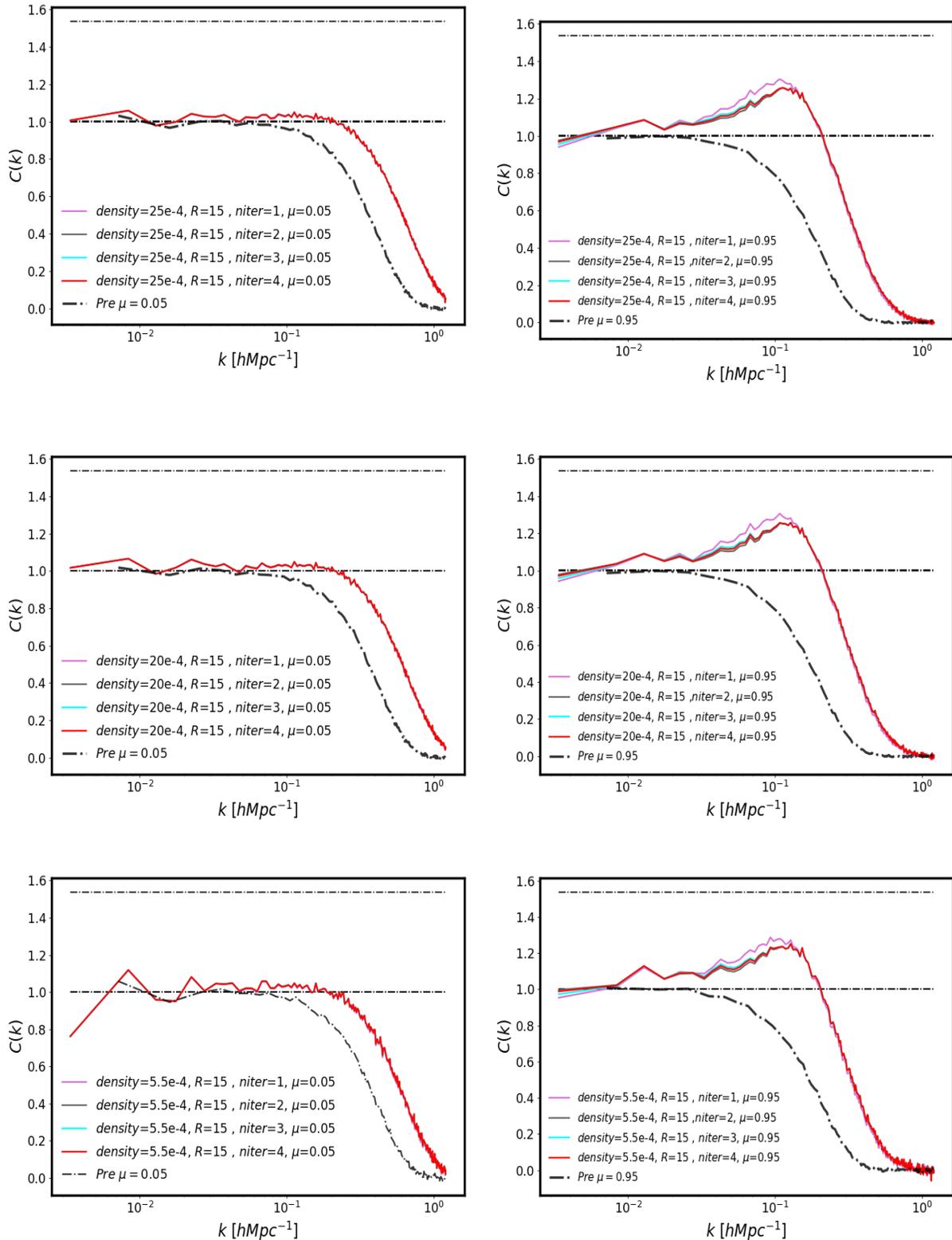


Fig. 4.17. Se muestran los propagadores calculados a partir de los catálogos reconstruidos de las simulaciones ABACUS. Se observa la variación del propagador respecto a número de iteraciones *niter* de las tres densidades ordenada de mayor a menor de arriba hacia abajo.

