



Carlos Mauricio Correa

## Vacíos cósmicos como laboratorios cosmológicos

Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación  
Universidad Nacional de Córdoba

Director: Dr. Dante Javier Paz

FaMAF - UNC

2021



Esta obra está bajo una [Licencia Creative Commons Atribución 4.0 Internacional](https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/).



## DECLARACIÓN DE AUTORÍA

Tesis presentada en la Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación de la Universidad Nacional de Córdoba, República Argentina, como requisito para obtener el título de Doctor en Astronomía.

Declaro que soy el autor de esta tesis. Cualquier fuente usada directa o indirectamente está citada apropiadamente en la sección de Referencias. Declaro también que no he presentado esta tesis en ninguna otra institución con el fin de obtener otro título.



*Esta tesis está dedicada a mi familia. A mi mamá, Susana, quien ha sido siempre mi sostén emocional, y quien me enseñó a través de su ejemplo cómo debe obrar una buena persona. A mi papá, Carlos, quien me inculcó el amor por la ciencia, la importancia del esfuerzo y el trabajo honesto, y fundamentalmente, a no rendirme jamás. A mi hermano, José, quien es también mi mejor amigo. A mis abuelos, Sarita, Marta, Carlos y Mauricio, quienes han sido como segundos padres para mí. A mi novia, Daniela, el amor de mi vida. Gracias por su apoyo incondicional.*



# Agradecimientos

Mi investigación doctoral fue llevada a cabo en el Instituto de Astronomía Teórica y Experimental (IATE) de la ciudad de Córdoba, República Argentina, y financiada por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina (CONICET). Este proyecto también ha recibido financiamiento parcial por parte del programa European Union's Horizon 2020 Research and Innovation correspondiente al subsidio Sklodowska-Curie número 734374 - acrónimo del proyecto: LACEGAL, y por parte del instituto Munich Institute for Astro- and Particle Physics, financiado por la fundación Deutsche Forschungsgemeinschaft (Fundación Alemana para la Investigación) mediante el subsidio Germany's Excellence Strategy – EXC-2094 – 390783311 y la Universidad Técnica de Múnich. Los cálculos numéricos se llevaron a cabo mediante el clúster de computadoras del Centro de Cómputo de Alto Desempeño de la Universidad Nacional de Córdoba (<<https://ccad.unc.edu.ar/>>). Los gráficos fueron realizados usando el paquete GGPLOT2 (Wickham, 2016) del *software* R (R Core Team, 2020). Las Figuras 5, 14 y 22 fueron diseñadas con la ayuda de Daniela Taborda, a quien le agradezco especialmente. Esta tesis fue estructurada a partir de la plantilla creada por el grupo abnTeX2 (<<http://www.abntex.net.br/>>). Quiero agradecer especialmente la hospitalidad de la Pontificia Universidad Católica de Chile (PUC) y del Instituto Max Planck de Física Extraterrestre (MPE), donde parte de este trabajo ha sido realizado.

Un especial agradecimiento a los miembros del tribunal evaluador de tesis: Dra. María Laura Ceccarelli (IATE), Dr. Yan-Chuan Cai (Instituto de Astronomía, Universidad de Edimburgo) y Dr. Emanuel Gallo (Instituto de Física Enrique Gaviola), quienes han revisado exhaustivamente mi trabajo y han contribuido con valiosos aportes para mejorarlo. Ha sido un honor haber sido evaluado por tan prestigiosos profesionales.

Quiero agradecer a mis colaboradores y también coautores de los artículos científicos que componen esta tesis: Dr. Dante Paz (IATE), Dr. Neslon Padilla (PUC), Dr. Ariel Sánchez (MPE), Dr. Andrés Ruiz (IATE) y Dr. Raúl Angulo (Donostia International Physics Center), por su invaluable contribución, ayuda y discusiones fructíferas. Quiero agradecer especialmente a Dante, Ariel y Nelson por haberme brindado la oportunidad de viajar al exterior para visitar académicamente al MPE y la PUC, presentar mi trabajo en varios seminarios y talleres, y contactar otros colegas que trabajan en la misma temática.

Finalmente, quiero agradecer a Dante por haber sido un excelente director, no sólo en lo académico, sino también como persona.



*No te des por vencido, ni aun vencido, no te sientas esclavo, ni aun esclavo; trémulo de pavor, piénsate bravo, y arremete feroz, ya mal herido.*

Almafuerte



# Resumen

Uno de los mayores desafíos de la Cosmología moderna es entender la naturaleza de la energía oscura, responsable de la actual fase de expansión acelerada que el Universo está experimentando. Los vacíos cósmicos (voids) son vastas regiones subdensas. Al comprender la mayor parte del volumen universal, constituyen las estructuras observacionales más grandes. Es por ello que sus propiedades físicas contienen información clave acerca de la historia de expansión y geometría del Universo. Actualmente, el estudio de los voids está recibiendo especial atención en vista de la nueva generación de relevamientos espectroscópicos de galaxias, los cuales cubrirán un volumen y un rango de redshifts sin precedentes, lo que permitirá estudiar la evolución del Universo con gran precisión. Más aún, los voids ofrecen dos ventajas con respecto a los estudios complementarios en el régimen de alta densidad: su dinámica se ve menos afectada por efectos no lineales, y las teorías de Gravedad Modificada predicen que las potenciales desviaciones con respecto a las predicciones de la Relatividad General deben ser más pronunciadas en este tipo de ambientes.

Existen dos estadísticos principales en el estudio de los voids: la función de tamaños, que caracteriza su abundancia, y la función de correlación cruzada void-galaxia, que describe el campo de densidad en las regiones circundantes. Ambos estadísticos se ven afectados por las distorsiones en la distribución espacial observada de las galaxias, las cuales inducen desviaciones y patrones anisótropos en las mediciones. El origen de estos efectos sistemáticos se encuentra en dos fuentes principales: las distorsiones en el espacio de redshift (RSD), un efecto dinámico causado por el campo de velocidad peculiar de las galaxias, y el efecto Alcock-Paczyński (AP), un efecto geométrico causado por la elección de una cosmología fiduciaria necesaria para estimar distancias a partir de los observables fundamentales que definen la posición de las galaxias: ángulos y redshifts. En vista de esto, el modelado de estos efectos posee un alto valor dinámico y cosmológico.

El primer proyecto de la tesis consiste en el diseño de un nuevo test cosmológico basado en dos proyecciones perpendiculares de la función de correlación con respecto a la dirección de la visual. Nuestro método ofrece dos aspectos novedosos. En primer lugar, las correlaciones se tratan directamente en términos de distancias angulares y diferencias de redshift entre pares void-galaxia, por lo que no es necesario asumir una cosmología fiduciaria para efectuar las mediciones. En segundo lugar, abordamos el análisis de un tercer tipo de efecto sistemático adicional a las distorsiones RSD y AP: la mezcla de escalas debido a la geometría del bineado. Esto es particularmente importante en el caso de las correlaciones proyectadas. Desarrollamos un modelo físico para la función de correlación basado en principios dinámicos y cosmológicos capaz de reproducir los patrones generados por estos

efectos observacionales. El modelo depende principalmente de dos parámetros cosmológicos: la fracción actual de materia y la tasa de crecimiento de las estructuras. Las matrices de covarianza asociadas al método presentan ciertas ventajas: son relativamente pequeñas y su inversión es numéricamente estable, lo que reduce el ruido y la propagación de errores en el análisis Bayesiano a la hora de inferir los parámetros del modelo. Este aspecto fundamental permite reducir significativamente el número de catálogos mocks necesarios para estimarlas. El método fue calibrado usando la simulación Millennium XXL para diferentes redshifts.

Dada la precisión actual impuesta por los relevamientos espectroscópicos modernos, resulta imperativo una descripción completa del impacto que ejercen las distorsiones geométricas y dinámicas sobre las propiedades fundamentales de los voids. Tradicionalmente, se ha hecho foco solamente en la distribución espacial de las galaxias circundantes. Lo cierto es que los efectos RSD y AP también afectan las propiedades globales de los voids, como su número, sus tamaños y su distribución espacial. El segundo proyecto de la tesis aborda esta problemática. A partir de un identificador esférico, encontramos una conexión física entre la población real de voids (no afectada por las distorsiones) y aquella obtenida a partir de datos observacionales. Específicamente, los voids del espacio de redshift por encima del umbral de ruido Poisson poseen una única contraparte en el espacio real, de tal manera que cada dupla apareada muestrea la misma región del espacio. En este contexto, es válido asumir la conservación del número de voids. Al ser mapeados en el espacio de redshift, los voids sufren de tres efectos que alteran sus propiedades globales: (i) una expansión sistemática, producto del efecto RSD inducido por la dinámica de las galaxias en escalas cercanas al radio de void (t-RSD); (ii) un cambio neto en el volumen debido al efecto AP, que se manifiesta como una expansión o contracción dependiendo de la cosmología fiduciaria; y (iii) un descentrado sistemático en la dirección de la visual producto del efecto RSD inducido por la dinámica global de la región que contiene al void (v-RSD). Estos efectos pueden describirse físicamente a partir de consideraciones dinámicas y cosmológicas.

Los efectos encontrados generan patrones adicionales en las mediciones de la función de tamaños y de la función de correlación, lo que conlleva a una estimación sesgada de los parámetros cosmológicos si no son tenidos en cuenta apropiadamente. Este ha sido un obstáculo que ha impedido una implementación exitosa en datos observacionales de los tests basados en voids. En la última parte de la tesis, evaluamos el impacto de estos efectos en los dos estadísticos cosmológicos de interés, basando el análisis en el marco teórico desarrollado para describirlos. En particular, descubrimos que la elipticidad intrínseca de los voids es una fuente adicional de patrones anisótropos en la función de correlación (e-RSD). De esta manera, sentamos las bases para mejorar los modelos actuales de abundancia y correlación de voids. Finalmente, presentamos un análisis preliminar de

la función de correlación medida a partir de datos del relevamiento espectroscópico BOSS DR12, aplicando el conocimiento adquirido sobre la fenomenología de los voids a lo largo del trabajo. Concluimos que, además de su importancia cosmológica práctica, el análisis llevado a cabo en esta tesis tiene profundas implicaciones en nuestro entendimiento acerca de la estructura y dinámica del Universo en las escalas más grandes.

**Palabras clave:** estructura a gran escala del Universo – vacíos cósmicos – energía oscura – parámetros cosmológicos – escala de distancias – galaxias: distancias, redshifts y velocidades



# Abstract

One of the major challenges of modern Cosmology is to understand the nature of dark energy, responsible for the accelerated expansion that the Universe is currently undergoing. Cosmic voids are vast underdense regions. As they enclose most of the universal volume, they constitute the largest observable structures. Hence, their physical properties encode key information about the expansion history and geometry of the Universe. At present, the study of voids is receiving special attention in view of the new generation of galaxy spectroscopic surveys, which will cover a volume and a redshift range without precedents that will allow us to study the evolution of the Universe with high accuracy. Furthermore, voids offer two advantages over traditional clustering studies: their dynamics is less affected by non-linearities, and Modified Gravity theories predict that potential deviations from the predictions of General Relativity must be more pronounced in this type of environments.

There are two primary statistics in void studies: the void size function, which characterises their abundance, and the void-galaxy cross-correlation function, which describes the density field in the surrounding regions. Both statistics are affected by the distortions in the observed spatial distribution of galaxies, which induce deviations and anisotropic patterns in the measurements. These effects are originated by two main sources: the redshift-space distortions (RSD), a dynamical effect caused by the peculiar velocity field of the galaxies, and the Alcock-Paczyński effect (AP), a geometrical effect caused by the selection of a fiducial cosmology needed to estimate distances from the basic observables that define the position of the galaxies: angles and redshifts. In view of this, the modelling of these effects contains a high dynamical and cosmological value.

The first project of the thesis consists of a new cosmological test based on two perpendicular projections of the correlation function with respect to the line of sight. Our method provides two novel aspects. In the first place, correlations are treated directly in terms of angular and redshift distances between void-galaxy pairs, hence it is not necessary to assume a fiducial cosmology. In the second place, we tackle a third systematic effect that is also present in the measurements, additional to the RSD and AP distortions: the scale mixing due to the geometry of the binning scheme. This is particularly important for the case of our projected correlations. We developed a physical model for the correlation function based on dynamical and cosmological principles that is capable of reproducing the observed patterns generated by these effects. This model depends primarily on two cosmological parameters: the present-day matter fraction of the Universe and the growth rate of cosmic structures. The covariance matrices associated with the method exhibit useful advantages: they are relatively small and their inversion is numerically stable, which reduces the noise and error propagation in the likelihood analysis performed in order to estimate the

parameters of the model. This fundamental aspect allows us to significantly reduce the number of mock catalogues needed to estimate them. We tested the method with the Millennium XXL simulation for different redshifts.

Given the precision achievable nowadays with modern spectroscopic surveys, it is imperative a full description of how geometrical and dynamical distortions affect fundamental void properties. Traditionally, we have only focused on the spatial distribution of the galaxies. The truth is that the RSD and AP effects also affect global properties of voids, such as their number, their sizes and their spatial distribution. The second project of the thesis addresses this problematic. Using a spherical void finder, we found a physical connection between the real void population (unaffected by distortions) and the one obtained from observations. Specifically, redshift-space voids above the shot noise level have a unique real-space counterpart, in such a way that each coupled pair of voids spans the same region of space. In this context, it is valid to assume void number conservation. When voids are mapped into redshift-space, they are affected by three effects that modify their global properties: (i) a systematic expansion, a by-product of the RSD induced by tracer dynamics at scales around the void radius (t-RSD); (ii) a volume change due to the AP effect, which manifests as an overall expansion or contraction depending on the fiducial cosmology; and (iii) a systematic off-centring along the line of sight, a by-product of the RSD induced by the global dynamics of the whole region containing the void (v-RSD). These effects can be physically described from dynamical and cosmological considerations.

The void effects generate additional patterns in the measurements of the void size function and the correlation function, which lead to biased cosmological constraints if they are not treated appropriately. This has been an obstacle that has prevented a successful application of void-based tests on observational data. In the last part of the thesis, we evaluate the impact that these effects have on both cosmological statistics using the theoretical framework that we developed to describe them. Incidentally, we found that the intrinsic ellipticity of voids is an additional source of anisotropic patterns in the correlation function (e-RSD). In this way, we lay the foundations for improvements in current models for the abundance and correlations of voids. Finally, we present a preliminary analysis of the correlation function measured from BOSS DR12 spectroscopic survey data, applying the knowledge acquired throughout our study of the void phenomenology. We conclude that, in addition to its practical cosmological importance, the analysis carried out in this work has profound implications for our understanding of the structure and dynamics of the Universe at the largest scales.

**Key words:** large-scale structure of the Universe – cosmic voids – dark energy – cosmological parameters – distance scale – galaxies: distances, redshifts and velocities

# Lista de figuras

Figura 1 – Mapas de los relevamientos espectroscópicos SDSS, BOSS y eBOSS. . . . .	31
Figura 2 – Distancias usadas en Cosmología en función del redshift. . . . .	45
Figura 3 – Experimentos cosmológicos fundamentales para el estudio de la energía oscura: SNe Ia, CMB y BAO. . . . .	49
Figura 4 – Evolución del Universo. . . . .	51
Figura 5 – Distorsiones dinámicas en el espacio de redshift. . . . .	65
Figura 6 – Impresión visual y comparativa de los efectos RSD y AP. . . . .	70
Figura 7 – Modelos de abundancia de voids: lineal, SvdW y Vdn. . . . .	76
Figura 8 – Perfiles de velocidad y de contraste integrado de densidad para muestras de voids del relevamiento SDSS. . . . .	78
Figura 9 – Función de correlación cruzada void-galaxia para muestras de voids del relevamiento SDSS. . . . .	82
Figura 10 – Distribución espacial de la materia oscura en la simulación Millennium XXL. . . . .	88
Figura 11 – Distribución de radios correspondiente a los voids de la simulación MXXL (Tabla 1). . . . .	91
Figura 12 – Rodajas de la simulación MXXL que muestran la distribución espacial de sus halos de materia oscura y voids. . . . .	94
Figura 13 – Distribución de radios correspondiente a los voids del relevamiento BOSS DR12. . . . .	96
Figura 14 – Esquema de binnedo usado para medir la función de correlación cruzada void-galaxia en el espacio observable. . . . .	100
Figura 15 – Proyecciones POS y LOS de la función de correlación cruzada void-halo para una muestra de voids de la simulación MXXL. . . . .	103
Figura 16 – Perfiles de contraste de densidad y de velocidad para una muestra de voids de la simulación MXXL. . . . .	106
Figura 17 – Matrices de covarianza normalizada asociadas al método de las proyecciones de correlación, medidas con la simulación MXXL. . . . .	111
Figura 18 – Evaluación del test cosmológico: marginalizaciones unidimensionales del likelihood sobre los parámetros $\Omega_m$ y $\beta$ . . . . .	113
Figura 19 – Evaluación del test cosmológico: marginalizaciones bidimensionales del likelihood sobre el plano $\Omega_m$ - $\beta$ . . . . .	114
Figura 20 – Evaluación del test cosmológico: análisis de todo el espacio de parámetros. . . . .	115
Figura 21 – Abundancia de voids de los catálogos TC (Tabla 2). . . . .	121
Figura 22 – Efectos que sufren los voids en el espacio de redshift: expansión (t-RSD), cambio de volumen AP y descentrado (v-RSD). . . . .	124

Figura 23 – Demostración estadística del efecto de expansión. . . . .	131
Figura 24 – Características del movimiento global de los voids. . . . .	132
Figura 25 – Isotropía en el movimiento global de los voids. . . . .	132
Figura 26 – Demostración estadística del efecto de descentrado: desplazamiento. . .	133
Figura 27 – Demostración estadística del efecto de descentrado: desplazamiento y velocidad. . . . .	134
Figura 28 – Demostración estadística de la independencia de los efectos de expansión y descentrado. . . . .	135
Figura 29 – Abundancia de voids de los catálogos FC (Tabla 2). Corrección Alcock- Paczynski. . . . .	140
Figura 30 – Corrección de la abundancia de voids por el efecto de expansión. . . . .	141
Figura 31 – Corrección por efecto de expansión: análisis comparativo entre los catálogos full y biyectivo, y entre los factores $q_{\text{RSD}}^s$ y $q_{\text{RSD}}^l$ . . . . .	142
Figura 32 – Muestras de voids usadas para estudiar el impacto de los efectos AP, t-RSD, v-RSD y e-RSD sobre la función de correlación. Manifestaciones en los espacios real y de redshift. . . . .	145
Figura 33 – Proyecciones POS y LOS de la función de correlación cruzada void-halo medidas en las configuraciones $z \times z$ y $r \times z$ . Comparación con las predicciones del modelo. . . . .	147
Figura 34 – Perfiles de contraste de densidad y de velocidad: análisis de la configu- ración $r \times r$ . . . . .	148
Figura 35 – Impacto de la impureza de una muestra en la medición de la función de correlación debido a voids no biyectivos. . . . .	150
Figura 36 – Impacto del efecto de descentrado en la medición de la función de correlación. . . . .	152
Figura 37 – Mapas de contraste de densidad medidos en la configuración $r \times r$ : anisotropías en el espacio real. . . . .	154
Figura 38 – Mapas de velocidad medidos en la configuración $r \times r$ : voids superex- pansivos y subexpansivos. . . . .	155
Figura 39 – Impacto de la elipticidad de los voids en la medición de la función de correlación (e-RSD). . . . .	156
Figura 40 – Evaluación preliminar del modelo de flujo Gaussiano al incorporar información sobre la elipticidad de los voids. . . . .	158
Figura 41 – Proyecciones POS y LOS de la función de correlación cruzada void- galaxia para una muestra de voids del relevamiento BOSS DR12. Com- paración con los mocks Patchy. . . . .	161
Figura 42 – Matriz de covarianza normalizada medida con los mocks Patchy utilizada para analizar los datos de BOSS. . . . .	161

Figura 43 – Marginalización del likelihood sobre el plano $\Omega_m - \beta$ resultante del análisis de los datos de BOSS. . . . .	162
Figura 44 – Complemento del análisis de la Figura 41. Comparación entre las mediciones y las predicciones del modelo. Manifestación de los efectos v-RSD y e-RSD en las observaciones. . . . .	164



# Lista de tablas

Tabla 1 – Características principales de los catálogos de halos de materia oscura y voids usados para desarrollar el test cosmológico en el Capítulo 6. . . . .	91
Tabla 2 – Características principales de los catálogos de voids usados para estudiar los efectos AP, t-RSD, v-RSD y e-RSD en los Capítulos 7, 8 y 9. . . . .	93



# Lista de siglas y abreviaciones

2dFGRS	Relevamiento Two Degree Field Galaxy Redshift Survey
$\Lambda$ CDM-plano	Modelo cosmológico estándar
AP	Efecto/test Alcock-Paczyński
BAO	Oscilaciones acústicas bariónicas ( <i>baryon acoustic oscillations</i> )
BBN	Nucleosíntesis del Big Bang ( <i>Big Bang Nucleosynthesis</i> )
BOSS	Relevamiento Baryon Oscillation Spectroscopic Survey
BOSS DR12	Edición 12 de BOSS ( <i>Data Release 12</i> )
CAMB	CODE FOR ANISOTROPIES IN THE MICROWAVE BACKGROUND
CDM	Materia oscura fría ( <i>cold dark matter</i> )
CMB	Radiación de fondo de microondas ( <i>cosmic microwave background</i> )
DE	Energía oscura ( <i>dark energy</i> )
DESI	Relevamiento Dark Energy Spectroscopic Instrument
eBOSS	Extensión de BOSS
Ec.	Ecuación o fórmula
EdS	Modelo cosmológico Einstein - de Sitter
e-RSD	Efecto de elipticidad
espacio-r	espacio real
espacio-z	espacio de redshift
FC-l	Catálogo de voids, cosmología $\Omega_m^l = 0.2$
FC-u	Catálogo de voids, cosmología $\Omega_m^u = 0.3$
FRW	Friedmann-Robertson-Walker
GSM	Modelo de flujo Gaussiano ( <i>Gaussian streaming model</i> )
HETDEX	Relevamiento Hobby-Eberly Telescope Dark Energy Experiment

IQR	Rango intercuartil ( <i>interquartile range</i> )
LOS	Línea de la visual ( <i>line of sight</i> )
MCMC	Cadenas de Markov Monte Carlo ( <i>Markov Chain Monte Carlo</i> )
MXXL	Simulación cosmológica Millennium XXL
POS	Plano del cielo ( <i>plane of the sky</i> )
PR	Rango de proyección ( <i>projection range</i> )
$r \times r$	Configuración: voids en el espacio-r, trazadores en el espacio-r
RSD	Distorsiones en el espacio de redshift ( <i>redshift-space distortions</i> )
$r \times z$	Configuración: voids en el espacio-r, trazadores en el espacio-z
SDSS	Relevamiento Sloan Digital Sky Survey
SNe Ia	Supernovas Ia
SvdW	Modelo de abundancia de voids de Sheth & van de Weygaert
TC-rs-b	Catálogo de voids, cosmología MXXL, espacio-r, versión biyectiva
TC-rs-f	Catálogo de voids, cosmología MXXL, espacio-r, versión full
TC-zs-b	Catálogo de voids, cosmología MXXL, espacio-z, versión biyectiva
TC-zs-f	Catálogo de voids, cosmología MXXL, espacio-z, versión full
t-RSD	Efecto de expansión
Vdn	Modelo de abundancia de voids de conservación de volumen
v-RSD	Efecto de descentrado
VSF	Función de tamaños ( <i>void size function</i> )
ZOBOV	Identificador de voids ZONES BORDERING ON VOIDNESS
$z \times z$	Configuración: voids en el espacio-z, trazadores en el espacio-z

# Contenido

<b>1</b>	<b>INTRODUCCIÓN</b>	<b>29</b>
<b>2</b>	<b>EL MODELO ESTÁNDAR DE LA COSMOLOGÍA</b>	<b>35</b>
2.1	El principio cosmológico	35
2.2	Dinámica de los universos Friedmann-Robertson-Walker	36
2.3	Materia y radiación	39
2.4	Energía oscura	40
2.5	Distancias en Cosmología	42
2.5.1	La distancia comóvil	42
2.5.2	El redshift cosmológico	42
2.5.3	La distancia diámetro angular	44
2.5.4	La distancia luminosidad	44
<b>2.6</b>	<b>La relación redshift-distancia</b>	<b>46</b>
2.6.1	Candelas estándar	46
2.6.2	Reglas estándar: el test Alcock-Paczyński	47
<b>2.7</b>	<b>Nuestro Universo: <math>\Lambda</math>CDM plano</b>	<b>47</b>
<b>3</b>	<b>ESTRUCTURAS EN EL UNIVERSO</b>	<b>53</b>
<b>3.1</b>	<b>El campo de densidad y el espectro de potencias</b>	<b>53</b>
<b>3.2</b>	<b>La función de correlación de dos puntos</b>	<b>54</b>
3.2.1	Estimadores	54
<b>3.3</b>	<b>El parámetro de bias</b>	<b>56</b>
<b>3.4</b>	<b>Evolución de las fluctuaciones de densidad</b>	<b>57</b>
3.4.1	Ecuaciones de evolución	57
3.4.2	El factor de crecimiento	59
3.4.3	El espectro de potencias de la materia	60
3.4.4	El campo de velocidad peculiar	61
3.4.5	Evolución no lineal de las fluctuaciones de densidad	62
<b>3.5</b>	<b>Distorsiones en el espacio de redshift</b>	<b>63</b>
3.5.1	El redshift observado	64
3.5.2	El impacto de las velocidades peculiares	66
3.5.3	El parámetro RSD	67
<b>3.6</b>	<b>La cosmología fiduciaria</b>	<b>68</b>
<b>4</b>	<b>VACÍOS CÓSMICOS</b>	<b>71</b>
4.1	Evolución de los voids	72

4.2	<b>Abundancia de voids</b>	74
4.3	<b>El campo de densidad en voids</b>	76
4.4	<b>El campo de velocidad en voids</b>	79
4.5	<b>La función de correlación cruzada void-galaxia</b>	80
4.6	<b>Distorsiones en el espacio de redshift alrededor de los voids</b>	80
4.6.1	Modelo lineal	81
4.6.2	Modelo de flujo Gaussiano	83
4.7	<b>Importancia cosmológica de los voids</b>	83
<b>5</b>	<b>CONJUNTO DE DATOS</b>	<b>87</b>
5.1	<b>Simulación Millennium XXL</b>	<b>87</b>
5.2	<b>Identificador esférico de voids</b>	<b>89</b>
5.3	<b>Catálogos de voids I</b>	<b>91</b>
5.4	<b>Catálogos de voids II</b>	<b>92</b>
5.5	<b>Relevamiento Baryon Oscillation Spectroscopic Survey</b>	<b>94</b>
5.6	<b>Catálogos simulados MultiDark Patchy</b>	<b>95</b>
5.7	<b>Catálogos de voids III</b>	<b>96</b>
<b>6</b>	<b>DISEÑO DE UN NUEVO TEST COSMOLÓGICO</b>	<b>97</b>
6.1	<b>Fundamentos del test</b>	<b>97</b>
6.1.1	Distorsiones geométricas y dinámicas	97
6.1.2	Test libre de cosmología fiduciaria y mezcla de escalas	99
6.2	<b>Proyecciones de la función de correlación</b>	<b>99</b>
6.3	<b>Modelo</b>	<b>102</b>
6.3.1	Perfil de densidad	105
6.3.2	Perfil de velocidad	107
6.3.3	Perfil integrado de densidad	107
6.4	<b>Evaluación del método</b>	<b>108</b>
6.4.1	Análisis Bayesiano y matrices de covarianza	109
6.4.2	Inferencia cosmológica	111
<b>7</b>	<b>EFFECTOS QUE SUFREN LOS VOIDS EN EL ESPACIO DE REDSHIFT</b>	<b>117</b>
7.1	<b>Noción estándar de las distorsiones espaciales alrededor de los voids</b>	<b>117</b>
7.2	<b>Mapeo biyectivo</b>	<b>119</b>
7.3	<b>Descripción teórica</b>	<b>122</b>
7.3.1	Conservación del número de voids	122
7.3.2	Efecto de expansión	123
7.3.3	Cambio de volumen por efecto Alcock-Paczyński	126
7.3.4	Contribuciones AP y RSD combinadas	127
7.3.5	Efecto de descentrado	128

<b>7.4</b>	<b>Análisis estadístico</b>	<b>129</b>
7.4.1	Correlación entre los radios de ambas configuraciones espaciales	130
7.4.2	Correlación entre desplazamiento del centro y velocidad neta	130
7.4.3	Correlaciones cruzadas	134
<b>8</b>	<b>IMPACTO EN LA FUNCIÓN DE TAMAÑOS</b>	<b>137</b>
<b>8.1</b>	<b>Acerca del modelado de la VSF</b>	<b>137</b>
<b>8.2</b>	<b>Corrección Alcock-Paczyński</b>	<b>138</b>
<b>8.3</b>	<b>Corrección por efecto de expansión</b>	<b>139</b>
<b>8.4</b>	<b>Libre del efecto de descentrado e importancia cosmológica</b>	<b>141</b>
<b>9</b>	<b>IMPACTO EN LA FUNCIÓN DE CORRELACIÓN</b>	<b>143</b>
<b>9.1</b>	<b>Muestra de voids</b>	<b>143</b>
<b>9.2</b>	<b>Proyecciones de la función de correlación: otro enfoque</b>	<b>144</b>
9.2.1	Configuraciones	146
9.2.2	Simplificación del modelo	147
<b>9.3</b>	<b>Impureza de una muestra</b>	<b>148</b>
<b>9.4</b>	<b>Corrección por efecto de expansión</b>	<b>149</b>
<b>9.5</b>	<b>Corrección Alcock-Paczyński</b>	<b>151</b>
<b>9.6</b>	<b>Corrección por efecto de descentrado</b>	<b>151</b>
<b>9.7</b>	<b>Elipticidad de los voids</b>	<b>153</b>
<b>9.8</b>	<b>Hacia un modelo optimizado</b>	<b>157</b>
<b>10</b>	<b>APLICACIÓN DE LA METODOLOGÍA AL RELEVAMIENTO ESPECTROSCÓPICO BOSS DR12</b>	<b>159</b>
<b>10.1</b>	<b>Proyecciones de la función de correlación en BOSS</b>	<b>159</b>
<b>10.2</b>	<b>Análisis de distorsiones</b>	<b>160</b>
<b>11</b>	<b>CONCLUSIONES</b>	<b>165</b>
<b>11.1</b>	<b>Diseño de un nuevo test cosmológico</b>	<b>166</b>
<b>11.2</b>	<b>Efectos que sufren los voids en el espacio de redshift</b>	<b>168</b>
<b>11.3</b>	<b>Impacto en la función de tamaños</b>	<b>170</b>
<b>11.4</b>	<b>Impacto en la función de correlación</b>	<b>171</b>
<b>11.5</b>	<b>Aplicación de la metodología al relevamiento espectroscópico BOSS DR12</b>	<b>172</b>
	<b>REFERENCIAS</b>	<b>175</b>



# 1 Introducción

La Cosmología moderna se fundamenta en seis pilares observacionales.

1. *La expansión del Universo.* La velocidad radial de las galaxias, medida a partir del corrimiento de las líneas espectrales, es positiva en casi todos los casos (corrimiento al rojo o *redshift*, término en inglés que acuñaremos aquí por ser de uso común en la literatura). En otras palabras, las galaxias parecen alejarse de nosotros. Más aún, esta velocidad crece linealmente con la distancia, lo que se conoce como ley de Hubble. Esto se interpreta como una expansión global del Universo. Asumiendo la validez de las leyes de la Física en todo el espacio y para tiempos pasados, es posible trazar hacia atrás la expansión cósmica con el fin de estudiar la historia evolutiva del Universo. Así surge el modelo del Big Bang, que postula que el Universo evolucionó a partir de un estado muy denso y caliente.
2. *La radiación de fondo de microondas (CMB)*<sup>1</sup>. Se trata de una radiación electromagnética de fondo proveniente de todas direcciones, con un espectro de cuerpo negro casi perfecto, confirmando así el pasado homogéneo, denso y caliente del Universo. La temperatura de esta radiación es (Fixsen, 2009)

$$T_{\text{CMB}} = 2.72548 \pm 0.00057 \text{ K.} \quad (1.1)$$

3. *La abundancia de elementos químicos livianos.* Las mediciones de abundancias muestran que el Universo está compuesto aproximadamente de hidrógeno-1 en un 75% y helio-4 en un 25%, con pequeñas trazas de deuterio, helio-3 y litio, y con una contribución prácticamente despreciable de elementos más pesados. Esta evidencia observacional está en excelente acuerdo con las predicciones de la teoría de Nucleosíntesis del Big Bang (BBN)<sup>2</sup>. Más aún, todo indica que la materia ordinaria representa solamente un 15% de la materia total, y por lo tanto proporciona un argumento convincente de la existencia de materia oscura de origen no bariónico (Burles et al., 1999).
4. *El experimento de las supernovas.* La simple ley de Hubble es inexacta para explicar la relación redshift-distancia de las Supernovas Ia (SNe Ia), las candelas estándar más lejanas que pueden observarse, para lo cual es necesario redefinir la noción de distancia de acuerdo al modelo cosmológico usado para explicar la evolución del Universo. He aquí un resultado sorprendente: las observaciones son incompatibles con un modelo

<sup>1</sup> CMB: sigla que proviene del término en inglés *cosmic microwave background*.

<sup>2</sup> BBN: sigla que proviene del término en inglés *Big Bang Nucleosynthesis*.

de universo plano dominado por materia, pero también lo son con un modelo abierto. En lugar de ello, los datos favorecen un modelo plano con 30% de materia y 70% de un componente diferente y enigmático conocido como energía oscura. La existencia de este componente implica que el Universo está actualmente experimentando una fase de expansión acelerada, un resultado completamente inesperado (Riess et al., 1998; Perlmutter et al., 1999). Este asombroso descubrimiento significa que la materia oscura y la energía oscura representan el 95% del contenido energético total del Universo, cuya verdadera naturaleza ignoramos.

5. *La distribución espacial de las galaxias a gran escala.* En las últimas décadas, se han desarrollado grandes relevamientos espectroscópicos de galaxias diseñados con el fin de medir estructuras en el Universo. Dos de los más importantes son: el relevamiento Two Degree Field Galaxy Redshift Survey (Colless et al., 2001, 2dFGRS) y el relevamiento Sloan Digital Sky Survey (York et al., 2000, SDSS), entre los cuales compilaron el redshift de aproximadamente un millón de galaxias. El panel izquierdo de la Figura 1 muestra la distribución espacial de las galaxias en el SDSS. Cada punto es una galaxia, la intensidad en el color representa la densidad local. Este mapa muestra de forma clara que las galaxias no se distribuyen aleatoriamente, el Universo posee estructura en escalas grandes. Por la acción de la gravedad, las galaxias forman grupos, cúmulos e incluso estructuras más grandes, como filamentos y paredes. Complementariamente, en este proceso, van dejando en su camino vastas regiones subdensas, los denominados vacíos cósmicos (*voids* en inglés, término que acuñaremos aquí por ser de uso común en la literatura). En la figura, los potenciales voids están representados por las zonas más oscuras. No obstante, no hay evidencias de estructuras con dimensiones superiores a  $150 h^{-1}\text{Mpc}$ . Por lo tanto, el Universo es homogéneo cuando se promedia a partir de estas escalas. La existencia de materia oscura y energía oscura juegan un papel fundamental a la hora de explicar esta distribución a partir de argumentos teóricos.
6. *Anisotropías en el CMB.* Aunque la distribución de temperatura asociada al CMB es prácticamente homogénea e isotrópica, contiene pequeñas anisotropías del orden de  $10^{-4}$  y  $10^{-5}$ , las semillas de la estructura. Las mediciones modernas de dichas anisotropías constituyen el mejor ejemplo de la precisión alcanzable hoy en día en los experimentos cosmológicos. Por tal motivo, se dice que hemos entrado en una era de Cosmología de alta precisión. Estas observaciones proveen estimaciones muy precisas del conjunto básico de parámetros de los modelos cosmológicos, y han sido decisivas a la hora de establecer el actual modelo cosmológico estándar (Planck Collaboration et al., 2020).

En este contexto, uno de los mayores desafíos de la Cosmología moderna es entender la naturaleza de la energía oscura. El modelo estándar se basa en dos hipótesis

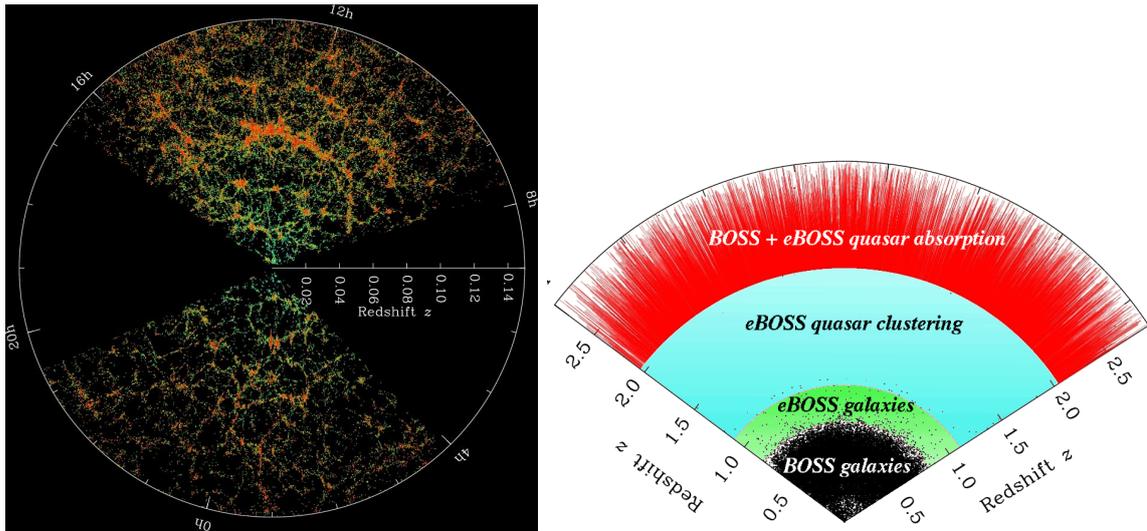


Figura 1 – *Panel izquierdo*. Mapa del Universo obtenido del relevamiento SDSS. Cada punto es una galaxia; la intensidad en el color representa la densidad local. Las zonas oscuras son las regiones subdensas del Universo, y por lo tanto, potenciales voids. *Panel derecho*. Cobertura del Universo del relevamiento BOSS y su extensión eBOSS. *Créditos de la figura*: M. Blanton & SDSS <<https://www.sdss.org/>>.

fundamentales. Una es el principio cosmológico, el cual postula que el Universo es espacialmente homogéneo e isótropo cuando se consideran las escalas más grandes. La otra es que las interacciones gravitatorias están gobernadas por la teoría de la Relatividad General de Einstein. En el contexto de esta última, una explicación plausible para el fenómeno de la energía oscura es que se trata de una manifestación de la constante cosmológica presente en las ecuaciones de campo de Einstein, la cual puede también asociarse con la energía intrínseca del vacío. Alternativamente, esto podría ser una señal que advierte de la necesidad de revisar la Relatividad General, dando lugar así al campo de las teorías de Gravedad Modificada.

Los vacíos cósmicos son las estructuras observables más grandes. Por lo tanto, codifican información clave acerca de la historia de expansión y geometría del Universo, emergiendo así como sistemas físicos naturales para evaluar las predicciones del modelo estándar. Más aún, los voids no sólo constituyen un punto de vista complementario en los estudios de estructura a gran escala, sino que ofrecen además dos ventajas claras con respecto al régimen de alta densidad. Por un lado, la dinámica en los voids está menos afectada por efectos no lineales, por ende, es más sencillo modelar efectos sistemáticos como las distorsiones en el espacio de redshift. Por otro lado, las teorías de Gravedad Modificada predicen que las posibles desviaciones con respecto a las predicciones de la Relatividad General deben ser más pronunciadas en estos ambientes de baja densidad. En vista de esto, estas estructuras resultan ideales para evaluar diferentes modelos de energía oscura. Abordaremos el estudio de los voids en el Capítulo 4.

El potencial cosmológico de los voids se ha visto incrementado recientemente con el desarrollo de la nueva generación de relevamientos espectroscópicos. Entre ellos, podemos nombrar los siguientes: el relevamiento Baryon Oscillation Spectroscopic Survey (Dawson et al., 2013, BOSS), junto con su extensión eBOSS (Alam et al., 2021), el relevamiento Hobby-Eberly Telescope Dark Energy Experiment (Hill et al., 2008, HETDEX), el relevamiento Dark Energy Spectroscopic Instrument (Levi et al., 2019, DESI) y la misión Euclid (Laureijs et al., 2011), los cuales sondearán el Universo cubriendo un volumen y un rango de redshifts sin precedentes. Esto permitirá obtener muestras ricas en voids a diferentes redshifts, y de esta manera, testear la evolución del Universo con gran precisión. El panel derecho de la Figura 1 muestra la cobertura de BOSS y eBOSS.

Existen dos estadísticos principales en el estudio de los voids: la función de tamaños y la función de correlación cruzada void-galaxia. Desarrollaremos estas herramientas en el Capítulo 4. La función de tamaños, por un lado, describe la abundancia de voids, es un estadístico análogo a la función de masas de los halos de materia oscura. Por ende, puede modelarse combinando el formalismo de excursión probabilística junto con la expansión esférica de las pequeñas subdensidades de materia derivada de la teoría cosmológica de perturbaciones. La función de correlación cruzada void-galaxia, por otro lado, caracteriza el campo de densidad en los voids cuando se consideran escalas pequeñas a intermedias. Ambos estadísticos están afectados por las distorsiones presentes en la distribución espacial observada de las galaxias, lo que se traduce en patrones anisótropos en las mediciones. Son dos las fuentes principales de distorsiones. Por un lado, están las distorsiones en el espacio de redshift (Kaiser, 1987, de aquí en adelante RSD)<sup>3</sup>, un efecto dinámico causado por las velocidades peculiares de las galaxias. Por otro lado, el efecto Alcock-Paczyński (Alcock; Paczynski, 1979, de aquí en adelante AP), un efecto geométrico causado por la elección de una cosmología fiduciaria necesaria para transformar los observables provistos por un relevamiento, ángulos y redshifts, en una escala de distancias expresada en unidades físicas. Estos efectos sistemáticos pueden modelarse a partir de principios físicos, por lo que codifican información muy valiosa acerca de la dinámica de la estructura a gran escala y de la cosmología en la cual ésta se encuentra inmersa.

La presente tesis se divide en cinco partes. En la primera parte, presentaremos el marco teórico y las herramientas necesarias para desarrollar el trabajo, y también para discutir las conclusiones principales. Esta parte será desarrollada en los Capítulos 2, 3, 4 y 5. En el Capítulo 5, en particular, presentaremos el conjunto de datos que usaremos a lo largo de todo el trabajo. Específicamente, describiremos la simulación numérica y catálogos simulados usados para calibrar los diferentes tests y modelos, el método de identificación de voids, y finalmente, el relevamiento espectroscópico usado para comparar resultados observacionales con las correspondientes predicciones teóricas.

<sup>3</sup> RSD: sigla que proviene del término en inglés *redshift-space distortions*.

A continuación, en la segunda parte, presentaremos un nuevo test cosmológico basado en la función de correlación cruzada void-galaxia, el cual será desarrollado en el Capítulo 6. Nuestro método ofrece dos aspectos novedosos. En primer lugar, las correlaciones se tratan directamente en términos de distancias angulares y diferencias de redshift entre pares void-galaxia, por lo que no es necesario asumir una cosmología fiduciaria. De esta manera, el efecto AP es tenido en cuenta naturalmente. En segundo lugar, aparte de las distorsiones RSD y AP, modelamos un tercer tipo de efecto sistemático que también afecta la comparación entre las observaciones y las predicciones teóricas, y que tiene que ver con el binnedo usado en las mediciones: la mezcla de escalas. En particular, esto permite trabajar con dos proyecciones perpendiculares de la función de correlación con respecto a la dirección de la visual. Esta variante de la función de correlación ofrece algunas ventajas con respecto a su uso tradicional. Por ejemplo, las dos proyecciones representan dos perfiles unidimensionales simples afectados por las distorsiones de manera diferente, y cuyas matrices de covarianza son más fáciles de manipular. El primer aspecto implica que es más fácil quebrar cualquier degeneración posible en el espacio de parámetros debido a la contribución combinada de las distorsiones RSD y AP, mientras que el último aspecto significa que las matrices de covarianza son más pequeñas y numéricamente más estables, lo que reduce el ruido en el análisis Bayesiano y permite usar un menor número de catálogos simulados para su estimación.

Las propiedades estadísticas de los voids dependen del método usado para su identificación a partir de la distribución espacial de las galaxias obtenida de los relevamientos. Existen diferentes clases de identificadores. No obstante, más allá de sus diferencias intrínsecas, existe un consenso acerca de las propiedades estadísticas básicas de los voids. Sin embargo, todos los métodos se ven afectados por los efectos RSD y AP que impactan directamente en el proceso de identificación, afectando propiedades globales de los voids como su número, sus tamaños y la ubicación de sus centros. Esto se traduce en desviaciones y patrones anisótropos adicionales en las mediciones de la función de tamaños y la función de correlación. Dada la precisión alcanzable hoy en día con los relevamientos modernos, es extremadamente importante detectar y modelar estas sistemáticas con el fin de obtener una inferencia cosmológica no sesgada. Una solución es usar el método de reconstrucción, un algoritmo para recuperar la posición real de las galaxias basado en la aproximación de Zel'dovich (Nadathur; Percival, 2019; Nadathur; Carter; Percival, 2019). Esta técnica ha sido aplicada recientemente a datos observacionales (Nadathur et al., 2019; Nadathur et al., 2020), mostrando eficacia a la hora de inferir los parámetros cosmológicos. Sin embargo, presenta algunas desventajas, particularmente, no aprovecha la información física acerca de la estructura y dinámica de los voids contenida en estos efectos sistemáticos adicionales, que podría de otra manera ser extraída al identificar voids directamente a partir de las galaxias observadas. En el presente trabajo, proponemos un enfoque alternativo. Con la ayuda de una simulación numérica, analizaremos el proceso de búsqueda de voids con

el fin de encontrar una conexión entre la identificación con y sin distorsiones, y de esta manera, detectar los efectos físicos responsables de las diferencias entre las propiedades estadísticas de ambas poblaciones de voids. Esta es la tercera parte del trabajo, la cual será abordada en el Capítulo 7.

En la cuarta parte, analizaremos el impacto que tienen estos efectos sistemáticos inherentes a los voids en las mediciones de la función de tamaños y de la función de correlación cruzada void-galaxia. Esta parte será desarrollada en los Capítulos 8 y 9. Enfocaremos el análisis a partir del marco teórico desarrollado en el Capítulo 7 para modelarlos. Este desarrollo depende en gran medida de consideraciones cosmológicas, de aquí su importancia. Es por ello que debe ser incorporado en los modelos vigentes para la función de tamaños y la función de correlación. De esta manera, sentamos las bases para un tratamiento completo que permitirá obtener una inferencia no sesgada de los parámetros cosmológicos a partir de los relevamientos espectroscópicos modernos. Pero además de esta importancia cosmológica práctica, este análisis también tiene implicaciones profundas en nuestro entendimiento acerca del Universo en las escalas más grandes, dado que estos efectos codifican información clave acerca de la estructura y dinámica de los voids.

Finalmente, en el Capítulo 10 presentaremos un análisis preliminar de la función de correlación medida a partir de datos observacionales tomados del relevamiento BOSS Data Release 12. El objetivo principal será comprender el origen de los patrones anisótropos observados en el contexto de los efectos dinámicos y cosmológicos que afectan a los voids estudiados en los capítulos anteriores.

## 2 El modelo estándar de la Cosmología

Antes de comenzar<sup>1</sup>, conviene aclarar algunas convenciones a seguir para el desarrollo del trabajo. En primer lugar, la palabra *universo* se referirá a un espacio-tiempo genérico, mientras que nuestro *Universo* particular será denotado con una mayúscula inicial. Usaremos unidades en las que la velocidad de la luz es  $c = 1$ , aunque la incluiremos explícitamente cuando sea relevante para comparar con resultados de la literatura. Usaremos también la convención en la que los índices del alfabeto latino representan coordenadas espaciales, recorriendo los números del 1 al 3 (por ejemplo  $i = 1, 2, 3$ ), mientras que los índices del alfabeto griego representan coordenadas espacio-temporales, recorriendo los números del 0 al 3 (por ejemplo  $\mu = 0, 1, 2, 3$ ). Además, usaremos la convención de suma tensorial, en la que dos índices idénticos, uno superior y el otro inferior, deben sumarse adquiriendo todos sus valores posibles. El punto representará derivación con respecto a la coordenada temporal  $t$ , mientras que el apóstrofe, derivación con respecto al tiempo conforme  $\tau$ . Finalmente, la derivada covariante será denotada con el símbolo  $\nabla_\mu$ , mientras que los corchetes  $\langle \rangle$  representarán un promedio sobre un ensamblaje de universos con las mismas propiedades estadísticas.

### 2.1 El principio cosmológico

El modelo estándar de la Cosmología se basa en las siguientes dos hipótesis fundamentales.

1. *Validez de la teoría de la Relatividad General.* Las interacciones gravitatorias, las cuales moldean la evolución global del Universo, están descritas por la teoría de la Relatividad General de Einstein.
2. *Principio cosmológico.* Principio que asume que el Universo es espacialmente homogéneo e isótropo en escalas grandes. Esto significa que no hay lugares ni direcciones privilegiadas. Por supuesto, esta hipótesis debe ser entendida en un sentido estadístico. Es sabido que el Universo exhibe grandes fluctuaciones de densidad, como galaxias, cúmulos de galaxias, filamentos y voids.

Bajo estas hipótesis, la forma más general que puede adquirir el tensor métrico  $g_{\mu\nu}$  es la métrica de Friedmann-Robertson-Walker (FRW):

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)[\gamma_{ij}(x^k)dx^i dx^j], \quad (2.1)$$

<sup>1</sup> Este capítulo y el próximo están basados principalmente en el curso de *Formación y evolución de estructuras cósmicas* dictado por el Dr. [Sánchez \(2015\)](#) en la Universidad Ludwig Maximilians de Múnich, y en los libros de [Dodelson \(2003\)](#) y [Schneider \(2015\)](#).

donde  $\gamma_{ij}$  es la parte espacial de esta métrica, y  $x^i$  denota coordenadas comóviles. En estas coordenadas, el cambio en la posición de un dado punto del espacio a medida que el universo evoluciona, queda absorbido por el factor de escala,  $a(t)$ . En términos de coordenadas esféricas, la métrica FRW puede escribirse como

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)[d\chi^2 + S_K^2(\chi)(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)], \quad (2.2)$$

donde se usó la convención para la coordenada radial dada por

$$d\chi := \frac{dr}{\sqrt{1 - Kr^2}}, \quad (2.3)$$

y

$$S_K(\chi) := \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{K}}\sin(\sqrt{K}\chi) & \text{si } K > 0 \\ \chi & \text{si } K = 0 \\ \frac{1}{\sqrt{|K|}}\sinh(\sqrt{|K|}\chi) & \text{si } K < 0. \end{cases} \quad (2.4)$$

Esta métrica está completamente determinada por dos cantidades:  $a(t)$ , que determina la cinemática del universo, y  $K$ , que caracteriza su curvatura espacial. Dependiendo del valor de  $K$ , los universos FRW pueden clasificarse como abiertos ( $K < 0$ ), planos ( $K = 0$ ) o cerrados ( $K > 0$ ). Estos términos se refieren a las propiedades topológicas de las hipersuperficies espaciales del universo.

En algunos casos, será conveniente expresar la métrica en términos del tiempo conforme,  $\tau$ , definido a partir de la siguiente relación:

$$dt = a(\tau)d\tau, \quad (2.5)$$

de manera que

$$ds^2 = a^2(\tau)[-d\tau^2 + \gamma_{ij}(x^k)dx^i dx^j]. \quad (2.6)$$

En este caso, la métrica FRW puede factorizarse en una métrica estática, para la cual el valor  $K = 0$  corresponde a la métrica de Minkowski, multiplicada por un factor temporal.