4.3.6. Dependencia del desempeño de la reconstrucción con el número de iteraciones: Espectro de Potencias

A continuación se presentan los multipolos del espectro de potencias obtenidos variando el número de iteraciones y manteniendo un valor de suavizamiento fijo de 15 Mpc/h. En la Figura 4.18 se muestran las variaciones del monopolo, cuadrupolo y hexadecapolo con el número de iteraciones $niter$ para cada una de las tres densidades, ordenadas de mayor a menor de arriba hacia abajo. Los resultados coinciden con los resultados vistos en las pruebas anteriores con UNIT, es decir, en el monopolo se observa una disminución en amplitud a pequeñas k debido a la sustracción de las distorsiones de corrimiento al rojo, sin embargo, notamos una ligera dependencia entre la amplitud de la curva y el número de iteraciones, siendo que a mayor número de iteraciones menor amplitud del monopolo. El cuadrupolo parece presentar el mismo efecto, sin embargo notamos que la curva con $niter = 2$ tiene la amplitud más baja, siendo rebasada por $niter = 3$ y $niter = 4$, esto es, después de $niter = 2$ la amplitud del cuadrupolo vuelve a aumentar para $niter = 3$ pero vuelve a bajar ligeramente para $niter = 4$, no obstante, esto no es de gran relevancia dado que la variación es mínima. En el caso del hexadecapolo se observa ligeramente la misma relación, sin embargo no hay cambios significativos con respecto al caso pre-reconstruido.

En la Figura 4.19 se muestran los multipolos generados a partir de las simulaciones ABACUS. Para el caso del monopolo, las cuatro curvas post-reconstruidas se sobreponen una a otra no mostrando diferencias significativas cuando hacemos variar $niter$. En el caso del cuadrupolo se observa una mayor amplitud a un valor de $niter=1$ a comparación de las curvas con otros valores de $niter$, siendo la más baja para la curva con $niter = 2$. Para el caso del hexadecapolo no se observa variación con respecto al número de iteraciones, mostrando siempre la misma forma para cada valor de densidad.

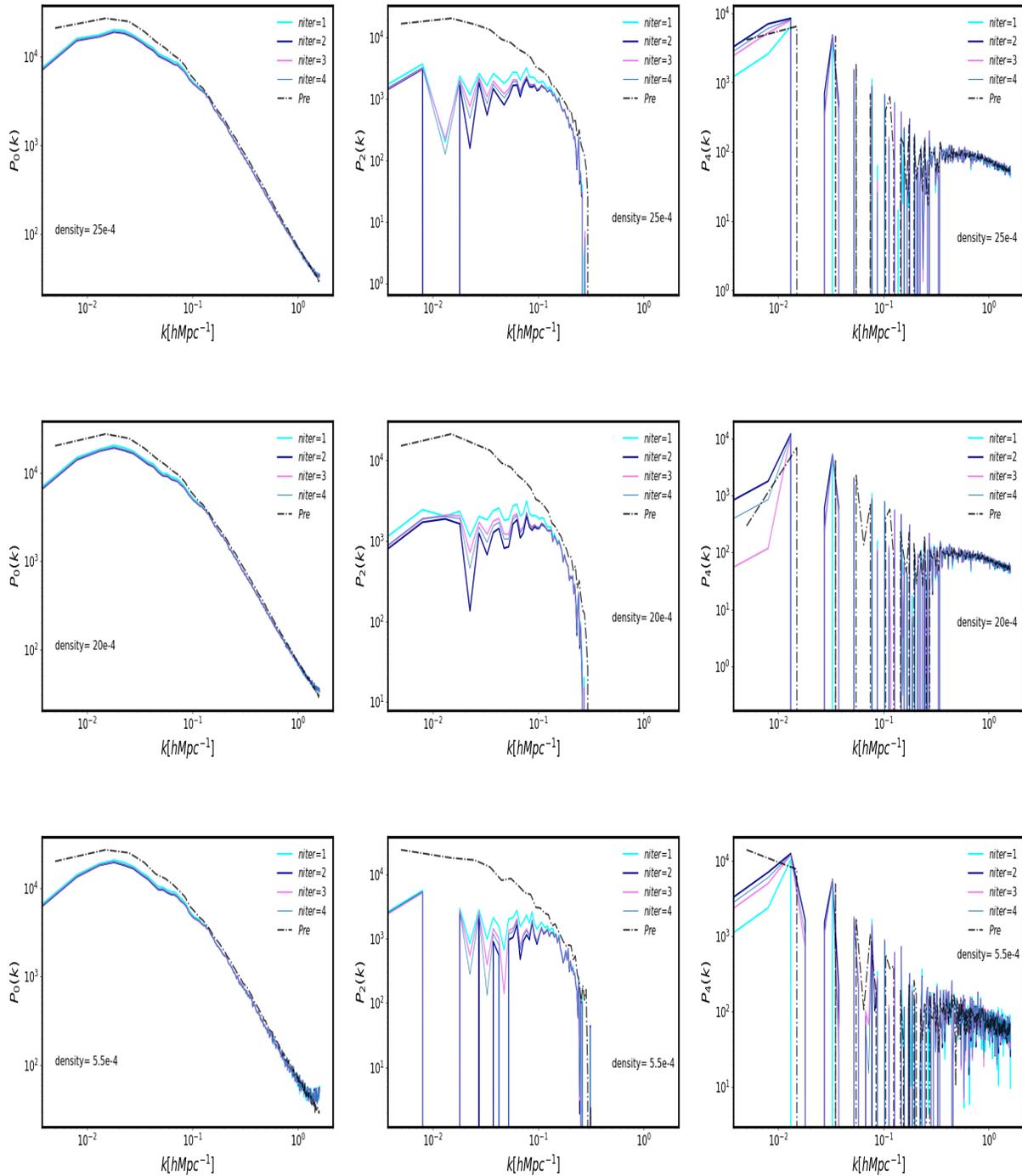


Fig. 4.18. Se muestran los multipolos del espectro de potencias en función del número de iteraciones *niter* para las tres densidades de la simulación UNIT de manera descendente. En panel superior se muestran los tres multipolos correspondientes a la densidad más alta *H*, en medio los correspondientes a la densidad media *M* y en el panel más abajo los correspondientes a la densidad más baja *L*.