## 2.2 Dinámica de los universos Friedmann-Robertson-Walker

La relación entre la geometría del espacio-tiempo, caracterizada por el tensor métrico  $g_{\mu\nu}$ , y los componentes energéticos que contiene, descritos por el tensor de energía-momento  $T_{\mu\nu}$ , está gobernada por las ecuaciones de campo de Einstein:

$$G_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu}, \quad (2.7)$$

donde  $G$  es la constante de gravitación de Newton, y  $G_{\mu\nu}$ , el tensor de Einstein. Este último está definido como

$$G_{\mu\nu} := R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R, \quad (2.8)$$

donde  $R_{\mu\nu}$  es el tensor de Ricci, y  $R := g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$ , el escalar de curvatura.

Cuando se introduce la métrica FRW en las ecuaciones de campo de Einstein, se obtienen ecuaciones para  $a(t)$  y  $K$ . Para esto, es necesario asumir una forma para el tensor de energía-momento. La forma más general que  $T_{\mu\nu}$  puede adquirir, que sea compatible con el principio cosmológico, es la de un fluido perfecto:

$$T^{\mu\nu} = (p + \rho)U^\mu U^\nu + pg^{\mu\nu}, \quad (2.9)$$

donde  $U^\mu$  es la cuadrivelocidad del fluido, mientras que  $\rho$  y  $p$ , las correspondientes densidad de energía y presión. De esta manera, las ecuaciones de campo se reducen a dos ecuaciones independientes, las llamadas ecuaciones de Friedmann:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{K}{a^2} \quad (2.10)$$

y

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p). \quad (2.11)$$

Las ecuaciones de campo de Einstein contienen implícitamente la conservación de la energía:  $\nabla_\nu T^{\mu\nu} = 0$ . Esta ecuación también puede derivarse diferenciando la Ec. (2.10) y combinando el resultado con la Ec. (2.11), arribando a la siguiente relación:

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) = 0. \quad (2.12)$$

Para derivar soluciones explícitas para  $a(t)$  y  $K$ , puede combinarse la Ec. (2.10) junto con la Ec. (2.12). Para hacer esto, es necesario primero asumir una relación entre la presión y la densidad del fluido ideal en la forma de una ecuación de estado:  $p = p(\rho)$ . Usando esta relación, es posible integrar la Ec. (2.12) para obtener  $\rho = \rho(a)$ . En Cosmología, son de mayor interés los fluidos barotrópicos, aquellos cuya presión es proporcional a la densidad:  $p = w\rho$ , por lo que están caracterizados por una velocidad del sonido constante:  $c_s^2 = dp/d\rho$ . El parámetro  $w$  se denomina parámetro de la ecuación de estado. Para los fluidos barotrópicos, la ecuación de conservación de la energía implica que

$$\rho \propto a^{-3(w+1)}. \quad (2.13)$$

Si el universo contiene  $N$  componentes diferentes con parámetros de ecuación de estado dados por  $w_i$ , este resultado sigue siendo válido para cada especie particular siempre y cuando no interactúen. Si denotamos a la densidad de energía de una dada especie  $i$  al tiempo presente con  $\rho_{i,0}$ , entonces la densidad total de energía del universo a un tiempo  $t$  estará dada por

$$\rho = \sum_{i=1}^N \rho_{i,0} a^{-3(w_i+1)}, \quad (2.14)$$

donde hemos convenido por simplicidad que  $a_0 := a(t_0) = 1$ , donde  $t_0$  denota el tiempo presente. De esta manera, la Ec. (2.10) puede reescribirse como

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \sum_{i=1}^N \rho_{i,0} a^{-3(w_i+1)} - \frac{K}{a^2}. \quad (2.15)$$

Esta es la ecuación deseada para  $a(t)$ .

Definiremos ahora el parámetro de Hubble:

$$H := \frac{\dot{a}}{a}. \quad (2.16)$$

Nótese que  $H > 0$ , dado que nos interesan modelos de universo en expansión ( $\dot{a} > 0$ ). Por lo tanto, este parámetro cuantifica la tasa de expansión del universo al tiempo  $t$ . El valor a tiempo presente de  $H$  se denota como  $H_0$ , y se conoce como constante de Hubble. Esta constante se parametriza usualmente en términos de una cantidad adimensional  $h$  de la siguiente manera:

$$H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}. \quad (2.17)$$

Usando esta definición, y evaluando la Ec. (2.15) a tiempo presente, obtenemos la siguiente expresión:

$$K = H_0 \left( \frac{8\pi G}{3H_0^2} \sum_{i=1}^N \rho_{i,0} - 1 \right). \quad (2.18)$$

Esta es la ecuación deseada para  $K$ .

Las Ecs. (2.15) y (2.18) contienen  $N+1$  cantidades desconocidas:  $H_0$  y las densidades  $\rho_{i,0}$ . No son variables. Son cantidades mensurables que deben obtenerse a partir de experimentos observacionales. De esta manera, queda claro que la geometría del espacio-tiempo y su evolución están determinadas por el contenido energético del universo. En particular, será plano ( $K = 0$ ) si la densidad de energía total es igual a un valor crítico,  $\rho_c$ , dado por

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 2.773 \times 10^{11} h^{-1} \text{ M}_\odot (h^{-1} \text{ Mpc})^{-3} = 11.26 h^2 \frac{\text{protones}}{\text{m}^3}. \quad (2.19)$$

En lugar de trabajar con las densidades  $\rho_{i,0}$ , una práctica común es definir un parámetro de densidad adimensional para cada especie expresando su densidad de energía en unidades de la densidad crítica:

$$\Omega_i := \frac{\rho_{i,0}}{\rho_c} = \frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho_{i,0}. \quad (2.20)$$

Se define un parámetro similar para la curvatura:

$$\Omega_K := -\frac{K}{H_0^2}. \quad (2.21)$$

De esta manera, es posible expresar la ecuación para la curvatura (Ec. 2.18) en una forma más compacta:

$$\sum_{i=1}^N \Omega_i + \Omega_K = 1. \quad (2.22)$$

Además, con esta notación, la ecuación que gobierna a  $a(t)$  (Ec. 2.15) puede reescribirse de la siguiente manera:

$$\dot{a}^2 = H_0^2 \left[ \sum_{i=1}^N \Omega_i a^{-(3w_i+1)} + \Omega_K \right]. \quad (2.23)$$

Como ejemplo, consideremos un universo plano con un único componente energético caracterizado por un parámetro de ecuación de estado  $w \neq -1$ . Entonces, la evolución temporal del factor de escala está dada por

$$a(t) \propto t^{\frac{2}{3(1+w)}}. \quad (2.24)$$

## 2.3 Materia y radiación

En esta sección, analizaremos dos componentes principales del universo: materia y radiación, enfocándonos en las consecuencias que cada una tiene en la evolución del factor de escala.

La materia (m) se comporta como un fluido de presión nula, es decir,  $w_m = 0$ . De acuerdo a la Ec. (2.13), esto implica que

$$\rho_m \propto a^{-3}. \quad (2.25)$$

Esto indica simplemente que la densidad decrece proporcionalmente al volumen del universo a medida que se expande. Podemos estudiar la evolución del factor de escala en un universo plano dominado por materia ( $\Omega_m = 1$  y  $\Omega_K = 0$ ) a partir de la Ec. (2.24):

$$a(t) \propto t^{2/3}, \quad (2.26)$$

solución conocida como modelo Einstein - de Sitter (EdS).

La radiación ( $\gamma$ ), por otro lado, se comporta como un fluido relativista con un parámetro de ecuación de estado  $w_\gamma = 1/3$ . De acuerdo a la Ec. (2.13), esto implica que

$$\rho_\gamma \propto a^{-4}. \quad (2.27)$$

Esta dependencia puede entenderse de la siguiente manera: a medida que el universo se expande, un factor  $a^{-3}$  puede asociarse al cambio en el elemento de volumen, mientras que el factor adicional  $a^{-1}$  puede asociarse al estiramiento de la longitud de onda de la

radiación en cuestión. Como en el caso de la materia, podemos estudiar la evolución del factor de escala en un universo plano dominado por radiación a partir de la Ec. (2.24):

$$a(t) \propto t^{1/2}. \quad (2.28)$$

Analizando la dependencia de las Ecs. (2.25) y (2.27) con el factor de escala, se deduce inmediatamente que la radiación domina el contenido energético y la evolución global del universo en tiempos tempranos, mientras que la materia lo hace en tiempos posteriores. Más aún, una comparación entre las Ecs. (2.26) y (2.28) evidencia que el universo se expande más lentamente en la era dominada por radiación que en la era dominada por materia.

## 2.4 Energía oscura

En los últimos años, una gran variedad de observaciones cosmológicas precisas han mostrado que nuestro Universo está experimentando actualmente una fase de expansión acelerada ( $\ddot{a} > 0$ ). De acuerdo a la Ec. (2.11), esto requiere de la presencia de un componente extraño, conocido como energía oscura (DE)<sup>2</sup>, con una ecuación de estado caracterizada por un parámetro  $w_{\text{DE}} < -1/3$ . Se dice que los fluidos para los cuales  $\rho + 3p \geq 0$  satisfacen la condición fuerte de energía. Vemos así que la energía oscura no cumple esta condición. Existen diversos modelos para explicar este fenómeno. En este trabajo, nos enfocaremos solamente en la constante cosmológica y su asociación con la energía de vacío.

Dado que las ecuaciones de campo conducen a universos dinámicos, Einstein las modificó con el fin de encontrar soluciones estáticas, para lo cual añadió un término proporcional al tensor métrico, de tal manera que

$$G_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu}. \quad (2.29)$$

Con la introducción de la constante  $\Lambda$ , conocida como constante cosmológica, las ecuaciones de Friedmann (Ecs. 2.10 y 2.11) quedan modificadas de la siguiente forma:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{K}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad (2.30)$$

y

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3}. \quad (2.31)$$

Posteriormente, dadas las evidencias sólidas acerca de la expansión del Universo, la constante cosmológica fue dejada de lado. Sin embargo, dado que algunos modelos con  $\Lambda > 0$  conducen a soluciones consistentes con una expansión acelerada ( $\ddot{a} > 0$ ), el término con  $\Lambda$  reapareció como una posible explicación de este fenómeno.

<sup>2</sup> DE: sigla que proviene del término en inglés *dark energy*.

Es común asociar la constante cosmológica con la energía de vacío. Las fluctuaciones de media nula deben satisfacer la invariancia de Lorentz, por lo que deben entonces satisfacer la relación  $\langle T_{\mu\nu} \rangle = \rho_{\text{vac}} g_{\mu\nu}$ , lo que corresponde a un fluido barotrópico con una ecuación de estado caracterizada por un parámetro  $w = -1$ . De esta manera, la contribución del vacío debe incluirse en el miembro derecho de las ecuaciones de campo de Einstein:

$$G_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G(T_{\mu\nu} + \rho_{\text{vac}} g_{\mu\nu}). \quad (2.32)$$

Esto muestra claramente que los efectos de la energía de vacío y de la constante cosmológica son indistinguibles. El efecto neto es el de una constante cosmológica efectiva dada por

$$\Lambda_{\text{eff}} := \Lambda + 8\pi G \rho_{\text{vac}}, \quad (2.33)$$

con una densidad de energía efectiva dada por

$$\rho_{\text{eff}} := \frac{\Lambda}{8\pi G} + \rho_{\text{vac}}. \quad (2.34)$$

Si bien ambos fenómenos producen el mismo efecto, su naturaleza es muy distinta. La presencia de una constante cosmológica en las ecuaciones de campo implica que la constante gravitacional  $G$  es insuficiente para describir el comportamiento de las interacciones gravitatorias correctamente, por lo que  $\Lambda$  debe tomarse como una segunda constante de la naturaleza. Por otro lado, la energía de vacío está relacionada con el contenido energético del universo, asociada a fluctuaciones de media nula, las cuales, incluso en ausencia de materia, son capaces de curvar el espacio-tiempo. Dado que estos dos casos son indistinguibles, no incluiremos términos explícitos para ambos en las ecuaciones, sino que trataremos el efecto neto que producen como debido a un único componente de energía oscura caracterizado por el parámetro  $w_{\text{DE}} = -1$ .

Fijando el parámetro  $w_{\text{DE}} = -1$  en la Ec. (2.13), es inmediato notar que la correspondiente densidad de energía,  $\rho_{\text{DE}}$ , permanece constante a medida que el universo evoluciona. Introduciendo este comportamiento en las ecuaciones de Friedmann, se obtiene que la evolución temporal del factor de escala está dada por

$$a(t) \propto \exp(H_0 t), \quad (2.35)$$

es decir, el universo se expande exponencialmente.

Antes de finalizar esta sección, mencionaremos dos modelos alternativos para la energía oscura. Uno se denomina quintaesencia, en el cual la energía oscura es la manifestación de un campo escalar. El otro modelo postula la existencia de la denominada energía fantasma, que no sólo viola la condición fuerte de energía, sino también la condición débil:  $\rho + p \geq 0$ . En este modelo,  $\rho_{\text{DE}}$  crece a medida que el universo se expande, y está caracterizado por una propiedad singular, el denominado Gran Desgarro, momento en el cual  $a(t)$  diverge para un tiempo finito.

## 2.5 Distancias en Cosmología

En esta sección, estudiaremos diferentes nociones de distancia usadas como medios para describir al universo. Estas definiciones de distancia se basan únicamente en el supuesto de que la métrica toma la forma FRW. Hasta aquí, hemos usado unidades naturales en las que  $c = 1$ , convenientes para propósitos teóricos. Sin embargo, no son prácticas para tratar con observaciones. Por lo tanto, recurriremos a las unidades tradicionales en las que  $c$  aparece explícitamente, recordando que debe reemplazarse la coordenada temporal en la Ec. (2.2) por el producto  $ct$ .

### 2.5.1 La distancia comóvil

La expansión del universo está codificada en el factor de escala. La distancia entre dos objetos fijos en coordenadas comóviles, conocida como distancia propia,  $D_p$ , cambia de acuerdo a  $a(t)$ . La distancia propia a un objeto con coordenadas  $(r, \theta, \phi)$ , puede computarse a partir de la parte espacial de la métrica FRW dada por la Ec. (2.2), tomando nuestra posición como origen de coordenadas ( $r = 0$ ), y orientando el sistema de referencia de tal manera que  $d\phi = d\theta = 0$ :

$$D_p(t) = a(t) \int_0^r \frac{dr'}{\sqrt{1 - Kr'^2}} = a(t)\chi. \quad (2.36)$$

Aquí se aprecia claramente el significado físico de la coordenada radial  $\chi$  definida a partir de la Ec. (2.3), que representa la distancia comóvil al objeto. Estamos interesados principalmente en la distancia propia al tiempo presente, la cual está dada por la correspondiente distancia comóvil, dado que hemos convenido que  $a_0 = 1$ .

### 2.5.2 El redshift cosmológico

El redshift cosmológico,  $z$ , cuantifica el cambio en la longitud de onda de la radiación debido a la expansión del universo:

$$z := \frac{\lambda_0 - \lambda_e}{\lambda_e}, \quad (2.37)$$

donde  $\lambda_0$  es la longitud de onda observada al tiempo  $t_0$ , y  $\lambda_e$  es la longitud de onda emitida a un tiempo  $t_e < t_0$ . El redshift es una cantidad física muy importante dado que es directamente accesible a través de observaciones espectroscópicas.

Podemos encontrar una relación entre el redshift y el factor de escala al tiempo en que una fuente emite un haz de luz estudiando la propagación del rayo en un universo en expansión descrito por una métrica FRW. Para ello, consideremos un rayo propagándose radialmente desde  $r = 0$  hasta  $r = r_0$ . Como antes, orientemos el sistema de coordenadas de tal manera que  $d\phi = d\theta = 0$ . El origen está ahora en la fuente emisora. A medida que

la luz viaja por geodésicas nulas ( $ds = 0$ ), se encuentra que

$$\frac{c dt}{a(t)} = d\chi = \frac{dr}{\sqrt{1 - Kr^2}}. \quad (2.38)$$

Integrando esta relación entre  $r = 0$  y  $r = r_0$ , y considerando los tiempos de emisión y recepción de dos crestas contiguas de la onda lumínica, puede verse que

$$\frac{\lambda_e}{\lambda_0} = \frac{a(t_e)}{a(t_0)}. \quad (2.39)$$

En un universo en expansión,  $a(t_0) > a(t_e)$ , lo cual implica que la longitud de onda asociada a la luz crece. Esto demuestra que la expansión produce un corrimiento al rojo de las líneas espectrales (redshift). Si  $t_0$  representa el tiempo presente, de manera que  $a(t_0) = 1$ , se llega a una relación entre el redshift cosmológico y el factor de escala:

$$a = \frac{1}{1 + z}. \quad (2.40)$$

Esto significa que la luz que recibimos de una galaxia distante a un redshift  $z$ , partió cuando el factor de escala era una fracción  $1/(1 + z)$  de su valor actual.

Como el redshift  $z$  es un observable directo, constituye una variable más conveniente que el tiempo  $t$ . A partir de la Ec. (2.38) y la siguiente relación:

$$H(z) = -\frac{1}{(1 + z)} \frac{dz}{dt}, \quad (2.41)$$

obtenida a su vez de las Ecs. (2.16) y (2.40), la distancia comóvil puede reescribirse en términos de  $z$ :

$$\chi(z) = c \int_0^z \frac{dz'}{H(z')}, \quad (2.42)$$

donde

$$H(z) = H_0 \left[ \sum_{i=1}^N \Omega_i (1 + z)^{3(w_i+1)} + \Omega_K (1 + z)^2 \right]^{1/2}. \quad (2.43)$$

Nótese que para redshifts pequeños,  $z \ll 1$ ,

$$\chi(z) \approx \frac{c z}{H_0}. \quad (2.44)$$

Recuperamos así la ley de Hubble. Aquí,  $cz$  es la velocidad de recesión aparente de la fuente.

El redshift es un observable directo, pero la distancia no lo es. No obstante, el redshift es también un indicador de distancia. De hecho, la distancia comóvil a una fuente se calcula a partir del redshift por medio de la Ec. (2.42). Sin embargo, este cálculo depende del parámetro de Hubble, dado por la Ec. (2.43), que a su vez depende de los parámetros  $H_0$  (o  $h$ ),  $\Omega_i$  y  $\Omega_K$ , los denominados parámetros cosmológicos. Por ende, estos parámetros deben conocerse para efectuar el cálculo de la distancia. Veremos ahora

que existen diferentes definiciones observacionales de distancia, íntimamente relacionadas con  $\chi$ , y que pueden usarse para diseñar tests que permitan estimar los valores de estos parámetros. Debe tenerse en cuenta que no son distancias en un sentido estricto, sino recetas que permiten computar diferentes aspectos físicos de un objeto, como su luz o su tamaño.

### 2.5.3 La distancia diámetro angular

Consideremos primero un objeto extendido ubicado a un redshift  $z$ , con un diámetro angular  $\Delta\phi$ . El tamaño físico (propio) del objeto,  $\Delta l$ , puede computarse a partir de la Ec. (2.2), fijando esta vez  $d\chi = d\theta = 0$ :

$$\Delta l = a(t)S_K(\chi)\Delta\phi. \quad (2.45)$$

En un universo Euclídeo, la relación correspondiente es

$$\Delta l = D\Delta\phi, \quad (2.46)$$

donde  $D$  denota la distancia al objeto. Comparando ambas expresiones, llegamos a la definición de la distancia diámetro angular:

$$D_A(z) := \frac{\Delta l}{\Delta\phi} = \frac{S_K(\chi(z))}{1+z}. \quad (2.47)$$

Para un universo plano,  $S_K(\chi(z)) = \chi(z)$ , que corresponde a la distancia comóvil (dado que  $a_0 = 1$ , es también la distancia verdadera).

La Figura 2 muestra la evolución en función del redshift de los tipos de distancias que estudiaremos en este trabajo, para un universo similar al nuestro con parámetros  $h = 0.72$ ,  $\Omega_K = 0$ ,  $\Omega_m = 0.31$  y  $\Omega_\Lambda = 0.69$ . Nótese, en particular, que la distancia diámetro angular es sistemáticamente menor que la distancia verdadera. Es más, aunque sean similares para objetos cercanos,  $D_A$  tiende a cero a medida que  $z$  tiende a infinito. Esto significa que existe un punto de retorno más allá del cual los objetos más lejanos tienen mayores tamaños angulares. Este comportamiento aparentemente antiintuitivo puede entenderse al comprender que estamos usando un objeto con un tamaño propio fijo como referencia, lo que corresponde a un tamaño comóvil mayor a medida que  $z$  crece.

### 2.5.4 La distancia luminosidad

Consideremos ahora una fuente de luz ubicada a un redshift  $z$ . Para este objeto, definimos la distancia luminosidad, denotada  $D_L$ , a partir de la relación entre el flujo bolométrico observado,  $S$ , y su luminosidad bolométrica intrínseca,  $L$ , en un espacio-tiempo Euclídeo:

$$D_L := \sqrt{\frac{L}{4\pi S}}. \quad (2.48)$$

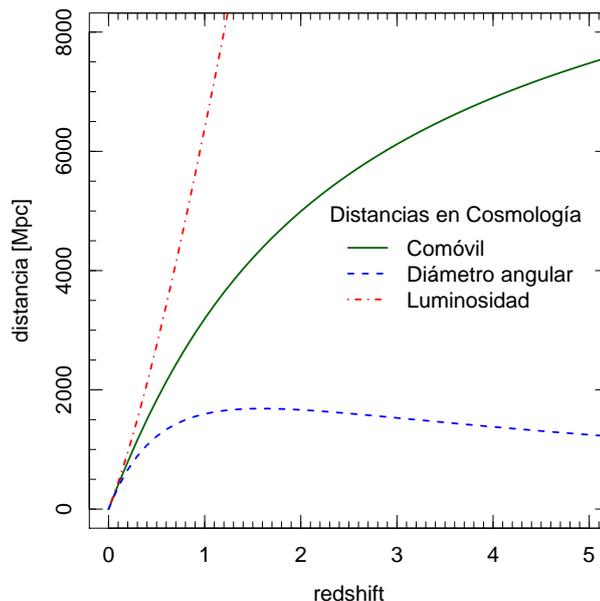


Figura 2 – Evolución en función del redshift de la distancia comóvil (curva verde continua, Ec. 2.42), de la distancia diámetro angular (curva azul de trazos, Ec. 2.47) y de la distancia luminosidad (curva roja de trazos y puntos, Ec. 2.52), correspondiente a un universo similar al nuestro con parámetros  $h = 0.72$ ,  $\Omega_K = 0$ ,  $\Omega_m = 0.31$  y  $\Omega_\Lambda = 0.69$ .

Para comprender la evolución en función del redshift de la distancia luminosidad, es necesario tener en cuenta dos efectos. Primero, hay que considerar que los fotones pierden energía debido al redshift cosmológico. Segundo, que los fotones arriban cada vez con menos frecuencia a medida que el universo se expande. Específicamente, la luminosidad bolométrica de una fuente al tiempo  $t_1$  está dada por

$$L = \int N_1(\nu_1) h_P \nu_1 d\nu_1, \quad (2.49)$$

donde  $N_1(\nu_1)$  es el número total de fotones emitidos con frecuencia  $\nu_1$  por unidad de tiempo, y  $h_P$ , la constante de Planck. Asumiendo que estos fotones se emiten isotrópamente, el flujo observado al tiempo  $t_0$  a una distancia comóvil  $\chi$  desde la fuente estará dado por

$$S = \int n_0(\nu_0) h_P \nu_0 d\nu_0, \quad (2.50)$$

donde  $n_0(\nu_0)$  es el número total de fotones recibidos con frecuencia  $\nu_0$  por unidad de tiempo y área, relacionado con  $N_1(\nu_1)$  mediante

$$n_0(\nu_0) d\nu_0 = \frac{N_1(\nu_1)}{4\pi a_0^2 \chi^2} \frac{d\nu_0}{d\nu_1} d\nu_1, \quad (2.51)$$

con  $\nu_1 = \nu_0 a(t_0)/a(t_1)$ . Insertando estas expresiones en la Ec. (2.48), se obtiene finalmente que

$$D_L(z) = (1+z)\chi(z). \quad (2.52)$$

Dado que el redshift reduce la luminosidad aparente de los objetos, esto significa que parecen estar más lejos de lo que realmente están (véase la Figura 2).

## 2.6 La relación redshift-distancia

Si pudiéramos medir simultáneamente el redshift y la distancia de algunos cuerpos celestes del mismo tipo, distribuidos a lo largo y ancho del Universo, entonces podríamos estudiar la relación redshift versus distancia, también conocida como diagrama de Hubble. Medir redshifts a partir del corrimiento de líneas espectrales es inmediato, la parte difícil está en determinar distancias a partir de un método independiente. Sin embargo, tomando como base las definiciones de la distancia luminosidad y diámetro angular dadas en la sección anterior, junto con su dependencia con la distancia comóvil, el diagrama redshift-distancia así obtenido puede usarse para inferir información acerca de los parámetros cosmológicos involucrados, y poder así cuantificar la tasa de expansión y el contenido energético del Universo.

### 2.6.1 Candelas estándar

Supongamos que pudiéramos identificar un conjunto de cuerpos que tengan la misma luminosidad intrínseca  $L$ , y medir el flujo recibido  $S$  a distintos redshifts  $z$ , entonces sería posible construir un diagrama de Hubble a partir de la distancia luminosidad:  $D_L(z)$ . Esta clase de objetos se conoce como candela estándar.

En la práctica, lo que es relevante es que cualquier diferencia entre el brillo aparente de dos fuentes lumínicas (medidos en términos de magnitudes astronómicas) es un indicio directo de la distancia que los separa. De esta manera, el diagrama de Hubble queda representado en términos de la correspondiente relación redshift-magnitud. En algunos casos, el método se generaliza encontrando una correlación entre algún observable y el brillo intrínseco. Por ejemplo, las variables Cefeidas son estrellas cuya variación de brillo intrínseco está íntimamente relacionado con su período. El Telescopio Espacial Hubble ha sido capaz de medir el período de miles de variables Cefeidas en galaxias lejanas alcanzando los 20 Mpc. Tomando estas distancias como anclas, se han podido calibrar indicadores de distancia secundarios para llegar mucho más lejos, alcanzando los 400 Mpc. Este procedimiento fue usado para calibrar la constante de Hubble ([Freedman et al., 2001](#)).

Las candelas estándar más lejanas que pueden observarse son las supernovas Ia. Debido a su asombroso brillo intrínseco, las SNe Ia permiten extender el diagrama de Hubble hasta redshifts realmente grandes ( $z > 1$ ), un régimen en el que la simple ley lineal de Hubble (Ec. 2.44) deja de ser válida, y por ende, es posible evaluar la evolución en función del redshift de la distancia luminosidad. Las SNe Ia han sido fundamentales en el descubrimiento de la actual fase de expansión acelerada que experimenta el Universo ([Riess et al., 1998](#); [Perlmutter et al., 1999](#); [Suzuki et al., 2012](#)).

### 2.6.2 Reglas estándar: el test Alcock-Paczyński

Supongamos ahora que pudiéramos identificar un conjunto de cuerpos que tengan el mismo tamaño físico  $\Delta l$  (un diámetro por ejemplo), y medir su tamaño angular  $\Delta\phi$  a distintos redshifts  $z$ , entonces sería posible construir un diagrama de Hubble a partir de la distancia diámetro angular:  $D_A(z)$ . Esta clase de objetos se conoce como regla estándar. Un ejemplo de regla estándar es la señal que imprimen las oscilaciones acústicas bariónicas (BAO)<sup>3</sup> en la distribución espacial de las galaxias, una reliquia del Universo temprano, cuyo patrón se debe a las ondas acústicas a las cuales estaba sujeto el fluido fotobariónico primordial. Véase, por ejemplo, el trabajo de [Sánchez et al. \(2013\)](#).

Con una regla estándar podemos hacer aún más. Supongamos que dicho objeto, en lugar de estar extendido en el cielo, está ubicado a lo largo de línea de la visual, y es lo suficientemente grande como para poder medir la diferencia de redshift entre sus extremos,  $\Delta z$ . Luego, de acuerdo a las Ecs. (2.36), (2.40) y (2.42), y suponiendo que el factor de escala y el parámetro de Hubble permanecen prácticamente constantes entre los extremos, su tamaño físico viene dado por

$$\Delta l = \frac{c\Delta z}{(1+z)H(z)}. \quad (2.53)$$

De esta manera, mediciones de este tipo permiten evaluar la evolución con el redshift del parámetro de Hubble:  $H(z) = c\Delta z/(1+z)\Delta l$ , proveyendo una medición directa de la tasa de expansión del Universo.

Estos tests requieren del conocimiento del tamaño físico  $\Delta l$  de la regla estándar. Incluso si éste no se conoce, todavía es posible inferir información cosmológica a partir de estos objetos. Lo que se requiere en este caso es poder identificar varios de ellos distribuidos en las dos direcciones, algunos extendidos en el cielo y otros orientados en la línea de la visual. En otras palabras, se necesita poder medir la extensión angular y en redshift de la regla estándar. Combinando estas mediciones, se obtiene una relación del tipo

$$F_{\text{AP}}(z) := \frac{\Delta z}{\Delta\phi} = \frac{(1+z)}{c} D_A(z) H(z), \quad (2.54)$$

que sale al igualar las Ecs. (2.47) y (2.53). Este test fue propuesto por primera vez por [Alcock & Paczynski \(1979, test AP\)](#). La combinación  $F_{\text{AP}}$  se conoce como el parámetro Alcock-Paczyński. Este test será fundamental en nuestro estudio de los voids.

## 2.7 Nuestro Universo: $\Lambda$ CDM plano

En esta sección, abordaremos las características de nuestro Universo, como su contenido energético y su geometría, provistas por experimentos cosmológicos.

<sup>3</sup> BAO: sigla que proviene del término en inglés *baryon acoustic oscillations*.

1. *Tasa de expansión.* Las observaciones actuales muestran que  $h = 0.74 \pm 0.01$  (Riess et al., 2019). No obstante, se ha detectado recientemente una tensión entre este valor, obtenido a partir de observaciones del Universo local, y el obtenido a partir de estudios del Universo temprano, que sugieren un valor menor de  $h = 0.674 \pm 0.005$  (Planck Collaboration et al., 2020). En vista de la gran incerteza en el valor de  $h$ , las distancias y masas se expresan en unidades de  $h^{-1}\text{Mpc}$  y  $h^{-1}\text{M}_\odot$ , respectivamente.
2. *Radiación.* La densidad de energía en forma de radiación puede estimarse a partir de la temperatura observada de los fotones del CMB, Ec. (1.1):

$$\rho_{\gamma,0} = \frac{\pi^2 k_B^4}{15 h_p^3 c^3} T_{\text{CMB}}^4 = 4.5 \times 10^{-34} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}, \quad (2.55)$$

donde  $k_B$  es la constante de Boltzmann. Esto implica que

$$\Omega_\gamma = 2.4 \times 10^{-5} h^{-2}. \quad (2.56)$$

En principio, tres especies de neutrinos sin masa contribuirían similarmente. Más allá de esto, queda claro que la contribución actual de la radiación al contenido energético total del Universo puede despreciarse.

En vista de esto, a partir de aquí nos enfocaremos en modelos que contemplen solamente los componentes de materia y energía oscura. Asumiremos también que  $w_{\text{DE}} = -1$ . En este caso, la Ec. (2.23) puede reescribirse así:

$$\dot{a}^2 = H_0^2 [\Omega_m a^{-1} + \Omega_{\text{DE}} a^2 + (1 - \Omega_m - \Omega_{\text{DE}})]. \quad (2.57)$$

Esta relación provee una expresión para estimar la edad del Universo:

$$t_0 = \frac{1}{H_0} \int_0^1 \frac{da}{\sqrt{\Omega_m a^{-1} + \Omega_{\text{DE}} a^2 + (1 - \Omega_m - \Omega_{\text{DE}})}}. \quad (2.58)$$

Resulta conveniente estudiar el comportamiento de los modelos en el plano  $\Omega_m - \Omega_{\text{DE}}$ , como el que se muestra en la Figura 3, el cual puede dividirse en varias regiones que acusan propiedades diferentes. Esta figura contiene los resultados de tres experimentos cosmológicos fundamentales: el estudio de las anisotropías del CMB, el diagrama de Hubble extendido usando SNe Ia, y el test AP usando la señal que imprimen las BAO en la distribución espacial de las galaxias. La importancia de estos resultados radica en el hecho de que, aunque los métodos son completamente independientes entre sí, aún así muestran una notable consistencia. Más importante aún es que las regiones de confianza tienen orientaciones sustancialmente diferentes, lo que hace que el análisis combinado de los tres resulte en un ajuste mucho más acotado que el ajuste de cada método individual.

3. *Curvatura.* Las observaciones demuestran con gran precisión que el Universo es básicamente plano:  $|\Omega_K| \leq 10^{-5}$  (Planck Collaboration et al., 2020).

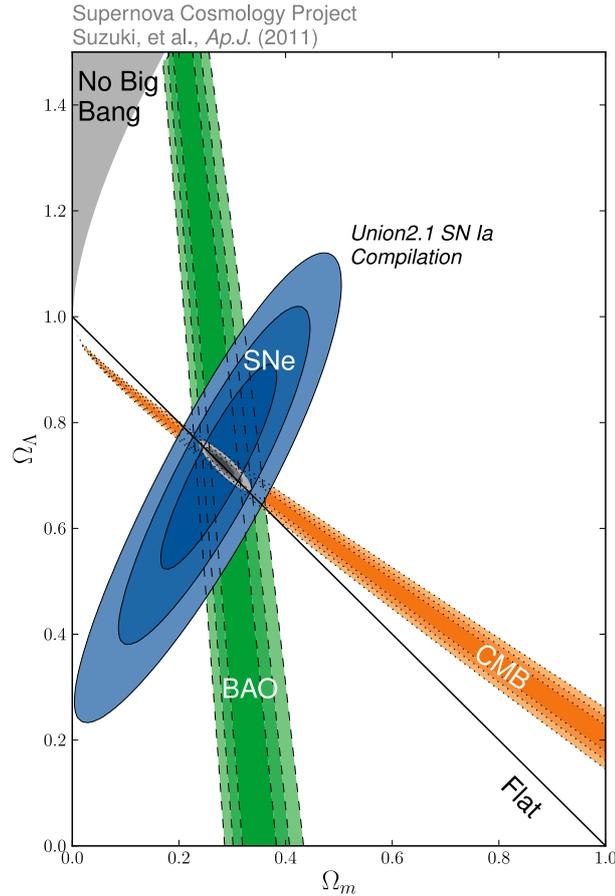


Figura 3 – Regiones de confianza en el plano  $\Omega_m$ - $\Omega_\Lambda$  producto de tres experimentos cosmológicos fundamentales: el estudio de las anisotropías del CMB, el diagrama de Hubble extendido usando SNe Ia, y el test AP usando la señal BAO. Dado que dichas regiones se solapan y tienen orientaciones sustancialmente diferentes, el análisis combinado resulta en un ajuste de los parámetros cosmológicos mucho más acotado que el de cada método individual. Los experimentos basados en voids prometen contribuir aún más a este tipo de análisis. *Créditos de la figura:* [Suzuki et al. \(2012\)](#).

4. *Materia bariónica.* Término que se refiere a la materia ordinaria, aquella que interacciona con la luz. Existen cuatro métodos principales para medir la densidad de energía en la forma de bariones: (i) medir directamente la cantidad de bariones en las galaxias y en su ambiente (la mayor contribución proviene del gas intergaláctico en grupos y cúmulos, no de las estrellas de las galaxias), (ii) analizar el espectro de quásares distantes (la luz absorbida es una medida de la cantidad de hidrógeno interviniente), (iii) el estudio de las anisotropías del CMB, y (iv) el estudio de la abundancia de elementos químicos livianos de acuerdo a las predicciones de la teoría BBN. Notablemente, estos experimentos, aunque todos independientes, son consistentes, sugiriendo una densidad de bariones aproximadamente igual a un 5% de la densidad crítica.

5. *Materia oscura.* Todos los métodos mencionados anteriormente involucran la in-

teracción de la materia con la radiación. Los métodos que no se basan en esta interacción, usualmente involucran la medición del campo gravitacional de un dado sistema, infiriendo así información acerca de la masa total responsable de tal campo. Mencionaremos cuatro métodos importantes: (i) el estudio de la distribución espacial de las galaxias por medio del espectro de potencias, (ii) la medición del campo de velocidad y su relación con la distribución espacial de las galaxias observada, (iii) tomar observaciones sensibles al cociente  $\Omega_b/\Omega_m$ , como por ejemplo, la proporción entre el gas en cúmulos de galaxias y la masa total obtenida a partir de la correspondiente emisión de rayos X, y (iv) el estudio de las anisotropías del CMB. Todos estos experimentos favorecen un valor  $\Omega_m = 0.31$ , lo que indica que la densidad total de materia es aproximadamente igual a un 31% de la densidad crítica. Por lo tanto, sobran evidencias que indican que la densidad total de materia es aproximadamente cinco veces mayor que la densidad de materia bariónica. La mayor parte de la materia en el Universo debe por tanto estar contenida en una forma desconocida, referida como materia oscura. Además, esta clase de materia debe ser del tipo fría (CDM)<sup>4</sup>, en contraste con las variantes templada y caliente, para poder así explicar la estructura a gran escala observada. La diferencia entre los distintos tipos de materia oscura radica en las velocidades térmicas de sus constituyentes cuando la contribución de la radiación y la materia a la densidad global eran equiparables. Las partículas CDM eran no relativistas en esa época. Hoy en día se piensa que el candidato más probable para la materia oscura es una partícula masiva débilmente interactuante.

6. *Energía oscura.* En los últimos años, tres métodos han provisto evidencias sólidas acerca de la existencia de un componente de energía oscura responsable de la actual fase de expansión acelerada: (i) el diagrama de Hubble extendido usando SNe Ia, (ii) el estudio de las anisotropías del CMB, y (iii) el test AP usando la señal que imprimen las BAO en la distribución de galaxias. Los tres métodos sugieren un valor  $\Omega_{DE} = 0.69$  y una ecuación de estado caracterizada por un parámetro  $w_{DE} = -1$ . De aquí en adelante, consideraremos a la energía oscura descrita únicamente por una constante cosmológica, por lo que usaremos la notación  $\Omega_\Lambda$  para describir su densidad de energía.
7. *Edad del Universo.* A partir de la Ec. (2.58) se estima que la edad del Universo es  $t_0 = 13.8$  Gyr, un tiempo en el cual el Universo está entrando en un régimen dominado por la energía oscura, tendiendo así a una expansión exponencial.

El modelo cosmológico presentado en este capítulo, cuyas características describen a nuestro Universo, se denomina  $\Lambda$ CDM plano. El panel izquierdo de la Figura 4 muestra la evolución de las densidades de radiación, materia total y energía oscura en función del

<sup>4</sup> CDM: sigla proviene del término en inglés *cold dark matter*.

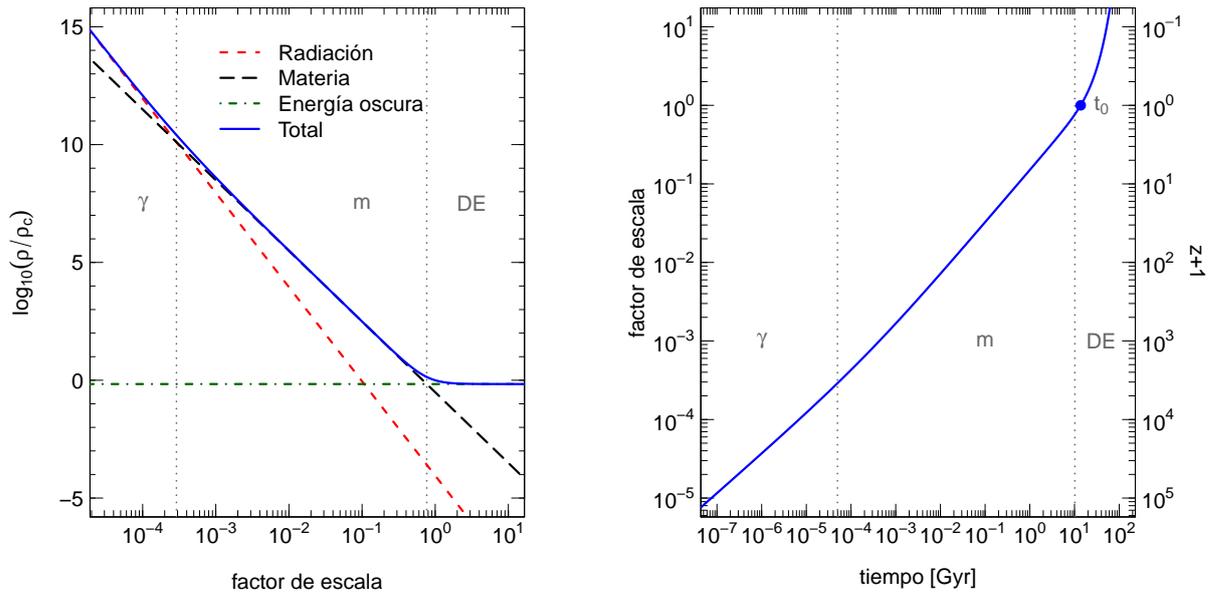


Figura 4 – *Panel izquierdo*. Evolución de la densidad de energía en función del factor de escala para los diferentes constituyentes de nuestro Universo: radiación (línea roja de trazos), materia (línea negra de trazos largos) y energía oscura en forma de constante cosmológica (línea verde de trazos y puntos). La contribución total está representada por la línea azul continua. *Panel derecho*. Evolución del factor de escala (o equivalentemente del redshift) en función del tiempo. En ambos paneles se puede apreciar las diferentes eras de dominio en la historia del Universo. La radiación domina en la fase temprana, mientras que la materia lo hace en tiempos posteriores. Aparentemente, el Universo está entrando en una fase dominada por energía oscura.

factor de escala, que sigue las relaciones descritas en las Secciones 2.3 y 2.4. Se muestra también la evolución de la densidad total. El panel derecho, muestra la correspondiente evolución del factor de escala en función del tiempo. En ambos paneles, pueden apreciarse las tres épocas de dominio en la historia del Universo: radiación durante la fase temprana, materia en tiempos posteriores, y energía oscura actualmente.



## 3 Estructuras en el Universo

En este capítulo, desarrollaremos las herramientas estadísticas relevantes para el análisis de la estructura a gran escala del Universo, y de esta manera, poder encarar el estudio de los vacíos cósmicos en el próximo capítulo. El principal aspecto a considerar es evitar aquellas escalas dominadas por efectos no lineales. Si bien las perturbaciones en la materia en escalas menores a  $10 h^{-1}\text{Mpc}$  se encuentran en el régimen no lineal, las perturbaciones en escalas más grandes aún son lo suficientemente pequeñas como para poder tratarlas en el marco del régimen lineal.

### 3.1 El campo de densidad y el espectro de potencias

El análisis estadístico de la estructura a gran escala se basa en el contraste de densidad,  $\delta(\mathbf{x})$ , que describe las fluctuaciones del campo de densidad en el Universo, y se define como

$$\delta(\mathbf{x}) := \frac{\rho(\mathbf{x}) - \bar{\rho}}{\bar{\rho}}, \quad (3.1)$$

donde  $\bar{\rho}$  representa la densidad media del Universo, y  $\rho(\mathbf{x})$ , la densidad local en la posición  $\mathbf{x}$ . Para distinguir el contraste de densidad de la materia total (oscura más bariónica) del contraste de densidad de las galaxias, usaremos las notaciones  $\delta_m$  y  $\delta_g$ , respectivamente. Lo mismo aplicará a cualquier otra cantidad que sea definida. Si no se especifica ningún índice, se asumirá implícitamente una distribución arbitraria de objetos.

El análisis de pequeñas fluctuaciones de densidad en teoría lineal es más sencillo en el espacio de Fourier, dado que los diferentes modos de Fourier asociados evolucionan independientemente. La convención que seguiremos será:

$$\delta(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \delta(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} d^3k. \quad (3.2)$$

Aquí,  $\mathbf{k}$  denota un vector de onda cuyo módulo,  $k = |\mathbf{k}|$ , caracteriza una dada escala en el espacio.

Una herramienta útil para caracterizar las perturbaciones cósmicas es el espectro de potencias,  $P(k)$ , definido por medio de la siguiente relación:

$$\langle \delta(\mathbf{k}) \delta(\mathbf{k}') \rangle = (2\pi)^3 \delta_D(\mathbf{k} - \mathbf{k}') P(k), \quad (3.3)$$

donde los corchetes representan un promedio sobre toda la distribución, y  $\delta_D$  denota la función delta de Dirac. Cualitativamente hablando, el espectro de potencias indica la varianza de la distribución de amplitudes de las fluctuaciones para cada escala. En términos generales, si hay una gran variedad de regiones subdensas y sobredensas, el espectro de

potencias adquirirá valores grandes, mientras que si la distribución es más bien suave, el espectro de potencias adquirirá valores cercanos a cero.

## 3.2 La función de correlación de dos puntos

El espectro de potencias es una herramienta estadística útil para propósitos teóricos, dado que establece una conexión entre las predicciones teóricas y las observaciones. Sin embargo, en la práctica, es más conveniente usar otros métodos y luego relacionarlos con el espectro de potencias. Particularmente importante es la función de correlación de dos puntos, definida como

$$\xi(\mathbf{r}) := \langle \delta(\mathbf{x})\delta(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \rangle. \quad (3.4)$$

Dado que no existe ninguna dirección privilegiada en el Universo, la función de correlación debe depender solamente de la separación  $r = |\mathbf{r}|$  entre dos puntos, es decir,  $\xi(\mathbf{r}) = \xi(r)$ . Expresando el contraste de densidad en términos de su transformada de Fourier, se encuentra que

$$\xi(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int P(k) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d^3k. \quad (3.5)$$

Esto muestra que la función de correlación es simplemente la transformada de Fourier del espectro de potencias. Como el espectro de potencias también es isótropo, la parte angular de la integral puede calcularse independientemente. Dado que  $\xi(r)$  debe ser una función real, la función de correlación queda escrita entonces como

$$\xi(r) = \frac{1}{2\pi^2} \int P(k) \frac{\sin(kr)}{kr} k^2 dk. \quad (3.6)$$

Aunque la forma funcional de  $\xi(r)$  es compleja, esta función puede ser descrita empíricamente por una ley de potencias en un rango de escalas limitado. De hecho, las mediciones de la función de correlación obtenidas de los primeros relevamientos de galaxias responden correctamente a ajustes de la forma

$$\xi_g(r) = \left( \frac{r}{r_0} \right)^\alpha, \quad (3.7)$$

con valores típicos para los parámetros de  $\alpha \approx -1.8$  y  $r_0 \approx 5 h^{-1}\text{Mpc}$ . A medida que los relevamientos de galaxias posteriores fueron proporcionando mediciones más precisas, se fueron detectando desviaciones significativas de este simple comportamiento, causadas mayoritariamente por efectos no lineales en escalas pequeñas.

### 3.2.1 Estimadores

Una definición alternativa de la función de correlación aplicable a un conjunto discreto de partículas puntuales puede darse a partir de la probabilidad de hallar pares de tales partículas en función de su separación. Para una distribución completamente

homogénea, la probabilidad de encontrar un par de partículas en dos elementos de volumen  $dV_1$  y  $dV_2$  separadas por una distancia  $r_{12}$ , está dada por

$$dP_{12} = \bar{\rho}^2 dV_1 dV_2. \quad (3.8)$$

Para una distribución general, esta probabilidad puede computarse como

$$dP_{12} = \langle \rho_1 \rho_2 \rangle dV_1 dV_2. \quad (3.9)$$

Expresando las densidades de acuerdo a la Ec. (3.1) como  $\rho_i = \bar{\rho}(1 + \delta_i)$ , esta última expresión puede escribirse como

$$dP_{12} = \bar{\rho}^2 (1 + \langle \delta_1 \delta_2 \rangle) dV_1 dV_2 = \bar{\rho}^2 (1 + \xi(r_{12})) dV_1 dV_2. \quad (3.10)$$

Esto significa que la función de correlación,  $\xi(r)$ , cuantifica el exceso de probabilidad de encontrar pares de partículas separadas una distancia  $r$  con respecto a una distribución homogénea.

La estimación de la función de correlación para la distribución de galaxias depende entonces de la probabilidad  $DD(r)$  de hallar pares de galaxias separadas por distancias entre  $r$  y  $r + dr$ . Esto es,

$$DD(r) = \frac{N_{\text{pairs}}(r)}{N_{\text{tot}}}, \quad (3.11)$$

donde  $N_{\text{pairs}}(r)$  es la cantidad de pares dentro del elemento de volumen definido por  $r$  y  $r + dr$ , un cascarón esférico, y  $N_{\text{tot}}$  es el número total de pares. A su vez,  $N_{\text{tot}} = N_g(N_g - 1)/2$ , donde  $N_g$  es el número total de galaxias. La probabilidad de encontrar pares de galaxias en una distribución homogénea,  $RR(r)$ , puede computarse de manera análoga a partir de un catálogo de partículas aleatorias. A partir de las Ecs. (3.8) y (3.10), puede verse que ambas probabilidades están relacionadas por  $DD(r) = RR(r)(1 + \xi_g(r))$ . Luego, la función de correlación de dos puntos para la distribución de galaxias puede estimarse a partir de la siguiente expresión:

$$\hat{\xi}_g(r) = \frac{DD(r)}{RR(r)} - 1, \quad (3.12)$$

conocida como estimador natural.

Se han desarrollado diversos estimadores alternativos a partir del conteo de pares. Algunos ejemplos son:

$$\hat{\xi}_g(r) = \frac{DD(r)}{DR(r)} - 1, \quad (3.13)$$

desarrollado por [Davis & Peebles \(1983\)](#), y

$$\hat{\xi}_g(r) = \frac{DD(r) - 2DR(r) + RR(r)}{RR(r)}, \quad (3.14)$$

desarrollado por [Landy & Szalay \(1993\)](#). Estos estimadores dependen de la variable  $DR(r)$ , que cuantifica la probabilidad de encontrar pares con un elemento en el catálogo de galaxias

y el otro en un catálogo de partículas aleatorias (en cuyo caso  $N_{\text{tot}} = N_g N_{\text{ran}}$ , donde  $N_{\text{ran}}$  es la cantidad total de partículas aleatorias). Los dos primeros estimadores mencionados son más sensibles a efectos de borde en la muestra, a diferencia del último, que por ende, constituye la elección más común en los estudios de estructura a gran escala.

### 3.3 El parámetro de bias

Las mediciones de la función de correlación de muestras de galaxias de diferente color o luminosidad exhiben diferentes amplitudes. Esto indica que la distribución de galaxias no es una representación fidedigna de la distribución subyacente de materia. Sin embargo, puede asumirse que el contraste de densidad de las galaxias es una función del contraste de densidad de la materia, y que puede expandirse matemáticamente de la siguiente manera:

$$\delta_g(\mathbf{x}) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{b_k}{k!} \delta_m^k(\mathbf{x}). \quad (3.15)$$

Los coeficientes  $b_k$  se conocen como parámetros de *bias*.

En el régimen lineal, donde  $\delta_m \ll 1$ , se espera entonces que una simple relación lineal sea suficiente, es decir,

$$\delta_g(\mathbf{x}) = b_1 \delta_m(\mathbf{x}), \quad (3.16)$$

en cuyo caso, el parámetro lineal de bias se denota simplemente como  $b$ . En este caso, las funciones de correlación de las galaxias y la materia están relacionadas de la siguiente manera:

$$\xi_g(r) = b^2 \xi_m(r). \quad (3.17)$$

Las galaxias se forman en halos de materia oscura. Es posible derivar recetas analíticas y semianalíticas para la dependencia del parámetro de bias con la masa del halo,  $b(M)$ . Luego, asumiendo un valor para la amplitud del espectro de potencias (véase la Sección 3.4.3), la amplitud de la función de correlación de diferentes muestras de galaxias provee información acerca de la masa de los halos de materia oscura en los cuales se forman, o dicho de otra forma, la manera en la que pueblan halos de diferente masas. Este tipo de información es muy importante para modelos de formación de galaxias, pero es de poco interés cosmológico. Nuestro entendimiento actual de los procesos físicos que controlan la formación y evolución de las galaxias no es lo suficientemente detallado como para predecir el bias de una dada población de galaxias con gran precisión. Esto significa que no puede extraerse información cosmológica a partir de la amplitud de la función de correlación o del espectro de potencias, sólo la forma funcional de estos estadísticos es relevante a la hora de inferir los parámetros cosmológicos.

## 3.4 Evolución de las fluctuaciones de densidad

La estructura que observamos en el Universo evolucionó a partir de pequeñas fluctuaciones de densidad en el Universo temprano. El proceso que describe esta evolución se denomina inestabilidad gravitacional. A medida que transcurre el tiempo, la materia va acumulándose en regiones inicialmente sobredensas. Complementariamente, las regiones inicialmente subdensas van vaciándose. Estas son las semillas de los voids. El proceso de inestabilidad gravitacional puede representarse esquemáticamente de la siguiente manera:

$$\ddot{\delta} + [\text{presión} - \text{gravedad}]\delta = 0. \quad (3.18)$$

Las dos fuerzas esenciales, gravedad y presión, actúan en sentidos opuestos. Existen diferentes manifestaciones de esta idea básica, en la cual los diferentes ambientes cosmológicos alteran la tasa de crecimiento de las estructuras. Por ejemplo, en la era dominada por la materia,  $\delta$  crece como una potencia del tiempo, mientras que en la era dominada por la radiación, el crecimiento es logarítmico.

### 3.4.1 Ecuaciones de evolución

Para encontrar las ecuaciones que gobiernan la evolución de pequeñas perturbaciones en los universos FRW, asumiremos que el tensor métrico puede escribirse como

$$g_{\mu\nu} = \bar{g}_{\mu\nu} + \delta g_{\mu\nu}, \quad (3.19)$$

donde  $\bar{g}_{\mu\nu}$  representa la métrica FRW, mientras que  $\delta g_{\mu\nu}$  caracteriza las pequeñas desviaciones en esta métrica. De la misma manera, debemos incluir pequeñas desviaciones en el tensor energía-momento de un fluido ideal,  $\delta T_{\mu\nu}$ . Las perturbaciones en la métrica y en el tensor energía-momento se relacionan mediante las ecuaciones de campo de Einstein sustrayendo los términos correspondientes a la parte homogénea y manteniendo solamente los términos perturbativos lineales, lo que resulta en las ecuaciones de campo linealizadas:

$$\delta G_{\mu\nu} = 8\pi G \delta T_{\mu\nu}. \quad (3.20)$$

Trabajando en el *gauge* longitudinal, también llamado *gauge* Newtoniano, las perturbaciones de la métrica quedan caracterizadas por las variables invariantes de *gauge*  $\Phi$  y  $\Psi$ , de manera que la métrica toma la forma

$$ds^2 = a^2(\tau)[-(1 + 2\Phi)d\tau^2 + (1 - 2\Psi)\gamma_{ij}dx^i dx^j]. \quad (3.21)$$

En ausencia de las variables  $\Phi$  y  $\Psi$ , esta expresión es simplemente la métrica FRW. Similarmente, en ausencia de expansión ( $a = 1$ ), esta métrica describe un campo gravitacional débil. Las variables perturbativas tienen la siguiente interpretación:  $\Phi$  es el potencial Newtoniano, mientras que  $\Psi$ , la perturbación en la curvatura espacial. Un comentario

importante. La Ec. (3.21) contiene solamente perturbaciones escalares. En principio, es posible que la métrica también contenga perturbaciones vectoriales o tensoriales. De ser así,  $g_{\mu\nu}$  requeriría otras funciones además de  $\Phi$  y  $\Psi$  para describir completamente todas las perturbaciones. Sin embargo, las perturbaciones escalares, vectoriales y tensoriales están desacopladas, cada una evoluciona independientemente de las demás. Por lo tanto, nos enfocaremos solamente en las perturbaciones escalares, las únicas que se acoplan a las perturbaciones de la materia.

En este contexto, las ecuaciones de campo linealizadas quedan sintetizadas en el siguiente conjunto de ecuaciones:

$$\nabla^2\Phi - 3\mathcal{H}(\Phi' + \mathcal{H}\Phi) = 4\pi G a^2 \delta\rho, \quad (3.22)$$

$$\nabla_i(\Phi' + \mathcal{H}\Phi) = 4\pi G a^2 (\bar{\rho} + \bar{p})v_i \quad (3.23)$$

y

$$\Phi'' + 3\mathcal{H}\Phi' + (2\mathcal{H}' + \mathcal{H}^2)\Phi = 4\pi G a^2 \delta p. \quad (3.24)$$

Aquí, las fluctuaciones en la densidad,  $\delta\rho$ , las fluctuaciones en la presión,  $\delta p$ , y la velocidad peculiar del fluido,

$$v^i := \frac{dx^i}{d\tau}, \quad (3.25)$$

son las variables perturbativas relevantes en  $\delta T_{\mu\nu}$ . Además,  $\mathcal{H} := a'/a$  es el parámetro de Hubble definido en términos del tiempo conforme,  $\tau$ . Nótese que  $\Psi$  no aparece en estas ecuaciones. Esto es porque asumimos que  $\Phi \approx \Psi$ , una aproximación válida en el límite en el que el momento cuadrupolar en la distribución de fotones puede despreciarse. Nótese que la Ec. (3.22) se reduce a la ecuación de Poisson para las escalas dentro del horizonte, en la que puede despreciarse el segundo término.

En lugar de usar el conjunto completo de ecuaciones de campo linealizadas, es más conveniente usar las ecuaciones de conservación de la energía:  $\nabla^\mu T_{0,\mu} = 0$  y  $\nabla^\mu T_{i,\mu} = 0$ , que corresponden a la versión relativista generalizada de las ecuaciones de continuidad y de Euler. Específicamente, estamos interesados en sus versiones linealizadas. Partiendo de la relación entre la presión y la densidad para el caso homogéneo:  $\bar{p} = w\bar{\rho}$ , y relacionado las perturbaciones en dichas variables por medio de la velocidad del sonido:  $c_s^2 = \delta p/\delta\rho$ , se encuentra que

$$\delta' + 3\mathcal{H}(c_s^2 - w)\delta + (1 + w)(\nabla_i v^i - 3\Phi') = 0 \quad (3.26)$$

y

$$v'_i + \mathcal{H}(1 - 3c_s^2)v_i + \frac{c_s^2}{1 + w}\nabla_i\delta + \nabla_i\Phi = 0. \quad (3.27)$$

Consideremos el caso de un universo que contiene sólo materia oscura ( $w_m = 0$ ) y radiación ( $w_\gamma = 1/3$ ), y nos enfoquemos en la parte escalar del campo de velocidad:  $v^i = \nabla^i v$ . El

sistema queda entonces completamente especificado por las fluctuaciones de densidad  $\delta_m$  y  $\delta_\gamma$ , los respectivos potenciales de velocidad,  $v_m$  y  $v_\gamma$ , y el potencial  $\Phi$ . Luego de aplicarles la transformada de Fourier, las ecuaciones de continuidad y de Euler para la materia y la radiación toman la forma

$$\delta'_m - k^2 v_m = 3\Phi', \quad (3.28)$$

$$\frac{3}{4}\delta'_\gamma - k^2 v_\gamma = 3\Phi', \quad (3.29)$$

$$v'_m + \mathcal{H}v_m = -\Phi \quad (3.30)$$

y

$$v'_\gamma + \frac{1}{4}\delta_\gamma = -\Phi. \quad (3.31)$$

Para encontrar soluciones para las cinco variables perturbativas:  $\delta_m$ ,  $v_m$ ,  $\delta_\gamma$ ,  $v_\gamma$  y  $\Phi$ , es necesario complementar las ecuaciones anteriores con una de las ecuaciones de campo linealizadas.

### 3.4.2 El factor de crecimiento

A partir de las ecuaciones de continuidad y de Euler para la materia, y de la ecuación de Poisson en el límite  $k \gg \mathcal{H}$  (despreciando la contribución de la radiación  $\delta_\gamma$ ), se encuentra que

$$\delta''_m + 2\mathcal{H}\delta'_m - 4\pi G a^2 \rho \delta_m = 0. \quad (3.32)$$

Es notable que esta ecuación no contenga derivadas con respecto a coordenadas espaciales, y que sus coeficientes tampoco dependan de las mismas. Por lo tanto, esta ecuación admite soluciones de la forma

$$\delta_m(k, a) = D(a)\tilde{\delta}_m(k), \quad (3.33)$$

es decir, las dependencias espacial y temporal pueden factorizarse. Esta ecuación diferencial tiene dos soluciones linealmente independientes. Una de ellas crece con el tiempo, mientras que la otra decrece. Aunque para algún tiempo remoto ambas dependencias funcionales puedan haber estado presentes, es la solución creciente la que domina en tiempos posteriores, mientras que la solución decreciente se torna irrelevante. Por tal razón, sólo consideraremos la solución creciente, caracterizada por el denominado factor de crecimiento, que denotaremos como  $D_+(a)$ .

Esta condición matemática permite extraer dos conclusiones importantes. Primero, el tipo de solución indica que, en teoría lineal de perturbaciones, la forma espacial de las fluctuaciones de densidad permanece congelada en coordenada comóviles, sólo la amplitud crece. Segundo, el factor de crecimiento de las amplitudes,  $D_+(a)$ , sigue una ecuación diferencial ordinaria de fácil resolución para cualquier modelo cosmológico. Esto

es importante porque permite incorporar modelos con energía oscura. De hecho, se puede ver que para valores arbitrarios de los parámetros de densidad de materia y energía oscura, el factor de crecimiento adquiere la siguiente forma funcional:

$$D_+(a) = \frac{5\Omega_m H(a)}{2H_0} \int_0^a \frac{d\tilde{a}}{(\tilde{a}H(\tilde{a})/H_0)^3}, \quad (3.34)$$

la cual se normaliza de tal manera que  $D_+(a) = a$  durante la era dominada por materia.

### 3.4.3 El espectro de potencias de la materia

De acuerdo a la ley de crecimiento lineal de las estructuras, Ec. (3.33), la evolución lineal correspondiente del espectro de potencias de la materia también puede factorizarse en una dependencia espacial y otra temporal:

$$P_m(k, a) = D_+^2(a) P_p(k) T^2(k). \quad (3.35)$$

La parte espacial, a su vez, tiene dos componentes: el espectro de potencias primordial,  $P_p(k)$ , y la función de transferencia,  $T(k)$ .

Al día de hoy, la teoría más aceptada que explica el origen de las fluctuaciones de densidad en el Universo es la teoría de inflación. Esta teoría predice que, en los albores del Universo, las perturbaciones cuánticas que entraban en contacto causal fueron sacudidas debido a un breve período de expansión exponencial hasta quedar nuevamente fuera del horizonte, para luego volver a entrar mucho más tarde, y así servir como condiciones iniciales para la formación de estructura. Se han propuesto diversos modelos inflacionarios. La mayoría están basados en un campo escalar como responsable de este período expansivo, sólo difiriendo entre sí en detalles acerca de cómo empieza y cómo termina este período. En general, estos modelos conducen a las mismas predicciones genéricas: (i) las fluctuaciones de densidad tienen amplitudes que siguen una distribución probabilística Gaussiana, (ii) las fluctuaciones de densidad son adiabáticas, (iii) la inflación genera un fondo de ondas gravitacionales, y (iv) las fluctuaciones de densidad están caracterizadas por un espectro de potencias que es prácticamente invariante de escala. Esta última condición implica que

$$P_p(k) \propto k^{n_s}, \quad (3.36)$$

donde  $n_s \approx 1$ , parámetro conocido como índice espectral. Un espectro de potencias primordial de la forma  $P_p(k) \propto k$  se conoce como espectro Harrison-Zeldóvich-Peebles, en honor a quienes propusieron esta forma funcional, una propuesta anterior al desarrollo de la teoría de inflación.

Como se mencionó al principio de esta sección, diferentes ambientes cosmológicos alteran la tasa de crecimiento, y por ende, la forma del espectro de potencias. Inicialmente, la longitud de onda de una fluctuación es más grande que el horizonte, y entonces, su

amplitud permanece constante. Una vez que el modo cruza el horizonte, comienza a crecer. Este crecimiento es logarítmico durante la era dominada por la radiación, y lineal con el factor de escala durante la era dominada por la materia. La función de transferencia describe la evolución durante estas épocas, particularmente durante el cruce de horizonte y la transición entre radiación y materia. Resulta difícil describir el comportamiento de  $T(k)$  analíticamente, excepto para dos casos límites: para aquellas perturbaciones que cruzan el horizonte bien temprano en la era de radiación, para las cuales  $k \gg k_{\text{eq}}$ , y para aquellas que entran en plena era de materia, para las cuales  $k \ll k_{\text{eq}}$ . Aquí,  $k_{\text{eq}}$  denota la escala característica de cruce al horizonte exactamente en la época de igualdad entre materia y radiación (en la que  $\rho_m = \rho_\gamma$ ), usualmente referida como escala de retorno. Concretamente,

$$T(k) \propto \begin{cases} 1, & \text{si } k \ll k_{\text{eq}} \\ k^{-2} \ln(k), & \text{si } k \gg k_{\text{eq}}. \end{cases} \quad (3.37)$$

Por su parte, la escala de retorno está dada por

$$k_{\text{eq}} = 0.073 \Omega_m h^2 \text{Mpc}^{-1}. \quad (3.38)$$

Aproximaciones más detalladas para la función de transferencia han sido desarrolladas por [Bardeen et al. \(1986\)](#) y [Eisenstein & Hu \(1998\)](#), aunque no son lo suficientemente precisas para los análisis requeridos en los actuales relevamientos de galaxias. En la práctica, se utilizan métodos numéricos para obtener descripciones más precisas, tales como el software `CODE FOR ANISOTROPIES IN THE MICROWAVE BACKGROUND` ([Lewis; Challinor; Lasenby, 2000](#), CAMB).

En conclusión, aunque el espectro de potencias primordial sea invariante de escala, la evolución del Universo en la transición radiación-materia imprime una escala característica en el espectro de potencias general,  $k_{\text{eq}}$ . Dado que el espectro de potencias se expresa en unidades de  $h \text{Mpc}^{-1}$ , el parámetro que fija la posición de la escala de retorno es el parámetro de forma:  $\Gamma := \Omega_m h$ . Esto significa que el valor de  $\Omega_m$  está impreso en la distribución de materia a gran escala. De aquí la importancia de la materia oscura en la formación de estructuras en el Universo.

En términos del factor de crecimiento, la función de transferencia y el índice espectral, el espectro de potencias de la materia puede escribirse como

$$P_m(k, a) = A \left[ \frac{D_+(a)}{D_+(1)} \right]^2 \left( \frac{k}{k_0} \right)^{n_s} T^2(k), \quad (3.39)$$

donde  $k_0$  se conoce como la escala pivote, mientras que la amplitud  $A$  es un parámetro que fija la amplitud global de las fluctuaciones al tiempo presente.

#### 3.4.4 El campo de velocidad peculiar

La evolución del campo de velocidad peculiar está estrechamente relacionada con el crecimiento de las fluctuaciones de densidad. Esta evolución puede describirse a partir de

la ecuación de continuidad para la materia, considerando las escalas dentro del horizonte:

$$\delta'_m - k^2 v_m = 0. \quad (3.40)$$

Para derivar esta expresión, consideramos que el potencial gravitacional es constante durante la era dominada por materia. En este régimen, las fluctuaciones de densidad crecen como  $\delta_m \propto D_+(a)$ , de manera que

$$v_m = \frac{\delta_m(k, \tau)}{k^2 D_+(\tau)} D'_+(\tau). \quad (3.41)$$

Definiremos ahora la tasa logarítmica de crecimiento:

$$f := \frac{a}{D_+} \frac{dD_+}{da} = \frac{d \ln D_+}{d \ln a}. \quad (3.42)$$

A partir de esta definición y de la relación  $d/d\tau = a^2 H d/da$ , podemos expresar al potencial de velocidad en función del factor de escala y del parámetro  $f$ :

$$v_m(k, a) = \frac{1}{k^2} a H f(a) \delta_m(k, a). \quad (3.43)$$

Luego, el campo de velocidad estará dado por el gradiente de este potencial:

$$v_{m_j}(k, a) = i \frac{k_j}{k^2} a H f(a) \delta_m(k, a). \quad (3.44)$$

Este resultado constituye el punto de partida para el estudio de las distorsiones en el espacio de redshift. El modo creciente del campo de velocidad representa el flujo de materia hacia las regiones sobredensas y desde las regiones subdensas, aumentando de esta manera la amplitud de las perturbaciones.

### 3.4.5 Evolución no lineal de las fluctuaciones de densidad

El régimen lineal en la teoría cosmológica de perturbaciones tiene un rango de aplicabilidad limitado. Por ejemplo, la evolución de ciertas estructuras, como los cúmulos de galaxias, no puede tratarse dentro de este marco. Al formarse sistemas ligados gravitacionalmente, la aproximación de fluido deja de ser válida, ya que la distribución de materia comienza a formar cáusticas que se cruzan, y además, las trayectorias de las partículas comienzan a formar órbitas. Una posibilidad es considerar una teoría de perturbación no lineal, haciendo evolucionar el sistema de ecuaciones tomando órdenes más altos en las variables perturbativas  $\delta$  y  $v^i$ . Sin embargo, los logros de este procedimiento no justifican, en general, el esfuerzo matemático.

Existe, no obstante, un caso de interés de evolución no lineal que puede ser tratado analíticamente: el modelo de evolución esférica. El colapso esférico permite entender cómo se forman los halos de materia oscura, y por ende, caracterizar algunas de sus principales propiedades estadísticas, como por ejemplo, la distribución de sus masas. Análogamente,

la expansión esférica ayuda a entender algunos aspectos de la evolución de los voids. Revisaremos sus principales características en el próximo capítulo.

En general, el estudio de la evolución no lineal de las estructuras requiere del uso de métodos numéricos que simulen su formación. Los resultados de estas simulaciones, al ser comparados con las observaciones, han contribuido sustancialmente a establecer el modelo cosmológico estándar, permitiendo realizar comparaciones cuantitativas muy precisas entre los diferentes modelos. El enorme avance de la computación ha conllevado a un correspondiente progreso en el desarrollo de las simulaciones. Un ejemplo de ello es el continuo desarrollo de los algoritmos numéricos y de la capacidad de cómputo, lo que ha permitido mejorar sustancialmente la resolución espacial de las simulaciones.

Dado que el Universo está dominado principalmente por materia y energía oscura, para muchos propósitos resulta suficiente computar solamente el comportamiento de estos dos componentes, y por tanto, considerar únicamente interacciones gravitacionales. Sin embargo, la potencia computacional ha aumentado recientemente a un nivel en el que los procesos hidrodinámicos también pueden tenerse en cuenta, de modo que el componente bariónico del Universo también puede considerarse. Adicionalmente, se han podido incluir procesos de transferencia radiativa, permitiendo así examinar la influencia de la radiación en el calentamiento y enfriamiento de los bariones. Una de las simulaciones más grandes construidas hasta la fecha es la simulación Millennium ([Springel et al., 2005](#)). En este trabajo, hacemos uso de una extensión de la misma. Revisaremos sus propiedades principales en el Capítulo 5.

## 3.5 Distorsiones en el espacio de redshift

En los relevamientos espectroscópicos, las distancias se infieren a partir de los redshifts medidos de las galaxias (Sección 2.5). En un universo homogéneo, el redshift está determinado exclusivamente por la expansión cósmica, constituyendo así un estimador preciso de la distancia. En la realidad, las inhomogeneidades en la distribución de materia inducen velocidades peculiares en las galaxias, las cuales introducen una componente extra en los redshifts medidos, lo que genera diferencias entre la posición real y aparente de las galaxias. Esto conlleva a un cambio en la forma y amplitud de la función de correlación y del espectro de potencias medidos. Este efecto, conocido como distorsiones en el espacio de redshift (RSD), complica la interpretación cosmológica de las mediciones de la estructura que forman las galaxias. Sin embargo, dado que las velocidades peculiares están inducidas gravitacionalmente por las inhomogeneidades en el campo de densidad, el patrón RSD observado contiene información valiosa acerca de la distribución subyacente de materia, permitiendo así investigar la tasa de crecimiento de las estructuras, y ofrecer un test para detectar posibles desviaciones con respecto a las predicciones de la Relatividad General.

### 3.5.1 El redshift observado

El redshift observado de una galaxia,  $z_{\text{obs}}$ , resulta de la combinación de dos contribuciones:

$$1 + z_{\text{obs}} = (1 + z_{\text{cos}})(1 + z_{\text{pec}}). \quad (3.45)$$

Por un lado,  $z_{\text{cos}}$  representa la componente cosmológica debido a la expansión del Universo. Por otro lado,  $z_{\text{pec}} = v_{g\parallel}/c$  representa la contribución debido al efecto Doppler causado por  $v_{g\parallel}$ , la componente de la velocidad peculiar de la galaxia en la dirección dada por la línea de la visual (de aquí en adelante LOS)<sup>1</sup>. Esta componente adicional modifica la posición de las galaxias en la dirección LOS, introduciendo un patrón anisótropo en su distribución espacial.

La Figura 5 muestra una representación esquemática del efecto RSD en escalas grandes y lineales (paneles izquierdo y central). En los paneles superiores, se observa que el campo de velocidad (representado con flechas) está determinado por el flujo global de la materia hacia las regiones sobredensas. En el régimen lineal, la divergencia del campo de velocidad es proporcional a las fluctuaciones del campo de densidad, pero con signo opuesto. Esto implica que las galaxias abandonan las regiones subdensas (como en el caso del panel izquierdo) y se dirigen hacia las regiones sobredensas (como en el caso del panel central). En los correspondientes paneles inferiores, se aprecia cómo tales regiones se manifiestan en las observaciones. Aparecen respectivamente elongadas y aplastadas tomando como referencia a la dirección LOS, introduciendo así un patrón anisótropo en la estructura que forman las galaxias. A modo de comparación, el panel derecho muestra el efecto RSD en una región más pequeña y virializada, como sería el caso de un cúmulo de galaxias. Aquí, las galaxias aparecen dispersas en las observaciones debido a su gran dispersión de velocidades, dando lugar a patrones radiales prominentes. Este efecto se conoce como dedos de Dios.

En las observaciones, la línea de la visual constituye una dirección privilegiada, por lo que tanto la función de correlación como el espectro de potencias no son más funciones que dependen únicamente de  $r$  y  $k$ , respectivamente. En el caso de la función de correlación, la caracterización completa de las anisotropías causadas por el efecto RSD requiere expresarla en términos del vector separación observacional entre dos galaxias,  $\mathbf{s}$ , el cual puede descomponerse en las direcciones perpendicular y paralela a la dirección LOS<sup>2</sup>:  $\sigma$  y  $\pi$ . Esto es,  $\xi_g^s(\mathbf{s}) = \xi_g^s(\sigma, \pi)$ . La configuración espacial determinada por estas coordenadas se denomina espacio de redshift. Para referirnos a cantidades definidas en este espacio usaremos el superíndice  $s$ . Esta situación también afecta al espectro de potencias, el cual debe expresarse como función de las componentes del vector de onda  $\mathbf{k}$  en las

<sup>1</sup> LOS: sigla que proviene del término en inglés *line of sight*.

<sup>2</sup> Usaremos la notación  $\sigma$  y  $\pi$ , en vez de la notación más intuitiva  $s_{\perp}$  y  $s_{\parallel}$ , dado que así se ha utilizado tradicionalmente en la literatura, y además, para estar de acuerdo con la notación usada en los trabajos de [Correa et al. \(2019\)](#) y [Correa et al. \(2021\)](#), en los que parte de esta tesis se basa.

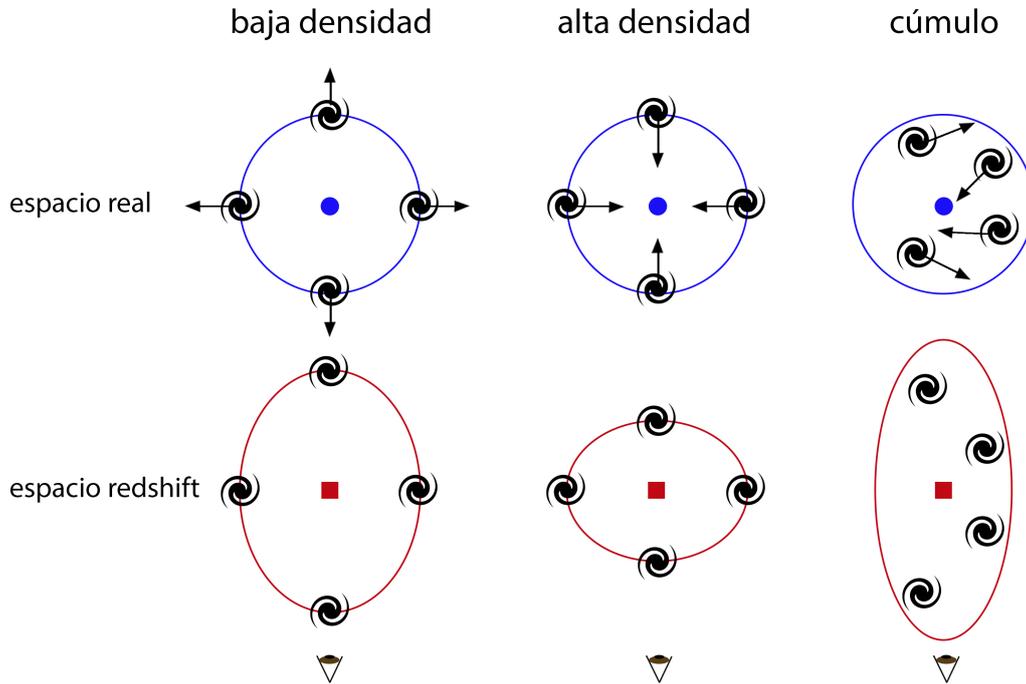


Figura 5 – *Paneles izquierdo y central.* Representación esquemática de las distorsiones en el espacio de redshift en escalas grandes y lineales. Las galaxias abandonan las regiones subdensas y se dirigen hacia regiones más concentradas. Cuando se observan, las regiones subdensas se manifiestan elongadas en la dirección de la visual, mientras que las regiones sobredensas, se manifiestan aplastadas. *Panel derecho.* Representación del efecto RSD en una región más pequeña y virializada, como un cúmulo de galaxias. En las observaciones, estas regiones manifiestan patrones radiales muy prominentes debido a la gran dispersión de velocidades de sus constituyentes, efecto conocido como dedos de Dios.

direcciones perpendicular y paralela a la dirección LOS:  $P_g^s(k_\perp, k_\parallel)$ . Alternativamente, la función de correlación puede expresarse en coordenadas polares como  $\xi_g^s(s, \mu)$ , donde  $s = |\mathbf{s}|$  es la coordenada radial, y  $\mu$ , el coseno del ángulo formado entre  $\mathbf{s}$  y la dirección LOS.

En contraste con lo anterior, la configuración espacial determinada por las posiciones verdaderas de las galaxias se denomina espacio real, libre del efecto RSD. En algunas ocasiones, será necesario comparar  $\xi_g^s(\sigma, \pi)$  o  $\xi_g^s(s, \mu)$  con su contraparte bidimensional definida en el espacio real, para la cual usaremos la notación  $\xi_g(\mathbf{r}) = \xi_g(r_\perp, r_\parallel) = \xi_g(r)$ , donde  $\mathbf{r}$ ,  $r_\perp$  y  $r_\parallel$  son los análogos del espacio real de las cantidades  $\mathbf{s}$ ,  $\sigma$  y  $\pi$ , respectivamente. La última igualdad sigue de considerar que  $\xi_g$  debe exhibir simetría esférica en el espacio real. Con esta notación,  $|\mathbf{r}| = r = \sqrt{r_\perp^2 + r_\parallel^2}$ ,  $|\mathbf{s}| = s = \sqrt{\sigma^2 + \pi^2}$  y  $\mu = \pi/s$ .

### 3.5.2 El impacto de las velocidades peculiares

El primer paso para modelar el efecto RSD en las mediciones de estructura a gran escala es estudiar el mapeo existente entre la posición  $\mathbf{r}$  en el espacio real y su contraparte  $\mathbf{s}$  en el espacio de redshift. El siguiente análisis estará aplicado a la distribución total de materia. A partir de la Ec. (3.45), puede verse que el redshift observado está dado por

$$z_{\text{obs}} = z + (1 + z) \frac{v_{m\parallel}}{c}, \quad (3.46)$$

donde hemos prescindido del subíndice “cos” del redshift cosmológico por simplicidad. Cuando se utiliza el redshift observado para inferir distancias, hay que reemplazar la distancia comóvil verdadera,  $\chi(z)$ , por la cantidad  $\chi(z_{\text{obs}})$ . Asumiendo que la contribución del redshift peculiar es pequeña,

$$\chi(z_{\text{obs}}) = \chi(z) + \frac{d\chi}{dz}(z) \Delta z = \chi(z) + \frac{1 + z}{H(z)} v_{m\parallel}. \quad (3.47)$$

Vemos que la posición observada en el espacio de redshift es igual a la posición verdadera más un término adicional proporcional a la velocidad peculiar.

Estamos en condiciones de estudiar el impacto del efecto RSD en la función de correlación. Trabajaremos en el régimen lineal, y asumiremos como válida la aproximación de observador distante, hipótesis que considera que los objetos a analizar están lo suficientemente lejos y cubren una pequeña región en el cielo. De esta manera, es posible considerar a la dirección LOS como uno de los ejes en un sistema de referencia Cartesiano. En este contexto, la Ec. (3.47) implica que

$$\mathbf{s} = \mathbf{r} + \frac{1 + z}{H(z)} v_{m\parallel} \hat{\mathbf{x}}_{\parallel}, \quad (3.48)$$

donde  $\hat{\mathbf{x}}_{\parallel}$  denota un vector unitario orientado en la dirección LOS. Equivalentemente, en términos de sus componentes,

$$\sigma = r_{\perp} \quad (3.49)$$

y

$$\pi = r_{\parallel} + \frac{1 + z}{H(z)} v_{m\parallel}. \quad (3.50)$$

Nótese que la distancia  $\pi$  es la única afectada por el efecto RSD. Es importante tener en mente que  $\sigma$  y  $\pi$  están así expresadas en una escala de distancias comóviles.

El siguiente paso en este análisis es considerar que la cantidad total de materia en un dado elemento de volumen se conserva. En términos del contraste de densidad, esta relación implica que

$$(1 + \delta_m^s(\mathbf{s})) d^3 s = (1 + \delta_m(\mathbf{r})) d^3 r, \quad (3.51)$$

para lo cual hemos asumido que las distorsiones RSD no modifican la densidad media de la muestra:  $\bar{\rho}_m^s(\mathbf{s}) = \bar{\rho}_m(\mathbf{r})$ . Los respectivos elementos de volumen en los espacios real y de

redshift están relacionados por el Jacobiano de la transformación dada por la Ec. (3.48):  $J = |\partial r_i / \partial s_j|$ , de manera que

$$d^3 r = J d^3 s. \quad (3.52)$$

Explícitamente, este Jacobiano es

$$J = \left(1 + \frac{1}{\mathcal{H}(z)} \frac{\partial v_{m\parallel}}{\partial r_{\parallel}}\right)^{-1} \approx \left(1 - \frac{1}{\mathcal{H}(z)} \frac{\partial v_{m\parallel}}{\partial r_{\parallel}}\right). \quad (3.53)$$

Insertando este resultado en la Ec. (3.51) conlleva a

$$1 + \delta_m^s(\mathbf{s}) = (1 + \delta_m(\mathbf{r})) \left(1 - \frac{1}{\mathcal{H}(z)} \frac{\partial v_{m\parallel}}{\partial r_{\parallel}}\right). \quad (3.54)$$

Distribuyendo y manteniendo sólo los términos lineales en las perturbaciones, se encuentra que

$$\delta_m^s(\mathbf{s}) = \delta_m(\mathbf{r}) - \frac{1}{\mathcal{H}(z)} \frac{\partial v_{m\parallel}}{\partial r_{\parallel}}. \quad (3.55)$$

Aplicando la transformada de Fourier a esta relación, y usando la Ec. (3.44), se encuentra finalmente que

$$\delta_m^s(\mathbf{k}) = \delta_m(\mathbf{k})(1 + f(z)\mu_k^2), \quad (3.56)$$

donde  $\mu_k := k_{\parallel}/k$  representa el coseno del ángulo comprendido entre  $\mathbf{k}$  y la dirección LOS. Con esta relación, el espectro de potencias anisótropo queda descrito por

$$P_m^s(k, \mu_k) = (1 + f(z)\mu_k^2)^2 P_m(k). \quad (3.57)$$

Este resultado fue derivado por primera vez por Kaiser (1987).

La Ec. (3.56) muestra que, en el régimen lineal, las fluctuaciones de densidad observadas en el espacio de redshift corresponden a aquellas en el espacio real más un factor correctivo. Dado que  $f(z)\mu_k^2 \geq 0$ , este factor adicional conlleva a un aumento de las fluctuaciones de densidad. Este aumento depende de  $\mu_k$ : es máximo cuando  $\mu_k = 1$ , que corresponde a la dirección LOS, y es nulo cuando  $\mu_k = 0$ , que corresponde a las direcciones transversales, las cuales definen el plano del cielo (de aquí en adelante POS)<sup>3</sup>.

### 3.5.3 El parámetro RSD

De acuerdo a las Ecs. (3.56) y (3.57), el estudio de los patrones anisótropos causados por el efecto RSD permite medir la tasa logarítmica de crecimiento,  $f(z)$ . En el contexto de la Relatividad General, la tasa de crecimiento puede describirse precisamente a partir de la siguiente relación empírica:

$$f(z) = \Omega_m^\gamma(z), \quad (3.58)$$

<sup>3</sup> POS: sigla que proviene del término en inglés *plane of the sky*.

donde  $\Omega_m(z) := \rho_m(z)/\rho_c(z)$  es la generalización del parámetro  $\Omega_m$  a un redshift  $z$  arbitrario, con un valor del exponente de  $\gamma = 0.55$ . Una descripción más precisa incluye una leve dependencia de otros parámetros, tales como el parámetro de la ecuación de estado de la energía oscura. Esto significa que la medición de  $f(z)$  provee información acerca del parámetro de densidad de materia. Más interesante aún es el hecho de que tal medición provee también de un test para la Relatividad General. El exponente  $\gamma$  puede tratarse como un parámetro libre. Si las mediciones indicasen un valor  $\gamma \neq 0.55$ , sería un indicio de desviación con respecto a las predicciones de la Relatividad General.

No obstante, he aquí un inconveniente importante. Las Ecs. (3.56) y (3.57) son válidas únicamente para la distribución de materia. Sin embargo, lo que se observa son galaxias. Por lo tanto, es necesario tener en cuenta la relación de bias estudiada en la Sección 3.3. Por simplicidad, asumiremos una relación de bias lineal, caracterizada por la Ec. (3.16). Consideraremos, además, que el campo de velocidad de las galaxias corresponde exactamente al campo de velocidad subyacente de la materia:  $\mathbf{v}_g = \mathbf{v}_m$ , es decir, que no hay una relación de bias en la velocidad. Por este motivo, prescindiremos a partir de aquí del subíndice que acompaña al vector velocidad. En este caso, la Ec. (3.56) implica que

$$\delta_g^s(\mathbf{k}) = \delta_g(\mathbf{k})(1 + \beta(z)\mu_k^2), \quad (3.59)$$

donde se ha definido

$$\beta(z) := \frac{f(z)}{b}, \quad (3.60)$$

conocido como el parámetro RSD. El espectro de potencias de las galaxias en el espacio de redshift queda entonces expresado como

$$P_g^s(k, \mu_k) = (1 + \beta(z)\mu_k^2)^2 b^2 P_m(k). \quad (3.61)$$

Esto significa que, a partir de la detección de los patrones anisótropos causados por el efecto RSD, es posible inferir el parámetro  $\beta$ , una combinación de  $f$  y  $b$ . Este será un parámetro cosmológico fundamental en nuestro estudio de los voids.

### 3.6 La cosmología fiduciaria

Un hecho importante a tener en cuenta es que la medición de la función de correlación y del espectro de potencias requiere asumir una cosmología fiduciaria para transformar los ángulos y redshifts de las galaxias provistos por un relevamiento en distancias expresadas en unidades físicas, como el Megapársec. Esto es evidente en las Ecs. (2.42), (2.47) y (2.52). En estas expresiones, para realizar el cómputo de las distancias, es necesario asumir valores para los parámetros cosmológicos  $H_0$ ,  $\Omega_m$  y  $\Omega_\Lambda$ . En esta elección, si los parámetros elegidos no representan la realidad con fidelidad, habrá sesgos en la estimación de distancias, induciendo de esta manera, patrones anisótropos adicionales

en la distribución espacial de las galaxias. Esto tiene un impacto en las mediciones de los estadísticos como la función de correlación y el espectro de potencias. Este fenómeno es una manifestación del efecto AP estudiado en la Sección 2.6.2. Las distorsiones AP debido a la cosmología fiduciaria deben ser tenidas en cuenta para obtener una inferencia no sesgada de los parámetros cosmológicos.

Dadas dos galaxias, su separación en el espacio puede estimarse a partir de dos cantidades directamente medibles: un ángulo  $\Delta\phi$  medido en el plano del cielo, y una diferencia de redshift  $\Delta z$ , un indicador de su separación en la línea de la visual. De acuerdo a las Ecs. (2.47) y (2.53), es posible estimar su separación comóvil  $\mathbf{s}$  a partir de sus componentes:

$$\sigma = D_M^{\text{fid}}(z)\Delta\phi \quad (3.62)$$

y

$$\pi = \frac{c}{H_{\text{fid}}(z)}\Delta z, \quad (3.63)$$

donde  $D_M(z) := (1+z)D_A(z)$  denota la distancia diámetro angular comóvil<sup>4</sup>. Aquí, la leyenda “fid” se refiere a cantidades calculadas con la cosmología fiduciaria. Cambiando la leyenda “fid” por “true”,  $\sigma$  por  $r_\perp$ , y  $\pi$  por  $r_\parallel$ , se obtienen las ecuaciones análogas para la cosmología verdadera, aunque desconocida. A partir de una simple comparación de estas cantidades, se deduce que

$$\sigma = q_{\text{AP}}^\perp r_\perp \quad (3.64)$$

y

$$\pi = q_{\text{AP}}^\parallel r_\parallel, \quad (3.65)$$

donde los factores  $q_{\text{AP}}^\perp$  y  $q_{\text{AP}}^\parallel$ , a los que nos referiremos como los factores AP, quedan definidos mediante las siguientes relaciones:

$$q_{\text{AP}}^\perp := \frac{D_M^{\text{fid}}(z)}{D_M^{\text{true}}(z)} \quad (3.66)$$

y

$$q_{\text{AP}}^\parallel := \frac{H_{\text{true}}(z)}{H_{\text{fid}}(z)}. \quad (3.67)$$

La Figura 6 muestra una impresión visual de los dos tipos de distorsiones espaciales estudiados. El panel izquierdo muestra la distribución real de la materia en una simulación, donde un observador hipotético se encuentra en el centro. El panel central muestra cómo el efecto RSD induce patrones radiales en la distribución de las galaxias debido a sus velocidades peculiares. Es particularmente evidente el efecto de los dedos de Dios. El panel derecho, por otro lado, muestra las distorsiones AP inducidas por la elección de una cosmología fiduciaria. Debe tenerse en cuenta que ambos efectos se manifiestan acoplados en las observaciones.

<sup>4</sup> Nótese que  $D_M(z) = \chi(z)$  para un universo plano.

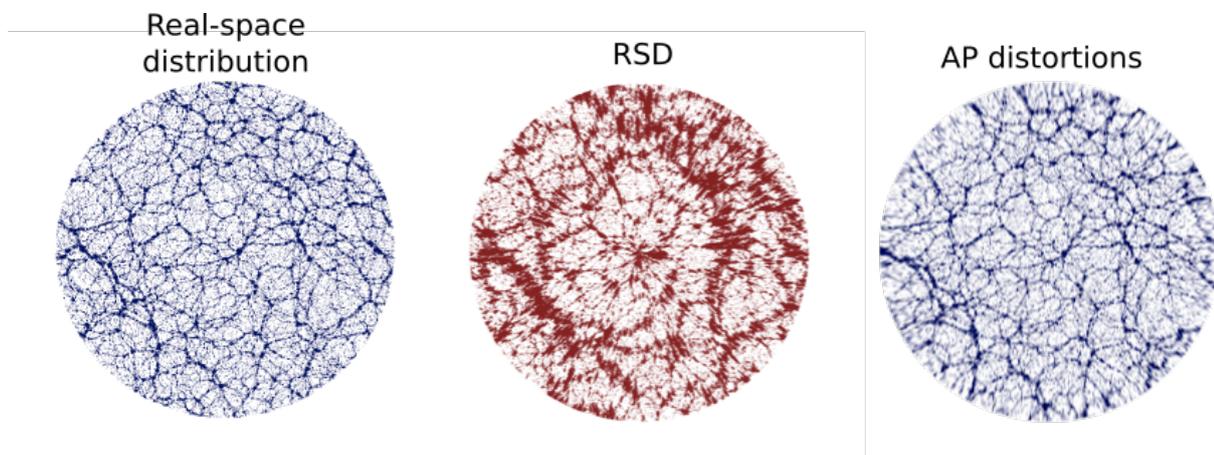


Figura 6 – Impresión visual de los tipos de distorsiones que sufre la distribución espacial de las galaxias. *Panel izquierdo*. Distribución real de la materia en una simulación. Un observador hipotético se encuentra en el centro. *Panel central*. Distorsiones en el espacio de redshift inducidas por las velocidades peculiares de las galaxias, un efecto dinámico. *Panel derecho*. Distorsiones Alcock-Paczyński inducidas por la elección de una cosmología fiduciaria, un efecto geométrico. En las observaciones, las distorsiones RSD y AP se manifiestan acopladas. *Créditos de la figura*: B. Thomas <<https://www.washburn.edu/faculty/bthomas/work.html>>.

## 4 Vacíos cósmicos

Los vacíos cósmicos (voids) son las vastas regiones subdensas del Universo. Desde su descubrimiento (Gregory; Thompson, 1978; Kirshner et al., 1981; de Lapparent; Geller; Huchra, 1986), han sido reconocidos como poderosos laboratorios cosmológicos (Padilla et al., 2016; Pisani et al., 2019). Los voids ocupan la mayor parte del volumen del Universo (Ceccarelli et al., 2013), por lo que constituyen las estructuras observables más grandes que existen. Por tal motivo, codifican información clave acerca de la historia de expansión y geometría del Universo.

Las grandes regiones subdensas emergieron como resultado natural del crecimiento de las estructuras. A medida que el Universo evoluciona, las galaxias se dirigen hacia las grandes concentraciones de materia por la acción de la gravedad, formando diversas estructuras como grupos, cúmulos y filamentos. Al mismo tiempo, en este proceso, las galaxias se disipan de las regiones subdensas, las cuales se vacían cada vez más, convirtiéndose de esta manera en vacíos cósmicos. Esta interacción en la formación de voids y estructuras nos permite pensar en ellas como complementarias. Más aún, los voids pueden asociarse a las pequeñas fluctuaciones de densidad del Universo temprano, observadas como pequeñas anisotropías en el CMB (Cai et al., 2014; Cai et al., 2017).

Las propiedades estadísticas de los voids dependen de dos factores condicionantes: (i) los trazadores de la materia usados para mapear la estructura a gran escala, a saber, galaxias, halos de materia oscura, partículas de materia oscura, etc., y (ii) el método usado para identificarlos a partir de la distribución espacial de estos trazadores. Existen diferentes clases de identificadores. Véase Colberg et al. (2008) para una comparación completa entre los diferentes métodos. En este trabajo, usamos el denominado identificador esférico de voids, cuya versión original fue desarrollada por Padilla, Ceccarelli & Lambas (2005). El método está basado en el contraste integrado de densidad de regiones subdensas asumiendo simetría esférica. Dejaremos para el Capítulo 5 los detalles del proceso de identificación usando este método. Como ejemplo de técnicas diferentes, podemos mencionar al identificador ZOBOV<sup>1</sup> (Neyrinck, 2008), basado en el algoritmo *watershed*, y el método de Elyiv et al. (2015), basado en las propiedades dinámicas de los trazadores.

A pesar de las diferencias intrínsecas entre los diversos métodos, existe un consenso acerca de las propiedades estadísticas básicas de los voids. Por ejemplo, y a groso modo, puede decirse que son regiones subdensas cuyas dimensiones abarcan varias decenas de Megapársecs, con una densidad global muy baja, del orden del 10% al 20% de la densidad promedio del Universo. También es importante resaltar que las galaxias y los halos trazan

---

<sup>1</sup> ZOBOV: acrónimo que proviene del término en inglés *ZOnes Bordering On Voidness*.

la distribución de voids estadísticamente de la misma manera. [Padilla, Ceccarelli & Lambas \(2005\)](#) demostraron que ambas poblaciones de voids poseen propiedades estadísticas y dinámicas comparables, tales como su abundancia, la función de correlación y el campo de velocidad.

## 4.1 Evolución de los voids

Las regiones inicialmente sobredensas se expanden ligeramente más lento que la media homogénea, alcanzan un tamaño máximo y luego se contraen para finalmente colapsar (esto es estrictamente cierto en un universo EdS o cerrado). En contraste, las regiones inicialmente subdensas no retornan, sino que continúan expandiéndose, y lo hacen más rápido que la media. Esta expansión es simple y lineal hasta que la materia del interior alcanza y cruza las cáusticas externas. Las características genéricas de estos modos evolutivos pueden comprenderse mejor considerando la evolución de perturbaciones de densidad aisladas y con simetría esférica, tanto sobredensas como subdensas, embebidas en un fondo homogéneo y en expansión. Este modelo esférico proporciona referencias clave para entender e interpretar situaciones más complejas. Como resultado de la simetría esférica, el problema es esencialmente unidimensional, permitiendo un tratamiento analítico completo.

[Sheth & van de Weygaert \(2004\)](#) explicaron que la esencia de la evolución de los voids puede sintetizarse en las siguientes características.

1. *Expansión.* Los voids se expanden, en contraste con las regiones sobredensas, que colapsan.
2. *Evacuación.* A medida que se expanden, la densidad en el interior decrece continuamente. En primer orden, el decrecimiento de la densidad es una consecuencia de la redistribución de la materia en los alrededores.
3. *Forma esférica.* La expansión radial hace que los voids evolucionen hasta adquirir una geometría esférica.
4. *Perfil de densidad escalonado.* La repulsión efectiva de la materia interior decrece a mayor distancia del centro, de manera que la distribución de materia evoluciona adquiriendo un forma funcional escalonada.
5. *Campo de velocidad superHubble.* Consistentemente con su interior homogéneo, los voids evolucionan como subuniversos burbuja del tipo FRW caracterizados por una expansión superHubble.

6. *Supresión del crecimiento de estructuras.* El crecimiento de las inhomogeneidades en el interior de los voids se detiene, de manera que la estructura interna se congela en el tiempo.
7. *Formación de una cresta en las paredes.* A medida que la materia del interior de los voids se acumula en los alrededores, se forma una cresta en las paredes que los rodea.
8. *Cruzamiento de cáusticas.* La transición entre el régimen lineal y no lineal ocurre cuando las cáusticas internas cruzan a las externas. Cuando esto ocurre, se considera que la región subdensa en cuestión se ha convertido en un void, tomado como una entidad física distintiva.

[Demchenko et al. \(2016\)](#) proveen un estudio detallado acerca de la evolución esférica de los voids en diferentes contextos cosmológicos.

En realidad, los voids no son estructuras aisladas, sino que forman parte de una red cósmica compleja. [Sheth & van de Weygaert \(2004\)](#) mostraron que la formación y evolución de los voids están afectadas fuertemente por el ambiente que los rodea, lo que resulta en una estructura y dinámica más compleja que aquella provista por la descripción simplificada de una expansión aislada. Esencialmente, la jerarquía de voids proviene del ensamblaje de materia en el desarrollo de las estructuras circundantes. Existen dos escenarios en la evolución de los voids. El primer caso corresponde a aquellos voids embebidos en un ambiente similar al de la media global del Universo que se expanden permaneciendo como regiones subdensas, siguiendo el modo evolutivo denominado *void-in-void*. Este es el caso en el que pequeños voids se fusionan en una época más temprana para formar luego un void más grande. Este modo es análogo al modo evolutivo *cloud-in-cloud* que explica la formación de los halos de materia oscura y cúmulos de galaxias. El segundo caso, por el contrario, corresponde a voids rodeados de una cáscara sobredensa que se contrae progresivamente debido al colapso gravitacional que dicha estructura experimenta, haciendo que tales voids desaparezcan en el futuro. Este es el modo evolutivo *void-in-cloud*, generalmente el caso de los voids pequeños. Nótese, sin embargo, que el caso de los halos dentro de voids, es decir, el modo *cloud-in-void*, es indistinguible al modo *cloud-in-cloud* debido a que el halo se forma igual, independientemente del ambiente en el que se encuentre. Por lo tanto, esta asimetría entre los modos evolutivos de los halos y los voids induce un quiebre de simetría en sus correspondientes propiedades estadísticas, aunque ambas poblaciones hayan evolucionado a partir de condiciones iniciales simétricamente opuestas.

## 4.2 Abundancia de voids

La teoría de excursión probabilística provee un marco útil para describir la historia de formación de los halos de materia oscura en los escenarios de formación jerárquica de estructuras (Press; Schechter, 1974; Zentner, 2007). Provee aproximaciones analíticas bastante precisas para describir la distribución de sus masas (conocida como función de masas), la tasa de fusiones previas y los tiempos de formación. La hipótesis fundamental es que el estado virializado final de los halos proviene de un colapso esférico. La análoga expansión esférica permite hacer predicciones similares para el caso de los voids (Sheth; van de Weygaert, 2004). Particularmente, estamos interesados en la función de tamaños (de aquí en adelante VSF)<sup>2</sup>, una descripción de la abundancia de voids caracterizada a partir de su distribución de tamaños. Es análoga a la función de masas en el caso de los halos. En este trabajo, los voids serán definidos como esferas subdensas con un radio  $R_v$  (véase el Capítulo 5 para más detalles), de manera que la VSF es esencialmente una distribución de radios.

Una de las principales características del modelo esférico es que la evolución no depende del tamaño inicial  $R$  de la región, ni de la masa  $M$  encerrada, sino sólo de de la amplitud inicial de la fluctuación de densidad. Por lo tanto, las cantidades  $R$  y  $M$  pueden tratarse indistintamente por medio de su relación con el volumen de la región. En el caso de colapso, éste ocurre cuando la fluctuación de densidad inicial alcanza un valor crítico  $\Delta_c$ . El formalismo de excursión probabilística predice la fracción de trayectorias  $df$  que cruzan esta barrera por primera vez dentro del intervalo de escalas  $d\ln\sigma$ , teniendo en cuenta así al modo evolutivo cloud-in-cloud:

$$f_{\ln\sigma}(\sigma) := \frac{df}{d\ln\sigma} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\Delta_c}{\sigma} \exp\left[-\frac{\Delta_c^2}{2\sigma^2}\right]. \quad (4.1)$$

Se denomina trayectoria a una secuencia de sobredensidades determinadas a partir de subsecuentes incrementos de una escala de suavizado  $\mathcal{R}$ . Es común relacionar esta escala con la correspondiente varianza del campo de densidad lineal:

$$\sigma^2(\mathcal{R}) = \int \frac{k^2}{2\pi^2} P_m(k) |W(k, \mathcal{R})|^2 dk, \quad (4.2)$$

donde  $|W(k, \mathcal{R})|$  es una función ventana o filtro. Nótese la dependencia de  $\sigma^2(\mathcal{R})$  con el espectro de potencias de la materia,  $P_m(k)$ . Es así evidente la fuerte dependencia cosmológica del cálculo de abundancias. Dado que tanto la masa como el número de partículas se conserva durante el colapso, el mapeo lineal  $\sigma(M)$  se mantiene en el régimen no lineal, por lo que la función de masas queda expresada en términos de la densidad numérica comóvil de halos de la siguiente manera:

$$\frac{dn}{d\ln M} = \frac{\rho_m}{M} f_{\ln\sigma}(\sigma) \frac{d\ln\sigma^{-1}}{d\ln M}. \quad (4.3)$$

<sup>2</sup> VFS: sigla que proviene del término en inglés *void size function*.