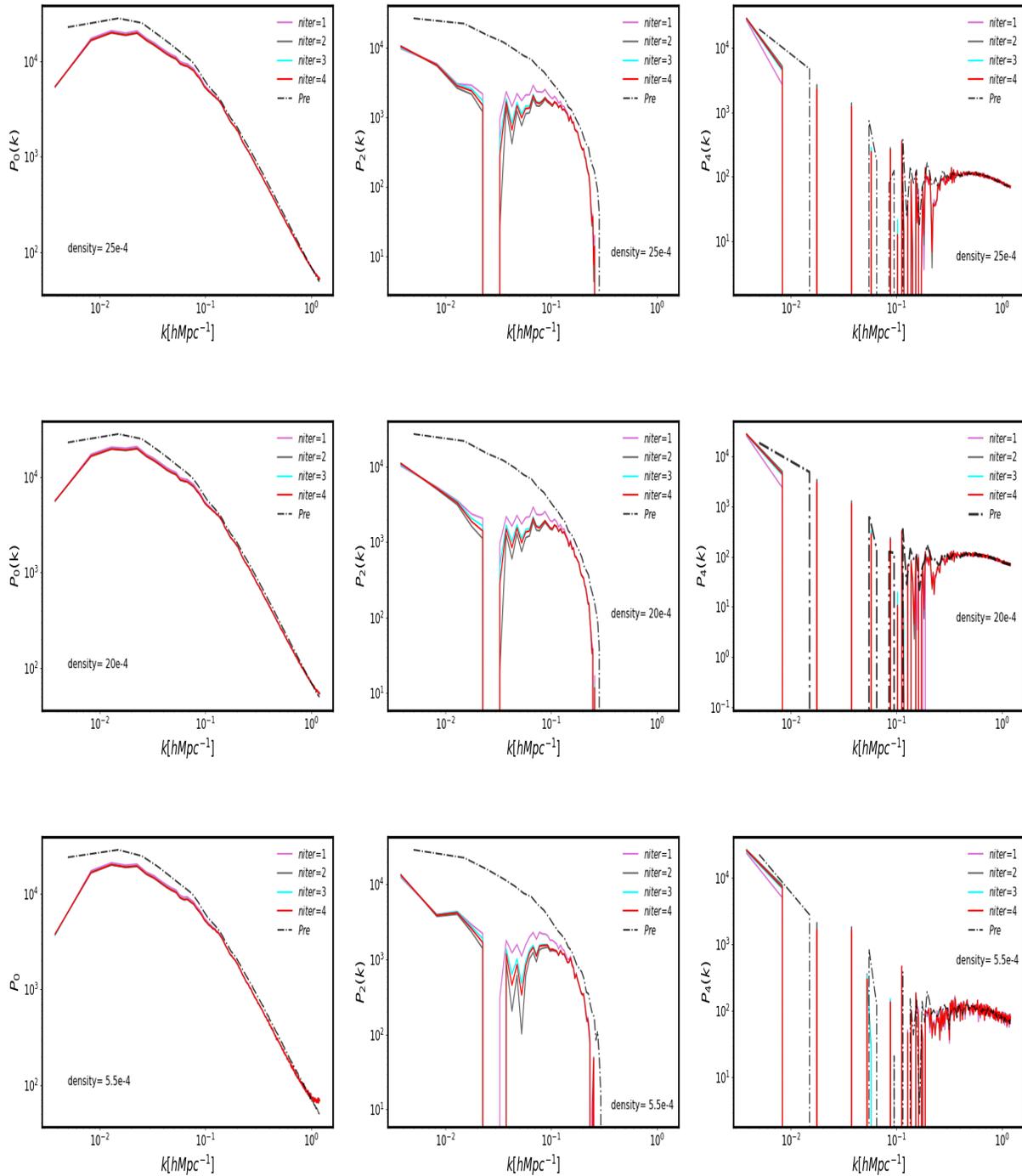


Fig. 4.19. Se muestran los multipolos del espectro de potencias en función del número de iteraciones $niter$ para las tres densidades de la simulación ABACUS de manera descendente. En panel superior se muestran los tres multipolos correspondientes a la densidad más alta H , en medio los correspondientes a la densidad media M y en el panel más abajo los correspondientes a la densidad más baja L .

Capítulo 5

Conclusiones

El Método de Reconstrucción juega un papel muy importante en el análisis espectroscópico del Universo, reconstruyendo el campo de densidad inicial originado a temprana edad del Universo que se ha visto desplazado por efectos gravitatorios entre otros factores. Debido a estos desplazamientos, la señal de BAO (la escala característica) se ha visto afectada al momento de realizar el análisis espectral, lo que conlleva a una degradación de dicha señal. Con la técnica de reconstrucción, es posible calcular el campo de desplazamiento del campo de densidad y por tanto recuperar el campo original, lo que se traduce en una mejora de la señal de BAO, disminuyendo la atenuación y obteniendo una escala característica más precisa. Conocer el valor de esta escala con mayor exactitud nos ayuda a tener mediciones más precisas a una escala cada vez más grande. Actualmente, el estudio del Universo se hace por medio de sondeos espectroscópicos, entre los que figura el *extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey* (eBOSS), como ya hemos descrito, parte de la colaboración *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS), cuya misión es medir la posición de las galaxias por medio del corrimiento al rojo para posteriormente mapear el Universo en tres dimensiones. Sin embargo, el funcionamiento de eBOSS llegó a su fin el año pasado (2020) pero no sin antes haber recabado una enorme cantidad de información a largo de los últimos 20 años, proporcionando los datos más precisos con los que se cuenta hoy en día con sondeos espectroscópicos. La culminación de eBOSS abre paso a una nueva generación de telescopios que tienen la potencia de medir 10 o 20 veces más galaxias, así es como surge el *Dark Energy Spectroscopic Instrument* (DESI), que va a recoger la información de aproximadamente 40 millones de galaxias.