Este modelo puede extenderse al caso de la expansión de regiones inicialmente subdensas, asociadas con los voids en el campo de densidad evolucionado. En este caso, el valor crítico en la densidad se define cuando ocurre el cruzamiento de cáusticas. Para un universo EdS, esto ocurre cuando el contraste de densidad no lineal promedio dentro del void alcanza el valor  $-0.8$ , lo que corresponde a un valor lineal extrapolado de  $\Delta_v = -2.71$ . [Jennings, Li & Hu \(2013\)](#) mostraron que este valor sigue siendo una buena aproximación en otros contextos cosmológicos, como por ejemplo en un universo  $\Lambda$ CDM plano. Por lo tanto, de forma análoga al modo cloud-in-cloud, es posible aplicar el formalismo de excursión probabilística para determinar la fracción de trayectorias que cruzan la barrera subdensa  $\Delta_v$  por primera vez, teniendo en cuenta así al modo evolutivo void-in-void.

No obstante, podemos adelantar que este proceso no conducirá a predicciones precisas, ya que es incorrecto asumir una expansión esférica en aislamiento. Recalamos que esto sólo tiene sentido en el caso de un colapso, dado que el volumen considerado se encoge. En contraste, la evolución de los voids es más compleja, para lo cual deben considerarse ambos modos evolutivos: void-in-void y void-in-cloud. La barrera subdensa  $\Delta_v$  sólo contempla el primer modo. Para incorporar al modo void-in-cloud, [Sheth & van de Weygaert \(2004\)](#) proponen que debe haber una segunda barrera  $\Delta_c$  del tipo sobredensa, como en el caso de los halos. Es decir, al calcular la fracción de trayectorias, debe determinarse aquellas que cruzaron la barrera  $\Delta_v$  siempre y cuando no hayan cruzado la otra barrera  $\Delta_c$  para alguna escala más grande. Estos autores sugieren que el valor de este umbral se encuentra entre  $\Delta_c = 1.06$ , correspondiente al punto de retorno en el modelo de colapso, y  $\Delta_c = 1.686$ , correspondiente al momento de colapso propiamente dicho. Razonando de la misma manera que en el caso de los halos, la abundancia de los voids en el régimen lineal queda entonces descrita por la siguiente expresión:

$$\frac{dn_v}{d\ln R_v} = \frac{f_{\ln\sigma}(\sigma) d\ln\sigma^{-1}}{V(R_v) d\ln R_v}, \quad (4.4)$$

donde  $V(R_v) = 4/3\pi R_v^3$  es el volumen de un void esférico de radio  $R_v$ , y

$$f_{\ln\sigma}(\sigma) = 2 \sum_{j=1}^{\infty} \exp\left[-\frac{(j\pi x)^2}{2}\right] j\pi x^2 \sin(j\pi\mathcal{D}), \quad (4.5)$$

con  $\mathcal{D} := |\Delta_v|/(\Delta_c + |\Delta_v|)$ , y  $x := \mathcal{D}\sigma/|\Delta_v|$ . La Ec. (4.4) se conoce como modelo lineal. En realidad, el modelo esférico predice que un void debe expandirse de tal manera que, al momento del cruzamiento de cáusticas, el radio lineal se ve incrementado un factor igual a 1.7. Consecuentemente, el radio en la Ec. (4.4) debe reemplazarse por  $1.7R_v$ . Con este reemplazo, se obtiene así el modelo de Sheth & van de Weygaert (SvdW).

La hipótesis clave en el modelo SvdW es la conservación de la densidad numérica comóvil de voids durante la evolución, de manera que sólo cambian sus tamaños. No obstante, esta suposición resulta inadecuada ya que conlleva a predicciones sin sentido físico. Por ejemplo, la fracción de volumen acumulada de voids excede la unidad. [Jennings,](#)

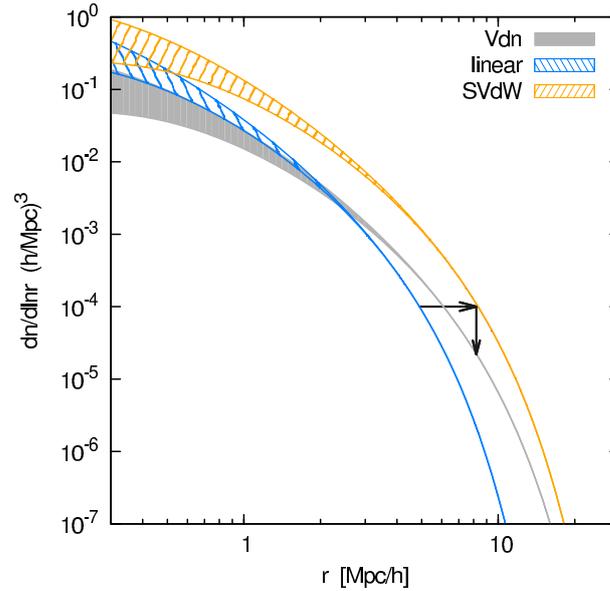


Figura 7 – Modelos de abundancia de voids: lineal (curva azul), SvW (curva naranja) y Vdn (curva gris). En el modelo SvW, se conserva la densidad numérica comóvil de voids, sólo cambia el tamaño con respecto a la predicción lineal (traslación horizontal hacia la derecha). En el modelo Vdn, se conserva la fracción de volumen comóvil de voids, por lo que disminuye la amplitud (traslación vertical adicional hacia abajo). Las regiones sombreadas abarcan los valores posibles de la barrera sobredensa:  $1.06 \leq \Delta_c \leq 1.686$ . La incertidumbre en esta cantidad sólo es significativa para los voids pequeños. *Créditos de la figura: Jennings, Li & Hu (2013).*

Li & Hu (2013) proponen una sencilla solución a este problema. En lugar de asumir la conservación de la densidad numérica, se asume que la fracción de volumen comóvil en voids es la que se conserva. En este escenario, cuando un void se expande, se fusiona con voids vecinos, siempre conservando el volumen y no el número. De esta manera, la abundancia de voids se convierte en

$$\frac{dn_v}{d\ln R_v} = \frac{f_{\ln\sigma}(\sigma)}{V(R_v)} \frac{d\ln\sigma^{-1}}{d\ln R_v^L} \frac{d\ln R_v^L}{d\ln R_v}, \quad (4.6)$$

donde el superíndice  $L$  hace referencia al radio lineal. La Ec. (4.6) se conoce como modelo de conservación de volumen (Vdn). La Figura 7 muestra las características generales de los tres modelos descritos: lineal, SvW y Vdn.

### 4.3 El campo de densidad en voids

La Sección 4.1 provee un marco teórico útil para caracterizar los campos de densidad y velocidad alrededor de los voids. En particular, la propiedad (3) implica que el contraste de densidad alrededor de los voids (Ec. 3.1) puede caracterizarse mediante un perfil radial  $\delta_{vg}(r)$ , donde  $r$  denota la distancia al centro del void. En realidad, esta no es una buena descripción para voids tomados individualmente, sino que debe considerarse en un sentido

estadístico, para describir el comportamiento promedio de una muestra de voids similares, ya que así las irregularidades individuales desaparecen. El proceso de agrupar elementos similares en una muestra para analizar sus propiedades estadísticas promedio se denomina *stacking*, término en inglés que acuñaremos aquí por ser de uso frecuente en la literatura. Por simplicidad, prescindiremos del subíndice “vg” a partir de aquí.

Ceccarelli et al. (2013) mostraron que el contraste integrado de densidad es un buen descriptor del ambiente que rodea a los voids, dado que está estrechamente relacionado a los modos evolutivos. Este perfil se obtiene integrando  $\delta(r)$  en volúmenes  $V(r)$  dados por sucesivas esferas concéntricas de radio  $r$  con respecto al centro del void:

$$\Delta(r) := \frac{1}{V(r)} \int_V \delta(r') dV = \frac{3}{r^3} \int_0^r \delta(r') r'^2 dr'. \quad (4.7)$$

Examinando la distribución de galaxias alrededor de voids identificados en el SDSS, estos autores detectaron dos tipos característicos de voids de acuerdo a su perfil integrado de densidad: (i) voids de tipo R, caracterizados por perfiles crecientes que tienden a cero, el valor medio del Universo, a medida que la distancia al centro crece, y (ii) voids de tipo S, caracterizados por perfiles que tienen un pico positivo y prominente en escalas cercanas al radio de void, y que luego decaen hacia cero a medida que la distancia al centro crece. Además, los voids pequeños son frecuentemente de tipo S, mientras que los voids más grandes, de tipo R. El aspecto clave aquí es que hay una clara correspondencia entre los tipos R y S con los modos evolutivos void-in-void y void-in-cloud, respectivamente. Los paneles inferiores de la Figura 8 muestran el perfil integrado de densidad representativo de distintas muestras de voids identificadas en el SDSS para diferentes rangos de radios tomados del trabajo de Paz et al. (2013), donde pueden distinguirse claramente las principales características descritas para ambos tipos de voids.

La propiedad (4) concerniente a la forma del perfil de densidad da una pista acerca de cómo modelar  $\delta(r)$ . El perfil de tipo escalón es una buena idealización para caracterizar cualitativamente el proceso evolutivo de los voids, pero resulta impreciso en la práctica. Hasta el momento, no existe ningún modelo satisfactorio derivado a partir de primeros principios, por lo que es una práctica común usar enfoques paramétricos y empíricos. Por ejemplo, Paz et al. (2013) proveen un modelo paramétrico para los dos tipos de voids. Técnicamente, el modelo es para el perfil integrado,  $\Delta(r)$ . Para los voids de tipo R, una forma funcional basada en la función error ajusta bien estos perfiles:

$$\Delta_R(r) = \frac{1}{2} [\text{erf}(S \log_{10}(r/R)) - 1]. \quad (4.8)$$

Este modelo consta de dos parámetros: una escala que caracteriza el radio de void,  $R$ , y un coeficiente de empinamiento,  $S$ . Los perfiles de los voids de tipo S, por otro lado, son más complejos y requieren un término extra que permita ajustar el pico sobredenso que

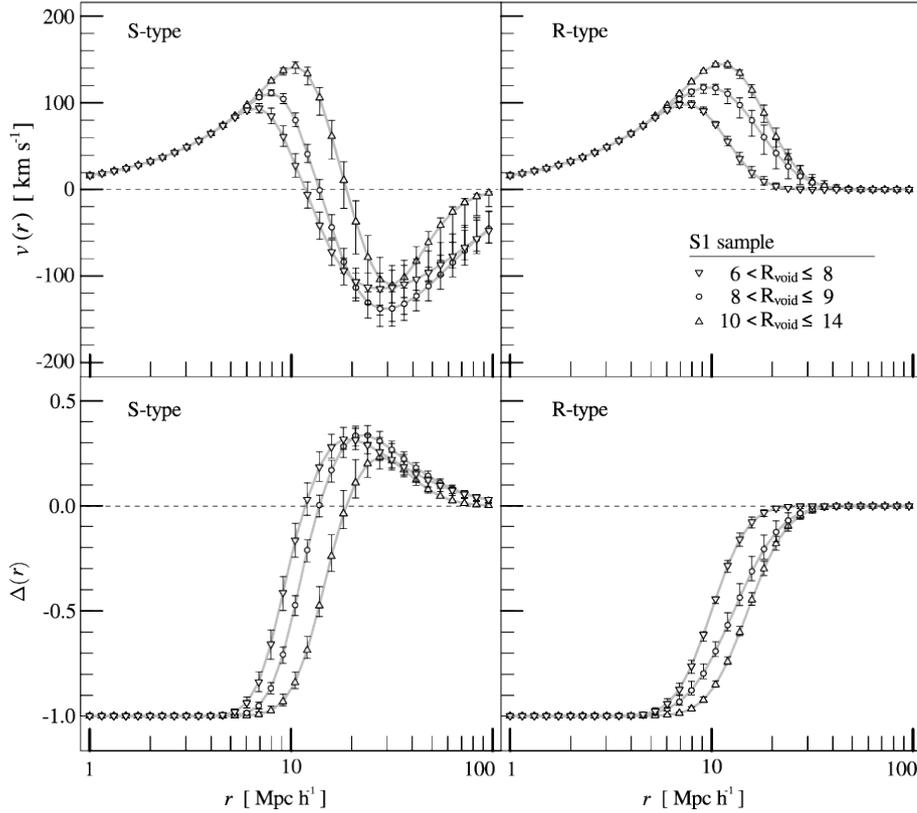


Figura 8 – Perfiles de velocidad (*paneles superiores*) y de contraste integrado de densidad (*paneles inferiores*) medidos a partir de distintas muestras de voids de tipo S (*paneles izquierdos*) y tipo R (*paneles derechos*) obtenidas del relevamiento SDSS. Se muestran los resultados para diferentes rangos de tamaño:  $6 - 8 h^{-1}\text{Mpc}$  (triángulos hacia abajo),  $8 - 9 h^{-1}\text{Mpc}$  (círculos) y  $10 - 14 h^{-1}\text{Mpc}$  (triángulos hacia arriba). Las barras de error indican la dispersión (68.3%) de las curvas individuales. *Créditos de la figura:* Paz et al. (2013).

los caracteriza:

$$\Delta_S(r) = \frac{1}{2}[\text{erf}(S \log_{10}(r/R)) - 1] + P \exp\left[-\frac{\log_{10}^2(r/R)}{2\Theta^2(r)}\right], \quad (4.9)$$

donde a su vez,

$$\Theta(r) := \begin{cases} 1/\sqrt{2S} & \text{si } r < R \\ 1/\sqrt{2W} & \text{si } r > R. \end{cases} \quad (4.10)$$

Este pico en la densidad queda modelado por dos semi-Gaussianas, por lo que el modelo necesita de dos parámetros extra: una amplitud  $P$ , y un semiancho  $W$  (el otro semiancho está dado por  $S$ ).

Cabe recalcar que las propiedades de los voids dependen últimamente del método usado para su identificación. Por ejemplo, en los trabajos citados de Ceccarelli et al. (2013) y Paz et al. (2013), se usó el método de identificación esférico, a partir del cual se evaluaron los modelos paramétricos dados en las Ecs. (4.8) y (4.9). Para mencionar un ejemplo distinto, Hamaus, Sutter & Wandelt (2014) brindan un modelo paramétrico universal para

$\delta(r)$  (sin distinguir entre tipos de voids) probado a partir de voids identificados con el método watershed ZOBOV:

$$\delta(r) = \delta_{ct} \frac{1 - (r/r_s)^\alpha}{1 + (r/r_v)^\beta}. \quad (4.11)$$

Este modelo consta de cinco parámetros: un contraste de densidad central,  $\delta_{ct}$ , un radio efectivo,  $r_v$ , una escala característica donde la densidad del void iguala a la densidad media global,  $r_s$ , y dos exponentes,  $\alpha$  y  $\beta$ , que determinan las pendientes interna y externa con respecto a la pared de los voids, respectivamente.

## 4.4 El campo de velocidad en voids

Las propiedades (1) a (3) de la Sección 4.1 implican que el campo de velocidad peculiar alrededor de los voids también puede caracterizarse con un perfil radial unidimensional,  $v(r)$ . Como en el caso de la densidad, esto en realidad se aplica a un stacking de voids. Los paneles superiores de la Figura 8 muestran los perfiles de velocidad correspondientes a las galaxias y voids del SDSS medidos por Paz et al. (2013). Nótese que los voids de tipo R exhiben perfiles expansivos, dado que la velocidad  $v(r)$  es positiva para todas las escalas  $r$ . En las partes internas de los voids, esta velocidad es creciente, alcanza un máximo cerca del radio típico de la muestra, mientras que en las partes externas, es decreciente, tendiendo a cero para distancias grandes, valor correspondiente a la media global del Universo. Para los voids de tipo S, por el contrario, la velocidad es expansiva en las partes internas y cercanas a la pared de los voids, alcanza un máximo cerca del radio típico de la muestra, para luego decrecer hasta tornarse negativo, una señal del colapso gravitatorio gradual de la pared sobredensa que rodea a este tipo de voids. Finalmente, la velocidad vuelve a crecer, pero por valores negativos, tendiendo a cero para distancias grandes.

A diferencia del caso de la densidad, es posible derivar una expresión analítica para  $v(r)$  siguiendo el régimen lineal en la evolución de las perturbaciones. El punto de partida es la Ec. (3.44), a partir de la cual se obtiene que

$$v(r) = -\frac{1}{3} \frac{H(z)}{(1+z)} \beta(z) r \Delta(r). \quad (4.12)$$

Nótese que aquí aparece el parámetro RSD,  $\beta = f/b$ , dado que asumimos válida la relación de bias lineal de la Ec. (3.16) para los campos void-céntricos de densidad de la materia y de las galaxias:  $\delta_{vm}(r) = \delta_{vg}(r)/b$ . La Ec. (4.12) constituye la base para estudiar las distorsiones en el espacio de redshift alrededor de los voids, y por ende, constituye uno de los resultados más importantes en los que se basará la mayor parte de nuestro trabajo.

## 4.5 La función de correlación cruzada void-galaxia

En la Sección 3.2.1, definimos la función de correlación para un conjunto discreto de partículas puntuales, la cual está relacionada con la probabilidad de encontrar pares de partículas en función de su separación. Esta discusión puede extenderse para considerar una correlación cruzada entre dos conjuntos discretos de partículas. Estamos interesados particularmente en la correlación cruzada entre centros de void y galaxias. En este caso, la Ec. (3.10) se convierte en

$$dP_{vg} = \bar{\rho}_v \bar{\rho}_g (1 + \xi_{vg}(r)) dV_v dV_g, \quad (4.13)$$

donde  $\xi_{vg}(r)$ , conocida como la función de correlación cruzada void-galaxia, cuantifica el exceso de probabilidad de encontrar pares void-galaxia separados una distancia  $r$  con respecto a una distribución homogénea de tales pares. Como antes, prescindiremos del subíndice “vg” por simplicidad.

La estimación de la función de correlación cruzada void-galaxia puede hacerse a partir del estimador natural, Ec. (3.12), teniendo en cuenta que sus factores componentes tienen ahora otro significado. Por un lado,  $DD(r)$  es la probabilidad de encontrar pares void-galaxia separados una distancia entre  $r$  y  $r + dr$ , también dada por la Ec. (3.11), nada más que ahora  $N_{\text{pairs}}$  representa el número de pares void-galaxia dentro del elemento de volumen definido por el cascarón esférico void-céntrico de espesor  $dr$ , mientras que  $N_{\text{tot}}$  es el número total de pares. En este caso,  $N_{\text{tot}} = N_v N_g$ , donde  $N_v$  representa el número total de voids. De forma similar, la probabilidad de encontrar pares en una distribución homogénea de galaxias y voids,  $RR(r)$ , puede computarse análogamente a partir de un catálogo de partículas y centros aleatorios. Los estimadores alternativos dados por las Ecs. (3.13) y (3.14) también pueden aplicarse para el caso de una correlación cruzada (véase por ejemplo Paz et al. (2013)).

Cabe destacar una relación importante. En el caso de un stacking de voids, la función de correlación es equivalente al perfil de contraste de densidad:

$$\xi(r) = \delta(r), \quad (4.14)$$

por lo que nos referiremos a ambas cantidades indistintamente.

## 4.6 Distorsiones en el espacio de redshift alrededor de los voids

La hipótesis fundamental de simetría esférica deja de ser válida en las observaciones debido a la presencia de las distorsiones en el espacio de redshift, las cuales modifican la distribución espacial de las galaxias alrededor de los voids. En la Sección 3.5, mostramos que la línea de la visual constituye una dirección privilegiada, de tal manera que la simetría esférica se reduce a una simetría cilíndrica en torno a un eje orientado según la

dirección LOS. Por lo tanto, es instructivo visualizar los campos de densidad y velocidad de una muestra de voids a partir de un sistema void-céntrico cuyas coordenadas estén determinadas por las distancias comóviles  $\sigma$  y  $\pi$ , perpendicular y paralela a la dirección LOS respectivamente. En este marco de referencia, se obtiene entonces la función de correlación cruzada void-galaxia en el espacio de redshift,  $\xi^s(\sigma, \pi)$ , una función que puede representarse como un mapa bidimensional.

La Figura 9 muestra la función de correlación cruzada void-galaxia en el espacio de redshift correspondiente a las muestras del SDSS tomadas del mencionado trabajo de Paz et al. (2013), en la que se distinguen ambos tipos de voids: tipo S a la izquierda, tipo R a la derecha. Los paneles superiores muestran las mediciones, mientras que los paneles inferiores, los correspondientes ajustes obtenidos a partir de un modelo desarrollado por los autores, el cual será explicado en la Sección 4.6.2. Las características generales de las distorsiones RSD discutidas en la Sección 3.5.1, y representadas esquemáticamente en la Figura 5, pueden apreciarse aquí para ambos tipos de voids: elongación de los isocontornos de correlación internos (régimen lineal subdenso) y aplastamiento de los isocontornos externos (régimen lineal sobredenso). En particular, se observa una nube roja cerca del eje  $\pi$ , una manifestación del aumento de la densidad en esta dirección explicada en la Sección 3.5.2.

Los patrones anisótropos de la función de correlación codifican información valiosa acerca de la dinámica de las galaxias alrededor de los voids. A continuación, explicaremos dos enfoques teóricos importantes para modelar el efecto RSD. La Ec. (4.12) que describe el perfil radial de velocidad será un componente fundamental en estos modelos.

#### 4.6.1 Modelo lineal

El primer modelo es equivalente al modelo RSD de Kaiser para la autocorrelación de galaxias discutido en la Sección 3.5.2, el cual fue derivado por primera vez para el caso de los voids por Cai et al. (2016). Éste será referido como el modelo lineal. Revisaremos sus principales hipótesis y características en este apartado.

El punto de partida es la suposición de que el número de pares void-galaxia se conserva ante el mapeo hacia el espacio de redshift:

$$(1 + \xi^s(\mathbf{s}))d^3s = (1 + \xi(\mathbf{r}))d^3r, \quad (4.15)$$

en analogía a la Ec. (3.51), nada más que aquí  $\mathbf{r}$  y  $\mathbf{s}$  denotan los vectores separación entre un centro de void y una galaxia en el espacio real y de redshift, respectivamente. La principal diferencia entre los casos galaxia-galaxia y void-galaxia, es que se considera la velocidad peculiar relativa con respecto a un centro fijo, el centro del void. El movimiento global de los voids no afectará a la función de correlación dentro de las escalas donde el campo de velocidad global pueda considerarse coherente. En este contexto, y en el marco

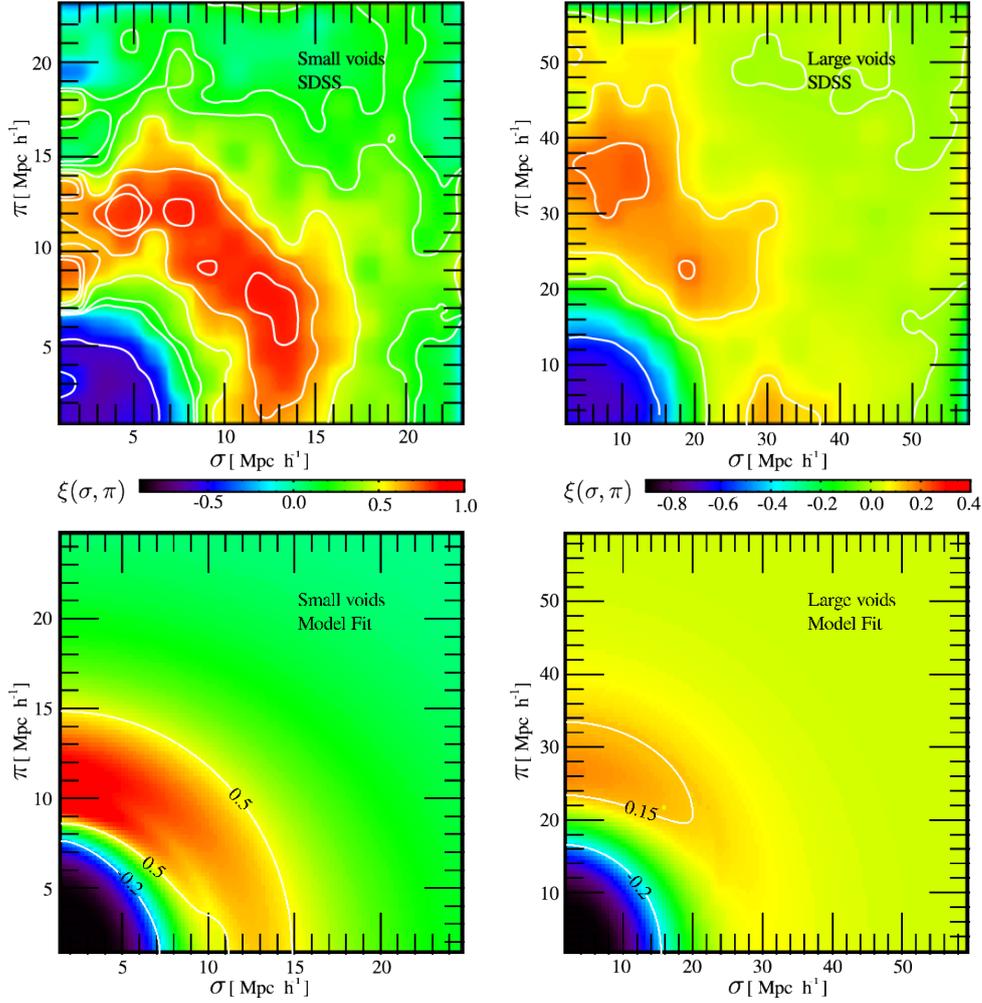


Figura 9 – Distorsiones en el espacio de redshift exhibidas por la función de correlación cruzada void-galaxia medida para una muestra de voids de tipo S (con tamaños en el rango  $6 < R_v/h^{-1}\text{Mpc} < 8$ , *panel superior izquierdo*) y otra de tipo R ( $10 < R_v/h^{-1}\text{Mpc} < 20$ , *panel superior derecho*), ambas obtenidas del SDSS. Los *paneles inferiores* muestran los correspondientes ajustes hechos con el modelo de la Sección 4.6.2. Nótese que la escala espacial y de colores cambia para ambos tipos de voids. *Créditos de la figura:* Paz et al. (2013).

de la aproximación de observador distante, sólo la velocidad void-céntrica de una galaxia,  $\mathbf{v}$ , resulta relevante en el análisis, recobrando así la Ec. (3.48). Otra suposición importante es que el campo de velocidad es exclusivamente radial e isótropo, es decir,

$$\mathbf{v} = v(r)\hat{\mathbf{r}}, \quad (4.16)$$

donde  $v(r)$  está dada por la Ec. (4.12), y  $\hat{\mathbf{r}}$  es un vector radial unitario. Con estas hipótesis, es posible reescribir la Ec. (4.15), de manera que

$$1 + \xi^s(\mathbf{s}) = (1 + \xi(\mathbf{r})) \left[ 1 + \frac{v(r)(1+z)}{rH(z)} + \frac{(v'(r) - v(r)/r)(1+z)}{H(z)} \mu^2 \right]^{-1}. \quad (4.17)$$

Aquí, el primado indica derivación con respecto a  $r$ , mientras que el término entre corchetes representa el Jacobiano de la transformación de coordenadas bajo el mapeo de  $\mathbf{r}$  a  $\mathbf{s}$ . Esta

expresión puede expandirse linealmente en las densidades, obteniéndose así un modelo lineal para el efecto RSD en la función de correlación:

$$1 + \xi^s(s, \mu) = (1 + \xi(r)) \left[ 1 + \frac{1}{3}\beta(z)\Delta(r) + \beta(z)\mu^2[\xi(r) - \Delta(r)] \right], \quad (4.18)$$

donde las respectivas separaciones radiales en los espacios real y de redshift están relacionadas por

$$r = s \left( 1 + \frac{1}{3}\beta(z)\Delta(s)\mu^2 \right). \quad (4.19)$$

Una aproximación adicional puede hacerse prescindiendo de los términos de orden  $\xi\Delta$  y  $\xi^2$ :

$$\xi^s(s, \mu) = \xi(r) + \frac{1}{3}\beta(z)\Delta(r) + \beta(z)\mu^2[\xi(r) - \Delta(r)]. \quad (4.20)$$

#### 4.6.2 Modelo de flujo Gaussiano

El modelo lineal es válido siempre que  $|\delta| \ll 1$  y que la dispersión de velocidades sea también pequeña. Estas restricciones pueden flexibilizarse, conduciendo así a un modelo cuasilineal.

De acuerdo a Peebles (1979),  $\xi^s(\sigma, \pi)$  puede computarse como la convolución entre la correlación en el espacio real,  $\xi(r)$ , y una distribución de velocidades void-céntricas,  $g(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ :

$$1 + \xi^s(\sigma, \pi) = \int [1 + \xi(r)] g(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d^3v. \quad (4.21)$$

Esta distribución de velocidades puede modelarse a partir de una distribución Maxwell-Boltzmann. Dado que la coordenada  $\pi$  es la única afectada por el efecto RSD, la Ec. (4.21) se reduce a una integral unidimensional a partir de los reemplazos  $g(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \rightarrow g(r, r_{\parallel}, v_{\parallel})$  y  $d^3v \rightarrow dv_{\parallel}$ , donde  $g$  se reduce, a su vez, a una distribución Gaussiana centrada el perfil de velocidad  $v(r)$ , con una dispersión de velocidades constante  $\sigma_v$ . De esta manera<sup>3</sup>,

$$1 + \xi^s(\sigma, \pi) = \int_{-\infty}^{\infty} [1 + \xi(r)] \frac{1}{\sqrt{2\hat{\pi}}\sigma_v} \exp \left[ -\frac{(v_{\parallel} - v(r)\frac{r_{\parallel}}{r})^2}{2\sigma_v^2} \right] dv_{\parallel}. \quad (4.22)$$

Las relaciones entre  $(r_{\perp}, r_{\parallel})$  y  $(\sigma, \pi)$ , necesarias en esta expresión, están dadas por las Ecs. (3.49) y (3.50). Cuando  $|\delta| \ll 1$  y  $\sigma_v$  es pequeña, se recupera el modelo lineal. Este modelo fue derivado por primera vez para el caso de los voids por Paz et al. (2013), el cual será referido como el modelo de flujo Gaussiano (de aquí en adelante GSM)<sup>4</sup>.

### 4.7 Importancia cosmológica de los voids

La descripción física de la evolución de los voids, de su abundancia y de las distorsiones RSD que sufren, desarrollada a lo largo de este capítulo, tiene una fuerte

<sup>3</sup>  $\hat{\pi}$  se refiere al número irracional  $pi$ : 3.14159..., para evitar confusión con la notación de la coordenada  $\pi$ .

<sup>4</sup> GSM: sigla que proviene del término en inglés *Gaussian streaming model*.

dependencia cosmológica. Por tal motivo, los voids emergen como candidatos cosmológicos naturales para evaluar el modelo estándar. Más aún, los voids no sólo constituyen un punto de vista complementario en el estudio de la estructura a gran escala, sino que ofrecen además dos ventajas principales con respecto a los estudios análogos en el régimen de alta densidad. Por un lado, como hemos visto, la dinámica en los voids puede tratarse bajo el régimen lineal en buena aproximación, siendo así más sencillo modelar efectos sistemáticos tales como las distorsiones en el espacio de redshift. Por otro lado, las teorías de Gravedad Modificada predicen que los voids constituyen regiones propicias para detectar posibles desviaciones con respecto a las predicciones de la Relatividad General (Li; Zhao; Koyama, 2012; Clampitt; Cai; Li, 2013; Clifton et al., 2012; Barreira et al., 2015; Cai; Padilla; Li, 2015; Lam et al., 2015; Zivick et al., 2015; Achitouv, 2016; Cai; Padilla; Li, 2016; Joyce; Lombriser; Schmidt, 2016; Koyama, 2016; Cautun et al., 2018; Falck et al., 2018; Sahlén; Silk, 2018; Davies; Cautun; Li, 2019; Paillas et al., 2019). Por ejemplo, algunos de estos modelos alternativos postulan que existe una quinta fuerza responsable de la expansión cósmica acelerada, la cual se manifiesta sólo en ambientes de baja densidad. En vista de esto, los voids resultan ideales para poner a prueba distintos modelos de energía oscura. Todavía más, el potencial de los voids se ha visto incrementado recientemente con el desarrollo de la nueva generación de relevamientos espectroscópicos, como BOSS, eBOSS, HETDEX, DESI y Euclid, los cuales sondearán el Universo cubriendo un volumen y un rango de redshifts sin precedentes. Esto permitirá obtener muestras ricas en voids a diferentes redshifts, y de esta manera, estudiar la historia de expansión y geometría del Universo con gran precisión.

Como hemos visto, la función de tamaños y la función de correlación cruzada void-galaxia constituyen dos estadísticos fundamentales en el estudio de los voids, y consecuentemente, valiosos para el diseño de tests cosmológicos. El proceso básico consiste en medir estos estadísticos a partir de datos observacionales obtenidos de los relevamientos de galaxias, y luego contrastar dichas mediciones con predicciones obtenidas de los modelos teóricos, como los desarrollados en las Secciones 4.2 y 4.6, para poder así inferir los valores de los parámetros cosmológicos intervinientes que mejor ajustan los datos, junto con sus correspondientes regiones de confianza. El fin último es incorporar los tests basados en voids al inventario de herramientas cosmológicas para evaluar los modelos de energía oscura, junto con los tests que involucran el estudio de las anisotropías del CMB, las SNe Ia y la señal BAO. Más importante aún es hacer un análisis conjunto combinando los resultados de los distintos experimentos, como el mostrado en la Figura 3, y obtener así ajustes de los parámetros aún más acotados.

Con respecto a la función de tamaños, existen varios trabajos en la literatura que intentan sentar las bases para el diseño de tests cosmológicos a partir de este estadístico (Sheth; van de Weygaert, 2004; Furlanetto; Piran, 2006; Jennings; Li; Hu, 2013; Achitouv; Neyrinck; Paranjape, 2015; Pisani et al., 2015; Ronconi; Marulli, 2017; Contarini et al., 2019;

Ronconi et al., 2019; Verza et al., 2019). En general, la comunidad científica ha concentrado sus esfuerzos en modelar la VSF a partir del formalismo de excursión probabilística y la evolución esférica. No obstante, los efectos RSD y AP tienen un impacto significativo en las mediciones de este estadístico, introduciendo desviaciones que deben ser modeladas para obtener ajustes no sesgados de los parámetros cosmológicos. El presente trabajo aborda esta problemática, que desarrollaremos en el Capítulo 8. Esta es la primera vez que estos efectos sistemáticos son tenidos en cuenta en estudios de abundancia.

Los voids también han sido explorados como reglas estándar. Si bien la forma de un void individual presenta numerosas irregularidades, la forma promedio de un stacking de voids manifiesta simetría esférica en el espacio real, por lo que puede efectuarse un test AP a partir del análisis de las desviaciones observadas con respecto a esta simetría (Ryden, 1995; Lavaux; Wandelt, 2012; Sutter et al., 2014; Mao et al., 2017). Sin embargo, este enfoque no permite tener en cuenta fácilmente los patrones anisótropos debido a las distorsiones RSD, inducidas por la dinámica de las galaxias.

Resulta más conveniente utilizar la función de correlación. Sabemos que en el espacio real, la función de correlación debe manifestar simetría esférica, por lo que los patrones anisótropos observados en las mediciones constituyen una clara evidencia de la presencia de distorsiones geométricas y dinámicas. De esta manera, la función de correlación puede usarse en un test AP a partir del análisis cuantitativo de estos patrones. Además, los modelos dinámicos de la Sección 4.5 permiten cuantificar la contribución de las distorsiones RSD en estos patrones a partir de principios físicos. Hacemos énfasis en que el ingrediente principal de estos modelos es la Ec. (4.12) que describe el perfil radial de velocidad, que no sólo es importante desde el punto de vista dinámico, sino también desde el punto de vista cosmológico, ya que depende de parámetros fundamentales como  $H(z)$  y  $\beta(z)$ . Recuérdese que  $H(z)$  depende, a su vez, de parámetros cosmológicos globales como  $h$ ,  $\Omega_m$  y  $\Omega_\Lambda$  (Ec. 2.43). Este enfoque ha sido investigado meticulosamente en la literatura, tanto en simulaciones como en observaciones (Paz et al., 2013; Hamaus et al., 2015; Cai et al., 2016; Hamaus et al., 2016; Achitouv, 2017; Achitouv et al., 2017; Chuang et al., 2017; Hamaus et al., 2017; Hawken et al., 2017; Achitouv, 2019; Nadathur; Percival, 2019; Nadathur; Carter; Percival, 2019; Nadathur et al., 2019; Hawken et al., 2020; Nadathur et al., 2019; Hamaus et al., 2020; Nadathur et al., 2020). El estudio de la función de correlación cruzada void-galaxia como prueba cosmológica constituye uno de los principales temas a tratar en el presente trabajo.



## 5 Conjunto de datos

En este capítulo, presentamos el conjunto de datos que usaremos a lo largo de todo el trabajo. Específicamente, describiremos la simulación numérica y catálogos simulados resultantes usados para calibrar los diferentes tests y modelos, el método de identificación de voids, y finalmente, el catálogo espectroscópico de galaxias usado para comparar resultados observacionales con las correspondientes predicciones teóricas.

### 5.1 Simulación Millennium XXL

Para realizar gran parte del trabajo, usamos la simulación Millennium XXL ([Angulo et al., 2012](#), de aquí en adelante MXXL), una extensión de las simulaciones Millennium ([Springel et al., 2005](#)) y Millennium II ([Boylan-Kolchin et al., 2009](#)). La MXXL sigue la evolución no lineal de  $6720^3$  partículas de materia oscura dentro de un volumen cúbico y periódico de  $3000 h^{-1}\text{Mpc}$  de lado. La masa por partícula es de  $8.456 \times 10^9 h^{-1}M_{\odot}$ . Fue diseñada a partir de una cosmología estándar  $\Lambda\text{CDM}$  plana con los mismos parámetros cosmológicos que sus antecesoras:  $\Omega_m = 0.25$ ,  $\Omega_{\Lambda} = 0.75$ ,  $\Omega_b = 0.045$ ,  $\Omega_{\nu} = 0.0$ ,  $h = 0.73$ ,  $n_s = 1.0$  y  $\sigma_8 = 0.9$ . Usamos los *snapshots*<sup>1</sup> correspondientes a los redshifts  $z = 0.51$ ,  $0.99$ , y  $1.50$ , los cuales se asumirán como los redshifts medios de las correspondientes muestras seleccionadas para los diferentes análisis.

La MXXL es una de las simulaciones cosmológicas más grandes construidas hasta la fecha. El volumen simulado es equivalente al del Universo observable hasta el redshift  $0.72$ , es más de 200 veces más grande que aquel de su antecesora Millennium, y cerca de 7 veces más grande que el volumen del relevamiento Baryon Oscillation Spectroscopic Survey, por lo que resulta ideal para conducir estudios de factibilidad de diversos tests cosmológicos. Esto es especialmente adecuado para el estudio de los voids. La resolución en masa es suficiente para identificar halos de materia oscura hospedando galaxias con masas estelares de  $1.5 \times 10^{10} h^{-1}M_{\odot}$ , considerablemente menores que la Vía Láctea, y a la vez predecir robustamente las propiedades internas de los halos correspondientes a cúmulos muy masivos, representados por más de  $10^5$  partículas de materia oscura. La Figura 10 muestra el campo de densidad de materia oscura en la MXXL para el snapshot  $z = 0$ , con varios zooms en diferentes escalas.

Los halos de materia oscura de la MXXL fueron elegidos como trazadores de la materia para efectuar los distintos análisis, los cuales fueron identificados como grupos de más de 60 partículas usando un algoritmo *friends-of-friends*, con un parámetro de vínculo

<sup>1</sup> *Snapshot*: término en inglés que se refiere a una toma instantánea de la simulación.

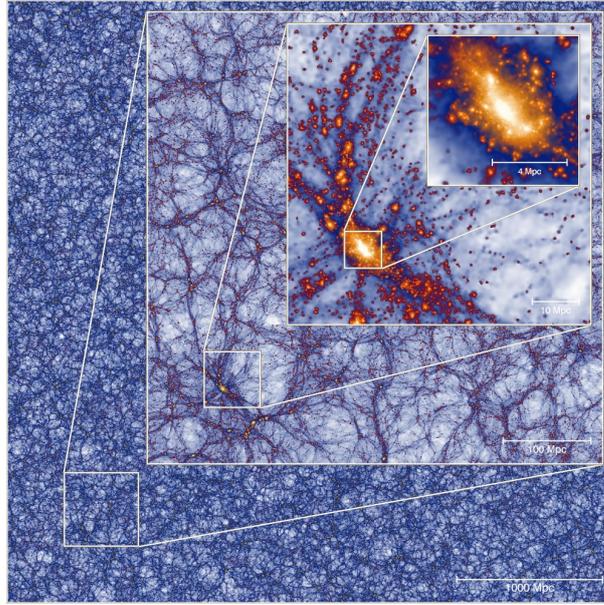


Figura 10 – Distribución espacial de la materia oscura en la simulación Millennium XXL correspondiente al snapshot  $z = 0$ , haciendo foco en el halo más masivo que contiene. Cada zoom representa un aumento en un factor 8 de la región señalada; la longitud de cada recuadro varía desde 4.1 Gpc para la imagen global hasta 8.1 Mpc para el zoom más interno. Todas los recuadros constituyen proyecciones de una rodaja delgada de la simulación con un grosor de 8 Mpc. *Créditos de la figura:* R. Angulo <[https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/mpa/research/current\\_research/hl2011-9/hl2011-9-en.html](https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/mpa/research/current_research/hl2011-9/hl2011-9-en.html)>.

de 0.2 veces la separación media entre partículas. En todos los casos, elegimos un corte inferior en la masa de  $5 \times 10^{11} h^{-1} M_{\odot}$ .

La simulación provee la posición  $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)$  [ $h^{-1}\text{Mpc}$ ] y la velocidad peculiar  $\mathbf{v} = (v_1, v_2, v_3)$  [ $\text{km s}^{-1}$ ] de cada halo en un sistema Cartesiano de coordenadas comóviles. Para simular las distorsiones RSD, elegimos al eje  $x_3$  en representación de la dirección LOS, asumiendo la aproximación de observador distante. Para los propósitos de este trabajo, esta suposición es válida por dos razones principales. Por un lado, los redshifts de los snapshots usados son lo suficientemente lejanos con respecto a las distancias void-céntricas tratadas. Por otro lado, aunque el volumen simulado es muy grande, consideramos a la simulación como un *catálogo mock*<sup>2</sup> simplificado, periódico, completo en volumen y sin ninguna función de selección compleja. El volumen simulado sólo es importante para disponer de muestras ricas en voids para detectar, con buena señal, los diferentes tipos de efectos sistemáticos que se manifiestan en el espacio de redshift. De acuerdo a la Ec. (3.48), aplicamos la siguiente fórmula para desplazar las coordenadas en la dirección LOS de los halos para simular el efecto RSD:

$$\tilde{x}_3 = x_3 + \frac{1+z}{H(z)} v_3, \quad (5.1)$$

<sup>2</sup> *Catálogo mock*: término en inglés que se refiere a un catálogo simulado que reproduce las condiciones observacionales de un relevamiento.

donde  $\tilde{x}_3$  denota la coordenada  $x_3$  desplazada. Dada la cosmología de la MXXL, el parámetro de Hubble puede expresarse en términos de los parámetros cosmológicos como sigue:

$$H(z) = 100 h \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}. \quad (5.2)$$

A su vez, la condición de planitud implica que

$$\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_m. \quad (5.3)$$

## 5.2 Identificador esférico de voids

Para identificar voids a partir de la distribución espacial de los halos de la MXXL, utilizamos el identificador esférico desarrollado por [Ruiz et al. \(2015\)](#), basado en el método original desarrollado por [Padilla, Ceccarelli & Lambas \(2005\)](#). Este método se basa en el contraste integrado de densidad de regiones subdensas asumiendo simetría esférica. Dado que la identificación de voids constituye una instancia fundamental de nuestro trabajo, detallamos a continuación los principales pasos de este procedimiento.

1. *Teselación de Voronoi.* Se lleva a cabo una teselación de Voronoi para estimar el campo de densidad: cada halo tiene una celda poligonal asociada con un volumen  $V_{\text{cell}}$ , y una densidad dada por la inversa de dicho volumen:  $\rho_{\text{cell}} = 1/V_{\text{cell}}$ . Usamos una versión paralelizada de la librería pública VORO++ ([Rycroft, 2009](#)).
2. *Selección de candidatos.* Se realiza una primera selección de regiones subdensas candidatas, eligiendo aquellas celdas Voronoi que satisfagan el siguiente criterio en el contraste de densidad local:  $\delta_{\text{cell}} < -0.7$ . Cada celda subdensa se considera el centro de un potencial void.
3. *Crecimiento de esferas.* Haciendo centro en cada candidato, se computa el contraste integrado de densidad,  $\Delta(r)$ , en sucesivas esferas de radio  $r$  hasta satisfacer un criterio en la densidad dependiente del redshift,  $\Delta_{\text{id}}$ . La convención elegida es  $\Delta_{\text{id},0} = -0.9$  para  $z = 0$ , valor a partir del cual se extrapola al redshift deseado a partir del modelo de evolución esférica ([Gunn; Gott III, 1972](#); [Lilje; Lahav, 1991](#)).
4. *Optimización.* Una vez que los primeros candidatos a voids fueron identificados, el paso 3 se ejecuta nuevamente, comenzando esta vez en una nueva posición desplazada aleatoriamente un valor proporcional a 0.25 veces el radio del candidato. Luego, se actualiza el centro de void a esta nueva posición si el radio computado resulta más grande que el anterior. Este proceso se repite iterativamente hasta lograr convergencia hacia una esfera de radio máximo posible. Como criterio de convergencia, convinimos que la esfera óptima se logra si el algoritmo es incapaz de encontrar una más grande durante el lapso de 50 iteraciones. En total, el algoritmo realiza entre 200 y 300

iteraciones. De esta manera, el procedimiento imita una caminata aleatoria alrededor del centro original con el fin de obtener la mayor esfera posible en aquel mínimo local del campo de densidad.

5. *Filtro por solapamiento.* Finalmente, se limpia la lista de candidatos, de manera que cada esfera resultante no se solape con ninguna otra. Este filtro se realiza ordenando la lista de candidatos por tamaño de mayor a menor, comenzando a comparar con la más grande. El resultado final es un catálogo de voids esféricos no solapados, cada uno con un centro bien definido, un radio  $R_v$ , y un contraste integrado de densidad que lo define:  $\Delta(R_v) = \Delta_{id}$ .

Un comentario importante acerca del paso 3. La elección del valor  $\Delta_{id,0}$  está motivada por estudios previos que usan voids identificados a partir de trazadores de materia como halos o galaxias, los cuales guardan una relación de bias con la materia total. Para voids de materia, es decir, identificados a partir de la distribución espacial de las partículas de materia oscura, existe un valor teórico:  $\Delta_{id,0} = -0.8$ , correspondiente al momento del cruzamiento de cáusticas en el proceso de expansión, considerado el momento de formación de un void propiamente dicho (Sheth; van de Weygaert, 2004; Jennings; Li; Hu, 2013). Sin embargo, no es trivial la extrapolación al valor correspondiente para voids identificados a partir de trazadores. Existen estudios que proveen evidencias acerca de una posible relación de bias entre ambos tipos de voids, de materia y de trazadores (Furlanetto; Piran, 2006; Chan; Hamaus; Desjacques, 2014; Pollina et al., 2017; Chan; Hamaus; Biagetti, 2019; Contarini et al., 2019; Fang et al., 2019; Pollina et al., 2019; Schuster et al., 2019; Chan et al., 2020). Como argumenta Contarini et al. (2019), si se asume que los voids de materia y de trazadores poseen el mismo radio al momento del cruzamiento de cáusticas, esto implica que los últimos deben encontrarse embebidos en un ambiente de menor densidad. Por lo tanto, si el bias es mayor a 1, entonces el contraste de densidad en los trazadores debe alcanzar valores tan bajos que incluso el fenómeno de cruzamiento de cáusticas puede no ocurrir. En vista de esto, una práctica común es definir a los voids identificados a partir de los trazadores imponiendo un umbral en el contraste de densidad lo más bajo posible. Trabajos previos que usan el identificador esférico han demostrado que la elección  $\Delta_{id,0} = -0.9$  (extrapolando este valor al correspondiente redshift a partir del modelo esférico) resulta en muestras de voids con una dinámica bien caracterizada y adecuadas para análisis cosmológicos (véase por ejemplo los trabajos de Ceccarelli et al. (2013) y Paz et al. (2013)). En el próximo capítulo, reforzaremos este concepto al presentar un nuevo test cosmológico basado en voids identificados de esta manera.

Tabla 1 – Características principales de los catálogos de halos y voids usados en el Capítulo 6. De izquierda a derecha: snapshot de la simulación MXXL, número de halos de materia oscura que contiene, umbral de densidad usado en la identificación de voids, y número de voids identificados.

Snapshot	Halos	$\Delta_{\text{id}}$	Voids
0.51	136 993 439	-0.8764	333 741
0.99	133 688 808	-0.8533	305 082
1.50	118 244 901	-0.8302	254 993

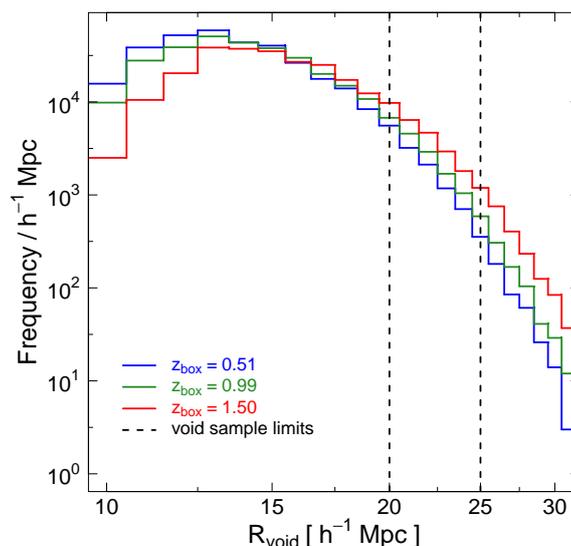


Figura 11 – Distribución de radios correspondiente a los catálogos de voids de la Tabla 1. Las rectas verticales de trazos delimitan las muestras de voids usadas para evaluar el test cosmológico presentado en el Capítulo 6.

### 5.3 Catálogos de voids I

Para el análisis del Capítulo 6, donde se presenta un nuevo test cosmológico, identificamos voids usando los tres snapshots de la MXXL, a saber,  $z = 0.51$ ,  $0.99$  y  $1.50$ . Para ello, adoptamos la misma cosmología de la simulación para calcular distancias y densidades, necesarias en la definición de void. Además, llevamos a cabo la identificación en el espacio real. Las razones de esta elección quedarán claras en el mencionado capítulo y en los siguientes. La Tabla 1 contiene las características principales de los catálogos de halos y voids usados para este análisis, en tanto que la Figura 11 muestra la distribución de radios correspondiente a estos últimos.

Para desarrollar el test cosmológico, seleccionamos muestras de voids a partir de un corte en los tamaños en el rango  $20 \leq R_v/h^{-1}\text{Mpc} \leq 25$  aplicado a cada snapshot de la MXXL. Estas muestras están delimitadas por las dos rectas verticales de trazos de la figura. Hemos verificado que los resultados no son sensibles al tamaño de los voids usados. Sin embargo, tomar voids de tamaños grandes asegura que sean mayoritariamente de tipo

R, lo que simplifica el modelado del perfil de densidad (véase la Sección 6.3.1 para más detalles). El número de voids encontrados en cada muestra son los siguientes: 10157 para  $z = 0.51$ , 13703 para  $z = 0.99$ , y 21034 para  $z = 1.50$ .

## 5.4 Catálogos de voids II

En los Capítulos 7, 8 y 9, estudiaremos los efectos de las distorsiones RSD y AP en el proceso de identificación de voids, y el posterior impacto que esto tiene en las mediciones de la función de tamaños y de la función de correlación. Para este análisis, nos enfocamos solamente en el snapshot  $z = 0.99$  tomado como representativo, ya que los snapshots restantes revelan resultados similares. Aplicamos el identificador de voids de dos maneras, resultando en dos tipos de catálogos.

En el primer caso, adoptamos la misma cosmología de la simulación MXXL, como procedimos en la sección anterior. A su vez, con el fin de estudiar el impacto de las distorsiones RSD, llevamos a cabo la identificación en ambas configuraciones espaciales, real y de redshift. Nos referiremos a los catálogos resultantes como los *catálogos de cosmología verdadera* (de aquí en adelante catálogos TC)<sup>3</sup>: TC-rs para la versión en el espacio real, y TC-zs para la versión en el espacio de redshift.

En el segundo caso, con el fin de estudiar el impacto combinado de las distorsiones RSD y AP, modificamos el sistema de coordenadas de la simulación de acuerdo a dos cosmologías fiduciaras diferentes. Específicamente, fijamos todos los parámetros globales de la MXXL a excepción de  $\Omega_m$  y  $\Omega_\Lambda$ , pero de tal manera que la cosmología siga siendo plana, es decir, que la Ec. (5.3) siga siendo válida. Concretamente, elegimos dos valores fiduciaros para  $\Omega_m$ , uno menor y otro mayor con respecto al valor verdadero:  $\Omega_m^l = 0.20$  y  $\Omega_m^u = 0.30$ . En este caso, la identificación de voids se llevó a cabo sólo en el espacio de redshift por razones que quedarán claras en el Capítulo 8. Nos referiremos a los catálogos resultantes como los *catálogos de cosmología fiduciaria* (de aquí en adelante catálogos FC)<sup>4</sup>: FC-l para la versión con  $\Omega_m^l = 0.20$ , y FC-u para la versión con  $\Omega_m^u = 0.30$ .

La Tabla 2 muestra las principales características de los catálogos de voids usados para este análisis. Estos catálogos fueron identificados con un umbral en la densidad de  $\Delta_{id} = -0.8533$  de acuerdo a la Tabla 1. Para el desarrollo del Capítulo 7, será necesario definir adicionalmente dos subcatálogos a partir de los catálogos TC. Para evitar confusión con la nomenclatura, nos referiremos a los catálogos originales, como fueron presentados hasta aquí, como los *catálogos completos* o *full*: TC-rs-f para la versión en el espacio real, y TC-zs-f para la versión en el espacio de redshift. Los subcatálogos en cuestión serán definidos en detalle en la Sección 7.2 del mencionado capítulo, y nos referiremos a ellos

<sup>3</sup> TC: sigla que proviene del término en inglés *true cosmology*.

<sup>4</sup> FC: sigla que proviene del término en inglés *fiducial cosmology*.

Tabla 2 – Características principales de los catálogos de voids usados en los Capítulos 7, 8 y 9. Estos catálogos corresponden al snapshot  $z = 0.99$  de la simulación MXXL, y fueron identificados usando un umbral en la densidad de  $\Delta_{\text{id}} = -0.8533$ . De izquierda a derecha: catálogo, cosmología usada en la definición, elección de  $\Omega_m$ , configuración espacial donde se llevó a cabo la identificación, subcatálogo de acuerdo a la condición de biyectividad, número de voids, y efectos sistemáticos considerados.

Catálogo	Cosmología	$\Omega_m$	Espacio	Subcatálogo	Voids	E. sistemáticos
TC-rs-f	MXXL	0.25	real	full	463 690	ninguno
TC-rs-b	MXXL	0.25	real	biyectivo	318 784	ninguno
TC-zs-f	MXXL	0.25	redshift	full	455 482	RSD
TC-zs-b	MXXL	0.25	redshift	biyectivo	318 784	RSD
FC-l	Fiduciaria	0.20	redshift	full	375 560	AP + RSD
FC-u	Fiduciaria	0.30	redshift	full	526 552	AP + RSD

como los *catálogos biyectivos*: TC-rs-b para la versión en el espacio real, y TC-zs-b para la versión en el espacio de redshift. Esencialmente, estos voids biyectivos constituyen un subconjunto de los voids full en el que cada void posee una única contraparte en la otra configuración espacial, de tal manera que ambos muestrean la misma región del espacio. En otras palabras, se trata de pares de voids apareados, uno en el espacio real, y su contraparte en el espacio de redshift (y viceversa).

Nótese que el catálogo TC-rs-f debería corresponderse con la segunda entrada de la Tabla 1. No obstante, este catálogo tiene más elementos. Esto se debe a que relajamos el criterio del paso (2) en el proceso de identificación por un valor más chico:  $\delta_{\text{cell}} < -0.4$ . Esto permite obtener una muestra más completa de voids, un aspecto importante en el análisis de abundancias. No obstante, esta modificación no es tan importante ya que sólo resulta en un incremento de los voids más pequeños, los cuales son generalmente irrelevantes desde el punto de vista estadístico (véase la Sección 7.2 para más detalles al respecto).

Con el fin de visualizar cómo opera el identificador de voids, la Figura 12 muestra dos rodajas de la simulación MXXL donde se observa la distribución espacial de sus halos y voids, estos últimos tomados de los catálogos TC de la Tabla 2. Para lograr esta representación, se usó la Ec. (5.1) para simular el efecto RSD. En el panel izquierdo, la rodaja tiene las siguientes dimensiones:  $500 \leq x_1/h^{-1}\text{Mpc} \leq 1000$ ,  $500 \leq x_2/h^{-1}\text{Mpc} \leq 1000$  y  $95 \leq x_3/h^{-1}\text{Mpc} \leq 105$ . Por lo tanto, es una representación de la estructura a gran escala en el plano del cielo. En el panel derecho, por otro lado, la rodaja tiene las siguientes dimensiones:  $500 \leq x_1/h^{-1}\text{Mpc} \leq 1000$ ,  $95 \leq x_2/h^{-1}\text{Mpc} \leq 105$  y  $500 \leq x_3/h^{-1}\text{Mpc} \leq 1000$ , es decir, es una representación de la distribución de halos y voids a lo largo de la línea de la visual. En ambos casos, los centros de void en el espacio real fueron representados con pequeños círculos azules, mientras que los centros en el espacio de redshift, con cuadrados

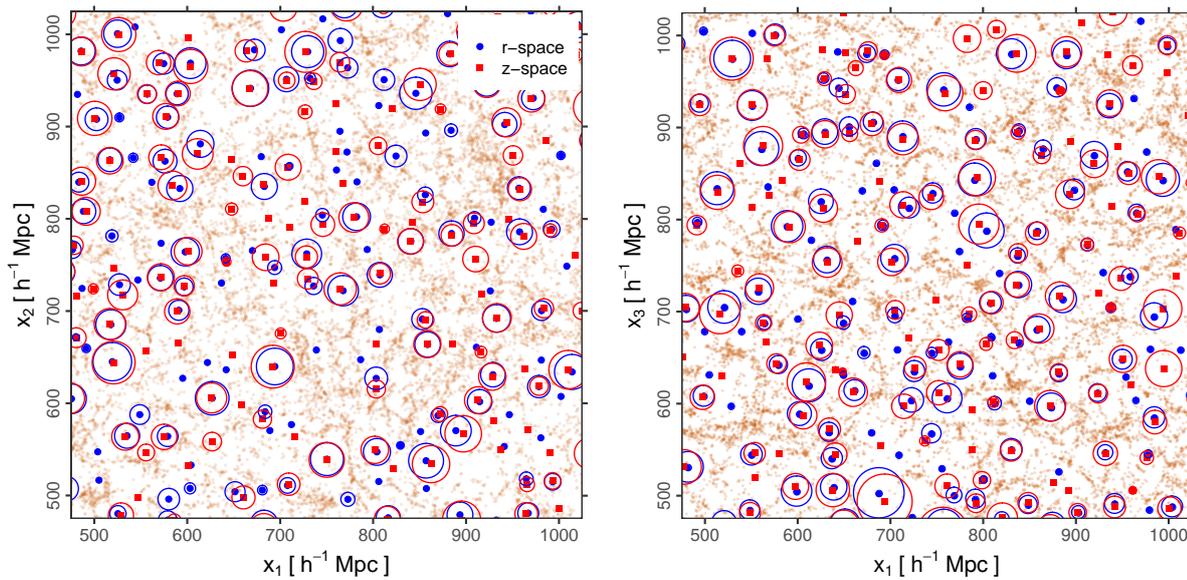


Figura 12 – Rodajas de la simulación MXXL que muestran la distribución espacial de sus halos y voids, estos últimos tomados de los catálogos TC de la Tabla 2. Ambas rodajas tienen un grosor de  $10 h^{-1}\text{Mpc}$ . Se usó la Ec. (5.1) para simular el efecto RSD. Los voids identificados en el espacio real están representados en azul, mientras que la identificación en el espacio de redshift, en rojo. Los voids biyectivos, a su vez, se indican con círculos que representan la intersección de sus volúmenes con el plano medio de la rodaja. Cada par de voids biyectivos muestrea la misma región del espacio. *Panel izquierdo*. Representación de la estructura a gran escala en el plano del cielo. *Panel derecho*. Representación análoga en la dirección de la visual.

rojos. Los círculos grandes del mismo color que los abarcan representan la intersección del volumen de los voids con el plano medio de la rodaja, aunque sólo fue graficado el caso especial de los biyectivos.

## 5.5 Relevamiento Baryon Oscillation Spectroscopic Survey

El relevamiento espectroscópico Baryon Oscillation Spectroscopic Survey (Dawson et al., 2013, BOSS) es un producto del programa de observación de seis años del SDSS-III (desde mediados de 2008 a mediados de 2014), el cual se llevó a cabo mediante el telescopio de campo amplio de 2.5 m ubicado en el Observatorio Apache Point en Nuevo México, Estados Unidos. El programa tenía como objetivo construir cuatro relevamientos orientados al estudio de tres temas científicos: (i) la energía oscura y los parámetros cosmológicos, (ii) la estructura, dinámica y evolución química de la Vía Láctea, y (iii) la arquitectura de sistemas planetarios. BOSS, en particular, fue diseñado para el primer propósito, para lo cual se planteó el objetivo de medir el redshift de 1.5 millones de galaxias rojas luminosas y la absorción Lyman- $\alpha$  de aproximadamente 160 mil cuásares de alto redshift. El proyecto científico principal consiste en detectar la escala característica impresa por las oscilaciones

acústicas bariónicas en el Universo temprano (150 Mpc aproximadamente) y usarla como regla estándar para determinar la escala de distancias cósmica con una precisión del 1.0% a  $z = 0.35$ , 1.1% a  $z = 0.6$ , y 1.5% at  $z = 2.5$ , logrando así ajustes muy precisos del parámetro de la ecuación de estado de la energía oscura. Las mediciones de alta precisión sobre un amplio rango de redshifts y escalas abrirá las puertas a estudios minuciosos y profundos acerca del origen de la estructura cósmica y del contenido energético del Universo. En vista de esto, además de los análisis de la señal BAO, las características de este relevamiento resultan ideales para llevar a cabo tests similares con voids. El panel derecho de la Figura 1 muestra la cobertura del Universo de BOSS y su extensión, eBOSS.

En el Capítulo 10, presentaremos resultados preliminares usando este relevamiento. Específicamente, analizaremos la función de correlación cruzada void-galaxia medida a partir de estos datos. Para realizar esta parte del trabajo, usamos las muestras CMASS y LOWZ de la Edición 12 de BOSS (BOSS DR12). Estas muestras contienen 864464 y 333082 galaxias en los hemisferios norte y sur, respectivamente.

## 5.6 Catálogos simulados MultiDark Patchy

Para interpretar las mediciones de BOSS, usamos los catálogos simulados MultiDark Patchy (Kitaura et al., 2016; Rodríguez-Torres et al., 2016), una serie de mocks en formato de cono de luz que reproducen con alta fidelidad la estructura observada en los datos del DR12 en todas las escalas relevantes, lo cual permite un análisis robusto de la señal BAO y de las distorsiones en el espacio de redshift. Estos mocks permiten sondear la evolución cósmica en el rango de redshifts comprendido entre 0.15 a 0.75. Han sido calibrados usando un catálogo de galaxias de referencia basado en la técnica denominada *halo abundance matching* aplicado a los datos de BOSS DR12. La producción de los mismos consta de cinco pasos. Primero, se genera un catálogo de referencia preciso, para lo cual se usa una simulación de N-cuerpos grande capaz de resolver los distintos halos y la correspondiente subestructura. Esta técnica se aplica en distintos bins de redshift para obtener una evolución detallada del bias en las galaxias, cubriendo así el rango de redshifts correspondiente a las galaxias de BOSS DR12. De esta manera, se obtienen varios catálogos mocks en volúmenes cúbicos de  $2500 h^{-1}\text{Mpc}$  de lado a diferentes redshifts. Segundo, se entrena el método para hacer coincidir las estadísticas de dos y tres puntos en todos los catálogos mocks. En el tercer paso, se asignan masas estelares a los halos individuales. En el cuarto paso, se genera un cono de luz, el cual incluye efectos de selección, máscaras y que combina los diferentes volúmenes generados en diferentes redshifts. Finalmente, los mocks resultantes se comparan con las observaciones. El proceso se itera hasta lograr la precisión deseada en las diferentes mediciones estadísticas. Para nuestro análisis, dispusimos de 2048 mocks para cada hemisferio.

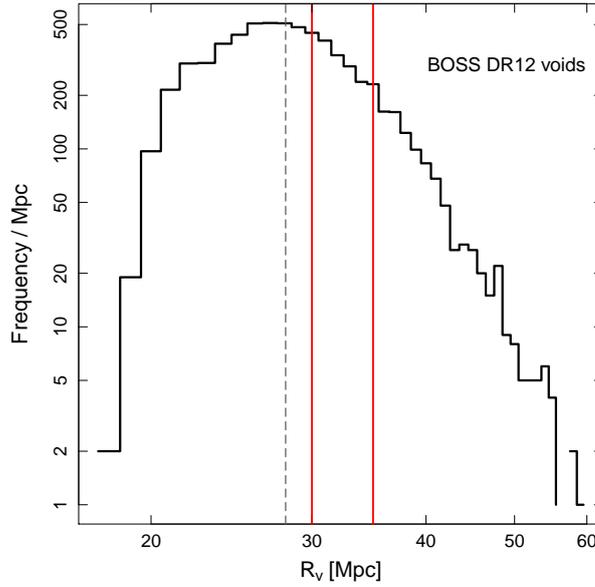


Figura 13 – Distribución de radios correspondiente a los voids del relevamiento BOSS DR12. La recta gris de trazos indica la mediana de la distribución. Las rectas rojas continuas delimitan las muestras usadas para el análisis de la función de correlación cruzada void-galaxia en el Capítulo 10.

Los catálogos de referencia fueron construidos a partir de una realización extraída de las simulaciones Big MultiDark (Klypin et al., 2016), la cual fue diseñada a partir del código GADGET 2, con  $3840^3$  partículas en un volumen cúbico periódico de  $2500 h^{-1}\text{Mpc}$  de lado. Está basada en una cosmología estándar  $\Lambda\text{CDM}$  plana de acuerdo a los resultados de la misión Planck, con los siguientes parámetros:  $\Omega_m = 0.307115$ ,  $\Omega_b = 0.048206$ ,  $h = 0.6777$ ,  $n_s = 0.9611$  y  $\sigma_8 = 0.8288$ . Los halos de materia oscura fueron identificados a partir del método *BoundDensity Maximum halo finder*, a la vez que se usó la mencionada técnica de halo abundance matching para poblar los halos de galaxias.

## 5.7 Catálogos de voids III

Para identificar voids a partir de los mocks Patchy y de las galaxias de BOSS DR12, aplicamos el identificador esférico descrito en la Sección 5.2, usando en ambos casos la cosmología fiduciaria de los mocks Patchy y un umbral en la densidad de  $\Delta_{\text{id}} = -0.9$ . Encontramos un total de 4784 y 1873 voids en los hemisferios norte y sur, respectivamente (6657 voids en total). Éstos están distribuidos en un rango de redshifts comprendido entre 0.2 y 0.8, con un redshift medio de  $z_{\text{BOSS}} = 0.48$ . La Figura 13 muestra la distribución de radios de estos voids. La recta vertical gris de trazos indica la mediana de la distribución. Para realizar el análisis de la función de correlación seleccionamos dos muestras (delimitadas por las rectas verticales rojas en la figura): una con tamaños comprendidos en el rango  $30 \leq R_v/\text{Mpc} \leq 35$ , y la otra con tamaños en el rango  $R_v \geq 30 \text{ Mpc}$ .

## 6 Diseño de un nuevo test cosmológico

### Resumen

Presentamos un nuevo test cosmológico basado en la distribución espacial de las galaxias alrededor de voids sin asumir una cosmología fiduciaria. El test se fundamenta en un modelo físico para la función de correlación cruzada void-galaxia proyectada de forma perpendicular y paralela a la línea de la visual. Las correlaciones se miden directamente en términos de distancias angulares y diferencias de redshift entre pares void-galaxia, de manera que no es necesario asumir una cosmología fiduciaria. Este modelo reproduce las distorsiones RSD y AP que se manifiestan acopladas en las mediciones. También tiene en cuenta la mezcla de escalas debido al rango de proyección en cada dirección. El modelo es general, aplicable a cualquier esquema de binnedo, no sólo al caso de las correlaciones proyectadas. Depende principalmente de dos parámetros cosmológicos:  $\Omega_m$  (más sensible a las distorsiones AP) y  $\beta$  (más sensible a las distorsiones RSD). El test fue calibrado mediante la simulación MXXL para diferentes redshifts, logrando recuperar con éxito los parámetros cosmológicos inherentes a la misma. El método es robusto con el redshift y el rango de proyección. Las matrices de covarianza de los datos asociadas son relativamente pequeñas, lo que reduce el ruido en el análisis Bayesiano, y por ende, permite reducir el número de catálogos mocks para estimarlas. El desempeño del método evaluado en este trabajo indica que será completamente factible de aplicarse en datos observacionales. Esta parte del trabajo ha sido publicada en la revista *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (Correa et al., 2019).

### 6.1 Fundamentos del test

#### 6.1.1 Distorsiones geométricas y dinámicas

Medir la función de correlación cruzada void-galaxia involucra medir distancias ente pares formados por un centro de void y una galaxia. Tres cantidades observables caracterizan esta separación: el ángulo  $\theta$  comprendido entre el centro de void y la galaxia, medido en el plano del cielo, el redshift  $z$  de la galaxia, un indicador de su distancia radial, y el redshift  $z'$  del centro del void, provisto por el identificador. De acuerdo a la Ecs. (3.62) y (3.63), las respectivas separaciones comóviles en las direcciones POS y LOS,  $\sigma$  y  $\pi$ , se calculan a partir de estos observables por medio de las siguientes relaciones:

$$\sigma = D_M(z') \theta \quad (6.1)$$

y

$$\pi = |\chi(z) - \chi(z')|. \quad (6.2)$$

En realidad, la Ec. (6.2) es una generalización de la Ec. (3.63), ya que las separaciones void-céntricas pueden ser grandes. Como vimos en la Sección 3.6, es necesario asumir valores fiduciaros de los parámetros cosmológicos para poder estimar  $\sigma$  y  $\pi$  a partir de los observables, induciendo posibles distorsiones en la distribución espacial de las galaxias que rodean a los voids debido al efecto AP.

Las distorsiones dinámicas, por otro lado, se cuantifican a partir de las Ecs. (3.49) y (3.50), las cuales reescribimos nuevamente aquí para tener a mano el conjunto de ecuaciones relevantes para diseñar el test:

$$\sigma = r_{\perp} \quad (6.3)$$

y

$$\pi = r_{\parallel} + \frac{1+z}{H(z)} v_{\parallel}. \quad (6.4)$$

Recuérdese que  $r_{\perp}$  y  $r_{\parallel}$  son los análogos en el espacio real de  $\sigma$  y  $\pi$ , respectivamente, mientras que  $v_{\parallel}$  es la componente en la dirección LOS de la velocidad peculiar de la galaxia en cuestión.

Será conveniente definir una nueva cantidad para expresar la separación en la dirección LOS del par void-galaxia en términos de la diferencia de sus redshifts:

$$\zeta := |z - z'|. \quad (6.5)$$

A lo largo de este capítulo, distinguiremos entre tres configuraciones espaciales: (i) el *espacio observable*<sup>1</sup> definido por las coordenadas observables  $(\theta, \zeta)$ , (ii) el *espacio real* definido por las coordenadas  $(r_{\perp}, r_{\parallel})$ , libre de distorsiones, y (iii) el *espacio de redshift* definido por las coordenadas  $(\sigma, \pi)$ , en el cual las distorsiones RSD y AP se manifiestan acopladas.

Antes de proseguir, un comentario importante acerca de los redshifts mencionados. Estrictamente, no es posible obtener el redshift  $z'$  del centro de un void por medios directos a partir del corrimiento de líneas espectrales. Esto sólo es posible para cuerpos astrofísicos como las galaxias. Sin embargo,  $z'$  puede obtenerse indirectamente a partir del identificador de voids al momento de localizar los correspondientes centros. Esto se logra mediante una transformación inversa de las coordenadas comóviles del centro a coordenadas en el espacio observable. Por el momento, sólo nos interesa  $z'$  para el modelado teórico. La cuestión de la identificación de voids de una manera no fiduciaria, es decir, directamente en el espacio observable, aún no ha sido investigada. Cualquiera sea el método que se utilice, es inevitable asumir una escala con unidades físicas. Para empeorar la situación, los efectos

<sup>1</sup> En este capítulo, usaremos la notación  $\theta$  y  $\zeta$  en vez de  $\Delta\phi$  y  $\Delta z$ , que veníamos utilizando, ya que es la notación usada en Correa et al. (2019), trabajo en la que se basa esta parte de la tesis.

RSD y AP tienen un impacto directo en el proceso de identificación en sí, generando distorsiones adicionales en la medición de la función de correlación. Abordaremos esta problemática en detalle en el Capítulo 7. Por tal motivo, con el fin de diseñar y calibrar el test apropiadamente en este capítulo, hemos aplicado el identificador esférico a los halos de la MXXL utilizando la cosmología de la simulación y trabajando en el espacio real, obteniendo así el conjunto de datos detallado en la Sección 5.3. De esta manera, nos aseguramos de obtener voids genuinos, cuya evolución y propiedades físicas pueden describirse correctamente a partir del marco desarrollado en el Capítulo 4. Los efectos sistemáticos adicionales en la medición de la función de correlación debido a la identificación observacional de voids, es decir, en el espacio de redshift, serán abordados en el Capítulo 9.

### 6.1.2 Test libre de cosmología fiduciaria y mezcla de escalas

Nuestro método aporta dos aspectos novedosos. En primer lugar, las correlaciones se tratan directamente en términos de las cantidades observables  $\theta$  y  $\zeta$ , obteniéndose así la función de correlación cruzada void-galaxia en el espacio observable,  $\xi^s(\theta, \zeta)$ . De esta manera, no es necesario asumir una cosmología fiduciaria, a la vez que el efecto AP es tenido en cuenta de manera natural. Por simplicidad, de aquí en adelante prescindiremos del superíndice  $s$  que se refiere a cantidades definidas en un espacio distinto al real.

El segundo aspecto está relacionado con un tercer tipo de efecto sistemático, adicional a los efectos RSD y AP, y que también conduce a desviaciones entre las observaciones y las predicciones teóricas al modelar la función de correlación. Los modelos evalúan la función de correlación en un dado punto del espacio. En contraste, el proceso de medición requiere definir un esquema de binnedo, de manera que varias escalas se mezclan. Esto no constituye un problema si el binnedo es prácticamente diferencial, no obstante, lo que se obtiene es una señal pobre. Por el contrario, incrementar el tamaño de los bins aumenta la señal, pero así también lo hace la mezcla de escalas. Por tal motivo, los modelos de correlación deben tener en cuenta este efecto, que encuentra una descripción a partir de la geometría y el volumen de los bins. Nuestro método incorpora un tratamiento para la mezcla de escalas. Esto permite trabajar con bins de tamaño arbitrario, más aún, permite trabajar con proyecciones completas de la función de correlación. Esta variante de medir correlaciones que proponemos constituye el estadístico fundamental del test.

## 6.2 Proyecciones de la función de correlación

Como hemos mencionado previamente, la función de correlación es isótropa en el espacio real. Sin embargo, esto deja de valer en el espacio de redshift debido a la presencia acoplada de las distorsiones RSD y AP. En este caso, la simetría esférica se reduce a una simetría acimutal en torno a un eje orientado en la dirección LOS. Por lo tanto, resulta

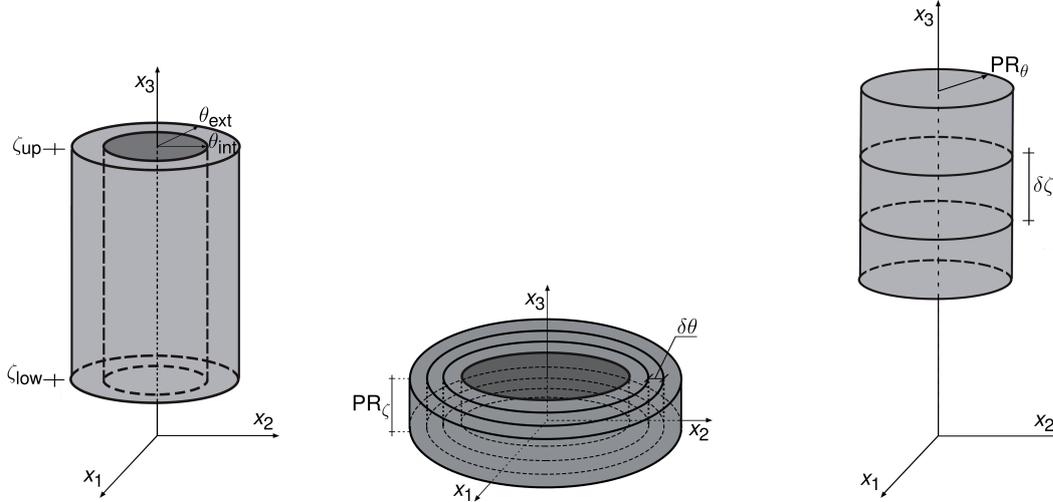


Figura 14 – Esquema de binnedo usado para medir la función de correlación cruzada void-galaxia en el espacio observable. Se ha asumido la aproximación de observador distante. En cada panel se ha representado un sistema de referenciano Cartesiano, trasladando el origen al centro de un hipotético void. El eje  $x_3$  representa la dirección LOS. La función de correlación se estima contando galaxias dentro de estos bins. *Panel izquierdo.* Un bin es un cascarón cilíndrico orientado en la dirección LOS, con radio interno  $\theta_{\text{int}}$ , radio externo  $\theta_{\text{ext}}$ , una altura inferior  $\zeta_{\text{low}} = |z_{\text{low}} - z'|$  y una altura superior  $\zeta_{\text{up}} = |z_{\text{up}} - z'|$ . *Panel central.* Esquema de binnedo para la proyección POS: un conjunto de cascarones cilíndricos anidados y distribuidos en el plano del cielo, cada uno con dimensiones  $\theta_{\text{int}}$ ,  $\theta_{\text{ext}}$ ,  $\zeta_{\text{low}} = 0$  y  $\zeta_{\text{up}} = \text{PR}_\zeta$ .  $\text{PR}_\zeta$  es el rango de proyección en redshift, mientras que  $\delta\theta = \theta_{\text{ext}} - \theta_{\text{int}}$  es el paso incremental en el binnedo. *Panel derecho.* Esquema de binnedo para la proyección LOS: una serie de cilindros llenos orientados en la dirección de la visual, cada uno con dimensiones  $\theta_{\text{int}} = 0$ ,  $\theta_{\text{ext}} = \text{PR}_\theta$ ,  $\zeta_{\text{low}}$  y  $\zeta_{\text{up}}$ .  $\text{PR}_\theta$  es el rango de proyección angular, mientras que  $\delta\zeta = \zeta_{\text{up}} - \zeta_{\text{low}}$ , el correspondiente paso en el binnedo.

instructivo estudiar la función de correlación en coordenadas cilíndricas. En vista de esta simetría, la función de correlación se suele representar como un mapa bidimensional en las coordenadas  $\sigma$  y  $\pi$ , es decir,  $\xi(\sigma, \pi)$ .

Al trabajar en el espacio observable, la función de correlación se representa entonces como un mapa bidimensional en las coordenadas  $\theta$  y  $\zeta$ , es decir,  $\xi(\theta, \zeta)$ . Este estadístico se estima contando pares void-galaxia en bins cilíndricos definidos en el espacio observable. En esta geometría, un bin es un cascarón cilíndrico orientado a lo largo de la dirección LOS, cuyas dimensiones se caracterizan por: un radio interno  $\theta_{\text{int}}$ , un radio externo  $\theta_{\text{ext}}$ , una altura inferior  $\zeta_{\text{low}} = |z_{\text{low}} - z'|$  y una altura superior  $\zeta_{\text{up}} = |z_{\text{up}} - z'|$ . Esto se representa esquemáticamente en el panel izquierdo de la Figura 14.

Si proyectamos  $\xi(\theta, \zeta)$  hacia el plano del cielo (hacia el eje  $\theta$ ) en un dado rango de diferencias de redshift,  $\text{PR}_\zeta$ , obtenemos la *función de correlación POS*, denotada  $\xi_{\text{pos}}(\theta)$ , una función que depende únicamente de la distancia angular  $\theta$ . Por el contrario,

si proyectamos  $\xi(\theta, \zeta)$  en la dirección de la línea de la visual (hacia el eje  $\zeta$ ) en un dado rango angular,  $\text{PR}_\theta$ , obtenemos la *función de correlación LOS*, denotada  $\xi_{\text{los}}(\zeta)$ , una función que depende únicamente de la diferencia de redshift  $\zeta$ . Estas proyecciones de la función de correlación pueden considerarse un caso especial en el esquema de bineado cilíndrico. Específicamente, la función de correlación POS se mide a partir de un conjunto de cascarones cilíndricos anidados distribuidos a lo ancho del plano del cielo, mientras que la función de correlación LOS se mide a partir de una serie de cilindros llenos orientados a lo largo de la línea de la visual. Concretamente, el esquema de bineado de la proyección POS involucra bins con dimensiones  $\theta_{\text{int}}, \theta_{\text{ext}}, \zeta_{\text{low}} = 0$  y  $\zeta_{\text{up}} = \text{PR}_\zeta$ . De esta manera,  $\delta\theta := \theta_{\text{ext}} - \theta_{\text{int}}$  es el paso en el bineado, asumido el mismo para todos los bins (bins equiespaciados). Similarmente, el esquema de bineado de la proyección LOS involucra bins con dimensiones  $\theta_{\text{int}} = 0, \theta_{\text{ext}} = \text{PR}_\theta, \zeta_{\text{low}}$  y  $\zeta_{\text{up}}$ . En este caso, el paso en el bineado es  $\delta\zeta := \zeta_{\text{up}} - \zeta_{\text{low}}$ . Los esquemas de bineado para el caso de las proyecciones están explicados gráficamente en la Figura 14, en los paneles central y derecho. El objetivo de nuestro método es medir y modelar estas dos proyecciones complementarias, teniendo en cuenta las distorsiones RSD y AP, y la mezcla de escalas debido a los rangos de proyección. De esta forma, se obtiene una variante del test AP para inferir los parámetros cosmológicos  $\Omega_m$  y  $\beta$ , como veremos.

Aunque el objetivo final es aplicar el método a un relevamiento espectroscópico de galaxias, la intención en este capítulo es evaluar su desempeño y calibrarlo, para lo cual recurrimos a la simulación MXXL usando sus halos de materia oscura como trazadores de la materia. Para un estudio de este tipo, en el que se asume que el volumen de un snapshot de la simulación constituye un catálogo mock simplificado, periódico, completo en volumen y sin ninguna función de selección compleja, no es necesario emplear ningún estimador que involucre la comparación con un catálogo de partículas aleatorias. Dicho de otra manera, la estimación de la función de correlación puede pensarse en analogía con el estimador natural, Ec. (3.12), en el que el denominador  $RR$  puede estimarse analíticamente. En este contexto, dado un bin cilíndrico  $(i, j)$  en el espacio observable, representado por las coordenadas de su centro geométrico,  $(\theta_i, \zeta_j)$ , el estimador de la función de correlación puede escribirse como

$$\hat{\xi}(\theta_i, \zeta_j) = \frac{DD_{ij}}{RR_{ij}} - 1, \quad (6.6)$$

donde  $DD_{ij}$  se estima contando pares void-halo que caen dentro del bin, mientras que  $RR_{ij}$ , a partir del número esperado de pares en una distribución homogénea. Este último puede computarse analíticamente como el producto entre la densidad de halos, el volumen del bin y el número total de voids.

Para efectuar el análisis, utilizamos los catálogos de voids definidos en la Sección 5.3 y expuestos en la Tabla 1. Específicamente, para cada snapshot, seleccionamos una muestra de voids con tamaños comprendidos en el rango  $20 \leq R_v/h^{-1}\text{Mpc} \leq 25$ , como se indica

en la Figura 11. Para mayor claridad en la discusión de los resultados, expresaremos los rangos de proyección en unidades de  $h^{-1}\text{Mpc}$  usando la cosmología de la MXXL. En estas unidades, tomamos rangos de proyección iguales en ambas direcciones, razón por la cual nos referiremos a ambos con la notación común  $\text{PR}^2$ . En total, analizamos 8 rangos de proyección diferentes:  $\text{PR}/h^{-1}\text{Mpc} = 1, 5, 10, 20, 30, 40, 50$  y  $60$ . A modo de ejemplo, la Figura 15 muestra las funciones de correlación proyectadas  $\xi_{\text{pos}}(\theta)$  y  $\xi_{\text{los}}(\zeta)$  correspondientes a la muestra de voids tomada del snapshot<sup>3</sup>  $z_{\text{box}} = 0.99$ , para los casos  $\text{PR}/h^{-1}\text{Mpc} = 20$  (círculos azules),  $40$  (cuadrados verdes) y  $60$  (triángulos rojos). Los pasos en el bineado para ambas proyecciones se eligieron de tal manera que cada uno tenga una longitud aproximada de  $1 h^{-1}\text{Mpc}$ . Las barras de error, calculadas a partir de las diagonales de las matrices de covarianza asociadas (véase la Sección 6.4.1), no se muestran debido a que son más pequeñas que los símbolos que representan a las mediciones. Puede verse que los perfiles se aplanan a medida que  $\text{PR}$  crece, y que la proyección LOS está más afectada por el efecto RSD que la proyección POS. Los snapshots restantes muestran resultados similares. A modo de comparación, se muestra el eje de abscisas tanto en el espacio observable (eje inferior) como en el espacio real (eje superior). También se muestran los ajustes obtenidos (curvas continuas) a partir del modelo que desarrollaremos en la Sección 6.3 con el conjunto de parámetros inferidos del análisis Bayesiano que explicaremos en la Sección 6.4.

### 6.3 Modelo

En esta sección, presentamos un modelo físico para la función de correlación en el espacio observable para un esquema de bineado cilíndrico arbitrario, en el que cada bin está caracterizado por las cantidades  $\theta_{\text{int}}$ ,  $\theta_{\text{ext}}$ ,  $\zeta_{\text{low}}$  y  $\zeta_{\text{up}}$ . Nuestro modelo describe y cuantifica los efectos RSD y AP, a la vez que tiene en cuenta la mezcla de escalas debido a la geometría de los bins. De esta manera, las funciones de correlación proyectadas constituyen casos especiales en este esquema:  $\theta_{\text{ext}}$ ,  $\theta_{\text{int}}$ ,  $\zeta_{\text{low}} = 0$  y  $\zeta_{\text{up}} = \text{PR}_{\zeta}$  para la proyección POS;  $\theta_{\text{int}} = 0$ ,  $\theta_{\text{ext}} = \text{PR}_{\theta}$ ,  $\zeta_{\text{up}}$  y  $\zeta_{\text{low}}$  para la proyección LOS. Primero, desarrollaremos el tratamiento completo, aquel adecuado para trabajar con un relevamiento espectroscópico. Luego, haremos algunas simplificaciones válidas para nuestro estudio con una simulación.

El primer paso consiste en modelar la geometría de un bin cilíndrico  $(i, j)$  definido en el espacio observable, y mapear las escalas  $\sigma$  y  $\pi$  del espacio de redshift involucradas en el mismo. Primero, nótese que, para un centro de void fijo a un redshift  $z'$ , existen dos valores de redshift  $z$  posibles para cada límite en  $\zeta$  que satisface el criterio  $\zeta = |z - z'|$ . Específicamente, los trazadores dentro del bin tendrán coordenadas angulares entre  $\theta_{\text{int}}$  y  $\theta_{\text{ext}}$ , y sus redshifts  $z$  pertenecerán a uno de dos intervalos disjuntos posibles:

<sup>2</sup> PR: sigla que proviene del término en inglés *projection range*.

<sup>3</sup> En este capítulo,  $z_{\text{box}}$  denotará el redshift de un snapshot de la MXXL.

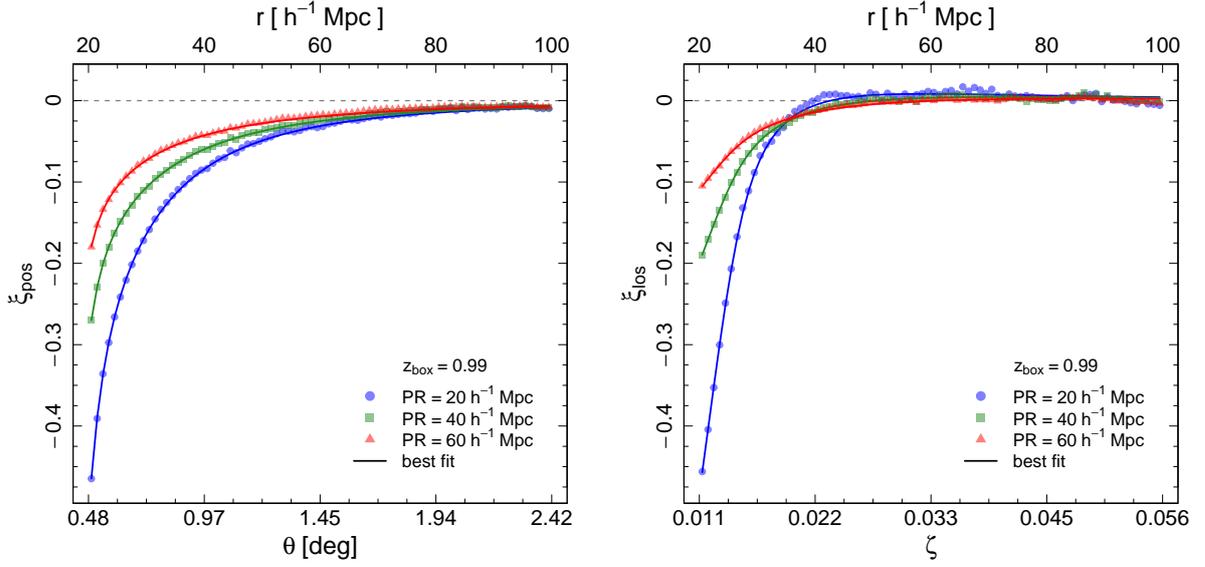


Figura 15 – Proyecciones POS (*panel izquierdo*) y LOS (*panel derecho*) de la función de correlación cruzada void-halo correspondientes a la muestra de voids tomada del snapshot  $z_{\text{box}} = 0.99$  de la MXXL, para los casos  $\text{PR}/h^{-1}\text{Mpc} = 20$  (círculos azules), 40 (cuadrados verdes) y 60 (triángulos rojos). A modo de comparación, se muestra el eje de abscisas tanto en el espacio observable (eje inferior) como en el espacio real (eje superior). Las curvas resultan de los ajustes obtenidos al aplicar el modelo de la Sección 6.3 con el conjunto de parámetros inferidos en la Sección 6.4.

$(z' + \zeta_{\text{low}}, z' + \zeta_{\text{up}})$  o  $(z' - \zeta_{\text{up}}, z' - \zeta_{\text{low}})$ . Por lo tanto, cada bin cilíndrico corresponde en realidad a dos volúmenes en los datos. Dado un conjunto de parámetros cosmológicos, estas dos regiones corresponden a dos volúmenes diferentes en el espacio de redshift.

Teniendo en cuenta estas consideraciones, el número esperado de pares void-trazador,  $DD_{ij}$ , puede calcularse expresando la Ec. (6.6) diferencialmente, y luego integrando sobre el volumen de la rodaja tomada del catálogo y del volumen del bin:

$$\begin{aligned}
 DD_{ij} = & 2\hat{\pi} \int_{z'_{\text{min}}}^{z'_{\text{max}}} dz' \chi^2(z') n_v(z') V_{\text{slice}} \\
 & \left[ \int_{z'+\zeta_{\text{low}}}^{z'+\zeta_{\text{up}}} dz \frac{d\chi}{dz}(z) n_t(z) \int_{\theta_{\text{int}}}^{\theta_{\text{ext}}} d\theta \theta [1 + \xi(\sigma, \pi)] + \right. \\
 & \left. \int_{z'-\zeta_{\text{up}}}^{z'-\zeta_{\text{low}}} dz \frac{d\chi}{dz}(z) n_t(z) \int_{\theta_{\text{int}}}^{\theta_{\text{ext}}} d\theta \theta [1 + \xi(\sigma, \pi)] \right], \quad (6.7)
 \end{aligned}$$

donde  $n_v(z')$  denota la distribución de la densidad numérica de voids en la rodaja del catálogo dada por  $z'_{\text{min}} \leq z' \leq z'_{\text{max}}$ ,  $V_{\text{slice}}$  representa el volumen de dicha rodaja, y  $n_t(z)$ , la distribución de la densidad numérica de trazadores en el bin. Aquí,  $\xi(\sigma, \pi)$  representa una función de correlación teórica definida en el espacio de redshift que debe modelarse considerando el efecto RSD. Sus argumentos,  $\sigma = \sigma(\theta, z')$  y  $\pi = \pi(z, z')$ , dependen de las coordenadas en el espacio observable por medio de las Ecs. (6.1) y (6.2). El número

esperado de pares en una distribución aleatoria,  $RR_{ij}$ , por otra parte, viene dado por

$$RR_{ij} = \hat{\pi} \left( \theta_{\text{ext}}^2 - \theta_{\text{int}}^2 \right) \int_{z'_{\text{min}}}^{z'_{\text{max}}} dz' \chi^2(z') n_v(z') V_{\text{slice}} \left[ \int_{z'+\zeta_{\text{low}}}^{z'+\zeta_{\text{up}}} dz \frac{d\chi}{dz}(z) n_t(z) + \int_{z'-\zeta_{\text{up}}}^{z'-\zeta_{\text{low}}} dz \frac{d\chi}{dz}(z) n_t(z) \right]. \quad (6.8)$$

De esta manera, combinando las Ecs. (6.7) y (6.8) en la Ec. (6.6), se obtiene finalmente una estimación teórica para  $\hat{\xi}(\theta_i, \zeta_j)$ . Esta es una expresión general que tiene en cuenta el efecto AP y la mezcla de escalas debido al esquema de bineado.

El alcance de este trabajo es presentar un nuevo test cosmológico enfocando el análisis en los distintos efectos sistemáticos que se manifiestan en las mediciones. Para detectar y comprender el origen de estos efectos, usamos catálogos mocks simplificados tomados de la simulación MXXL. Cuando el método sea aplicado a datos observacionales, el tratamiento completo que hemos desarrollado es el que debe usarse. Por el momento, para nuestro estudio usando una simulación, podemos hacer algunas simplificaciones. Por un lado,  $n_t$  es una función constante. Por otro lado, asumimos un único redshift para los centros de void, aquel correspondiente al snapshot usado de la simulación,  $z_{\text{box}}$ . De esta manera,  $n_v(z')$  puede pensarse como una distribución delta de Dirac. Por lo tanto, de acuerdo a las Ecs. (6.7) y (6.8), el estimador de la función de correlación se simplifica a la siguiente expresión:

$$\hat{\xi}(\theta_i, \zeta_j) = -1 + 2 \left( \theta_{\text{ext}}^2 - \theta_{\text{int}}^2 \right)^{-1} \left[ \int_{z_{\text{box}}+\zeta_{\text{low}}}^{z_{\text{box}}+\zeta_{\text{up}}} \frac{dz}{H(z)} \int_{\theta_{\text{int}}}^{\theta_{\text{ext}}} d\theta \theta [1 + \xi(\sigma, \pi)] + \int_{z_{\text{box}}-\zeta_{\text{up}}}^{z_{\text{box}}-\zeta_{\text{low}}} \frac{dz}{H(z)} \int_{\theta_{\text{int}}}^{\theta_{\text{ext}}} d\theta \theta [1 + \xi(\sigma, \pi)] \right] / \left[ \int_{z_{\text{box}}+\zeta_{\text{low}}}^{z_{\text{box}}+\zeta_{\text{up}}} \frac{dz}{H(z)} + \int_{z_{\text{box}}-\zeta_{\text{up}}}^{z_{\text{box}}-\zeta_{\text{low}}} \frac{dz}{H(z)} \right], \quad (6.9)$$

donde se ha usado la Ec. (2.42) para expresar la derivada de la distancia comóvil.

El siguiente paso en el modelo consiste en una descripción teórica de la función de correlación en el espacio de redshift,  $\xi(\sigma, \pi)$ , que tenga en cuenta el efecto RSD. Así lo demandan las Ecs. (6.7) o bien (6.9). Para ello, elegimos el modelo GSM desarrollado por Paz et al. (2013) y estudiado en la Sección 4.6.2. Lo que se necesita específicamente es la Ec. (4.22), que reescribimos nuevamente aquí dada su importancia:

$$1 + \xi(\sigma, \pi) = \int_{-\infty}^{\infty} [1 + \xi(r)] \frac{1}{\sqrt{2\hat{\pi}}\sigma_v} \exp \left[ -\frac{(v_{\parallel} - v(r)\frac{r_{\parallel}}{r})^2}{2\sigma_v^2} \right] dv_{\parallel}. \quad (6.10)$$

Esta relación indica que el cómputo de  $\xi(\sigma, \pi)$  necesita de una receta para el perfil de densidad,  $\xi(r)$ , para el perfil de velocidad,  $v(r)$ , y para la dispersión de velocidades,  $\sigma_v$ .

### 6.3.1 Perfil de densidad

Antes de proseguir con el modelo pertinente para el perfil de densidad en el espacio real, conviene estudiar las características de este perfil midiéndolo directamente de la simulación. Este análisis ayudará a construir dicho modelo.

El panel izquierdo de la Figura 16 muestra el perfil de densidad correspondiente a la muestra de voids tomada del snapshot  $z_{\text{box}} = 0.99$ . Las mediciones se llevaron a cabo a partir de la Ec. (3.12), contando pares void-halo dentro de un esquema de binado esférico. En esta geometría, un bin es un cascarón esférico void-céntrico con radio interno  $r_{\text{int}}$ , radio externo  $r_{\text{ext}}$ , y un paso en el binado de  $\delta r := r_{\text{ext}} - r_{\text{int}}$ , igual para todos los bins. Para este análisis, usamos un paso de  $\delta r = 1 h^{-1}\text{Mpc}$ . Las mediciones están representadas con círculos negros. Los demás snapshots muestran un comportamiento similar. Nótese las tres líneas de referencia: (i) la línea horizontal  $\xi = -1$ , que indica un vacío total, como es el caso cerca del centro de los voids, (ii) la línea horizontal  $\xi = 0$ , que indica el valor medio del Universo, y (iii) la línea vertical  $r = r_{\text{cut}}$ , que señala el radio mínimo de la muestra, y que puede pensarse como un borde representativo entre las partes internas de los voids y el ambiente que los rodea. En el mismo panel de la figura, también se muestra el correspondiente perfil integrado de densidad,  $\Delta(r)$ , con cuadrados celestes. Puede verse que la muestra está representada por un perfil creciente que tiende a la media global a grandes distancias. En otras palabras, la muestra está compuesta en su mayoría por voids de tipo R. Una de las razones por las cuales conviene trabajar con este tipo de muestras se debe a que estos voids son menos sensibles a efectos no lineales comparados con los de tipo S.

En la Sección 4.3, mencionamos que hasta el momento no existe un modelo satisfactorio para  $\xi(r)$  basado en primeros principios, por lo que comúnmente se utilizan modelos empíricos y paramétricos. En este caso, desarrollamos uno propio que resulta adecuado para muestras de voids tipo R:

$$\xi(r) = \begin{cases} Ar - 1 & \text{si } r < r_{\text{cut}} \\ -\xi_0 \left[ \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-3} + \left( \frac{r}{r_0} \right)^{-\alpha} \right] & \text{si } r \geq r_{\text{cut}}, \end{cases} \quad (6.11)$$

donde  $\xi_0$ ,  $r_0$  y  $\alpha$  son los tres parámetros que conforman el modelo. Nótese que el modelo no está fijo, en el sentido de que depende de la cosmología global ya que  $r_{\text{cut}}$  y  $r$  se calculan a partir de las Ecs. (6.3) y (6.4), las cuales están dadas a su vez por las Ecs. (6.1) y (6.2). Es conveniente analizar el comportamiento del modelo separando las escalas en tres regiones: (i)  $r < r_{\text{cut}}$ , la *zona interna* a los voids, (ii)  $r_{\text{cut}} \leq r \leq 100 h^{-1}\text{Mpc}$ , la *zona circundante*, y (iii)  $r > 100 h^{-1}\text{Mpc}$ , la *zona externa*.

Comencemos describiendo la zona circundante. Esta región está caracterizada por una doble ley de potencias con pendientes  $-3$  y  $\alpha$ . El primer exponente describe el comportamiento cerca de la pared de los voids, mientras que el segundo, lo hace en las

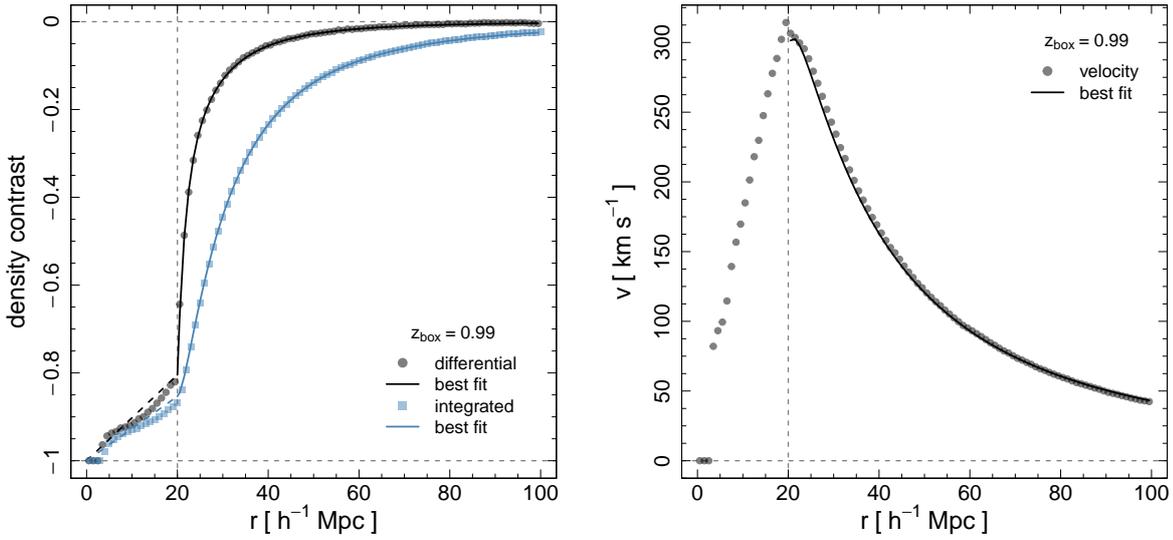


Figura 16 – *Panel izquierdo*. Perfil de contraste de densidad (círculos negros) y su integración (cuadrados celestes) correspondientes a la muestra de voids tomada del snapshot  $z_{\text{box}} = 0.99$  de la MXXL. *Panel derecho*. Perfil de velocidad correspondiente a la misma muestra. En ambos paneles, las curvas resultan del ajuste obtenido al aplicar el modelo para estos perfiles de la Sección 6.3 con el conjunto de parámetros inferidos en la Sección 6.4 para el caso  $\text{PR} = 40 h^{-1}\text{Mpc}$ .