Al igual que eBOSS, DESI utiliza diversos trazadores para realizar las observaciones, entre las

que se encuentran diversos tipos de galaxias como son las LRGs, ELGs, Cuásares y las Lyman-Alpha. En nuestro estudio solo nos enfocamos en las ELGs, las Galaxias de Línea de Emisión. Las ELGs se caracterizan por ser en su mayoría galaxias espirales con formación estelar activa en su centro o en sus brazos. Debido a todos los procesos que conlleva la formación de estrellas, su espectro de emisión se ve caracterizado por sus fuertes líneas de emisión de [OII], he ahí la importancia de estos trazadores. Sin embargo, se ha observado una dependencia entre la formación estelar y la distribución de estos trazadores dentro de los halos de materia oscura, siendo este proceso ineficiente en los centros de estos halos, fenómeno que se conoce como *apagamiento*. Debido a esto, la función de distribución para galaxias centrales tipo ELG dentro de los halos de materia oscura se ve modificada por la ecuación (3.3), conocida como función de Apagamiento de la Masa del Halo (*Halo Mass Quenching*). A diferencia con los otros trazadores, cuya función de distribución se ajusta a la función error (ec. 3.2), la función de distribución para galaxias centrales ELG posee un término Q (ec. 3.3) que cuantifica de alguna manera los procesos astrofísicos que conllevan el proceso de formación estelar dentro de las galaxias, estableciendo qué tan eficiente es el apagamiento. En otras palabras, si Q es pequeño significa una mayor actividad estelar y si Q toma valores grandes significa que la formación de estrellas se está apagando.

El objetivo de este trabajo es evaluar el desempeño de la reconstrucción en estos trazadores llamados ELGS con todas las modificaciones mencionadas en el párrafo anterior. Los catálogos de posiciones de galaxias fueron generadas utilizando el modelo de Distribución de Ocupación de Halos (HOD) para ELGs, que conlleva tomar en cuenta el apagamiento ya mencionado. Se utilizaron las simulaciones UNIT y ABACUS, la segunda con mayor precisión que la primera, cuyas características se desglosan en la Sección 4.2. Para cada simulación se utilizaron tres catálogos con diferente densidad numérica: 5.5×10^{-4} , 20×10^{-4} y 25×10^{-4} . Se realizaron tres variaciones distintas a probar su eficiencia al aplicar el método de reconstrucción: la densidad, el suavizamiento y el número de iteraciones. A continuación se numeran las pruebas realizadas: 1) Se consideró un sesgo de $b=1.4$, un suavizamiento con $R=15$ Mpc/h, y un número de iteraciones $niter=2$ como reconstrucción fiducial, realizando la reconstrucción variando únicamente el valor de la densidad (densidades de los tres catálogos). 2) Se fijó la densidad (dado el valor de cada uno de los tres catálogos) y el número de iteraciones $niter=2$, variando solamente la escala de suavizamiento $R=5, 10, 15, 20$ Mpc/h. 3) Se fijó el valor de la densidad (dado el valor de cada uno de los tres catálogos) y la escala de suavizamiento a $R=15$ Mpc/h, variando en esta ocasión el número de iteraciones $niter=1$,

2, 3, 4. Para medir la eficiencia de la reconstrucción se utilizaron dos métricas: el propagador y la estadística de dos puntos. El propagador o función de correlación cruzada, cuantifica la información de BAO en campos de densidad no lineales. El resultado provee directamente la atenuación de BAO como función del número de onda k . La estadística de dos puntos por su parte, nos da una medida de la correlación entre las posiciones de las galaxias que se encuentran a una cierta distancia característica, en nuestro caso calculamos la función de correlación de dos puntos en el espacio de Fourier utilizando la expansión multipolar dada por la expresión (4.5). En este caso solo nos interesa el régimen lineal, por lo que basta con calcular los casos con $l=0, 2, 4$, es decir, el monopolo $P_0(k)$, el cuadrupolo $P_2(k)$ y el hexadecapolo $P_4(k)$ de acuerdo a la ecuación (4.6).