áreas más remotas. Los otros dos parámetros consisten en una amplitud  $\xi_0$ , y una escala pivote  $r_0$ , donde la pendiente de la doble ley de potencias cambia. Este modelo falla, sin embargo, al describir la zona interna, ya que la función tiende a  $-\infty$  a medida que  $r$  tiende a cero. También falla al describir la zona externa más allá de  $100 h^{-1}\text{Mpc}$  debido a la señal que imprime la BAO.

Continuemos el análisis con las restantes zonas. La zona interna, por un lado, no es relevante en términos de señal en la medición de la correlación, además, no resulta sencillo modelar el comportamiento allí. Más aún, la condición  $\Delta(R_v) = \Delta_{\text{id}}$  impuesta por el identificador esférico tiene un impacto directo en la forma del perfil en esta zona. Esto es evidente en la Figura 16, donde se aprecia que la curva tiene un quiebre en  $r = r_{\text{cut}}$ . Por estos motivos, decidimos medir las correlaciones sólo en la zona circundante, como así lo refleja la Figura 15. No obstante, es importante tener en cuenta que la contribución por parte de la zona interna sí es significativa a la hora de reproducir las distorsiones RSD. Esto se debe a que algunas escalas de la zona interna quedan desplazadas hacia la zona circundante en el espacio de redshift, induciendo una contribución importante a las RSD. De la misma manera, algunas escalas de la zona circundante se desplazan a la zona externa. Por lo tanto, estos rangos deben ser modelados, por más que las mediciones no los abarquen. Para la zona interna, por un lado, es suficiente unir los extremos ( $r = 0, \xi = -1$ ) (centro del void) y  $(r_{\text{cut}}, \xi_{\text{cut}})$  (pared del void) con un segmento de recta, donde  $\xi_{\text{cut}} := \xi(r_{\text{cut}})$ , de tal manera que el segmento y el resto de la curva queden así conectados. La pendiente de

este segmento es

$$A = \frac{1}{r_{\text{cut}}} (\xi_{\text{cut}} + 1). \quad (6.12)$$

Para la zona externa, por otro lado, es suficiente extender el rango de validez de la doble ley de potencias, sin producirse ningún sesgo significativo en los resultados. Aunque la pendiente  $A$  no es una cantidad conocida, dado que  $\xi_{\text{cut}}$  sólo puede determinarse verdaderamente en el espacio real, en la Sección 6.3.3 daremos un valor teórico aproximado.

### 6.3.2 Perfil de velocidad

En este apartado, continuamos el análisis con el correspondiente perfil de velocidad de la muestra,  $v(r)$ , representado en el panel derecho de la Figura 16. Como en el caso de la densidad, los snapshots restantes exhiben un comportamiento similar. Cada dato puntual representa el promedio de la componente radial de las velocidades peculiares de los halos alrededor de los voids usando el mismo bineado que en el caso del perfil de densidad. Se muestran dos líneas de referencia: (i) la línea horizontal  $v = 0$ , que representa la media global, y (ii) la línea vertical  $r = r_{\text{cut}}$ . Puede verse que la muestra está representada por un perfil característico de los voids de tipo R, es decir, es un perfil característico de los voids en continua expansión. La distancia característica  $r_{\text{cut}}$  representa el cambio entre una expansión lineal y creciente, representativo de las zonas internas de los voids, y una expansión decreciente, característica de la región circundante.

En la Sección 4.4, mostramos que  $v(r)$  puede modelarse analíticamente a partir de la teoría de perturbaciones en el régimen lineal. Tal modelo se expresa en la Ec. (4.12), que reescribimos aquí por ser un componente fundamental de nuestro modelo y de los próximos capítulos:

$$v(r) = -\frac{1}{3} \frac{H(z)}{(1+z)} \beta(z) r \Delta(r). \quad (6.13)$$

El parámetro RSD,  $\beta(z)$ , constituye así un parámetro cosmológico fundamental en el test. Las características dinámicas de nuestra muestra de voids de acuerdo a su tipo están codificadas en el contraste integrado de densidad,  $\Delta(r)$ , que discutiremos a continuación.

### 6.3.3 Perfil integrado de densidad

El contraste integrado de densidad puede modelarse combinando las Ecs. (4.7) y (6.11):

$$\Delta(r) = \begin{cases} \frac{3}{4} Ar - 1 & \text{si } r < r_{\text{cut}} \\ \frac{3}{r^3} \left[ \frac{ar^4}{4} - \frac{r_{\text{cut}}}{3} + I(r) - I(r_{\text{cut}}) \right] & \text{si } r \geq r_{\text{cut}}, \end{cases} \quad (6.14)$$

donde  $I(r)$  es una primitiva de la integral dada en la Ec. (4.7) (sin el prefactor  $3/r^3$ ) y con la Ec. (6.11) como integrando. Esto es,

$$I(r) = -\xi_0 \left[ r_0^3 \ln(r) + \frac{r_0^\alpha}{3 - \alpha} r^{3-\alpha} \right] + \text{constante}. \quad (6.15)$$

Para completar el modelo, es necesario dar un valor aproximado para la pendiente  $A$ . Para ello, basta notar que el valor verdadero de  $\Delta_{\text{cut}} := \Delta(r_{\text{cut}})$  puede aproximarse por el valor impuesto por el identificador,  $\Delta_{\text{id}}$ , aquel indicado en la Tabla 1. Entonces, de la Ec. (6.14) para  $r < r_{\text{cut}}$ , se obtiene que

$$A \approx \frac{4}{3r_{\text{cut}}}(\Delta_{\text{id}} + 1). \quad (6.16)$$

A partir de las Ecs. (6.12) y (6.16), también puede obtenerse un valor aproximado para  $\xi_{\text{cut}}$ :

$$\xi_{\text{cut}} \approx \frac{4}{3}(\Delta_{\text{id}} + 1) - 1. \quad (6.17)$$

La validez de estas aproximaciones puede corroborarse visualmente en la Figura 16, donde los valores aproximados de  $\Delta_{\text{cut}}$  y  $\xi_{\text{cut}}$  (donde el segmento de trazos y la curva continua se encuentran) son muy cercanos a los correspondientes valores verdaderos (mediciones puntuales en  $r = r_{\text{cut}}$ ).

En la próxima sección, evaluaremos en detalle el desempeño de los modelos desarrollados para la función de correlación y los perfiles de densidad y velocidad en el espacio real. A propósito, las curvas de la Figura 16 resultan del ajuste obtenido al aplicar los modelos dados en las Ecs. (6.11), (6.13), y (6.14), junto con el conjunto de parámetros inferidos del análisis Bayesiano que explicaremos en la Sección 6.4 a partir de las mediciones de las funciones de correlación proyectadas. Por el momento, basta notar el buen acuerdo entre las mediciones y las predicciones teóricas. Esto evidencia que el método es capaz de recuperar estos perfiles, lo que constituye parte de la calibración del test.

## 6.4 Evaluación del método

En esta sección, evaluaremos el desempeño del modelo desarrollado en reproducir las características observadas en las funciones de correlación proyectadas, y los perfiles de densidad y velocidad en el espacio real. El objetivo consiste en extraer la información cosmológica contenida en los parámetros involucrados en el modelo. Para la implementación del test, adoptamos una cosmología  $\Lambda$ CDM plana. Además, consideramos un valor fijo para  $H_0$ , aquel correspondiente a la MXXL. Al aplicarse a datos observacionales,  $H_0$  podrá extraerse a partir de un método independiente. En vista de esto, los parámetros involucrados pueden sintetizarse en dos conjuntos: (i) el conjunto cosmológico  $\{\Omega_m, \beta\}$  (a partir de las Ecs. 6.1, 6.2 y 6.13), y (ii) el conjunto auxiliar  $\{\sigma_v, \xi_0, r_0, \alpha\}$  (a partir de las Ecs. 6.10 y 6.11). Enfocaremos el análisis principalmente en el conjunto cosmológico.

Un comentario importante acerca del conjunto cosmológico. En el contexto del modelo estándar,  $\Omega_m$  y  $\beta = f/b$  no son independientes, sino que están conectados a través de las Ecs. (3.58) y (3.60). Como mencionamos en la Sección 4.7, las teorías de Gravedad Modificada predicen que las desviaciones con respecto a las predicciones de la Relatividad

General deben ser más pronunciadas en entornos de baja densidad, lo que hace de los voids sistemas ideales para detectarlas. Por otra parte, una simple relación lineal de bias puede no ser una opción adecuada para el caso de los voids. En tales situaciones, las relaciones citadas deben modificarse. Por lo tanto, con el fin de detectar cualquier tensión con estas hipótesis asumidas, resulta conveniente considerar a  $\beta$  como un parámetro libre del modelo en vez de incorporar las dependencias explícitas con  $\Omega_m$  o  $b$ . De esta forma, mantenemos el método más general.

Para la inferencia de estos parámetros, implementamos un análisis Bayesiano aplicando la técnica de cadenas de Markov Monte Carlo (MCMC)<sup>4</sup>, a partir del algoritmo Metropolis-Hastings (Metropolis et al., 1953; Hastings, 1970). Aunque adoptamos una cosmología estándar  $\Lambda$ CDM plana, el método puede generalizarse fácilmente para incorporar otros modelos. De hecho, incorporamos en nuestro código las expresiones analíticas y numéricas desarrolladas por Kantowski, Kao & Thomas (2000) para la distancia comóvil, dadas en términos de funciones elípticas, aplicables a modelos más generales que incluyan casos con curvatura.

Dado que las distorsiones AP son sensibles al redshift de identificación de los voids (Ecs. 6.1 y 6.2), analizamos el desempeño de nuestro test con el redshift, usando las muestras de voids identificadas en los tres snapshots de la MXXL:  $z_{\text{box}} = 0.51, 0.99$  y  $1.50$ . Esto es importante en vista de la nueva generación de relevamientos espectroscópicos de galaxias, los cuales cubrirán un volumen con una mediana en redshift superior a 0.5, un progreso sustancial con respecto a los relevamientos de las últimas décadas.

### 6.4.1 Análisis Bayesiano y matrices de covarianza

Denotemos a la función de verosimilitud (*likelihood* en inglés, término que acuñaremos aquí por ser de uso frecuente en la literatura) con  $\mathcal{L}(\boldsymbol{\theta}|\mathbf{x})$ , donde  $\boldsymbol{\theta} = \{\Omega_m, \beta, \sigma_v, \xi_0, r_0, \alpha\}$  representa el espacio de parámetros del modelo, y  $\mathbf{x}$ , los datos medidos. Las cadenas MCMC exploran este espacio de parámetros donde está definida  $\mathcal{L}(\boldsymbol{\theta}|\mathbf{x})$  hasta que alcanzan la distribución de equilibrio en las cercanías de su máximo, es decir, hasta que encuentran los valores de  $\boldsymbol{\theta}$  que optimizan las predicciones teóricas sobre los datos medidos, definiendo así la correspondiente región de confianza. Este proceso se denomina estimación por máxima verosimilitud. Adoptamos el criterio de convergencia de Gelman & Rubin (1992), según el cual debe compararse la dispersión de la distribución de las medias de las cadenas con la varianza de la distribución objetivo. Una vez que las cadenas satisfacen este criterio, las partes no quemadas se descartan, mientras que las restantes se usan para muestrear la función de likelihood.

La función  $\mathcal{L}$  se obtiene computando las diferencias entre las correlaciones medidas

<sup>4</sup> MCMC: sigla que proviene del término en inglés *Markov Chain Monte Carlo*.

y teóricas para un dado conjunto de parámetros:

$$\ln(\mathcal{L}) = -\Delta\xi^T \mathbf{C}^{-1} \Delta\xi + \text{constante.} \quad (6.18)$$

Aquí, tanto las correlaciones medidas como teóricas se almacenan en vectores de la forma  $\xi := (\xi_{\text{pos}}, \xi_{\text{los}})$  que contienen los valores de correlación en cada bin, mientras que  $\Delta\xi$  denota el correspondiente vector diferencia.  $\mathbf{C}$  denota la matriz de covarianza asociada. Cada elemento  $C_{ij}$  se computó sobre los datos a partir de un remuestreo Jackknife usando la generalización multivariada de [Efron \(1982\)](#):

$$C_{ij} = \frac{n-1}{n} \sum_{k=1}^n [\xi_{(k)} - \xi_{(\cdot)}]_i [\xi_{(k)} - \xi_{(\cdot)}]_j, \quad (6.19)$$

donde  $n$  representa el número de realizaciones Jackknife,  $\xi_{(k)}$  es la función de correlación para la realización  $k$ -ésima, y  $\xi_{(\cdot)}$ , la función de correlación promedio sobre las  $n$  realizaciones.

Si  $2m$  es el número de bins usados para medir las correlaciones ( $m$  para la proyección POS y  $m$  para la proyección LOS), entonces  $2m$  es la longitud del vector correlación que contiene a tales mediciones:  $\xi[2m]$ , y por ende  $2m \times 2m$  es la dimensión de la matriz de covarianza asociada:  $\mathbf{C}[2m \times 2m]$ . Estas dimensiones son mucho menores que las involucradas en el caso tradicional, donde las correlaciones medidas se almacenan en una matriz  $\xi[m \times m]$ , mientras que la covarianza asociada es una matriz  $\mathbf{C}[m^2 \times m^2]$ . Esto es un aspecto fundamental de nuestro método, primero, debido a que la estimación de la inversa de una matriz más pequeña es numéricamente más estable, y segundo y más importante, la propagación de errores en el análisis Bayesiano se ve así reducida notablemente, permitiendo el uso de un menor número de catálogos mocks para estimarla ([Taylor; Joachimi; Kitching, 2013](#); [Dodelson; Schneider, 2013](#)). En este trabajo, usamos  $2 \times 80$  bins para medir las correlaciones proyectadas, lo cual implica vectores de almacenamiento de longitud  $\xi[2 \times 80]$ , con matrices de covarianza asociadas de dimensión  $\mathbf{C}[160 \times 160]$ .

La Figura 17 muestra las matrices de covarianza correspondientes a la muestra de voids tomada del snapshot  $z_{\text{box}} = 0.99$ , para los casos  $\text{PR}/h^{-1}\text{Mpc} = 10, 30$  y  $50$ , las cuales están representadas como mapas de relieve. Los snapshots restantes muestran un comportamiento similar. Técnicamente, están representadas las denominadas matrices de correlación:  $C_{ij}/\sqrt{C_{ii}C_{jj}}$ , que adquieren valores absolutos entre 0 y 1. En la figura, estos valores están codificados en colores que van desde el rojo hacia el azul, respectivamente. Para evitar confusión de nomenclatura con la función de correlación, nos referiremos a las mismas simplemente como covarianzas normalizadas. Los ejes de abscisas y ordenadas están expresados en coordenadas del espacio real para una mejor comprensión. Nótese que las matrices no son diagonales, dado que no puede garantizarse la independencia de los valores de correlación entre bins de diferentes escalas. De hecho, se aprecian algunos patrones claros. Fijando la atención en una matriz individual, pueden distinguirse cuatro cuadrantes: (i) el cuadrante inferior izquierdo es la submatriz correspondiente

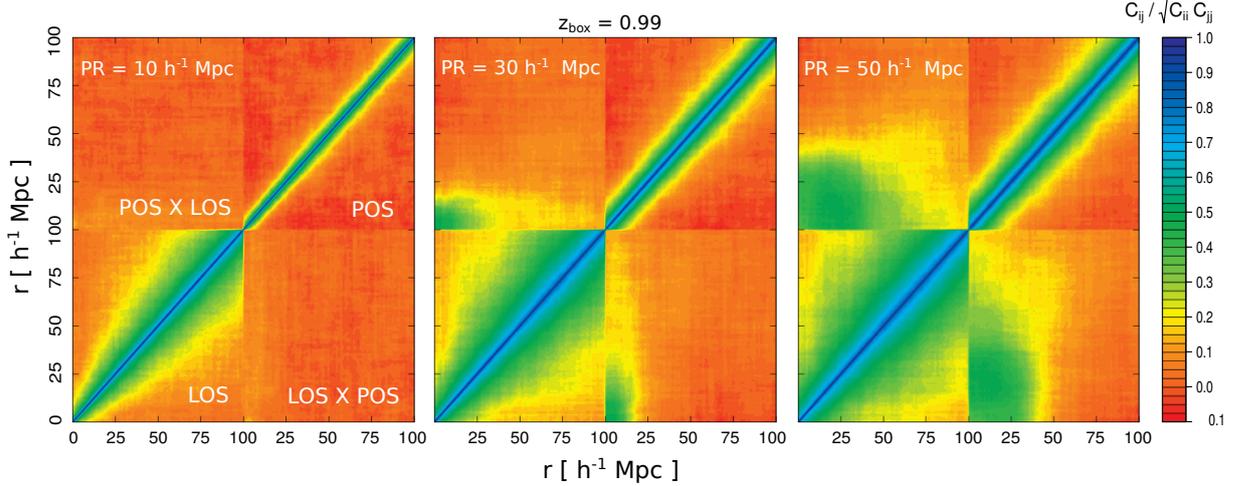


Figura 17 – Matrices de covarianza normalizada correspondientes a la muestra de voids tomada del snapshot  $z_{\text{box}} = 0.99$ , para los casos  $\text{PR}/h^{-1}\text{Mpc} = 10, 30$  y  $50$ , representadas como mapas de relieves, los cuales adquieren valores absolutos entre 0 (rojo) y 1 (azul). Los ejes están expresados en coordenadas del espacio real para una mejor comprensión. Pueden distinguirse cuatro cuadrantes en cada matriz: la covarianza de la proyección LOS (cuadrante inferior izquierdo), la covarianza de la proyección POS (cuadrante superior derecho), y la covarianza simétrica y cruzada entre ambas proyecciones (cuadrantes inferior derecho y superior izquierdo). Las diagonales indican la varianza global y constituyen las barras de error implícitas en la Figura 15. A medida que el rango de proyección crece, aparecen patrones fuera de la diagonal.

a la covarianza de la proyección LOS, (ii) el cuadrante superior derecho, la covarianza de la proyección POS, finalmente (iii) y (iv) los cuadrantes inferior derecho y superior izquierdo, las covarianzas cruzadas y simétricas entre ambas proyecciones,  $\xi_{\text{los}} \times \xi_{\text{pos}}$ . La diagonal de la matriz completa es la varianza global. La raíz cuadrada de los valores de esta diagonal constituyen las barras de error implícitas en la Figura 15. Haciendo ahora una comparación entre matrices, puede verse que para rangos de proyección chicos, las matrices de covarianza tienden a ser diagonales, mientras que a medida que el rango de proyección crece, los valores externos a la diagonal se tornan más prominentes. Por ejemplo, nótese el incremento del patrón en forma de nube en los cuadrantes  $\xi_{\text{los}} \times \xi_{\text{pos}}$ .

#### 6.4.2 Inferencia cosmológica

En este apartado, presentamos los resultados del análisis Bayesiano. Dado que  $\Omega_m$  y  $\beta$  son los dos parámetros de interés, nos enfocaremos principalmente en ellos. El objetivo es calibrar el método. Esto se logra recuperando al final del proceso los valores de dichos parámetros inherentes a la MXXL. Por un lado,  $\Omega_m = 0.25$  (Sección 5.1). Por otro lado, los valores objetivo de  $\beta(z_{\text{box}})$  se infirieron a partir de un ajuste directo sobre los perfiles de velocidad medidos en el espacio real usando la Ec. (6.13).

La Figura 18 muestra las distribuciones marginalizadas del likelihood correspon-

dientes a los parámetros  $\Omega_m$  y  $\beta$  para cada snapshot de la MXXL y para cada rango de proyección en la forma de barras de error de  $1\sigma$  (68.3%), ya que estas distribuciones evidencian un perfil Gaussiano. Las rectas horizontales de trazos indican los valores inherentes a la MXXL a recuperar. Como puede verse, los valores objetivo se encuentran dentro de las barras de error de  $1\sigma$  en la mayoría de los casos, y se ubican dentro de  $3\sigma$  (99.7%) de error en todos los casos. Este test de consistencia es el fundamento de la calibración deseada del método. El éxito en la calibración es consecuencia de la habilidad de nuestro modelo para reproducir las distorsiones RSD y AP, como así también el efecto de la mezcla de escalas. Esto puede corroborarse también inspeccionando las Figuras 15 y 16, donde queda de manifiesto el buen acuerdo entre las mediciones y las predicciones teóricas dadas por las curvas graficadas, las cuales se obtuvieron al aplicar estos parámetros al modelo.

Continuando con el análisis de la Figura 18, podemos extraer algunas conclusiones a partir del comportamiento de los ajustes. Primero, nótese que el valor verdadero de  $\beta$  es apenas dependiente del redshift. Nótese también que las barras de error asociadas a este parámetro son prácticamente constantes e independientes del redshift y del rango de proyección. En el caso de  $\Omega_m$ , en contraste, las barras de error alcanzan un mínimo para un PR entre 10 y 20  $h^{-1}\text{Mpc}$ , lo que indica que existe un rango de proyección óptimo para aplicar el test. Más aún, estas barras decrecen su tamaño al aumentar el redshift, lo cual implica que se obtienen regiones de confianza más acotadas al aplicar el test a redshifts altos. Esto se debe a que el modelo aumenta su sensibilidad al efecto AP al considerar redshifts más altos. Nótese también que, aunque los valores de la MXXL sean consistentes con las barras de error en la mayoría de los casos, se aprecia una desviación significativa en el ajuste de  $\beta$  para el caso  $z_{\text{box}} = 0.51$  y  $\text{PR} \geq 10 h^{-1}\text{Mpc}$  (panel superior derecho). Esto puede deberse a una posible deficiencia del modelo para las distorsiones RSD, que se manifiesta en este caso porque el método es más sensible a este tipo de distorsiones cuando se consideran redshifts bajos. En vista de esto, es importante considerar modelos de RSD más completos, como los desarrollados por Achitouv (2017) y Nadathur & Percival (2019), los cuales tienen en cuenta efectos no lineales y de segundo orden. Alternativamente, dado que  $\Omega_m$  y  $\beta = f/b$  no son independientes, y que los ajustes no están sesgados para el primero, las tensiones detectadas para el segundo pueden provenir del supuesto de una relación lineal de bias. En otras palabras, uno debería esperar que los ajustes en  $f$  tampoco estén sesgados, ya que al traducirse analíticamente la restricción en  $\Omega_m$  en la correspondiente restricción en  $f$ , la única incertidumbre adicional a considerar es la restricción en  $b$ . Dejamos esta problemática para una investigación futura.

Dos aspectos importantes a considerar. Primero, estamos usando una muestra de halos de materia oscura de alta densidad distribuidos en un gran volumen. Por lo tanto, las regiones de confianza obtenidas deben entenderse en un marco de precisión límite. Al aplicarse sobre datos observacionales, estas regiones serán con seguridad más grandes. Segundo, para un dado snapshot, las barras de error no representan estimaciones

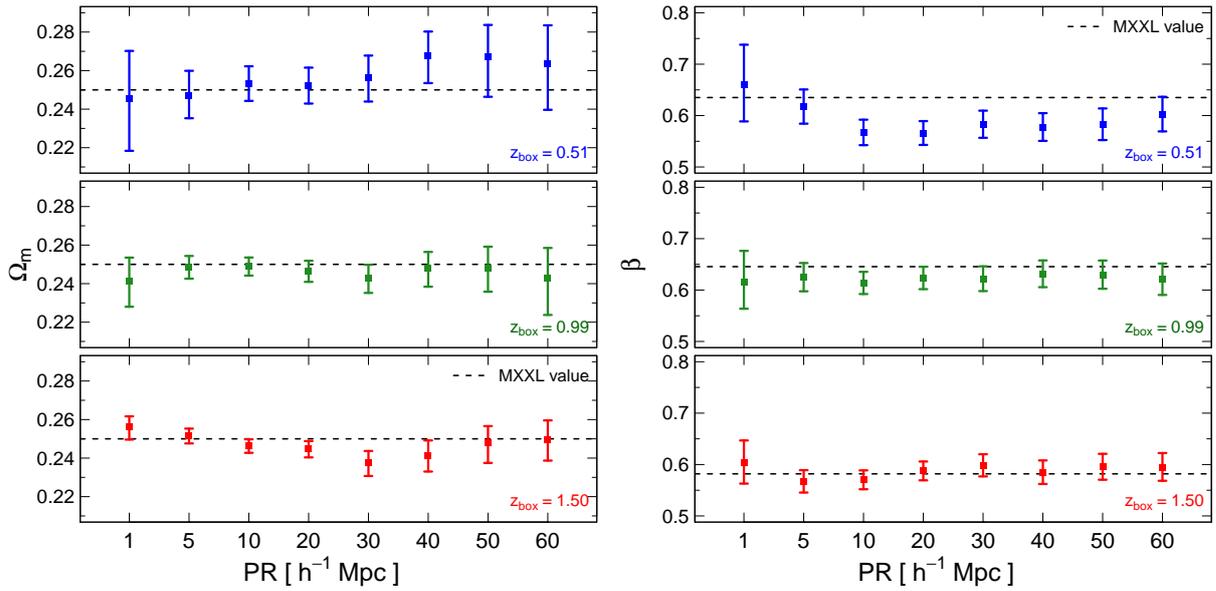


Figura 18 – Distribuciones marginalizadas del likelihood correspondientes a los parámetros  $\Omega_m$  (*panel izquierdo*) y  $\beta$  (*panel derecho*), para cada snapshot de la simulación MXXL y para cada rango de proyección, representadas como barras de error de  $1\sigma$  (68.3%). Las rectas horizontales de trazos indican los valores inherentes a la MXXL. El buen acuerdo entre las predicciones y los valores objetivo constituye el test de consistencia deseado en la calibración del método. El test es robusto con el redshift y el rango de proyección.

independientes, sino que se trata de la misma estimación de la función de correlación para la misma muestra de voids, nada más que aumentando la cantidad de pares void-halo contados como consecuencia de incrementar el rango de proyección. Dicho esto, la Figura 18 confirma la robustez del test aplicado a una amplia gama de rangos de proyección.

La Figura 19 muestra, a modo de ejemplo, las marginalizaciones del likelihood sobre el plano  $\Omega_m - \beta$  para el caso  $PR = 40 h^{-1}\text{Mpc}$  en los tres snapshots. Los contornos de nivel, del más interno al más externo, encierran  $1\sigma$  (68.3%),  $2\sigma$  (95.5%) y  $3\sigma$  (99.7%) de las regiones de confianza. Las rectas de trazos indican los respectivos valores de la MXXL a recuperar, mientras que las cruces blancas, los valores óptimos del ajuste. Nótese que los valores objetivo se encuentran dentro de  $1\sigma$  de la región de confianza para los casos  $z_{\text{box}} = 0.99$  y  $1.50$ , es decir, para el régimen más alto en redshift considerado, mientras que vuelve a apreciarse la desviación en  $\beta$  antes notada para el redshift más bajo de  $z_{\text{box}} = 0.51$ . A pesar de que los mejores resultados (ajustes más acotados y desviaciones más pequeñas) se obtienen para el caso  $PR = 5 h^{-1}\text{Mpc}$ , decidimos mostrar el caso  $PR = 40 h^{-1}\text{Mpc}$  para destacar la robustez del test con el rango de proyección. Este aspecto es muy importante, ya que mientras más ancho es este rango, más pares de datos entran en juego, y por ende, se obtiene mayor señal. En este sentido, éste es un caso más realista aplicable a datos observacionales.

Por completitud, la Figura 20 muestra las marginalizaciones del likelihood de todo

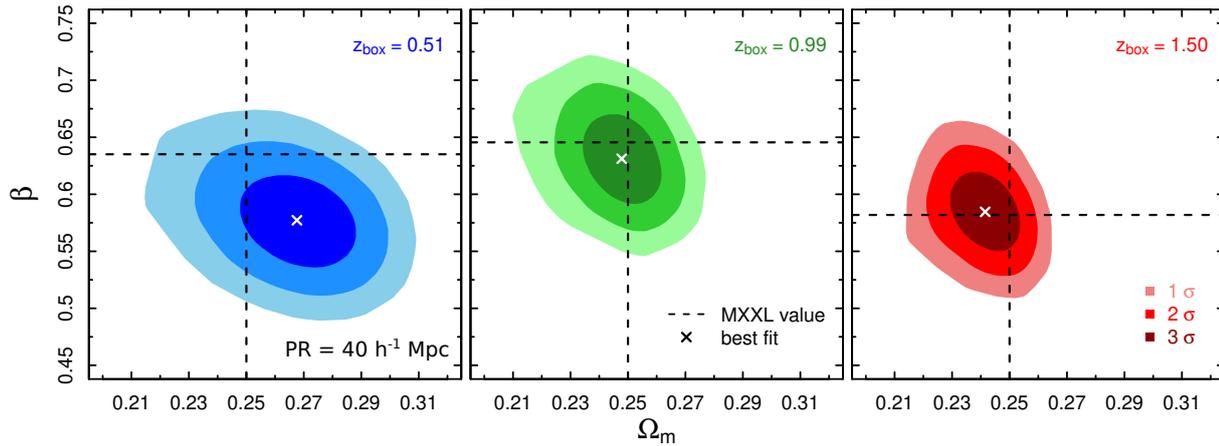


Figura 19 – Marginalizaciones del likelihood sobre el plano  $\Omega_m - \beta$  para el caso  $PR = 40 h^{-1}\text{Mpc}$  en los tres snapshots. Los contornos de nivel, del más interno al más externo, encierran  $1\sigma$  (68.3%),  $2\sigma$  (95.5%) y  $3\sigma$  (99.7%) de las regiones de confianza. Las rectas de trazos indican los valores inherentes a la MXXL, mientras que las cruces blancas, los valores óptimos del ajuste.

el espacio de parámetro para el caso  $z_{\text{box}} = 0.99$  y  $PR = 40 h^{-1}\text{Mpc}$ . Los ajustes evidencian regiones de confianza bien acotadas, sin ninguna degeneración entre los parámetros. Más aún, las marginalizaciones unidimensionales correspondientes a cada parámetro siguen un comportamiento Gaussiano. Los snapshots y rangos de proyección restantes muestran un comportamiento similar.

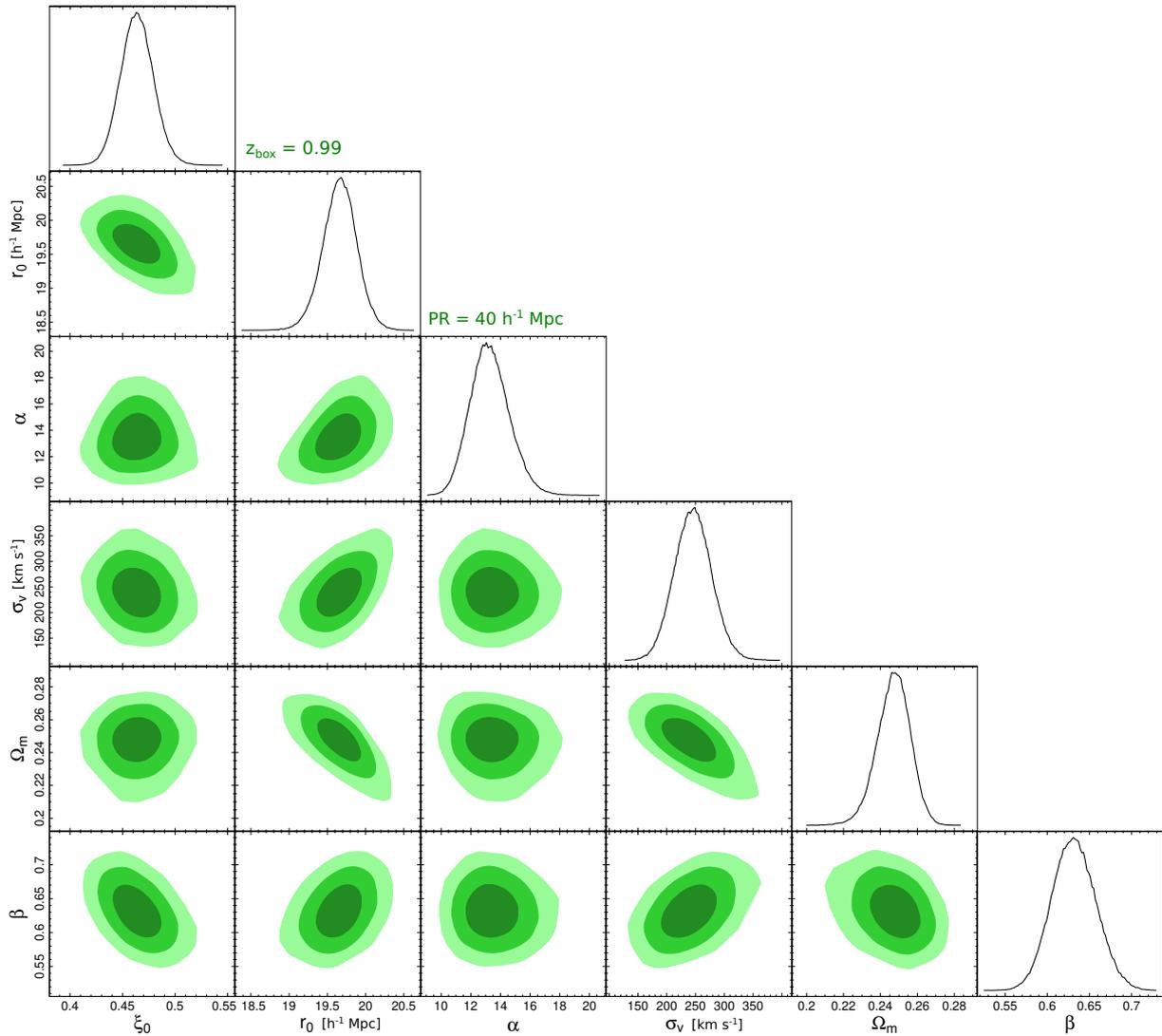


Figura 20 – Marginalizaciones del likelihood de todo el espacio de parámetro para el caso particular  $z_{\text{box}} = 0.99$  y  $\text{PR} = 40 h^{-1} \text{Mpc}$ . El panel  $\Omega_m - \beta$  es el mismo que el panel central de la Figura 19. No se observan degeneraciones entre los parámetros. Las distribuciones individuales siguen un comportamiento Gaussiano.



## 7 Efectos que sufren los voids en el espacio de redshift

### Resumen

Los voids constituyen sistemas físicos ideales para el diseño de tests cosmológicos. No obstante, todo test basado en voids debe necesariamente emplear métodos de identificación en el espacio de redshift. Las distorsiones dinámicas y geométricas tienen un impacto directo en este proceso, afectando propiedades estadísticas de los voids tales como su número, sus tamaños y su distribución espacial. A partir de un identificador esférico, encontramos una conexión física entre la identificación llevada a cabo en el espacio real y en el de redshift. Específicamente, los voids identificados en este último por encima del umbral de ruido Poisson tienen asociados una única contraparte en el espacio real, de tal manera que cada dupla apareada muestrea la misma región del espacio. En este contexto, es válido asumir la conservación del número de voids. Al ser mapeados en el espacio de redshift, los voids sufren de tres efectos que alteran sus propiedades globales: (i) una expansión sistemática, producto del efecto RSD inducido por la dinámica de las galaxias en escalas cercanas al radio de void (t-RSD); (ii) un cambio neto en el volumen debido al efecto AP, que se manifiesta como una expansión o contracción dependiendo de la cosmología fiduciaria; y (iii) un descentrado sistemático en la dirección de la visual producto de una nueva clase de distorsiones RSD inducidas por la dinámica global de la región que contiene al void (v-RSD). Modelamos estos efectos en base a consideraciones dinámicas y cosmológicas, evaluándolo mediante la simulación MXXL. Esta parte del trabajo ha sido publicada en la revista *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (Correa et al., 2021).

### 7.1 Noción estándar de las distorsiones espaciales alrededor de los voids

En la Sección 3.5, presentamos la noción estándar que se tiene de las distorsiones espaciales en escalas grandes y lineales, representada esquemáticamente en la Figura 5. Sin embargo, estudios recientes han demostrado que esta descripción resulta muy simplificada en el caso de los voids. Nadathur & Percival (2019) y Nadathur, Carter & Percival (2019) distinguieron cuatro hipótesis comúnmente asumidas en todos los modelos de distorsiones RSD alrededor de voids, las cuales no se cumplen cuando éstos se identifican en el espacio de redshift, es decir, a partir de datos observacionales.

1. *Conservación del número de pares void-galaxia*, bajo el mapeo del espacio real al de redshift. Esta condición se expresa en la Ec. (4.15).
2. *Invariabilidad de la posición de los centros de void*. Esta hipótesis se expresa en la Ec. (3.48). Significa que los centros no están afectados por el efecto RSD, sólo la velocidad de las galaxias es la que importa a la hora de cuantificar el cambio de  $\mathbf{r}$  a  $\mathbf{s}$ .
3. *Isotropía del campo de velocidad alrededor de los voids*. Esta hipótesis se expresa en la Ec. (4.16). Motivada por los dos ítems anteriores, esta condición asume que, desde el punto de vista de los centros observacionales (identificados en el espacio de redshift), el flujo promedio de las galaxias sigue siendo radial.
4. *Isotropía del campo de densidad alrededor de los voids*. Al igual que en el ítem anterior, esta condición asume que, desde el punto de vista de los centros observacionales, el campo de densidad circundante en el espacio real debe ser isótropo.

La invalidez de las hipótesis enumeradas encuentra su explicación en los efectos RSD y AP. Tradicionalmente, se ha hecho foco solamente en la distribución espacial de las galaxias alrededor de los voids. Sucede que estos efectos también tienen un impacto directo en el proceso de identificación en sí, afectando propiedades globales de los voids tales como su número, sus tamaños y su distribución espacial. Por este motivo, no queda claro cuál es la relación entre ambas poblaciones de voids: aquella identificada a partir de las observaciones (en el espacio de redshift) y la verdadera subyacente (en el espacio real). La validez de estas hipótesis se discute también en el trabajo de [Hamaus et al. \(2020\)](#).

Esta problemática es importante a la hora de diseñar tests cosmológicos dado que estos efectos sistemáticos no considerados generan desviaciones y patrones anisótropos adicionales en las mediciones de la función de tamaños y de la función de correlación. Dada la precisión alcanzable hoy en día con los relevamientos modernos, resulta fundamental detectar y modelar todos estos efectos con el fin de lograr una inferencia no sesgada de los parámetros cosmológicos. Esta es la justificación de por qué usamos voids identificados en el espacio real para desarrollar y calibrar el test cosmológico en el capítulo anterior.

[Nadathur, Carter & Percival \(2019\)](#) proponen, como solución, utilizar una técnica denominada reconstrucción, la cual ha sido aplicada previamente en análisis de la señal BAO ([Eisenstein et al., 2007](#)). Esta técnica se basa en la aproximación de Zel'dovich para recuperar aproximadamente la posición real de las galaxias a partir de su posición observacional. Como es un procedimiento sensible al parámetro RSD,  $\beta$ , este método debe aplicarse iterativamente en combinación con el proceso de identificación de voids. La reconstrucción ha sido aplicada recientemente en datos observacionales ([Nadathur et al., 2019](#); [Nadathur et al., 2020](#)), mostrando eficacia a la hora de ajustar los parámetros

cosmológicos y de recuperar las propiedades estadísticas de los voids. Sin embargo, este método presenta también ciertas desventajas. Por un lado, el proceso iterativo lo convierte en una técnica computacionalmente cara. Por otro lado, es un proceso redundante, ya que esta técnica no basta por sí sola para lograr ajustes precisos, sino que es necesario reconsiderar y modelar el efecto RSD alrededor de los voids luego de haberlo removido previamente para lograr la identificación. Finalmente, no aprovecha la valiosa información física acerca de la estructura y dinámica de los voids contenida en estas sistematicidades adicionales.

En el presente trabajo, proponemos un enfoque alternativo: analizar el proceso de identificación de voids con el fin de encontrar una conexión física entre las poblaciones resultantes en el espacio real y en el espacio de redshift, y de esta manera, detectar los efectos físicos responsables de las diferencias observadas entre sus propiedades estadísticas. Este será el objetivo de este capítulo. Antes de comenzar, dos convenciones a seguir. Primero, para ahorrar en notación, nos referiremos a los espacios real y de redshift como espacio- $r$  y espacio- $z$ , respectivamente. Segundo, distinguiremos los radios de void en ambas configuraciones espaciales con la notación  $R_v^{rs}$  y  $R_v^{zs}$ , respectivamente.

## 7.2 Mapeo biyectivo

Empecemos el análisis con una inspección visual de los voids en los espacios real y de redshift, retornando a la Figura 12. Esta figura muestra dos rodajas de la simulación MXXL usando los catálogos de voids TC. El objetivo de esta sección es estudiar el impacto de las distorsiones RSD por sí solas, posponiendo el análisis de los efectos RSD y AP combinados hasta el próximo capítulo, donde usaremos los catálogos FC. En la Sección 5.4, mencionamos que el panel izquierdo de esta figura es una representación de la distribución POS de halos y voids, mientras que el panel derecho, una representación de la distribución LOS. Los centros en el espacio- $r$  están representados con pequeños círculos azules, mientras que los centros en el espacio- $z$ , con cuadrados rojos. Se aprecia claramente que ambos tipos de voids muestrean aproximadamente las mismas regiones del espacio.

En vista de esto, buscamos una conexión entre ambas poblaciones de voids llevando a cabo una correlación cruzada entre los catálogos TC-rs-f y TC-zs-f. Específicamente, para cada centro del espacio- $z$ , seleccionamos el centro más cercano en el espacio- $r$  siempre y cuando se encuentre a una distancia menor a  $1 R_v^{zs}$ . Luego, descartamos aquellos voids para los cuales no pudo hallarse un compañero. Nótese que este mapeo del espacio- $z$  al espacio- $r$  es una función bien definida, dado que la condición del vecino más cercano en el espacio- $r$  sólo permite asignar un único elemento a cada void del espacio- $z$ . Además, este mapeo es inyectivo, ya que la condición de no solapamiento impuesta por el identificador implica que un void del espacio- $r$  sólo puede ser alcanzado por un único void del espacio- $z$ .

Más aún, el descarte de voids no apareados garantiza entonces una relación uno a uno entre ambos tipos de voids. Por esta razón, estos voids constituyen lo que denominamos *catálogos biyectivos*. En la Tabla 2, estos catálogos se denotan como TC-rs-b y TC-zs-b, el primero para los voids biyectivos en el espacio- $r$ , el segundo para las contrapartes en el espacio- $z$ . Nótese que, por construcción, ambos catálogos tienen el mismo número de elementos: 318784, de tal manera que cada dupla de voids apareados muestrea la misma región del espacio. Para distinguir los catálogos biyectivos de los originales, nos referiremos a estos últimos como los *catálogos completos o full*, los denotados como TC-rs-f y TC-zs-f en la Tabla 2. Volviendo a la Figura 12, los voids biyectivos están representados con círculos alrededor de sus centros que representan la intersección de sus volúmenes con el plano medio de la rodaja. El resto son voids desapareados de los catálogos full que no poseen una contraparte en el otro espacio.

Para indagar más profundamente en la relación entre los voids de los espacios  $-r$  y  $-z$ , el panel izquierdo de la Figura 21 muestra las funciones de tamaños correspondientes a los cuatro catálogos TC (en los espacios  $-r$  y  $-z$ , cada uno con su versión full y biyectiva). Las abundancias fueron computadas a partir de la distribución de radios de cada catálogo, expresando los conteos de voids en términos de densidades numéricas diferenciales comóviles,  $dn_v$ , normalizándolas por la longitud logarítmica de los bins de radio,  $d\ln R_v$ . Las curvas continuas representan las abundancias de los catálogos full, tanto en el espacio- $r$  (en azul) como en el espacio- $z$  (en rojo), mientras que las curvas de trazos, las abundancias de los catálogos biyectivos. En todos los casos, las bandas de error fueron calculadas a partir de un error Poisson en el proceso de conteo de voids. La recta vertical de trazos indica la mediana de la distribución correspondiente al catálogo TC-zs-f, la cual servirá como referencia a lo largo de todo el capítulo. A saber, este valor es igual a  $13.26 h^{-1}\text{Mpc}$  (2.28 en unidades de la separación media entre partículas). El comportamiento cualitativo de las curvas es consistente con el de trabajos previos. Pueden distinguirse dos comportamientos principales separados por la recta vertical: (i) a la izquierda, voids pequeños dominados por ruido Poisson, y (ii) a la derecha, voids genuinos cuyo número decrece con el radio con una forma funcional similar a las predichas por la teoría (véase la Figura 7 y la correspondiente discusión en la Sección 4.2). En este sentido, las escalas dominadas por ruido Poisson deben evitarse en los estudios estadísticos y cosmológicos, razón por la cual enfocaremos principalmente nuestra atención en los voids más grandes delimitados por la recta vertical de referencia.

Nótese que las abundancias biyectivas tienden a confundirse con las abundancias full a medida que el radio crece (las curvas de trazos y continuas tienden a los mismos valores). Esto significa que la pérdida de voids en el mapeo entre ambas configuraciones espaciales es sólo significativa en la región de voids pequeños e irrelevantes dominada por ruido Poisson, mientras que los voids más grandes prácticamente se conservan. Esto se aprecia mejor en el panel superior derecho de la Figura 21, donde graficamos las

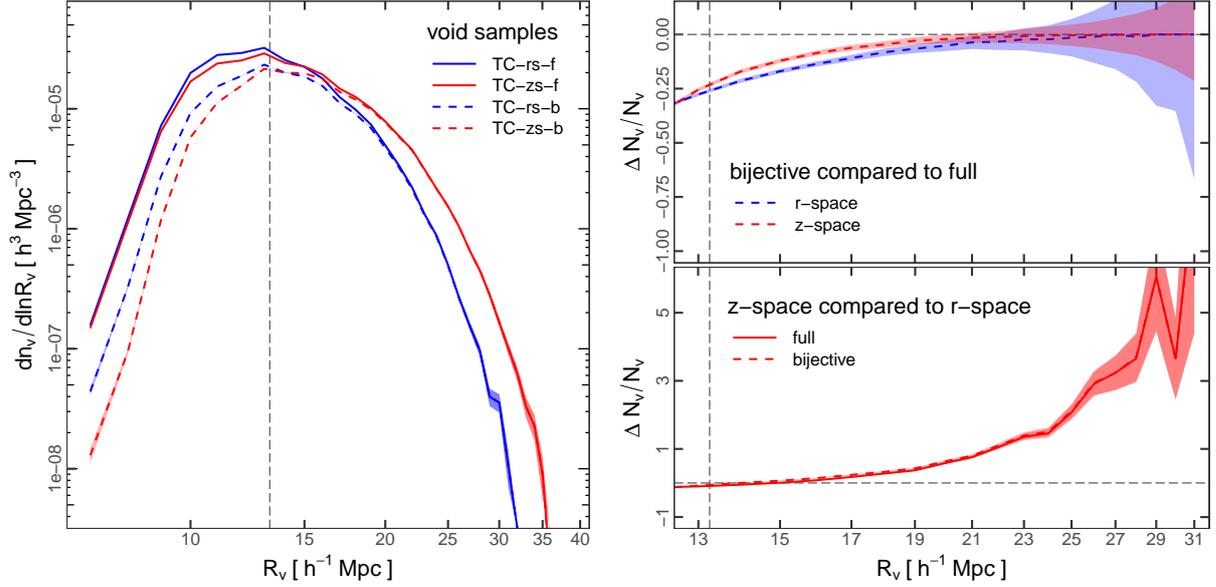


Figura 21 – *Panel izquierdo*. Abundancia de voids de los catálogos TC. Las curvas continuas corresponden a los catálogos full, tanto en el espacio- $r$  (azul) como en el espacio- $z$  (rojo). Las curvas de trazos corresponden a los catálogos biyectivos. La recta vertical indica la mediana de la distribución (del catálogo TC-zs-f), la cual separa a los voids pequeños dominados por ruido Poisson (a la izquierda) de los voids genuinos y relevantes para efectuar análisis estadísticos (a la derecha). *Panel superior derecho*. Diferencias fraccionales en el conteo de voids entre los catálogos biyectivos y full. Cuantifica la pérdida de voids en el mapeo entre los espacios  $-z$  y  $-r$ . Los voids por encima del umbral de ruido se conservan en buen grado. *Panel inferior derecho*. Diferencias fraccionales en el conteo de voids entre los catálogos real y de redshift. En el contexto del mapeo biyectivo, estas diferencias indican que los voids se expanden al ser identificados en el espacio- $z$ .

correspondientes diferencias fraccionales en el conteo de voids en función del radio entre los catálogos full y biyectivos:  $\Delta N_v/N_v = (N_v^{\text{bij}} - N_v^{\text{full}})/N_v^{\text{full}}$ . Para todos los radios de interés, la pérdida de voids decrece a medida que el radio crece, siendo siempre menor al 25% ( $\Delta N_v/N_v < 0.25$ ), el peor de los casos. Arribamos aquí a la primera y una de las más importantes conclusiones de este capítulo: los voids identificados a partir de un catálogo observacional por encima del umbral de ruido Poisson son voids genuinos, es decir, tienen una contraparte en el espacio- $r$ . En vista de esto, resulta válido tratar a los catálogos full y biyectivos indistintamente en cuanto a sus propiedades estadísticas.

Comparando ahora las abundancias en el espacio- $r$  y en el espacio- $z$  (curvas azul y roja, respectivamente), es claro que son muy diferentes entre sí. En particular, la correspondiente diferencia fraccionaria  $\Delta N_v/N_v = (N_v^{\text{zs}} - N_v^{\text{rs}})/N_v^{\text{rs}}$ , mostrada en el panel inferior derecho de la figura, incrementa con el radio, y puede llegar a valores muy altos para las escalas más grandes. No obstante, en el contexto del mapeo biyectivo, al ser ambos tipos de voids las mismas entidades, tales diferencias sólo pueden ser atribuidas

a algún efecto físico que impacta sobre los voids durante el mapeo desde el espacio- $r$  hacia el espacio- $z$ . En particular, nótese que para un dado radio, los voids en el espacio- $z$  son sistemáticamente más grandes que sus contrapartes en el espacio- $r$ , un indicio de un fenómeno de expansión.

## 7.3 Descripción teórica

El objetivo de esta sección es estudiar de forma teórica los posibles mecanismos físicos responsables de la transformación de los voids del espacio- $r$  en los voids del espacio- $z$ . Encararemos esto en el contexto de las cuatro hipótesis comúnmente asumidas para modelar las distorsiones RSD alrededor de los voids discutidas en la Sección 7.1, y del mapeo biyectivo de la sección anterior. En la próxima sección, proveeremos la correspondiente evidencia estadística de la descripción desarrollada aquí.

### 7.3.1 Conservación del número de voids

Dado que el número de galaxias se conserva bajo el mapeo del espacio- $r$  al espacio- $z$ , la condición (1) concerniente a la conservación del número de pares void-galaxia se reduce a analizar la correspondiente conservación del número de voids. Esto no es trivial a priori, ya que a diferencia de las galaxias, que pueden considerarse objetos puntuales que se conservan en este mapeo, los voids son sistemas extensos. Concretamente, durante este proceso, algunos voids pueden destruirse, mientras que otros voids artificiales pueden crearse.

Estrictamente, la condición de conservación del número de voids no se cumple. Esto es evidente al analizar los catálogos full, ya que sus dos versiones en los espacios  $-r$  y  $-z$  tienen diferentes número de elementos (compárese el número de voids entre los catálogos TC-rs-f y TC-zs-f en la Tabla 2) y diferentes abundancias (compárese las curvas rojas con las azules en la Figura 21).

No obstante, esta condición sí se cumple en el contexto del mapeo biyectivo definido. Esta afirmación se soporta por dos motivos. Primero, cada dupla de voids biyectivos apareados está constituida, por construcción, por la misma entidad física, razón por la cual ambos muestrean la misma región del espacio. Es por esto que los dos catálogos biyectivos tienen el mismo número de elementos (compárese el número de voids entre los catálogos TC-rs-b y TC-zs-b en la Tabla 2). Segundo, los voids identificados por encima del umbral de ruido Poisson (caracterizado por la mediana de la distribución de radios) prácticamente se conservan en este mapeo, hecho que demostramos en la sección anterior. Para estos tamaños, los catálogos full y biyectivos son equivalentes en cuanto a sus propiedades estadísticas.