Podemos resumir los resultados de cada prueba como sigue: 1) Variación de la densidad: Se encontró que al variar la densidad numérica los campos post-reconstruidos mantienen una ligera relación con el valor de la densidad cuando calculamos el propagador, mostrando un mejor desempeño a más alta densidad y un peor desempeño a baja densidad. Estos es observado tanto para UNIT como para ABACUS, en ambas direcciones, a lo largo y a través de la línea de visión. Por otro lado, el espectro de potencias para las dos simulaciones se ve en general afectado en la amplitud, cuya explicación está relacionada con las distorsiones del corrimiento al rojo, tanto en el monopolo como en el cuadrupolo. A pequeños valores de k la amplitud máxima corresponde a la curva de menor densidad, sin embargo, a mayores escalas de k encontramos ligeramente un mejor desempeño por parte de la densidad de mayor valor, ambas tendencias se observan tanto en la simulación UNIT y ABACUS, dando un comportamiento consistente. En el caso del hexadecapolo en las tres densidades UNIT no muestra cambios relevantes entre el caso pre-reconstrucción y el post-reconstrucción. 2) Variación de la escala de suavizamiento: se observó una dependencia entre la escala de suavizamiento R y la forma del propagador. A través de la línea de visión todos los propagadores convergen a la unidad a pequeñas k , como se esperaba. A k más grandes se observó que la reconstrucción mejora a medida que el valor de suavizamiento decrece, tanto para UNIT como para ABACUS. A lo largo de la línea de visión ($\mu = 0.95$) a pequeñas k todos los propagadores convergen a 1, sin embargo, a valores de k intermedios existe un aumento de amplitud que rebasa la unidad, siendo mayor a mayor R , obteniendo una mejor reconstrucción para el valor R más pequeña ($R=5$ Mpc/h). Esta tendencia se observa tanto en los catálogos de UNIT como en los catálogos de ABACUS. Respecto al espectro de potencias, obtenemos que para cada catálogo UNIT la amplitud tanto del monopolo como de cuadrupolo disminuyen a medida que

decrece la escala de suavizamiento. El remover las RSD en la reconstrucción provoca la disminución de la amplitud entre los catálogos pre-reconstruidos y los catálogos post-reconstruidos, esto es, a menor amplitud menos efectos de desplazamientos de corrimiento al rojo, lo que conlleva a decir que las curvas con $R = 5$ Mpc/h tienen un mayor desempeño. En el caso de los catálogos de ABACUS se observa el mismo comportamiento en los tres multipolos, lo cual reafirma los resultados de UNIT. 3) Dependencia del número de iteraciones: Encontramos que a través de la línea de visión ($\mu = 0.05$) no existe dependencia entre el número de iteraciones y el propagador dado que todas las curvas post-reconstruidas se superponen. Esto se observa tanto para UNIT como para ABACUS. A lo largo de la línea de visión se encontró una ligera dependencia, encontrando un exceso de amplitud que sobrepasa la unidad que es más alta a un valor de $niter = 1$ a valores de k intermedios, sin embargo, conforme k decrece, las curvas caen más lentamente a mayor número de iteraciones hasta converger a la unidad. Se observó también que a partir del $niter=2$ todas las curvas convergen casi idénticamente, encontrándose un mejor desempeño de la reconstrucción para estos valores, el cual podría ser a partir de $niter = 2$. Ambos resultados de UNIT y ABACUS reafirman estos comportamientos. Finalmente, para el espectro de potencias obtenemos un monopolio que decrece en amplitud a medida que el número de iteraciones aumenta. Esta variación se ve más evidente en el cuadrupolo, notamos que en el cuadrupolo después de $niter = 2$ la amplitud vuelve a aumentar a pequeñas k . Esta tendencia aparece en el análisis de las dos simulaciones, tanto en UNIT como en ABACUS, logrando consistencia en los resultados, sin embargo no es de relevancia alguna ya que las diferencias son mínimas.

Si bien nuestra tarea en este trabajo fue estudiar cómo se comporta la reconstrucción cuando utilizamos a las galaxias tipo ELG como trazador. No obstante, no es el único trazador, como ya comentamos DESI ocupará otros tipos de galaxias como trazadores con diferentes propiedades a diferente corrimiento al rojo, tales como las Galaxias Luminosas Rojas (LRG) y los Cuásares (QSO). [Alam et al., 2020] hace una descripción de todos estos trazadores testeados en eBOSS y que serán utilizados de igual manera en DESI. Lo que queda es estudiar cómo funciona la reconstrucción para cada uno de estos objetos y si es que siguen el mismo comportamiento en las dos métricas utilizadas hasta ahora en función del suavizamiento y del número de iteraciones. También queda medir el desempeño utilizando una "tercer" métrica que es la estadística de dos puntos, con la diferencia de que en lugar de utilizar el espacio de Fourier, tomar la función de correlación en el espacio de configuraciones. Esto nos daría de una manera más visual el mejora-

miento de la señal característica de BAO al aplicar la reconstrucción (Figura 2.9).

Aún queda mucho por hacer y con los nuevos telescopios será posible obtener la información de millones de galaxias más de las que eBOSS pudo obtener. Por lo mientras es el turno de DESI, con el cual una vez puesto en funcionamiento, cientos de científicos del todo el mundo podrán trabajar y desarrollar modelos del Universo a gran escala con una mayor precisión, mejorando nuestro entendimiento sobre el cosmos, tanto como su origen como lo que nos espera en un futuro.

Bibliografía

- [Alam et al., 2020] Alam, S., Peacock, J. A., Kraljic, K., Ross, A. J., and Comparat, J. (2020). Multitracer extension of the halo model: probing quenching and conformity in eBOSS. , 497(1):581–595.
- [Behroozi et al., 2013] Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., and Wu, H.-Y. (2013). The ROCKSTAR Phase-space Temporal Halo Finder and the Velocity Offsets of Cluster Cores. , 762(2):109.
- [Berlind et al., 2003] Berlind, A. A., Weinberg, D. H., Benson, A. J., Baugh, C. M., Cole, S., Davé, R., Frenk, C. S., Jenkins, A., Katz, N., and Lacey, C. G. (2003). The Halo Occupation Distribution and the Physics of Galaxy Formation. , 593(1):1–25.
- [Blake et al., 2018] Blake, C., Carter, P., and Koda, J. (2018). Power spectrum multipoles on the curved sky: an application to the 6-degree Field Galaxy Survey. , 479(4):5168–5183.
- [Brumfiel, 2007] Brumfiel, G. (2007). Unseen Universe: A constant problem. , 448(7151):245–248.
- [Burden et al., 2015] Burden, A., Percival, W. J., and Howlett, C. (2015). Reconstruction in Fourier space. , 453(1):456–468.
- [Chuang et al., 2019] Chuang, C.-H., Yepes, G., Kitauro, F.-S., Pellejero-Ibanez, M., Rodríguez-Torres, S., Feng, Y., Metcalf, R. B., Wechsler, R. H., Zhao, C., To, C.-H., Alam, S., Banerjee, A., DeRose, J., Giocoli, C., Knebe, A., and Reyes, G. (2019). UNIT project: Universe N-body simulations for the Investigation of Theoretical models from galaxy surveys. , 487(1):48–59.
- [Eisenstein et al., 2007a] Eisenstein, D. J., Seo, H.-J., Sirko, E., and Spergel, D. N. (2007a). Improving Cosmological Distance Measurements by Reconstruction of the Baryon Acoustic Peak. , 664(2):675–679.