Por lo tanto, cualquier diferencia entre las propiedades estadísticas de las dos poblaciones de voids, en el espacio- $r$  y en el espacio- $z$ , sólo puede ser atribuida a algún efecto físico que impacta sobre los voids cuando son mapeados del espacio- $r$  al espacio- $z$ . Tal efecto, en consecuencia, estará asociado a las distorsiones presentes en la distribución espacial observada de las galaxias, y en consecuencia, una descripción física encontrará sus bases en la dinámica de las galaxias a gran escala.

### 7.3.2 Efecto de expansión

En la Sección 7.2, mostramos que los voids en el espacio- $z$  son sistemáticamente más grandes que sus contrapartes del espacio- $r$ . Esto sugiere que los voids se expanden al ser mapeados desde el espacio- $r$  hacia el espacio- $z$ . Esto se ilustra esquemáticamente en el panel izquierdo de la Figura 22, fenómeno que denominamos *efecto de expansión*. Un void esférico real de radio  $R_v^{rs}$  (representado por un círculo azul continuo con algunas galaxias a su alrededor) aparece elongado en la dirección LOS cuando se identifica en el espacio- $z$  debido a las distorsiones RSD inducidas por la componente en esta dirección de las velocidades peculiares de los trazadores que lo rodean. El void esférico ha sido transformado en un elipsoide (representado por la elipse naranja de trazos) con semiejes  $s_\perp$  y  $s_\parallel$ , donde  $s_\perp$  es el semieje en el plano POS (igual en ambos ejes  $x_1$  y  $x_2$  del sistema Cartesiano de referencia), y  $s_\parallel$ , el semieje en la dirección LOS.

A continuación, derivaremos expresiones analíticas para los semiejes. Asumiremos que las distorsiones RSD no afectan las dimensiones del void en el plano del cielo, sino que sólo lo hacen en la dirección LOS. Por ende, puede considerarse que  $s_\perp = R_v^{rs}$ . Una expresión para  $s_\parallel$ , por otro lado, puede obtenerse a partir de la Ec. (6.4) que cuantifica la distancia void-céntrica en la dirección LOS, válida para el espacio- $z$ . En este caso,  $\pi$  y  $r_\parallel$  deben reemplazarse por  $s_\parallel$  y  $R_v^{rs}$ , respectivamente. El siguiente ingrediente es una expresión para  $v_\parallel$ , la cual puede obtenerse a partir de la Ec. (6.13) para el perfil radial de velocidad. En esta expresión,  $v_\parallel = v(r_\parallel) = v(R_v^{rs})$ , para lo cual  $\Delta(r)$  debe evaluarse en  $r = R_v^{rs}$ , que a su vez es igual al valor umbral usado en la identificación de voids:  $\Delta(R_v^{rs}) = \Delta_{id}$ . De esta manera, combinando las Ecs. (6.4) y (6.13) con los reemplazos mencionados, llegamos a una expresión para  $s_\parallel$ :

$$s_\parallel = R_v^{rs} \left( 1 - \frac{1}{3} \beta(z) \Delta_{id} \right). \quad (7.1)$$

Nótese que aquí, asumimos la validez de las hipótesis (3) y (4) concernientes a la isotropía de los campos de densidad y velocidad en el espacio- $r$  para explicar un fenómeno en el espacio- $z$ , aun cuando esta isotropía se quiebra en esta última configuración espacial.

Nuestro identificador de voids determina regiones esféricas en vez de elipsoidales. Por lo tanto, como primer ansatz, asumiremos que los voids esféricos en el espacio- $z$  encierran el mismo volumen que las correspondientes regiones elipsoidales. En la Figura 22, el void resultante en el espacio- $z$  se representa con el círculo rojo continuo. Llamando

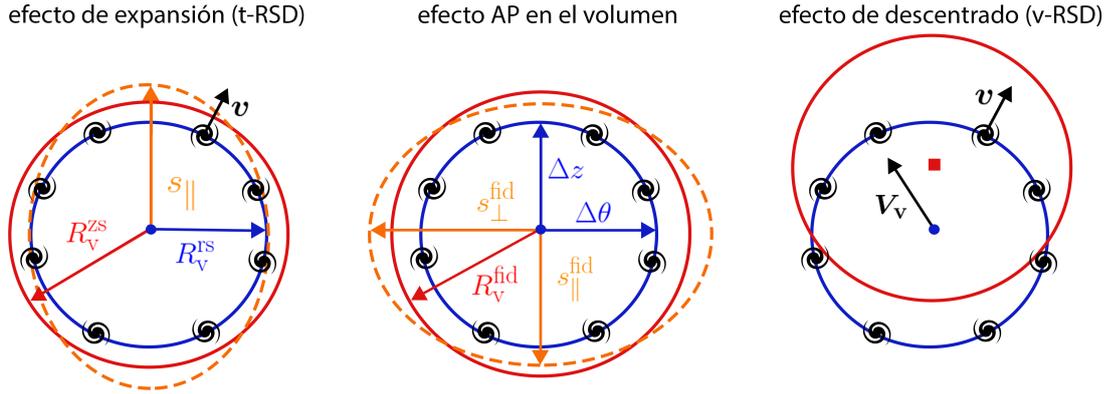


Figura 22 – Ilustración esquemática de los tres efectos que sufren los voids al ser identificados en el espacio de redshift. En todos los casos, partimos de un hipotético void esférico en el espacio- $r$  de radio  $R_V^{\text{rs}}$ , representado por un círculo azul continuo con algunas galaxias a su alrededor. La dirección LOS se asume vertical. *Panel izquierdo. Efecto de expansión.* En el espacio- $z$ , el void se manifiesta elongado en la dirección LOS (elipse naranja de trazos) debido a la componente LOS de la velocidad peculiar de las galaxias que lo rodean. El identificador encuentra una esfera equivalente más grande de radio  $R_V^{\text{zs}} = q_{\text{RSD}} R_V^{\text{rs}}$  (círculo rojo continuo). Este efecto es producto de la dinámica de los trazadores en escalas cercanas al radio de void (t-RSD). *Panel central. Cambio de volumen por efecto AP.* Las dimensiones del void se distorsionan en ambas direcciones debido al efecto AP, manifestándose nuevamente como un elipsoide (elipse naranja de trazos). El identificador encuentra una esfera equivalente de radio  $R_V^{\text{fid}} = q_{\text{AP}} R_V^{\text{rs}}$  (círculo rojo continuo). *Panel derecho. Efecto de descentrado.* El centro del void se desplaza en la dirección LOS debido a la componente LOS de la velocidad neta del void. Este efecto es producto de la dinámica global de la región que contiene al void (v-RSD). Los tres efectos pueden ser tratados independientemente.

$R_V^{\text{zs}}$  al radio de esta esfera equivalente, igualando los volúmenes, y usando la Ec. (7.1), llegamos a una expresión para  $R_V^{\text{zs}}$ :

$$R_V^{\text{zs}} = q_{\text{RSD}}^s R_V^{\text{rs}}, \quad (7.2)$$

donde

$$q_{\text{RSD}}^s = \sqrt[3]{1 - \frac{1}{3}\beta(z)\Delta_{\text{id}}}. \quad (7.3)$$

Nótese que  $q_{\text{RSD}}^s$ , que llamaremos *factor RSD*, es independiente de la escala, es sólo una constante de proporcionalidad. Más aún, tiene una fuerte dependencia cosmológica, ya que depende del parámetro RSD,  $\beta$ . Para obtener un valor explícito de  $q_{\text{RSD}}^s$ , son necesarios los valores correspondientes a  $\Delta_{\text{id}}$  y  $\beta(z)$ . Para el primero, de acuerdo a la Tabla 1,  $\Delta_{\text{id}} = -0.853$  para  $z = 0.99$ . Para el valor de  $\beta$  inherente a la MXXL, por otro lado, recurrimos al análisis de la Sección 6.4.2:  $\beta = 0.65$  (véase el panel central de la Figura 18). Con estos dos valores se llega a que  $q_{\text{RSD}}^s = 1.058$ . Nótese que  $q_{\text{RSD}}^s > 1$ , lo cual implica

que  $R_v^{zs} > R_v^{rs}$ , en acuerdo con nuestra suposición de que los voids se expanden al ser mapeados del espacio- $r$  al espacio- $z$ .

En realidad, se espera que el valor verdadero de  $R_v^{zs}$  esté comprendido entre  $R_v^{rs}$  y  $s_{\parallel}$ , es decir,  $R_v^{rs} \leq R_v^{zs} \leq s_{\parallel}$ . Para examinar posibles desviaciones con respecto a las predicciones de la Ec. (7.2), consideramos adicionalmente un enfoque más flexible y general, introduciendo una nueva variable  $\delta R_v$  que cuantifica la variación en el radio:

$$\delta R_v := \frac{R_v^{zs} - R_v^{rs}}{s_{\parallel} - R_v^{rs}}. \quad (7.4)$$

Considerando que  $q_{\text{RSD}} := R_v^{zs}/R_v^{rs}$ , y combinando las Ecs. (7.1) y (7.4), se obtiene la siguiente relación lineal:

$$q_{\text{RSD}} = 1 - \frac{1}{3} \delta R_v \beta(z) \Delta_{\text{id}}. \quad (7.5)$$

Nótese que  $q_{\text{RSD}} \geq 1$  siempre, ya que  $\Delta_{\text{id}} < 0$ . Por lo tanto, se espera que  $\delta R_v$  pertenezca al intervalo  $[0, 1]$ . Un caso límite es  $\delta R_v = 0$  ( $q_{\text{RSD}} = 1$ ), que corresponde al caso altamente improbable de que no haya expansión, es decir,  $R_v^{zs} = R_v^{rs}$ . El otro caso límite es  $\delta R_v = 1$  ( $q_{\text{RSD}} = 1.185$ ), que corresponde al caso de un void caracterizado por un radio  $R_v^{zs} = s_{\parallel}$ . Este último caso también es improbable, ya que significaría que las distorsiones RSD afectan las dimensiones del void en todas las direcciones de igual manera. En particular, la predicción teórica de la Ec. (7.2) corresponde al caso  $\delta R_v^s = 0.315$ .

En la Sección 7.4.1, mostraremos que la predicción teórica dada por  $q_{\text{RSD}}^s$  ajusta muy bien la mediana de la distribución global del cociente  $R_v^{zs}/R_v^{rs}$  (véase la Figura 23). Sin embargo, encontramos que la rama más grande de voids responde mejor al valor  $\delta R_v^l = 0.5$ , es decir, a un radio  $R_v^{zs}$  dado por el promedio entre  $R_v^{rs}$  y  $s_{\parallel}$ . Discutiremos estos aspectos con más detalles en la Sección 7.4 y en el próximo capítulo. De esta manera, llegamos a una predicción ligeramente diferente a la obtenida por la Ec. (7.2):

$$R_v^{zs} = q_{\text{RSD}}^l R_v^{rs}, \quad (7.6)$$

donde

$$q_{\text{RSD}}^l = 1 - \frac{1}{6} \beta(z) \Delta_{\text{id}}, \quad (7.7)$$

con un valor explícito de  $q_{\text{RSD}}^l = 1.092$  inherente a la MXXL para el snapshot  $z = 0.99$ .

Las discrepancias entre las Ecs. (7.2) y (7.6) pueden atribuirse a la manera en que el identificador de voids lleva a cabo la integración esférica promedio del campo de densidad en una región subdensa elipsoidal. Por lo tanto, el valor óptimo de  $q_{\text{RSD}}$  dependerá últimamente de la forma y pendiente del perfil de densidad en el espacio- $r$  que caracterice a los voids, especialmente en las partes internas. Dejamos el análisis de la derivación del factor  $q_{\text{RSD}}$  considerando estos aspectos para una futura investigación.

### 7.3.3 Cambio de volumen por efecto Alcock-Paczyński

Hasta aquí, hemos asumido implícitamente que la escala de distancias subyacente es la verdadera. Es decir, no hemos considerado el efecto AP a la hora de asumir una cosmología fiduciaria para tratar las dimensiones de los voids. Este es el tema de estudio de este apartado. Para comprender el impacto de este efecto, asumiremos para el siguiente análisis una distribución espacial de las galaxias alrededor de los voids libre del efecto RSD.

En principio, la dimensión espacial de un void esférico podría cuantificarse a partir de dos cantidades directamente medibles: un radio angular<sup>1</sup> en el plano del cielo,  $\Delta\theta$ , y un radio de redshift a lo largo de la línea de la visual,  $\Delta z$ . De acuerdo a las Ecs. (3.62) y (3.63), estos observables están relacionados con los respectivos radios  $R_{v\perp}$  y  $R_{v\parallel}$ , expresados en unidades físicas, a partir de las siguientes ecuaciones de transformación:

$$R_{v\perp} = D_M(z)\Delta\theta \quad (7.8)$$

y

$$R_{v\parallel} = \frac{c}{H(z)}\Delta z. \quad (7.9)$$

Nótese que si uno conociera la cosmología verdadera, entonces no sería necesario distinguir entre las dimensiones en ambas direcciones POS y LOS. Ambas serían iguales al radio verdadero del void:  $R_v^{\text{rs}} = R_{v\parallel} = R_{v\perp}$ . Sin embargo, asumir una cosmología fiduciaria conlleva a discrepancias entre ambas cantidades, y de esta manera, un void aparece nuevamente como un elipsoide en el sistema de coordenadas subyacente. No obstante, a diferencia de los elipsoides por expansión RSD, estos elipsoides derivados del efecto AP provienen de distorsiones en ambas direcciones POS y LOS. Más aún, el efecto neto no es necesariamente una expansión, puede ser una contracción, todo depende de los parámetros cosmológicos elegidos. Este adicional *cambio de volumen por efecto AP* se ilustra esquemáticamente en el panel central de la Figura 22.

El efecto AP en el volumen de los voids puede describirse en analogía con el efecto de expansión. Consideremos que el elipsoide AP tiene semiejes  $s_{\perp}^{\text{fid}}$  y  $s_{\parallel}^{\text{fid}}$ , dados por las Ecs. (7.8) y (7.9), con valores fiduciarios  $H_{\text{fid}}$  y  $D_M^{\text{fid}}$ . Una comparación directa de estas cantidades con su dimensión real,  $R_v^{\text{rs}}$ , que también está dada por las mismas expresiones, pero con los valores verdaderos  $H_{\text{true}}$  y  $D_M^{\text{true}}$ , conduce a las siguientes relaciones:

$$s_{\perp}^{\text{fid}} = q_{\text{AP}}^{\perp} R_v^{\text{rs}} \quad (7.10)$$

y

$$s_{\parallel}^{\text{fid}} = q_{\text{AP}}^{\parallel} R_v^{\text{rs}}, \quad (7.11)$$

<sup>1</sup> Cambiamos a la notación  $\Delta\theta$  en vez de  $\Delta\phi$  que veníamos usando, para coincidir con la notación utilizada en el trabajo de Correa et al. (2021), base de esta parte del trabajo.

donde  $q_{\text{AP}}^\perp$  y  $q_{\text{AP}}^\parallel$  están dados por las Ecs. (3.66) y (3.67), respectivamente. Cabe recalcar que el índice “true” se refiere a cantidades basadas en la cosmología verdadera subyacente, aunque desconocida. Finalmente, considerando la esfera equivalente con el mismo volumen del elipsoide, igualando los volúmenes, y llamando  $R_{\text{V}}^{\text{fid}}$  a su radio, obtenemos una expresión análoga a la Ec. (7.2):

$$R_{\text{V}}^{\text{fid}} = q_{\text{AP}} R_{\text{V}}^{\text{rs}}, \quad (7.12)$$

donde

$$q_{\text{AP}} = \sqrt[3]{(q_{\text{AP}}^\perp)^2 q_{\text{AP}}^\parallel}. \quad (7.13)$$

Al igual que en el caso del factor RSD, el *factor AP* es una constante de proporcionalidad, independiente de la escala, y dependiente de la cosmología. Sin embargo, hay una diferencia interesante entre ambos. Por un lado, el factor AP depende solamente de los parámetros cosmológicos globales, como  $\Omega_m$ ,  $\Omega_\Lambda$  y  $H_0$ , por lo que está relacionado con la historia de expansión y geometría del Universo. Por otro lado, el factor RSD depende sólo de  $\beta$ , de manera que es un parámetro dinámico relacionado con la tasa de crecimiento de las estructuras cósmicas.

Para el desarrollo del próximo capítulo, necesitaremos los valores explícitos de los factores AP inherentes a los catálogos de voids FC definidos en la Sección 5.4. Al catálogo FC-l, que asume el valor fiduciario  $\Omega_m^l = 0.20$ , le corresponde el valor  $q_{\text{AP}}^l = 1.046$ . Al catálogo FC-u, con  $\Omega_m^u = 0.30$ , el valor  $q_{\text{AP}}^u = 0.960$ . Nótese que  $q_{\text{AP}}^l > 1$  para el primero, por lo que, de acuerdo a la Ec. (7.12), debe esperarse que estos voids sean sistemáticamente más grandes que sus contrapartes reales, es decir, se espera una expansión global. Por el contrario,  $q_{\text{AP}}^u < 1$  para el último, por lo que debe esperarse que estos voids sean sistemáticamente más pequeños que sus contrapartes, es decir, se espera una contracción global.

### 7.3.4 Contribuciones AP y RSD combinadas

En las observaciones, el volumen de un void estará afectado por las contribuciones combinadas de los efectos RSD y AP, acopladas e indistinguibles a priori. No es trivial asegurar la independencia de ambos efectos, como hemos hecho hasta aquí en los dos apartados previos. Sin embargo, en el próximo capítulo proveeremos evidencia estadística sólida que avala esta suposición. Desde el punto de vista teórico, el hecho de que los factores  $q_{\text{RSD}}$  y  $q_{\text{AP}}$  codifiquen información cosmológica diferente es una buena señal de ello.

Asumiendo esta independencia, los voids en los espacios  $-r$  y  $-z$  quedan relacionados entonces a partir de una corrección que involucra dos pasos: primero deben corregirse los radios por el efecto AP con la Ec.(7.12), luego, deben corregirse por el efecto de expansión con la Ec. (7.2) (o Ec. 7.6). Nótese que esta corrección puede efectuarse también en el orden

inverso. En resumidas cuentas, la relación final entre los radios en ambas configuraciones espaciales se obtiene combinando ambas expresiones:

$$R_v^{zs} = q_{AP} q_{RSD} R_v^{rs}. \quad (7.14)$$

### 7.3.5 Efecto de descentrado

Una simple inspección visual de la Figura 12 muestra que los voids del espacio- $z$  están desplazados con respecto a sus homólogos del espacio- $r$ . Este es el *efecto de descentrado*, una consecuencia directa de la invalidez de la hipótesis (2) concerniente a la invariabilidad de la posición de los centros al mapear los voids del espacio- $r$  al espacio- $z$ . Nadathur, Carter & Percival (2019) remarcan que esta hipótesis es equivalente a considerar que la posición de los centros no sufre del efecto RSD, sino que sólo se ven afectadas las galaxias circundantes. Por otro lado, Lambas et al. (2016), Ceccarelli et al. (2016) y Lares et al. (2017) demostraron que los voids pueden considerarse como entidades que se mueven como un todo con una velocidad neta  $\mathbf{V}_v$ . Inspirados en estos resultados, el efecto de descentrado puede entenderse simplemente como una nueva clase de distorsiones RSD inducida por la dinámica de los voids, y por lo tanto, es esperable que el desplazamiento de los centros se produzca preferentemente en la dirección LOS, como sucede con las galaxias. Este efecto se ilustra esquemáticamente en el panel derecho de la Figura 22. En la Sección 7.4.2 brindaremos evidencia estadística de este fenómeno.

Este efecto puede describirse analíticamente a partir de consideraciones dinámicas. Nuestro identificador de voids provee la posición  $\mathbf{X}_v = (X_{v1}, X_{v2}, X_{v3}) [h^{-1}\text{Mpc}]$  y la velocidad peculiar  $\mathbf{V}_v = (V_{v1}, V_{v2}, V_{v3}) [\text{km s}^{-1}]$  de los centros de void (véase la próxima sección para más detalles acerca de cómo se calculan las velocidades). Por lo tanto, el desplazamiento sistemático de los centros en la dirección LOS puede cuantificarse a partir de una expresión equivalente a la Ec. (5.1) para el caso de los voids:

$$\tilde{X}_{v3} = X_{v3} + \frac{1+z}{H(z)} V_{v3}, \quad (7.15)$$

donde  $\tilde{X}_{v3}$  denota la coordenada  $X_{v3}$  desplazada. Como antes, no es trivial saber si los efectos en el volumen de los voids y el descentrado son independientes entre sí. En la Sección 7.4.3 proveeremos evidencia acerca de esto. En este caso, la Ec. (6.4) sigue siendo válida, siempre que  $r_{\parallel} = |X_{v3} - x_3|$  y  $v_{\parallel} = |V_{v3} - v_3|$ .

Antes de finalizar esta sección, una breve reflexión acerca del marco teórico construido. Por un lado, el efecto de expansión es un derivado de las distorsiones RSD inducidas por la *dinámica de los trazadores* en escalas cercanas al radio de void. En estas escalas, el campo de velocidad de los trazadores responde a la divergencia originada en el mínimo del campo de densidad local que define al void. Por otro lado, el efecto de descentrado también es un derivado de las distorsiones RSD, pero inducidas en escalas mayores. La fuente es el

movimiento global de los trazadores de la región que contiene al void considerada como un todo, siguiendo la dinámica a gran escala del campo gravitacional (Lares et al., 2017). Este último aspecto permite pensar en una *dinámica de los voids*, que se manifiesta como una nueva fuente de distorsiones RSD. Por lo tanto, es esperable que ambos efectos impriman una huella propia y distintiva en las mediciones de los estadísticos cosmológicos, como la función de tamaños y la función de correlación cruzada void-galaxia.

De aquí en adelante, haremos referencia al efecto de expansión con el acrónimo t-RSD, mientras que para el efecto de descentrado, usaremos el acrónimo v-RSD. Esto está inspirado en que, si bien ambos son consecuencia de las distorsiones dinámicas presentes en la distribución espacial de las galaxias, el efecto neto se manifiesta en escalas distintas: el prefijo t- hace referencia a la dinámica de los trazadores propiamente dicha (efecto RSD clásico), mientras que el prefijo v-, a la dinámica global de los voids. Esto será particularmente útil para distinguir los tipos de patrones anisótropos observados en la función de tamaños y en la función de correlación.

## 7.4 Análisis estadístico

El análisis estadístico de esta sección tiene como fin proveer evidencias acerca de los efectos de expansión y descentrado postulados en las secciones anteriores. En el próximo capítulo, completaremos el análisis incorporando el cambio de volumen por efecto AP restante. Por tal motivo, continuaremos usando los catálogos TC, específicamente nos centraremos en los subcatálogos biyectivos (TC-rs-b y TC-zs-b de la Tabla 2).

El análisis se fundamenta en la búsqueda de correlaciones entre tres estadísticos que caracterizan la alteración del volumen de los voids y su movimiento: (i)  $R_v^{zs}/R_v^{rs}$ , el cociente entre los radios en ambas configuraciones espaciales, (ii)  $\mathbf{d}_v = (d_{v1}, d_{v2}, d_{v3})$ , el desplazamiento del centro, y (iii)  $\mathbf{V}_v = (V_{v1}, V_{v2}, V_{v3})$ , la velocidad neta del void. Específicamente, el desplazamiento se calcula como el vector desplazamiento del centro al ir del espacio- $r$  al espacio- $z$ , normalizado al radio real del void:

$$\mathbf{d}_v := \frac{\tilde{\mathbf{X}}_v - \mathbf{X}_v}{R_v^{rs}}. \quad (7.16)$$

La velocidad, por otro lado, se calcula en el espacio- $r$ , sumando las velocidades individuales de los trazadores alrededor del void dentro de un cascarón esférico void-céntrico de dimensión  $0.8 \leq r/R_v^{rs} \leq 1.2$ . Esta velocidad es un estimador fiable y no sesgado de la velocidad global del void, como fue demostrado por Lambas et al. (2016) (véase su Figura 1).

### 7.4.1 Correlación entre los radios de ambas configuraciones espaciales

El panel izquierdo de la Figura 23 muestra la distribución bidimensional  $(R_v^{rs}, \delta R_v)$  en formato de mapa de calor. Del azul al rojo y de menor a mayor, los colores indican la cantidad de voids en cada bin,  $N_v$ . Estos conteos están representados en una escala logarítmica para realzar los patrones observados en las diferentes escalas de la distribución. El eje vertical derecho muestra la escala equivalente basada en el cociente  $R_v^{zs}/R_v^{rs}$ , relacionada con  $\delta R_v$  a través de la Ec. (7.5). Para estudiar el comportamiento de la distribución de  $\delta R_v$  (o equivalentemente  $R_v^{zs}/R_v^{rs}$ ) en función del radio de void, computamos la mediana y el rango intercuartil (IQR)<sup>2</sup> tomando bines de ancho  $2 h^{-1}\text{Mpc}$  en el rango  $10 \leq R_v^{rs}/h^{-1}\text{Mpc} \leq 32$ , las cuales están representadas en la figura con barras de error. Las rectas horizontales indican las predicciones de las Ecs. (7.2) ( $\delta R_v^s = 0.315$ ,  $q_{\text{RSD}}^s = 1.058$ , línea de trazos) y (7.6) ( $\delta R_v^l = 0.5$ ,  $q_{\text{RSD}}^l = 1.092$ , línea continua). Nótese que el factor  $q_{\text{RSD}}^s$  predice mejor la mediana de los voids más pequeños, mientras que el factor  $q_{\text{RSD}}^l$  es más adecuado para los voids más grandes, aquellos que son relevantes en los estudios cosmológicos. El panel derecho de la figura muestra la distribución bidimensional  $(R_v^{rs}, R_v^{zs})$ . Existe una clara tendencia lineal entre ambos radios, cuya pendiente está descrita correctamente por los factores  $q_{\text{RSD}}^s$  (recta de trazos) y  $q_{\text{RSD}}^l$  (recta continua). Como antes,  $q_{\text{RSD}}^l$  resulta más adecuado para los voids más grandes.

A partir de este análisis, arribamos a la segunda conclusión importante de este capítulo: los voids se expanden al ser mapeados del espacio- $r$  al espacio- $z$ , y esta expansión puede cuantificarse estadísticamente como un incremento en el radio por un factor  $q_{\text{RSD}}$ . Estos resultados brindan soporte al efecto de expansión postulado en la Sección 7.3.2.

### 7.4.2 Correlación entre desplazamiento del centro y velocidad neta

La Figura 24 muestra la distribución bidimensional  $(|\mathbf{V}_v|, |\mathbf{d}_v|)$ , donde hemos tomado los módulos de los respectivos vectores. Esta distribución contiene información acerca de la dinámica de los voids como entidades globales. La cruz indica la moda de la distribución, la cual muestra que los voids tienden a moverse con una rapidez de  $290 \text{ km s}^{-1}$ , y sus centros tienden a desplazarse un factor  $0.17 R_v^{rs}$ . Es claro entonces que los voids no pueden considerarse como sistemas en reposo.

Respecto a las velocidades, la Figura 25 muestra la distribución de las componentes de la velocidad neta de los voids,  $\mathbf{V}_v$ , en las tres direcciones de la simulación. Cada una exhibe un comportamiento Gaussiano, centrada en  $0 \text{ km s}^{-1}$  y con una dispersión de  $231 \text{ km s}^{-1}$ . Esto era de esperarse, ya que no debiera haber ninguna dirección privilegiada para el movimiento de los voids de acuerdo al principio cosmológico.

Respecto a los desplazamientos, el panel izquierdo de la Figura 26 muestra la

<sup>2</sup> IQR: sigla que proviene del término en inglés *interquartile range*.

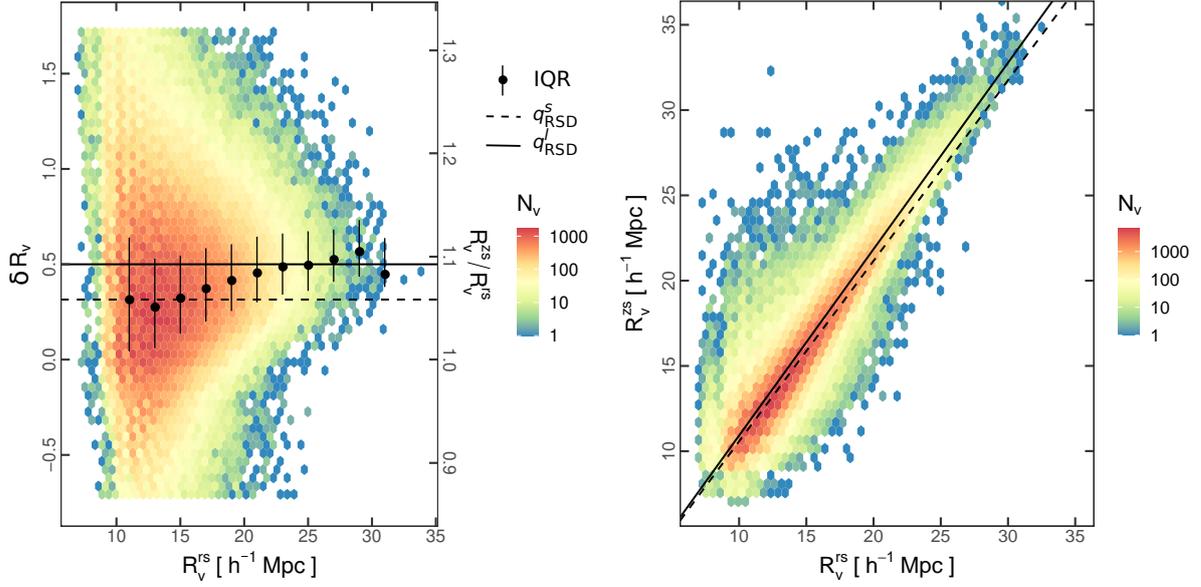


Figura 23 – Demostración estadística del efecto de expansión. *Panel izquierdo*. Distribución bidimensional  $(R_v^{rs}, \delta R_v)$ , o equivalentemente  $(R_v^{rs}, R_v^{zs}/R_v^{rs})$ , en formato de mapa de calor. Del azul al rojo, se indica el conteo de voids  $N_v$  de menor a mayor en una escala logarítmica. Los puntos con barras de error muestran la evolución de la mediana y el rango intercuartil de la distribución de  $\delta R_v$  (o  $R_v^{zs}/R_v^{rs}$ ) en función del radio. Las rectas horizontales indican las predicciones de las Ecs. (7.2) ( $\delta R_v^s = 0.315$ ,  $q_{\text{RSD}}^s = 1.058$ , línea de trazos) y (7.6) ( $\delta R_v^l = 0.5$ ,  $q_{\text{RSD}}^l = 1.092$ , línea continua). *Panel derecho*. Distribución bidimensional  $(R_v^{rs}, R_v^{zs})$ . Se observa una tendencia lineal, cuya pendiente está correctamente descrita por los factores  $q_{\text{RSD}}^s$  (recta de trazos) y  $q_{\text{RSD}}^l$  (recta continua). En ambos paneles, se observa que el factor  $q_{\text{RSD}}^s$  es un mejor predictor de la mediana para voids más chicos, mientras que el factor  $q_{\text{RSD}}^l$ , lo es para los voids más grandes.

distribución de las componentes del desplazamiento de los centros,  $\mathbf{d}_v$ , en las tres direcciones de la simulación. Todas exhiben un comportamiento Gaussiano centradas en 0. Sin embargo, a diferencia de las velocidades, los desplazamientos evidencian diferencias dependiendo de la dirección. Por un lado, las distribuciones en las direcciones POS (curva verde punteada y curva azul de trazos) son prácticamente idénticas, como era de esperarse, con una dispersión de 0.25. Por otro lado, la distribución en la dirección LOS (curva roja continua) tiene una dispersión de 0.3, diferente a las otras dos. No obstante, luego de corregir los desplazamientos en la dirección LOS con la Ec. (7.15), se obtiene una distribución que coincide prácticamente con las anteriores, como se muestra en el panel derecho.

El fenómeno descrito en el párrafo anterior es más evidente en el panel izquierdo de la Figura 27, donde se muestra la distribución bidimensional  $(V_{v3}, d_{v3})$ , es decir, para las componentes en la dirección LOS de la velocidad y el desplazamiento. Existe una tendencia lineal entre ambas cantidades, la cual puede describirse correctamente con la Ec. (7.15), representada por la recta de trazos. Específicamente, la pendiente de esta recta

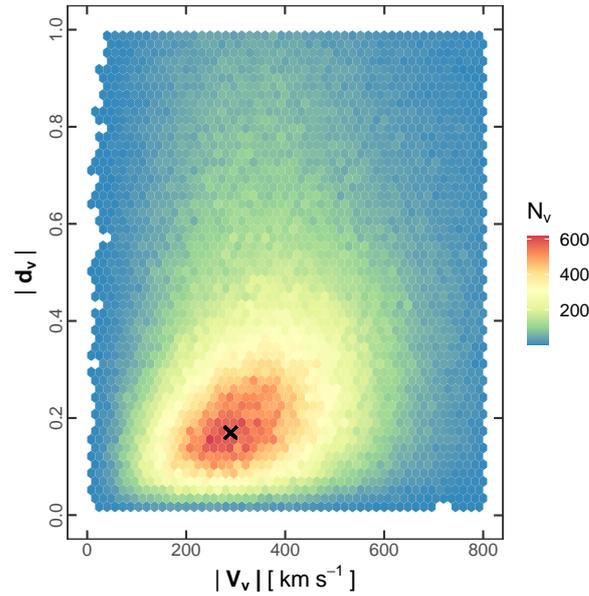


Figura 24 – Distribución bidimensional  $(|\mathbf{V}_v|, |d_v|)$ . La cruz indica la moda bidimensional, la cual muestra que los voids tienden a moverse con una rapidez de  $290 \text{ km s}^{-1}$ , y sus centros tienden a desplazarse un factor  $0.17 R_v^{\text{rs}}$ .

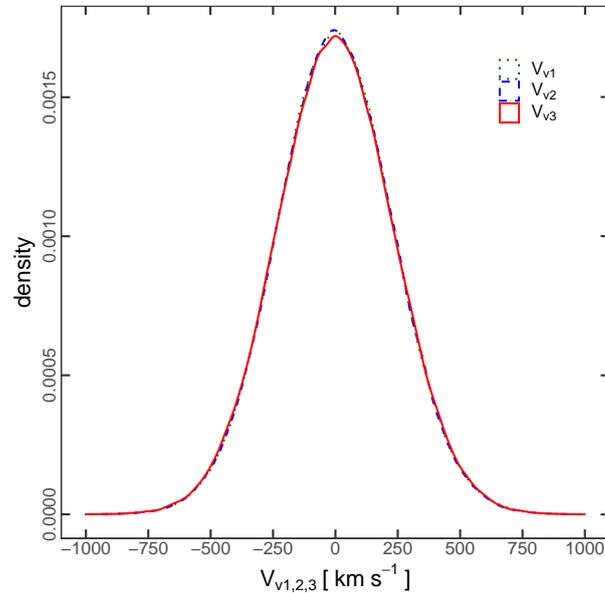


Figura 25 – Distribución de las componentes de  $\mathbf{V}_v$  en las tres direcciones de la simulación. Cada una muestra un comportamiento Gaussiano, centrada en  $0 \text{ km s}^{-1}$ , con una dispersión de  $231 \text{ km s}^{-1}$ . Esto es una manifestación del movimiento isótropo de los voids.

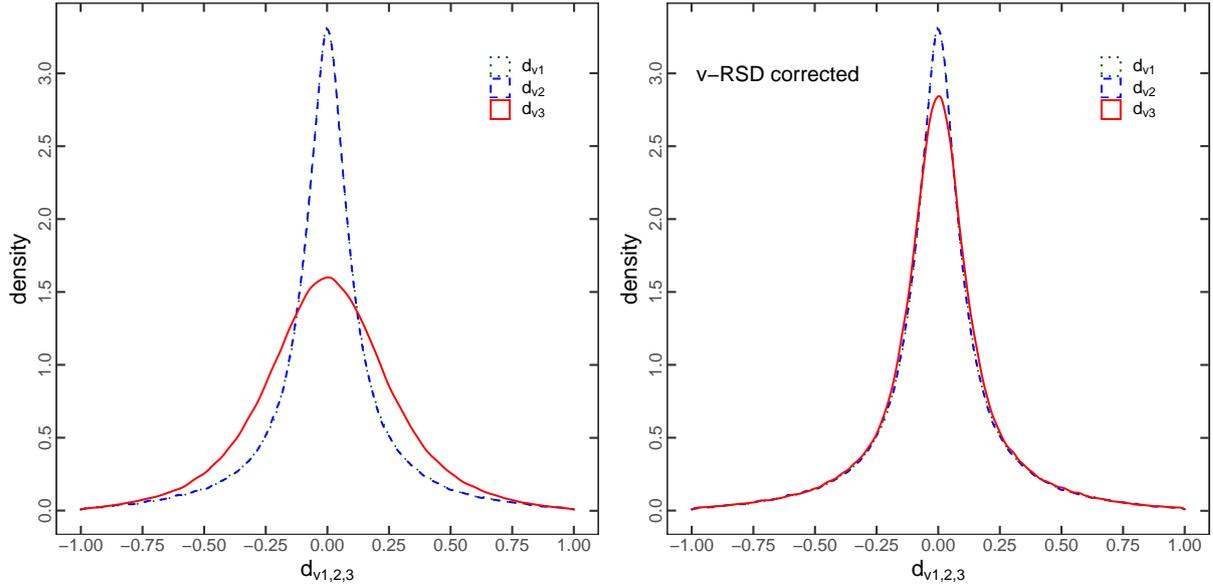


Figura 26 – Demostración estadística del efecto de descentrado. *Panel izquierdo.* Distribución de las componentes de  $\mathbf{d}_v$  en las tres direcciones de la simulación. Todas muestran un comportamiento Gaussiano centradas en 0. Las distribuciones POS (curva verde punteada y curva azul de trazos) son prácticamente idénticas con una dispersión de 0.25. La distribución LOS (curva roja continua) es muy diferente, con una dispersión de 0.3. *Panel derecho.* Las tres distribuciones coinciden luego de corregir los desplazamientos de los centros con la Ec. (7.15).

está dada por el término  $(1+z)/H(z)$ . En el panel derecho de la figura, se muestra la misma distribución bidimensional luego de corregir los desplazamientos en la dirección LOS con dicha ecuación. La correlación desaparece, obteniéndose una distribución prácticamente idéntica a las que evidencian las otras dos componentes en la dirección perpendicular,  $(V_{v1}, d_{v1})$  y  $(V_{v2}, d_{v2})$ , no mostradas aquí.

A partir de este análisis, arribamos a la tercera conclusión importante de este capítulo: los centros de los voids se desplazan sistemáticamente a lo largo de la línea de la visual cuando son mapeados del espacio- $r$  al espacio- $z$ , siendo este un desplazamiento del tipo RSD que puede cuantificarse estadísticamente por medio de la Ec. (7.15). Estos resultados brindan soporte al efecto de descentrado postulado en la Sección 7.3.5.

Para terminar este apartado, daremos una interpretación de la dispersión, ahora isotrópica, de las distribuciones corregidas de las Figuras 26 y 27. Esta dispersión evidencia un desplazamiento residual e isotrópico de los centros, el cual puede ser atribuido a ruido intrínseco del identificador de voids cuando intenta localizar el centro óptimo. Este es el paso (4) en el proceso de identificación descrito en la Sección 5.2.

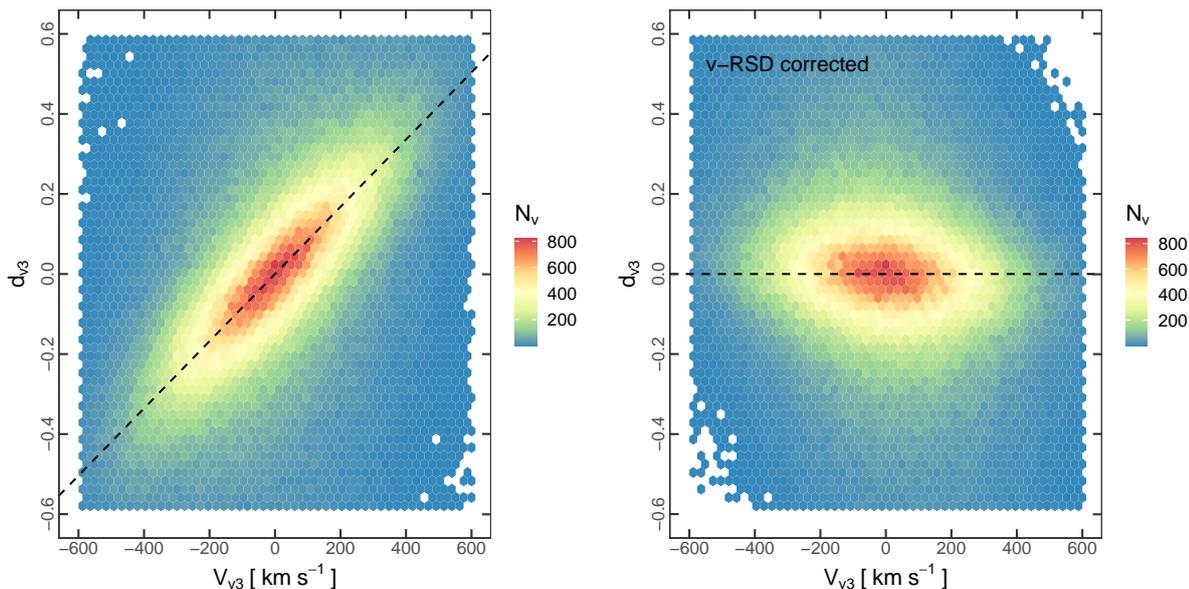


Figura 27 – Demostración estadística del efecto de descentrado, continuación. *Panel izquierdo.* Distribución bidimensional  $(V_{v3}, d_{v3})$ . Se observa una tendencia lineal entre ambas variables correctamente descrita por la Ec. (7.15) (recta de trazos). *Panel derecho.* La correlación desaparece luego de corregir el desplazamiento de los centros.

### 7.4.3 Correlaciones cruzadas

El cociente  $R_v^{zs}/R_v^{rs}$  (o equivalentemente  $\delta R_v$ ) caracteriza el cambio de volumen en los voids, por lo que el análisis estadístico de la Sección 7.4.1 da soporte al efecto de expansión postulado en la Sección 7.3.2. El desplazamiento  $\mathbf{d}_v$  y la velocidad  $\mathbf{V}_v$ , por otro lado, caracterizan el movimiento de los voids, por lo que el análisis estadístico de la Sección 7.4.2 da soporte al efecto de descentrado postulado en la Sección 7.3.5. Sólo queda probar si ambos efectos son estadísticamente independientes. Para ello, analizamos posibles correlaciones cruzadas entre estos estadísticos. La Figura 28 muestra las distribuciones bidimensionales  $(d_{v3}, R_v^{zs}/R_v^{rs})$  (panel izquierdo) y  $(V_{v3}, R_v^{zs}/R_v^{rs})$  (panel derecho). Las rectas horizontales indican las predicciones de los factores  $q_{\text{RSD}}^s$  (línea de trazos) y  $q_{\text{RSD}}^l$  (línea continua). No se observan correlaciones, lo cual da soporte a la independencia postulada. Cabe mencionar que, si bien mostramos aquí sólo las distribuciones correspondientes a las componentes LOS del desplazamiento y la velocidad, las distribuciones con las componentes POS, a saber:  $(d_{v1}, R_v^{zs}/R_v^{rs})$ ,  $(d_{v2}, R_v^{zs}/R_v^{rs})$ ,  $(V_{v1}, R_v^{zs}/R_v^{rs})$  y  $(V_{v2}, R_v^{zs}/R_v^{rs})$ , muestran un comportamiento similar.

Los resultados presentados en esta sección permiten realizar la siguiente interpretación: la dinámica a gran escala de la región que contiene al void (v-RSD) está desacoplada de la dinámica en escalas más pequeñas asociadas a los trazadores propiamente dichos (t-RSD o RSD clásica). Esto también sugiere que los posibles patrones de distorsión en las observaciones debido a estos dos efectos pueden tratarse por separado. Esta es la cuarta

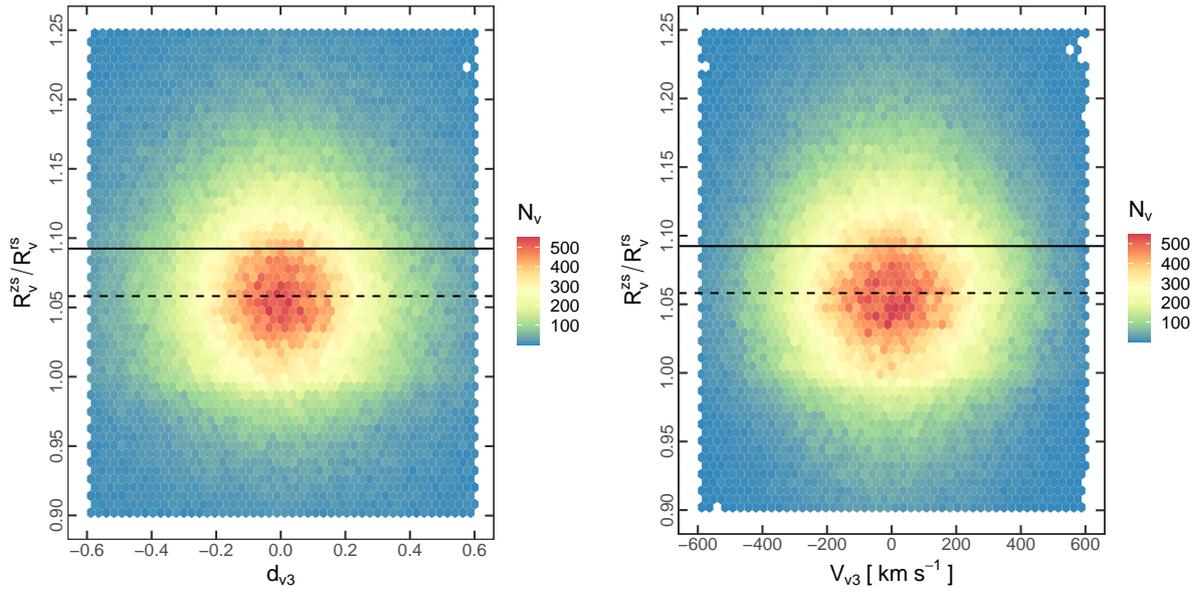


Figura 28 – *Panel izquierdo.* Distribución bidimensional  $(d_{v3}, R_v^{zs}/R_v^{rs})$ . *Panel derecho.* Distribución bidimensional  $(V_{v3}, R_v^{zs}/R_v^{rs})$ . En ambos paneles, las rectas horizontales son las predicciones teóricas de los factores  $q_{\text{RSD}}^s$  (Ec. 7.2, línea de trazos) y  $q_{\text{RSD}}^l$  (Ec. 7.6, línea continua). No se observan correlaciones en ningún caso, lo que sugiere que los efectos de expansión y de descentrado son estadísticamente independientes.

conclusión importante de este capítulo.



## 8 Impacto en la función de tamaños

### Resumen

Los tres efectos del espacio de redshift que afectan la identificación de voids: el efecto de expansión, el efecto de descentrado y el cambio de volumen por efecto AP, tienen un impacto en los estadísticos cosmológicos, generando desviaciones y patrones anisótropos adicionales en las mediciones. Esto conlleva a sesgos en la estimación de los parámetros cosmológicos si no son tenidos en cuenta apropiadamente. En este capítulo, nos enfocaremos en la abundancia de voids, descrita por la función de tamaños. Dejaremos para el próximo capítulo, las consecuencias sobre la función de correlación. A partir de la descripción física de estos efectos desarrollada en el capítulo anterior, es posible recuperar las propiedades estadísticas de la abundancia de voids en el espacio real. Encontramos que basta con sólo considerar los efectos t-RSD y AP; este estadístico está libre del efecto v-RSD. De esta manera, sentamos las bases para optimizar los modelos actuales de abundancia con el fin de obtener ajustes cosmológicos no sesgados a partir de los relevamientos espectroscópicos modernos. Esta parte del trabajo puede encontrarse en el mismo artículo publicado que contiene el análisis del capítulo anterior ([Correa et al., 2021](#)).

### 8.1 Acerca del modelado de la VSF

Empecemos este capítulo revisando algunas generalidades concernientes al modelado de la abundancia de voids. En la Sección 4.2, abordamos la problemática de modelar la función de tamaños en el espacio real a partir del formalismo de excursión probabilística en combinación con el modelo de evolución esférica derivado de la teoría de perturbaciones. Este modelo es análogo a la función de masas que caracteriza la abundancia de halos de materia oscura. Vimos que existen dos enfoques principales: el modelo SvdW ([Sheth; van de Weygaert, 2004](#)) y el modelo Vdn ([Jennings; Li; Hu, 2013](#)).

Es importante destacar que ambos modelos son sólo aplicables a voids identificados a partir de la distribución de materia. En las simulaciones, esto corresponde a voids identificados a partir de partículas de materia oscura. Los voids identificados a partir de trazadores como galaxias o halos pueden llegar a ser sustancialmente diferentes en cuanto a sus propiedades estadísticas. No obstante, como se discutió en la Sección 5.2, varios autores sostienen que ambos tipos de voids están estrechamente relacionados, y que existe una relación de bias lineal entre ellos, por lo que modelos como los de SvdW y Vdn, deberían seguir siendo válidos aún para el caso de los trazadores. Un modelo tal debería ajustar las abundancias en el espacio- $r$  mostradas en la Figura 21 (curvas azules).

En la práctica, sin embargo, sólo es posible identificar voids a partir de la distribución observada de las galaxias. Por lo tanto, es esperable que los efectos vistos en el capítulo anterior tengan un fuerte impacto en las mediciones de la VSF. Abordaremos esta problemática en este capítulo usando el marco teórico desarrollado en el capítulo anterior para describir estos efectos. Esta descripción tiene una fuerte dependencia cosmológica, por lo que debe combinarse con el formalismo de excursión probabilística para obtener ajustes de los parámetros cosmológicos de manera no sesgada a partir de los relevamientos espectroscópicos. De esta manera, sentamos las bases para un tratamiento completo del modelado de la VSF, dejando para una investigación futura un análisis completo e integrado de ambos desarrollos.

## 8.2 Corrección Alcock-Paczyński

Este capítulo tiene una doble intención. Por un lado, terminaremos el análisis del capítulo anterior incorporando el cambio de volumen por efecto AP aún no tratado. Por otro lado, analizaremos el impacto de los tres efectos sobre voids: t-RSD, v-RSD y AP, sobre la función de tamaños y las consecuencias cosmológicas de ello. Por estos motivos, usaremos ahora los catálogos de voids FC, totalmente afectados por distorsiones (véase la Tabla 2).

El panel izquierdo de la Figura 29 muestra las abundancias correspondientes a los dos catálogos FC, que al estar afectados por ambos tipos de distorsiones, RSD y AP, simulan ser dos mediciones observacionales. La VSF del catálogo FC-l, el cual asume un valor fiduciario de  $\Omega_m$  menor al valor verdadero inherente a la MXXL ( $\Omega_m^l = 0.20$ ), está representada por la curva verde de trazos y puntos, mientras que la VSF del catálogo FC-u, que asume un valor fiduciario mayor al verdadero ( $\Omega_m^u = 0.30$ ), está representada por la curva púrpura de trazos. El objetivo de esta sección es corregir estas abundancias a partir del marco teórico de la Sección 7.3 con el fin de recuperar la abundancia subyacente en el espacio- $r$ . Gráficamente, se pretende recuperar la curva azul continua de la figura, correspondiente al catálogo TC-rs-f. De acuerdo a lo estudiado, esto puede lograrse mediante una simple corrección de los radios por medio de la Ec. (7.14), usando los valores de los factores AP y RSD derivados para la MXXL:  $q_{\text{RSD}}^l = 1.092$ ,  $q_{\text{AP}}^l = 1.046$  y  $q_{\text{AP}}^u = 0.960$ .