- [Eisenstein et al., 2007b] Eisenstein, D. J., Seo, H.-J., and White, M. (2007b). On the Robustness of the Acoustic Scale in the Low-Redshift Clustering of Matter. , 664(2):660–674.
- [Feng et al., 2014] Feng, J. L., Ritz, S., Beatty, J. J., Buckley, J., Cowen, D. F., Cushman, P., Dodelson, S., Galbiati, C., Honscheid, K., Hooper, D., Kaplinghat, M., Kusenko, A., Matchev, K., McKinsey, D., Nelson, A. E., Olinto, A., Profumo, S., Robertson, H., Rosenberg, L., Sinnis, G., and Tait, T. M. P. (2014). Planning the Future of U.S. Particle Physics (Snowmass 2013): Chapter 4: Cosmic Frontier. *arXiv e-prints*, page arXiv:1401.6085.
- [Feng et al., 2016] Feng, Y., Chu, M.-Y., Seljak, U., and McDonald, P. (2016). FASTPM: a new scheme for fast simulations of dark matter and haloes. , 463(3):2273–2286.
- [Garrison et al., 2016] Garrison, L. H., Eisenstein, D. J., Ferrer, D., Metchnik, M. V., and Pinto, P. A. (2016). Improving initial conditions for cosmological N-body simulations. , 461(4):4125–4145.
- [Hand et al., 2018] Hand, N., Feng, Y., Beutler, F., Li, Y., Modi, C., Seljak, U., and Slepian, Z. (2018). nbodykit: An Open-source, Massively Parallel Toolkit for Large-scale Structure. , 156(4):160.
- [Hubble, 1929] Hubble, E. (1929). A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. *Proceedings of the National Academy of Science*, 15(3):168–173.
- [Husemann and Harrison, 2018] Husemann, B. and Harrison, C. M. (2018). Reality and myths of AGN feedback. *Nature Astronomy*, 2:196–197.
- [Kaiser, 1987] Kaiser, N. (1987). Clustering in real space and in redshift space. , 227:1–21.
- [Kennicutt, 1992] Kennicutt, Robert C., J. (1992). A Spectrophotometric Atlas of Galaxies. , 79:255.
- [Peng et al., 2015] Peng, Y., Maiolino, R., and Cochrane, R. (2015). Strangulation as the primary mechanism for shutting down star formation in galaxies. , 521(7551):192–195.
- [Perlmutter et al., 1999] Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., Knop, R. A., Nugent, P., Castro, P. G., Deustua, S., Fabbro, S., Goobar, A., Groom, D. E., Hook, I. M., Kim, A. G., Kim, M. Y., Lee, J. C., Nunes, N. J., Pain, R., Pennypacker, C. R., Quimby, R., Lidman, C., Ellis, R. S., Irwin, M., McMahon, R. G., Ruiz-Lapuente, P., Walton, N., Schaefer, B., Boyle, B. J.,

- Filippenko, A. V., Matheson, T., Fruchter, A. S., Panagia, N., Newberg, H. J. M., Couch, W. J., and Project, T. S. C. (1999). Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae. , 517(2):565–586.
- [Ramos-Sánchez, 2018] Ramos-Sánchez, S. (2018). *Relatividad para futuros físicos*. CopIt-arXives.
- [Riess et al., 1998] Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., Clocchiatti, A., Diercks, A., Garnavich, P. M., Gilliland, R. L., Hogan, C. J., Jha, S., Kirshner, R. P., Leibundgut, B., Phillips, M. M., Reiss, D., Schmidt, B. P., Schommer, R. A., Smith, R. C., Spyromilio, J., Stubbs, C., Suntzeff, N. B., and Tonry, J. (1998). Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. , 116(3):1009–1038.
- [Seo et al., 2016] Seo, H.-J., Beutler, F., Ross, A. J., and Saito, S. (2016). Modeling the reconstructed BAO in Fourier space. , 460(3):2453–2471.
- [Springel et al., 2006] Springel, V., Frenk, C. S., and White, S. D. M. (2006). The large-scale structure of the Universe. , 440(7088):1137–1144.
- [Vargas-Magana et al., 2019] Vargas-Magana, M., Brooks, D. D., Levi, M. M., and Tarle, G. G. (2019). Unraveling the Universe with DESI. *arXiv e-prints*, page arXiv:1901.01581.
- [Zel'Dovich, 1970] Zel'Dovich, Y. B. (1970). Reprint of 1970A&A.....5...84Z. Gravitational instability: an approximate theory for large density perturbations. , 500:13–18.
- [Zu and Mandelbaum, 2016] Zu, Y. and Mandelbaum, R. (2016). Mapping stellar content to dark matter haloes - II. Halo mass is the main driver of galaxy quenching. , 457(4):4360–4383.