No obstante, en lugar de llevar a cabo esta simple corrección directamente, dividiremos el proceso en dos etapas con el fin de discutir los efectos físicos involucrados en cada una. En esta sección, discutiremos la primera de ellas, que consta de la corrección de los radios por el efecto AP en el volumen, usando sólo los factores  $q_{\text{AP}}^l$  y  $q_{\text{AP}}^u$ . El objetivo específico es recuperar la abundancia de referencia en el espacio- $z$ , sólo afectada por distorsiones RSD, pero libre del efecto AP. Gráficamente, se pretende recuperar la curva roja continua de la figura, correspondiente al catálogo TC-zs-f. Esta corrección se

muestra en el panel derecho de la Figura 29.

El primer aspecto claramente visible al comparar las abundancias de los catálogos FC-l y FC-u con respecto a la abundancia de referencia del catálogo TC-zs-f, es que las VSF adquieren valores más grandes a menor valor de  $\Omega_m$ , mientras que ocurre lo opuesto al asumir un valor mayor de  $\Omega_m$ . En el contexto del mapeo biyectivo, esto significa que los voids del catálogo FC-l son sistemáticamente más grandes, mientras que los voids del catálogo FC-u son sistemáticamente más pequeños. Esto está en excelente acuerdo con la discusión brindada en la Sección 7.3.3, en la que se esperaba una expansión de los primeros, dado que  $q_{AP}^l > 1$ , y una contracción de los últimos, dado que  $q_{AP}^u < 1$ . Nótese que luego de corregir los radios por el efecto AP en el volumen (panel derecho), ambas curvas coinciden notablemente con la VSF de referencia para todos los radios de interés. Esto se aprecia mejor en los paneles inferiores, donde se representan las correspondientes diferencias fraccionales en el conteo de voids:  $\Delta N_v/N_v = (N_v^{FC} - N_v^{zs})/N_v^{zs}$ , un indicador de la calidad de la corrección. Luego de la corrección, las diferencias se reducen notablemente, siendo siempre  $\Delta N_v/N_v < 0.2$ , el peor de los casos. Más aún, esto constituye una señal clara de que este efecto es independiente de los demás.

Arribamos así a la primera conclusión importante de este capítulo: el volumen de los voids también está afectado por la cosmología fiduciaria asumida para medir distancias, alteración que se manifiesta como una expansión o contracción global, dependiendo de los parámetros cosmológicos elegidos. Además, este efecto es independiente de los demás, y puede cuantificarse estadísticamente como un cambio en el radio por un factor constante  $q_{AP}$ . Estos resultados dan soporte al cambio de volumen por efecto AP postulado en la Sección 7.3.3.

### 8.3 Corrección por efecto de expansión

En esta sección, discutiremos la segunda etapa de la corrección, el efecto de expansión. El objetivo es ahora recuperar la abundancia correspondiente al espacio- $r$ . Esto se muestra en la Figura 30. El panel izquierdo es el mismo que el panel derecho de la figura anterior, excepto por el hecho de que las diferencias fraccionales están referidas ahora al catálogo TC-rs-f:  $\Delta N_v/N_v = (N_v^{FC} - N_v^{rs})/N_v^{rs}$ . El panel derecho muestra la corrección que nos atañe en este apartado. La corrección es satisfactoria para todos los radios de interés, aunque se evidencian algunas desviaciones significativas en las escalas más chicas, cercanas al umbral dado por la mediana. Nótese que las enormes diferencias entre las abundancias de voids en los espacios  $-r$  y  $-z$ , ya observadas en la Figura 21, las cuales llegaban a ser tan altas como  $\Delta N_v/N_v > 4$  para los tamaños más grandes, han sido reducidas a valores  $\Delta N_v/N_v < 0.8$  en todos los casos.

Para el análisis realizado hasta aquí, hemos utilizado los catálogos full en sus dos

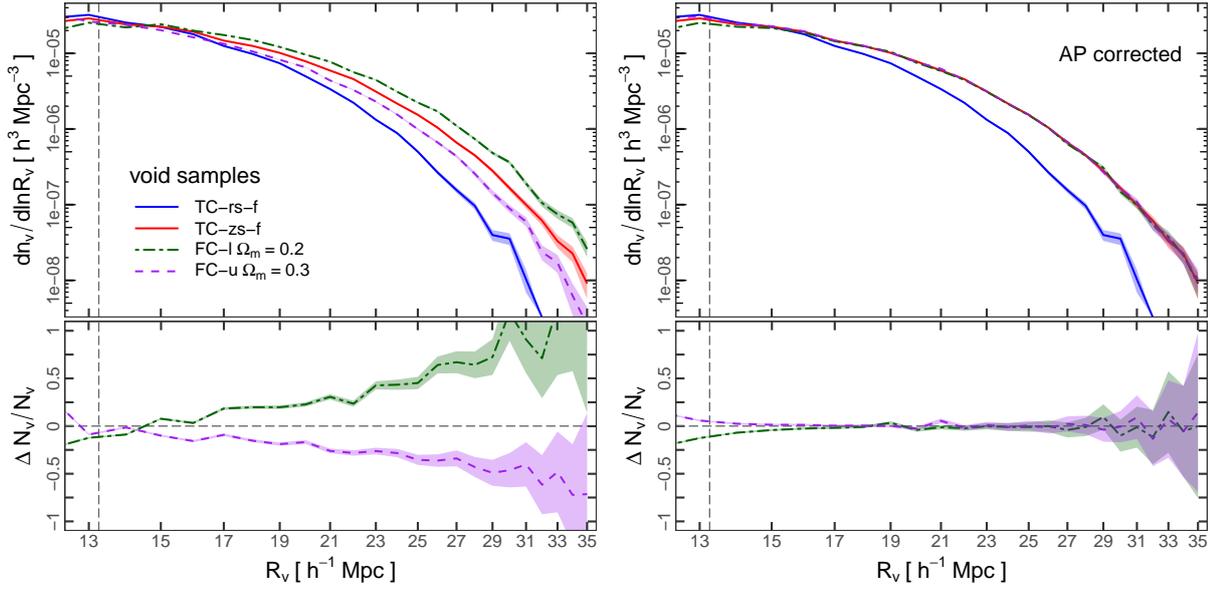


Figura 29 – Corrección de la abundancia de voids por el efecto Alcock-Paczyński. *Panel izquierdo.* Abundancias correspondientes a los catálogos FC. La VSF del catálogo FC-l (con un valor fiduciario de  $\Omega_m^l = 0.20$ , menor a la MXXL) está representada por la curva verde de trazos y puntos. La VSF del catálogo FC-u ( $\Omega_m^u = 0.30$ , mayor a la MXXL) está representada por la curva púrpura de trazos. Se muestran también las abundancias de referencia correspondientes a los catálogos TC-rs-f (curva azul continua) y TC-zs-f (curva roja continua). El *panel inferior* muestra las correspondientes diferencias fraccionales en el conteo de voids entre los catálogos FC y el TC-zs-f de referencia. *Panel derecho.* Ídem al panel izquierdo, pero luego de efectuar la corrección sobre los catálogos FC.

versiones como referencia: TC-rs-f para el espacio- $r$ , y TC-zs-f para el espacio- $z$ . Bien podríamos haber usado los catálogos biyectivos. Esto estaba motivado por el hecho de que, en el espíritu del mapeo biyectivo entre voids, los catálogos full y biyectivos son equivalentes. Por otra parte, hemos utilizado la Ec. (7.6) (con el factor  $q_{\text{RSD}}^l$ ) para corregir los radios por el efecto de expansión, en vez de usar la Ec. (7.2) (con el factor  $q_{\text{RSD}}^s$ ). Esto estaba motivado por el hecho de que el primero es un factor más adecuado para los voids más grandes por encima del umbral de ruido Poisson. Repetimos entonces el análisis, usando ahora los catálogos biyectivos como referencia en sus dos versiones: TC-rs-b para el espacio- $r$ , y TC-zs-b para el espacio- $z$ . Esto permite examinar el impacto de la impureza debido a los voids no biyectivos en los catálogos full. Además, usamos ambos factores RSD,  $q_{\text{RSD}}^s$  y  $q_{\text{RSD}}^l$ , para comparar su desempeño. Dado que la corrección AP funciona muy bien en todas las escalas, nos enfocamos exclusivamente en la corrección por el efecto de expansión. Concretamente, partiendo de la VSF en el espacio- $z$  medida con el catálogo TC-zs-b, intentamos recuperar la VSF en el espacio- $r$  medida con el catálogo TC-rs-b. Esto se muestra en la Figura 31. Las curvas azules y rojas de trazos son las mismas que las de la Figura 21. La curva marrón de trazos y puntos, por un lado, representa la corrección hecha con el factor  $q_{\text{RSD}}^s$ , mientras que la curva naranja de trazos y puntos, la

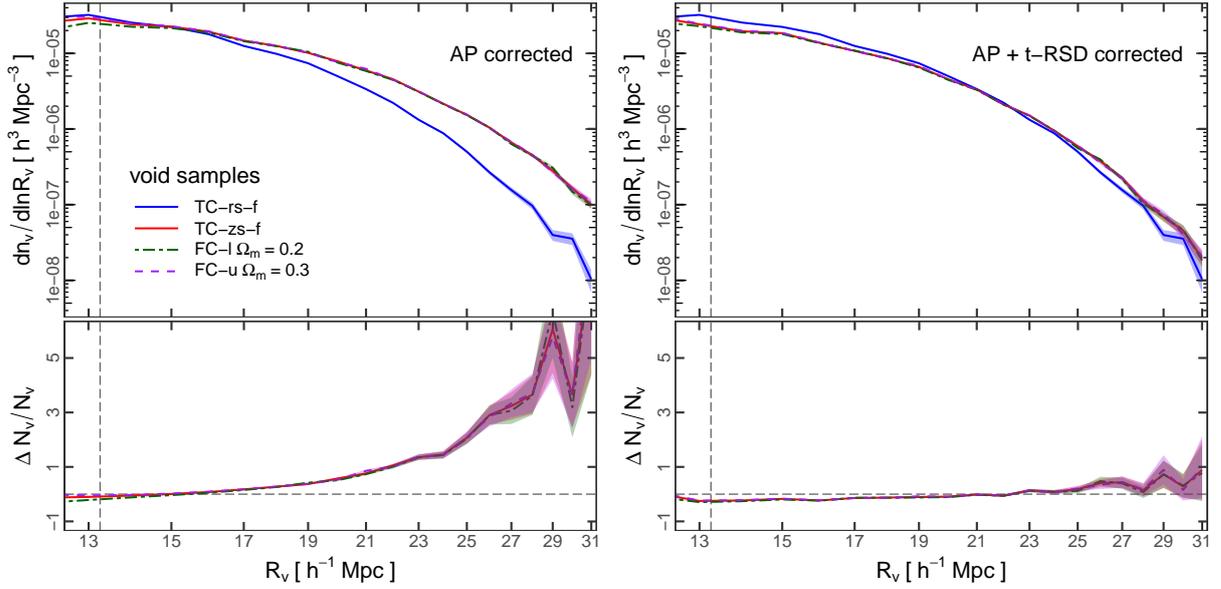


Figura 30 – Corrección de la abundancia de voids por el efecto de expansión. *Panel izquierdo.* Ídem al panel derecho de la Figura 29, excepto por el hecho de que las diferencias fraccionales están referidas al catálogo TC-rs-f. *Panel derecho.* Ídem al panel izquierdo, pero luego de efectuar la corrección.

realizada con el factor  $q_{\text{RSD}}^l$ . Podemos extraer dos conclusiones importantes. Primero,  $q_{\text{RSD}}^l$  se desempeña mejor que  $q_{\text{RSD}}^s$ , especialmente para los tamaños más grandes. Esto reafirma que  $q_{\text{RSD}}^l$  es más adecuado que  $q_{\text{RSD}}^s$  para caracterizar a los voids por encima del umbral de ruido, aquellos que revisten mayor interés en los análisis cosmológicos. Segundo, a diferencia del análisis anterior, ya no se observan las desviaciones significativas detectadas en las escalas más chicas. Estas desviaciones se deben efectivamente a la contaminación por voids no biyectivos en los catálogos full, que en general afectan los tamaños más pequeños. El análisis llevado a cabo en esta sección refuerza las conclusiones formuladas en la Sección 7.4.1.

## 8.4 Libre del efecto de descentrado e importancia cosmológica

Los logros conseguidos en el proceso de corrección prueban otro hecho importante: la VSF no está afectada por el efecto de descentrado. Esto fue asumido implícitamente en la fórmula de corrección, ya que la Ec. (7.14) sólo incluye los efectos t-RSD y AP contenidos en los factores  $q_{\text{RSD}}$  y  $q_{\text{AP}}$ , respectivamente. Esto constituye la segunda conclusión importante de este capítulo.

En resumen, los dos únicos ingredientes para corregir una VSF observacional son los factores AP y RSD. Estos factores constituyen dos simples constantes de proporcionalidad, independientes de la escala y dependientes de la cosmología. Por un lado,  $q_{\text{AP}}$  depende sólo de los parámetros cosmológicos globales, como  $\Omega_m$ ,  $\Omega_\Lambda$  y  $H_0$ , por lo que está relacionado a

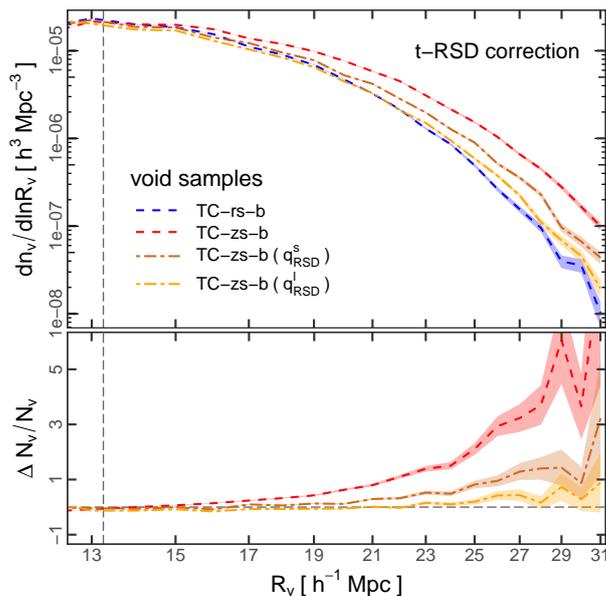


Figura 31 – Corrección por efecto de expansión usando los catálogos biyectivos en vez de los full. Las curvas roja y azul de trazos representan las VSF de los catálogos TC-zs-b y TC-rs-b, las mismas que en la Figura 21. La curva marrón de trazos y puntos representa la corrección usando la Ec. (7.2) con el factor  $q_{\text{RSD}}^s$ . La curva naranja de trazos y puntos representa la corrección usando la Ec. (7.6) con el factor  $q_{\text{RSD}}^l$ . El panel inferior muestra las correspondientes diferencias fraccionales en el conteo de voids tomando al catálogo TC-rs-b como referencia. Se aprecia que el factor  $q_{\text{RSD}}^l$  se desempeña mejor en la corrección. Se aprecia también que las desviaciones observadas en el panel derecho de la Figura 30 en las escalas más chicas se han atenuado. Las mismas se deben a la contaminación de voids no biyectivos en la muestra, los cuales poseen típicamente esos tamaños.

la historia de expansión y geometría del Universo. Por otro lado,  $q_{\text{RSD}}$  depende sólo de  $\beta$ , de manera que es un parámetro dinámico relacionado con la tasa de crecimiento de las estructuras cósmicas. Por lo tanto, el marco desarrollado en este trabajo debe ser combinado con el formalismo de excursión probabilística usado para modelar las abundancias de voids con el fin de obtener ajustes de los parámetros cosmológicos de manera no sesgada a partir de los relevamientos espectroscópicos. Esta es la tercera conclusión importante de este capítulo.

## 9 Impacto en la función de correlación

### Resumen

Este capítulo aborda el impacto de los efectos AP, t-RSD y v-RSD sobre la función de correlación cruzada void-galaxia, específicamente, sobre las versiones proyectadas que desarrollamos en el Capítulo 6. Encontramos que, a diferencia de lo que sucede con la función de tamaños, la función de correlación sí está afectada por los tres efectos. En particular, el efecto t-RSD es el más importante. Es más, encontramos una cuarta fuente de distorsiones no tenida en cuenta previamente en la literatura: la elipticidad intrínseca de los voids (e-RSD). Esta es la primera vez que los efectos v-RSD y e-RSD se detectan y cuantifican. A partir de una prueba preliminar simple, verificamos que el modelo de flujo Gaussiano sigue siendo robusto al tener en cuenta todos los efectos mencionados. Con esto, sentamos las bases para optimizar los modelos actuales para la función de correlación con el fin de obtener ajustes cosmológicos no sesgados a partir de los relevamientos espectroscópicos modernos. El análisis llevado a cabo aquí no sólo es importante desde este punto de vista práctico, sino también para ahondar nuestro conocimiento acerca de la estructura y dinámica de los voids, y más generalmente, del Universo en las escalas más grandes. Más aún, algunos de los efectos estudiados constituyen pruebas cosmológicas en sí mismas, como es el caso de la elipticidad de los voids. Esta parte del trabajo se enviará próximamente para ser considerada para publicación (Correa et al., en preparación).

### 9.1 Muestra de voids

En este capítulo, no consideraremos distorsiones del tipo AP. Daremos una justificación de esta elección en la Sección 9.5. Por esta razón, retornaremos a los catálogos de voids TC. Dado que este capítulo complementa el análisis de los dos anteriores, continuaremos usando el snapshot  $z = 0.99$  de la simulación MXXL, teniendo en cuenta que los demás snapshots evidencian los mismos resultados cualitativos.

El panel izquierdo de la Figura 32 muestra un zoom de las curvas de abundancia de voids presentadas previamente en la Figura 21 para los catálogos full y biyectivo en el espacio- $z$  (TC-zs-f y TC-zs-b, respectivamente). Se ha intercambiado la representación de las mismas para una mejor comprensión de la discusión que desarrollaremos a lo largo de este capítulo. A saber, la abundancia full está representada por la curva gris de trazos, mientras que la abundancia biyectiva, por la curva gris continua. En la Sección 7.2, demostramos que los catálogos full y biyectivos son estadísticamente equivalentes en estas escalas. Por lo tanto, no distinguiremos entre ambos a menos que se indique lo contrario.

Para medir la función de correlación, seleccionamos una muestra de voids cuyos tamaños están comprendidos en el rango  $20 \leq R_v^{zs}/h^{-1}\text{Mpc} \leq 25$ . Las rectas verticales rojas indican este corte en la figura. Hemos verificado que los resultados generales no dependen del corte siempre y cuando se realice en el rango biyectivo (por encima del umbral de ruido Poisson).

El panel derecho de la figura muestra las abundancias correspondientes en el espacio- $r$ . La representación es la misma: la abundancia full (correspondiente al catálogo TC-rs-f) está representada por la curva gris de trazos, mientras que la abundancia biyectiva (correspondiente al catálogo TC-rs-b), por la curva gris continua. En particular, la curva azul continua describe la distribución de los radios de las contrapartes reales de los voids de la muestra original, de acuerdo al mapeo biyectivo. Es decir, se trata de la misma muestra de voids, pero manifestada en el espacio- $r$ . Nótese que, a diferencia de los voids del espacio- $z$ , las contrapartes del espacio- $r$  no están confinadas a un bin definido, sino que siguen una distribución más compleja abarcando un amplio rango de escalas, aunque nótese también que el eje de ordenadas está expresado en una escala logarítmica. Esto constituye un aspecto central en este capítulo, por lo que retomaremos el análisis de esta figura más adelante para explicar el significado de los demás elementos representados.

## 9.2 Proyecciones de la función de correlación: otro enfoque

Seguimos la metodología desarrollada en el Capítulo 6 para medir la función de correlación. Cabe destacar que el método original se basa en medir correlaciones directamente en términos de ángulos y redshifts void-céntricos. La dependencia cosmológica de estas cantidades con una escala física de distancias está contenida en el modelo, permitiendo así evaluar diferentes cosmologías sin la necesidad de asumir alguna en particular. De esta manera, se tiene en cuenta al efecto AP de una manera natural. Sin embargo, dado que no estamos considerando distorsiones del tipo AP en el presente análisis, trataremos a las correlaciones en el sistema de coordenadas comóviles definidas por la simulación, y nos concentraremos exclusivamente en las distorsiones del tipo RSD.

Recapitemos los conceptos básicos en el contexto de estas consideraciones.  $\xi(\sigma, \pi)$  denota la función de correlación cruzada void-galaxia en el espacio- $z$ , donde  $\sigma$  representa la distancia comóvil void-céntrica en el plano del cielo, mientras que  $\pi$ , la distancia análoga en la dirección de la visual. Al proyectar  $\xi(\sigma, \pi)$  hacia el plano del cielo (eje  $\sigma$ ) en un dado rango de distancias  $\pi$ ,  $\text{PR}_\pi$ , se obtiene la proyección POS de la función de correlación,  $\xi_{\text{pos}}(\sigma)$ , una función unidimensional que depende sólo de la coordenada  $\sigma$ . Análogamente, al proyectar  $\xi(\sigma, \pi)$  hacia la línea de la visual (eje  $\pi$ ) en un dado rango de distancias  $\sigma$ ,  $\text{PR}_\sigma$ , se obtiene la proyección LOS de la función de correlación,  $\xi_{\text{los}}(\pi)$ , una función unidimensional que depende sólo de la coordenada  $\pi$ .

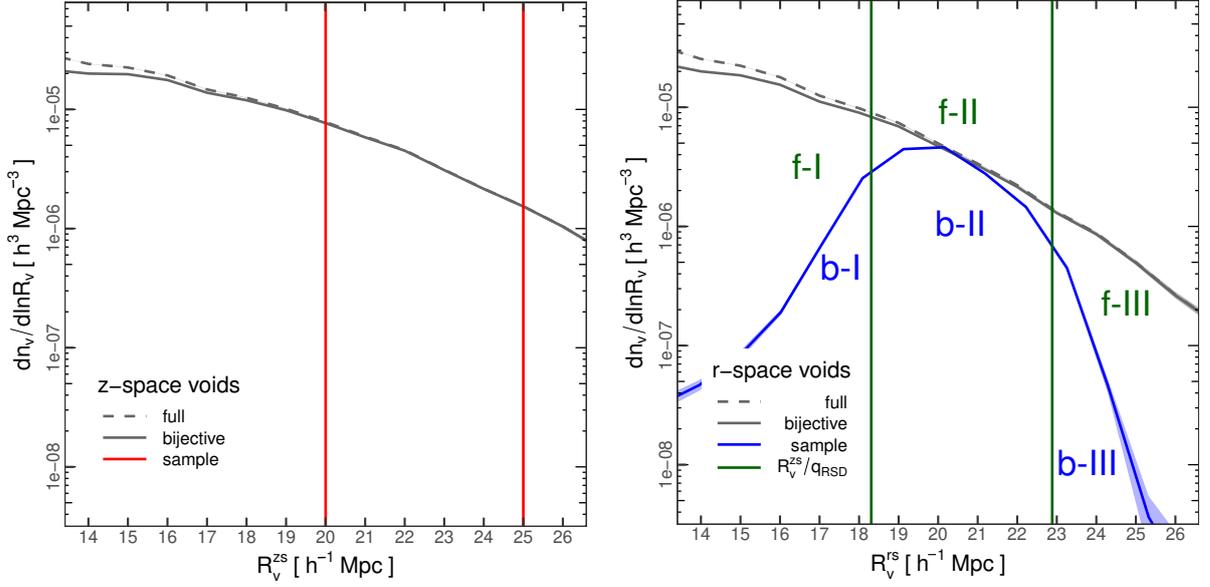


Figura 32 – Muestra de voids usada en este capítulo para analizar la función de correlación. *Panel izquierdo.* Abundancia de voids en el espacio- $z$ . El catálogo full (TC-zs-f) está representado por la curva gris de trazos; el catálogo biyectivo (TC-zs-b), por la curva gris sólida. Las rectas verticales rojas delimitan la muestra usada. *Panel derecho.* Abundancia de voids en el espacio- $r$ . Los correspondientes catálogos full (TC-rs-f) y biyectivo (TC-rs-b) tienen la misma representación. La curva azul continua representa la distribución de radios de las contrapartes reales de los voids de la muestra. Las rectas verticales verdes indican la corrección t-RSD de los radios provista por la Ec. (7.6). Constituye una predicción robusta de la región de completitud donde se encuentra la mayoría de las contrapartes de los voids de la muestra. Las submuestras f-I, f-II, f-III, b-I, b-II y b-III se utilizan para analizar el efecto de elipticidad de los voids.

La medición de la función de correlación se basa en el conteo de pares void-galaxia en un esquema de bineado cilíndrico. En esta geometría, un bin es un cascarón cilíndrico orientado en la dirección LOS con las siguientes dimensiones: un radio interno  $\sigma_{\text{int}}$ , un radio externo  $\sigma_{\text{ext}}$ , una altura inferior  $\pi_{\text{low}}$  y una altura superior  $\pi_{\text{up}}$ . A partir de la Ec. (6.6), la función de correlación se estima simplemente como el cociente entre el número de pares contados dentro del bin,  $DD_{ij}$ , y el número esperado de pares en una distribución homogénea,  $RR_{ij}$ , donde los subíndices aluden al bin  $(i, j)$ :

$$\hat{\xi}(\sigma_i, \pi_j) = \frac{DD_{ij}}{RR_{ij}} - 1. \quad (9.1)$$

A su vez,  $RR_{ij}$  puede estimarse analíticamente como el producto de la densidad de trazadores, el número total de voids y el volumen del bin. Aquí,  $(\sigma_i, \pi_j)$  denota las coordenadas del centro geométrico del bin, al que se le asigna el valor de correlación medida.

Las funciones de correlación proyectadas constituyen casos especiales en este esquema de bineado. El esquema para la correlación POS involucra bins con dimensiones

$\sigma_{\text{int}}$ ,  $\sigma_{\text{ext}}$ ,  $\pi_{\text{low}} = 0$  y  $\pi_{\text{up}} = \text{PR}_{\pi}$ . De esta manera,  $\delta\sigma := \sigma_{\text{ext}} - \sigma_{\text{int}}$  es el paso en el bineado. Similarmente, el esquema para la correlación LOS involucra bins con dimensiones  $\sigma_{\text{int}} = 0$ ,  $\sigma_{\text{ext}} = \text{PR}_{\sigma}$ ,  $\pi_{\text{low}}$  y  $\pi_{\text{up}}$ . En este caso,  $\delta\pi := \pi_{\text{up}} - \pi_{\text{low}}$  es el paso en el bineado. Para el desarrollo de este capítulo, tomamos rangos de proyección iguales en ambas direcciones:  $\text{PR}_{\sigma} = \text{PR}_{\pi} = 40 h^{-1}\text{Mpc}$ , que por simplicidad, nos referiremos a ambos con la notación común PR. Además, tomamos bins equiespaciados en ambas direcciones:  $\delta\sigma = \delta\pi = 1 h^{-1}\text{Mpc}$ .

### 9.2.1 Configuraciones

Las correlaciones fueron medidas en diferentes configuraciones de la distribución espacial de voids y halos. Las mediciones realizadas a partir de voids y halos, ambos tomados del espacio- $z$ , corresponden a lo que denominamos configuración  $z \times z$ . Similarmente, las mediciones realizadas a partir de voids tomados del espacio- $r$  y halos del espacio- $z$ , corresponden a la configuración híbrida  $r \times z$ . Finalmente, las mediciones realizadas a partir de voids y halos, ambos tomados del espacio- $r$ , corresponden a la configuración  $r \times r$ . Esta convención también aplica a las mediciones del campo de velocidad.

La Figura 33 muestra las proyecciones POS (panel izquierdo) y LOS (panel derecho) de la función de correlación void-halo medida en varias configuraciones. La medición realizada en la configuración  $z \times z$  usando la muestra de voids definida en la Sección 9.1 (Figura 32) está representada por las curvas rojas continuas, es decir, que fue obtenida a partir de la distribución espacial de los voids y halos tomados ambos del espacio- $z$ , y que por lo tanto, representa una posible medición observacional. La medición realizada en la configuración híbrida  $r \times z$ , por otra parte, está representada por las curvas azules de trazos, es decir, que fue obtenida a partir de la distribución espacial de los voids asociados en el espacio- $r$  pero manteniendo los halos en el espacio- $z$ . Esta distinción es importante, debido a que los modelos actuales para las distorsiones RSD alrededor de los voids están definidos para operar en esta configuración híbrida (Nadathur; Percival, 2019; Nadathur; Carter; Percival, 2019), y el objetivo de este capítulo es comparar posibles observaciones con predicciones teóricas. Explicaremos el significado de las curvas restantes en el transcurso de las próximas secciones.

Resulta más útil comparar dos correlaciones medidas en diferentes configuraciones a partir de su diferencia fraccional:  $\Delta\xi/(\xi + 1) := [(\xi_{\text{tar}} + 1) - (\xi_{\text{ref}} + 1)]/(\xi_{\text{ref}} + 1)$ , donde  $\xi_{\text{tar}}$  representa la correlación objetivo que se quiere analizar, mientras que  $\xi_{\text{ref}}$ , la correlación usada como referencia. Estas diferencias se muestran en los paneles inferiores de la figura. Elegimos la configuración híbrida  $r \times z$  como referencia (línea azul de trazos).

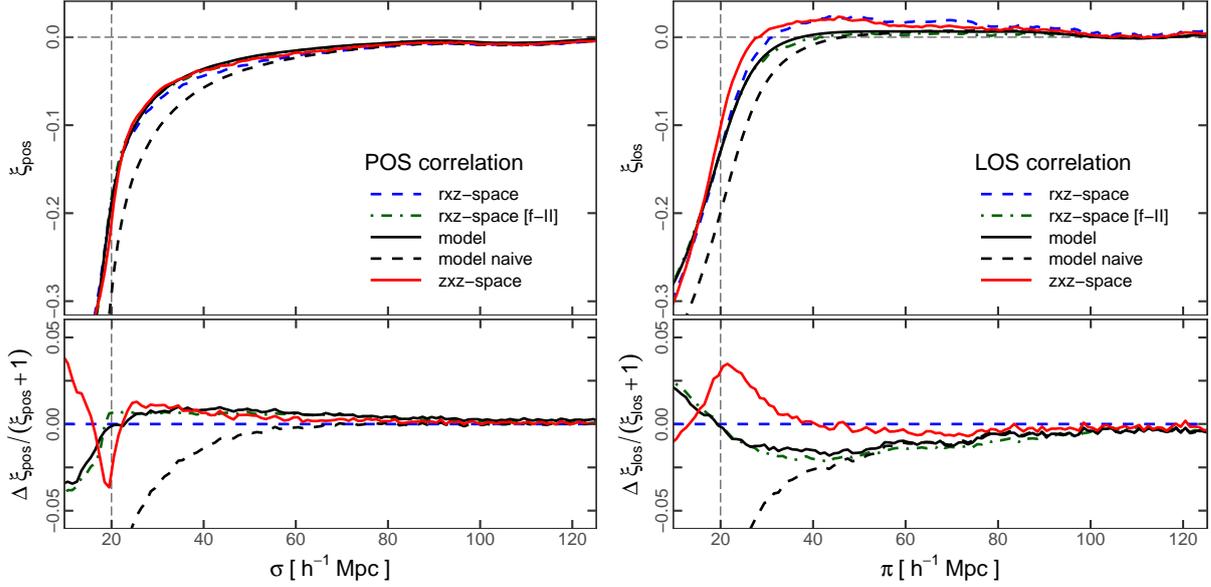


Figura 33 – Proyecciones POS (*panel izquierdo*) y LOS (*panel derecho*) de la función de correlación void-halo medida en varias configuraciones. Las curvas rojas continuas representan la medición realizada en la configuración  $z \times z$  usando la muestra de voids definida en la Sección 9.1 y mostrada en la Figura 32. Representa una posible medición observacional. Las curvas azules de trazos representan la medición realizada en la configuración híbrida  $r \times z$  usando las contrapartes reales de los voids de la muestra. Permite interpretar las predicciones de los modelos RSD para voids. Las curvas negras representan dos predicciones teóricas: sin aplicar (“naive”, línea de trazos) y luego de aplicar (línea continua) la corrección por efecto de expansión. Las curvas verdes de trazos y puntos representan la correlación correspondiente a la submuestra f-II. Permite examinar el desempeño de la corrección t-RSD. En todos los casos, se usó un rango de proyección de  $40 h^{-1} \text{Mpc}$ . Los *paneles inferiores* muestran las correspondientes diferencias fraccionales, tomando la configuración híbrida  $r \times z$  como referencia.

### 9.2.2 Simplificación del modelo

Adaptamos el modelo desarrollado en la Sección 6.3 bajo los supuestos de este capítulo. Específicamente, adaptamos la Ec. (6.9) para el caso de un catálogo mock simplificado dado por el volumen simulado de la MXXL, y la hipótesis inicial de trabajar en un sistema de coordenadas comóviles prescindiendo de las distorsiones AP:

$$\hat{\xi}(\sigma_i, \pi_j) = -1 + 2 \frac{\int_{\pi_{\text{low}}}^{\pi_{\text{up}}} d\pi \int_{\sigma_{\text{int}}}^{\sigma_{\text{ext}}} \sigma [1 + \xi(\sigma, \pi)] d\sigma}{(\sigma_{\text{ext}}^2 - \sigma_{\text{int}}^2)(\pi_{\text{up}} - \pi_{\text{low}})}. \quad (9.2)$$

El resto del modelado es idéntico al desarrollado en aquella sección. Un aspecto importante a tener en cuenta es que este modelo está definido para operar en la configuración híbrida  $r \times z$ . En este contexto, las cantidades  $r_{\perp}$  y  $r_{\parallel}$  que aparecen en las Ecs. (6.10), son los análogos en la configuración real  $r \times r$  de las cantidades  $\sigma$  y  $\pi$ , estas últimas definidas en la configuración híbrida  $r \times z$ . Similarmente,  $\xi(r)$  y  $v(r)$  deben entenderse como los perfiles de densidad y velocidad de la muestra de voids en la configuración real  $r \times r$ .

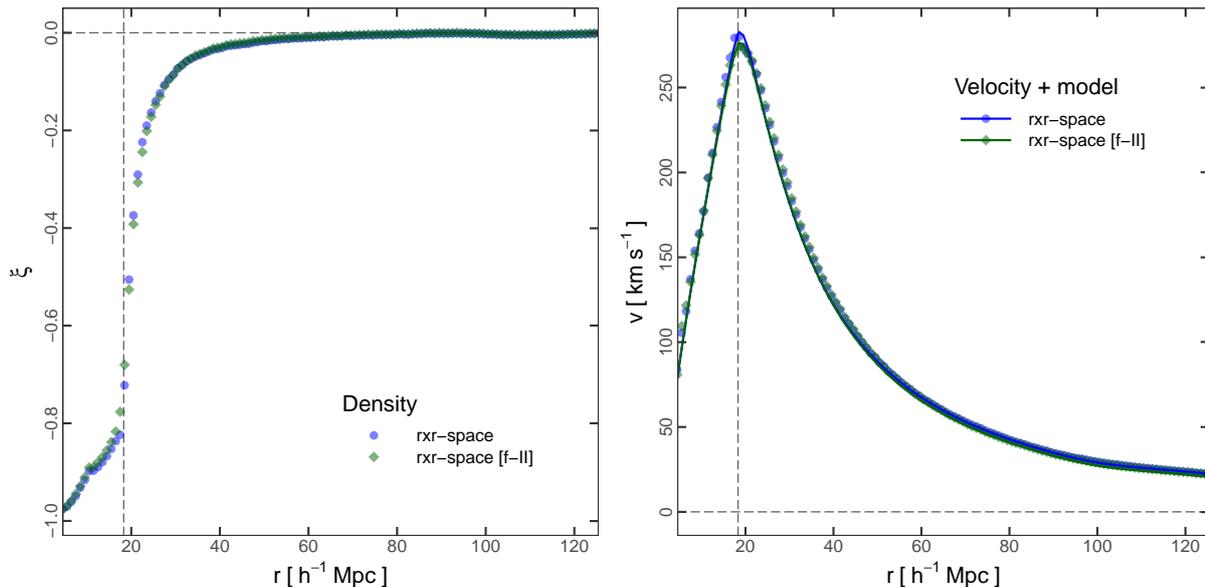


Figura 34 – *Panel izquierdo*. Perfiles de densidad medidos en la configuración real  $r \times r$ . Los círculos azules corresponden a las contrapartes reales de los voids de la muestra original; los rombos verdes, a la submuestra f-II. Ambos perfiles son prácticamente idénticos, lo que demuestra el potencial de la corrección t-RSD. *Panel izquierdo*. Perfiles de velocidad correspondientes a estas muestras. Las curvas azul y verde representan las predicciones teóricas de la Ec. (6.13) para cada caso, en excelente acuerdo con los datos medidos en todas las escalas.

En la Sección 6.3.1, mencionamos que, a diferencia del perfil de velocidad, no existe un modelo satisfactorio para el perfil de densidad basado en primeros principios, por lo que una práctica común es recurrir a modelos paramétricos y empíricos. En particular, hemos desarrollado un modelo propio, adecuado para muestras de voids típicamente  $R$ . No obstante, no usaremos ningún modelo en el desarrollo subsiguiente, sino que usaremos el perfil de densidad medido directamente sobre la muestra (en la configuración  $r \times r$ ) como entrada del modelo. Esto permitirá descifrar con precisión todos los efectos sistemáticos del espacio- $z$  que afectan a la función de correlación, el objetivo de este capítulo, ya que evitamos así introducir efectos espurios adicionales que provengan del desempeño de los modelos de densidad. Este perfil se muestra en el panel izquierdo de la Figura 34 con círculos azules. El panel derecho muestra el perfil de velocidad correspondiente, también con círculos azules. En este último, la curva azul es la predicción teórica de la Ec. (6.13), en excelente acuerdo con los datos medidos en todas las escalas. En la Sección 9.4, explicaremos el significado de los restantes perfiles graficados (representados con rombos verdes).

### 9.3 Impureza de una muestra

El objetivo de las subsiguientes secciones será descifrar todos los factores que contribuyen a los patrones observados en la configuración  $z \times z$ , las curvas rojas continuas

de la Figura 33, las cuales representan una posible medición observacional. El análisis estará basado en el marco teórico desarrollado en el Capítulo 7. Aunque utilicemos la variante proyectada de la función de correlación, las conclusiones a las que llegaremos son generales, aplicables también a la versión tradicional. Más aún, hemos comprobado que se observan los mismos resultados cualitativos usando diferentes rangos de proyección. La elección  $PR = 40 h^{-1}\text{Mpc}$  está motivada por el hecho de que es un caso realista aplicable a datos observacionales (véase la discusión al respecto en la Sección 6.4.2).

Si bien no estamos distinguiendo entre los catálogos full y biyectivos por ser estadísticamente equivalentes, hacemos una excepción en este apartado para reforzar este concepto en el contexto de la función de correlación.

En la Sección 9.1, definimos la muestra de voids para trabajar. Está compuesta de voids identificados en el espacio- $z$  con radios comprendidos en el rango  $20 \leq R_v^{zs}/h^{-1}\text{Mpc} \leq 25$ . Técnicamente, este corte fue aplicado en el catálogo biyectivo (TC-zs-b). Repetimos el corte, esta vez aplicándolo al catálogo full (TC-zs-f). Usando esta nueva muestra, medimos las funciones de correlación proyectadas bajo las mismas condiciones que en la Sección 9.2. La Figura 35 muestra las diferencias fraccionales entre las correlaciones medidas con ambas muestras. El panel superior corresponde a la proyección POS, mientras que el panel inferior, a la proyección LOS. La magnitud del impacto de la impureza debido a los voids no biyectivos de la muestra tomada del catálogo full se determina cuantificando las desviaciones observadas en esta figura. Para efectuar la comparación, hemos mantenido la escala usada en la Figura 33. Las diferencias son prácticamente despreciables, siendo menores al 0.2% en todas las escalas.

## 9.4 Corrección por efecto de expansión

Estamos en condiciones de realizar una primera predicción del modelo. Como hemos explicado anteriormente, el modelo necesita del perfil de densidad  $\xi(r)$  medido en la configuración real  $r \times r$  como entrada. Un primer e ingenuo ansatz, es usar el perfil de densidad correspondiente a una muestra de voids del espacio- $r$  que abarque el mismo rango de radios que la muestra del espacio- $z$  originalmente seleccionada, esto es,  $20 \leq R_v^{rs}/h^{-1}\text{Mpc} \leq 25$ . La predicción del modelo usando este perfil está representada en la Figura 33 por las curvas negras de trazos. Es claro que falla completamente en reproducir la correlación medida en la configuración  $z \times z$ : compárese las curvas negras de trazos con las curvas rojas continuas. El fracaso del modelo era de esperarse, ya que está definido para operar en la configuración híbrida  $r \times z$ , dado que no tiene en cuenta la dinámica global de los voids. Sin embargo, también falla en reproducir la correlación medida en esta configuración, como se evidencia en la figura al comparar las curvas negras de trazos con las azules de trazos. Las diferencias relativas pueden ser muy altas, alcanzando un 8% en

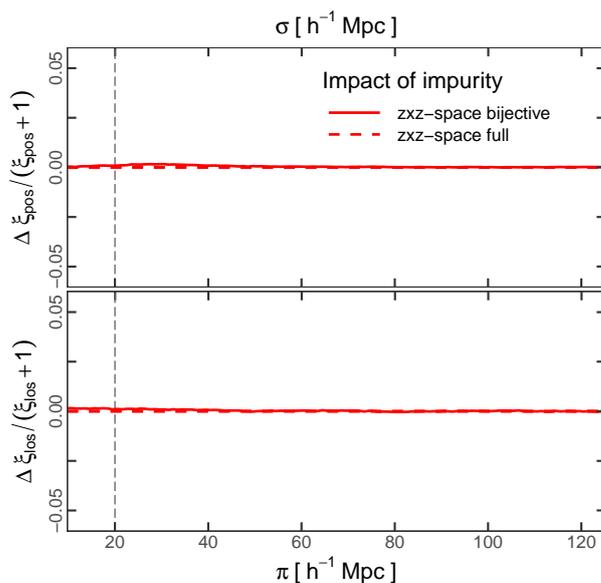


Figura 35 – Impacto de la impureza de una muestra en la medición de la función de correlación debido a los voids no biyectivos que contiene. Se muestran las diferencias fraccionales de correlación entre las mediciones hechas con la muestra original, obtenida del catálogo biyectivo, y una muestra análoga tomada del catálogo full. Las diferencias son prácticamente despreciables, menores al 0.2% en todas las escalas.

escalas cercanas a la pared de los voids.

La ineficacia del modelo advierte de la importancia de proporcionar las propiedades estadísticas correctas de una muestra en la configuración real  $r \times r$ . El error estuvo en asumir que las contrapartes reales de los voids de la muestra no varían en tamaño, es decir, que conservan el mismo radio. El panel derecho de la Figura 32 muestra claramente que esto no es así, la distribución en el espacio- $r$  es más compleja. En particular, no está restringida a un bin definido, sino que hay una dispersión significativa cubriendo un extenso rango de radios. En vista de esto, repetimos el análisis usando ahora el perfil de densidad medido a partir de las contrapartes reales de la muestra. Este es el perfil mostrado en la Figura 34 (panel izquierdo, con círculos azules). Usando este perfil, la predicción correspondiente del modelo obtenida para las correlaciones proyectadas está representada en la Figura 33 por las curvas negras continuas. Nótese que las desviaciones previamente observadas se han reducido notablemente, aunque no del todo. Existe todavía una desviación remanente, del orden del 2% en escalas cercanas a la pared de los voids.

La pregunta que surge inmediatamente es cómo describir la compleja distribución de radios de los voids de la muestra en el espacio- $r$ . La respuesta se encuentra en la Ec. (7.6), es decir, en el efecto de expansión (a partir de aquí, prescindiremos del superíndice  $l$  del factor  $q_{\text{RSD}}^l$  por simplicidad). De acuerdo a este efecto, las contrapartes en el espacio- $r$  de los voids de la muestra original deben buscarse en el rango  $20/q_{\text{RSD}} \leq R_{\text{v}}^{\text{rs}}/h^{-1}\text{Mpc} \leq 25/q_{\text{RSD}}$ .

Esto se indica en el panel derecho de la Figura 32 por medio de las rectas verticales verdes. Nótese que el rango así delimitado captura el grueso de los voids que constituyen la muestra. Para entender mejor esto, tomemos el subconjunto de voids del espacio- $r$  delimitado por esta banda, a la que nos referiremos como la submuestra f-II. Esta submuestra f-II aproxima a la muestra verdadera en lo que respecta a sus propiedades estadísticas en el espacio- $r$ . Esto es evidente en la Figura 34, donde se exhiben los perfiles de densidad y velocidad de la misma; las mediciones puntuales están representadas con rombos verdes. Nótese que son prácticamente idénticos a los perfiles correspondientes a la muestra verdadera (círculos azules). Esto demuestra la habilidad de la corrección t-RSD para recuperar las propiedades estadísticas de los voids en el espacio- $r$ , aunque estos hayan sido identificados en el espacio- $z$ .

Hasta aquí, podemos afirmar que la fuente de distorsiones más importante en la función de correlación es el efecto de expansión (t-RSD), el cual puede modelarse, en primera aproximación, incorporando la Ec. (7.6) al modelo GSM. Las desviaciones remanentes entre las observaciones (curvas rojas continuas) y la predicción del modelo (curvas negras continuas) pueden separarse en dos componentes. La configuración híbrida  $r \times z$  (curvas azules de trazos) servirá como paso intermedio entre ambas. Exploraremos esto en las secciones que siguen.

## 9.5 Corrección Alcock-Paczyński

Antes de proseguir, un breve pero importante comentario acerca del impacto del efecto AP en el volumen de los voids sobre la función de correlación, aunque no lo estemos considerando aquí. El efecto neto es completamente análogo al efecto de expansión. Específicamente, la distribución de radios se comparte cualitativamente igual que en el caso de la Figura 32. La única diferencia es que ahora el grueso de los voids en el espacio- $r$  debe buscarse en la banda de radios predicha por la Ec. (7.14), en vez de usar la Ec. (7.6), la cual combina la contribución de ambos efectos, RSD y AP. Concretamente, dichos voids deben buscarse en el rango de radios comprendido en  $20/(q_{\text{AP}} q_{\text{RSD}}) \leq R_{\text{v}}^{\text{rs}}/h^{-1}\text{Mpc} \leq 25/(q_{\text{AP}} q_{\text{RSD}})$ .

## 9.6 Corrección por efecto de descentrado

El primer componente de las desviaciones remanentes está relacionado con las diferencias entre las correlaciones medidas en las configuraciones  $z \times z$  y  $r \times z$  (curvas rojas continuas y azules de trazos en la Figura 33, respectivamente). En el contexto del mapeo biyectivo, estas diferencias sólo pueden ser atribuidas al desplazamiento de los centros cuando los voids son mapeados del espacio- $r$  al espacio- $z$ , es decir, al efecto de descentrado. Cabe remarcar que este efecto es responsable de un patrón anisótropo adicional en la

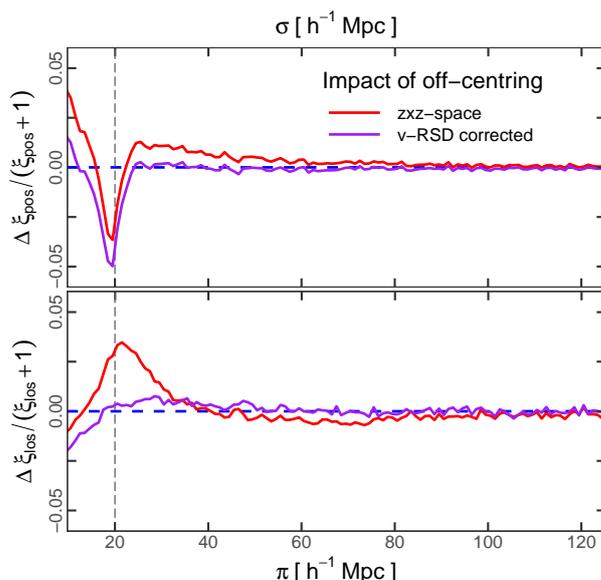


Figura 36 – Impacto del efecto de descentrado en la medición de la función de correlación. Se muestran las diferencias fraccionales de correlación entre las mediciones llevadas a cabo en las configuraciones  $z \times z$  (curvas rojas continuas) y  $r \times z$  (rectas azules de trazos). Se observa un patrón anisótropo adicional no tenido en cuenta previamente en la literatura, el cual se debe a la dinámica global de los voids (v-RSD). Las desviaciones disminuyen notablemente luego de corregir la posición de los centros con la Ec. (7.15) (curvas púrpuras continuas).

función de correlación, cuyo origen es diferente al de las distorsiones clásicas debido a la dinámica de los trazadores (t-RSD), y que se debe a la dinámica global de los voids (v-RSD). También es cierto que este tipo de desviación es menor al generado por el efecto de expansión, siendo del orden del 3% en escalas cercanas a la pared de los voids.

Es posible cuantificar el impacto del efecto v-RSD a partir de la Ec. (7.15). La Figura 36 muestra qué sucede al corregir la posición de los centros de void en el espacio- $z$  con esta expresión (curvas púrpuras continuas). Las desviaciones disminuyen notablemente, reduciendo las diferencias bien por debajo del 1%, recobrando así la función de correlación en la configuración híbrida  $r \times z$  en todas las escalas de interés. Esta es la primera vez que se detectan y cuantifican este tipo de distorsiones.

La corrección llevada a cabo aquí fue posible debido a que estamos trabajando con una simulación. El identificador puede computar la velocidad de los voids a partir de la velocidad individual de los trazadores, por lo que la Ec. (7.15) puede aplicarse para corregir la posición de los centros. No obstante, esto es imposible de realizar en la práctica. Una solución factible es incorporar la distribución de velocidades de los voids (Figura 25) al modelo GSM. Dejamos esta problemática para una futura investigación.

## 9.7 Elipticidad de los voids

El segundo componente de las desviaciones remanentes está relacionado con las diferencias entre la correlación medida en la configuración híbrida  $r \times z$  y la predicción teórica del modelo (curva azul de trazos y curva negra continua en la Figura 33, respectivamente), que son del orden del 2% en escalas cercanas a la pared de los voids, como fue advertido en la Sección 9.4.

Partiendo del hecho de que la submuestra f-II (obtenida por medio de la corrección t-RSD) aproxima muy bien en el espacio- $r$  a la muestra original, resulta lógico esperar que la función de correlación medida a partir de ambas (en la configuración  $r \times z$ ) sean prácticamente idénticas. Sin embargo, esto no sucede. En la Figura 33, las proyecciones correspondientes a la submuestra f-II están representadas por las curvas verdes de trazos y puntos. Una comparación con las curvas azules de trazos muestra que hay desviaciones apreciables, especialmente en la proyección LOS. Este es un resultado completamente inesperado, dado que ambas muestras exhiben perfiles de densidad y velocidad en la configuración  $r \times r$  casi idénticos, como lo evidencia la Figura 34. Evidentemente, las colas de la distribución de la muestra en el espacio- $r$  producen un efecto apreciable en la medición de las correlaciones. Nótese sin embargo, que el modelo predice correctamente la correlación de la submuestra f-II: compárese las curvas negras continuas y verdes de trazos y puntos, respectivamente. Este resultado valida el procedimiento llevado a cabo en el Capítulo 6.

Para resolver esta cuestión, es necesario volver al panel derecho de la Figura 32 y definir algunas submuestras. Ya hemos definido una de ellas: la submuestra f-II, compuesta por los voids dentro de la banda de radios delimitada por la corrección t-RSD con el factor  $q_{\text{RSD}}$  (rectas verticales verdes). Análogamente, el subconjunto de voids que también están dentro de esta banda, pero por debajo de la distribución de la muestra verdadera (por debajo de la curva azul), constituirá la submuestra b-II. Nótese que estas dos submuestras son muy similares en vista de la corrección t-RSD. Ahora bien, los voids pertenecientes a la cola izquierda constituirán la submuestra b-I, mientras que los voids pertenecientes a la cola derecha, la submuestra b-III. De la misma manera, todos los voids a la izquierda de la banda que cubran el mismo rango que la submuestra b-I, constituirán la submuestra f-I. Similarmente, todos los voids a la derecha de la banda que cubran el mismo rango que la submuestra b-III, constituirán la submuestra f-III. Nótese que los subconjuntos f-I, f-II y f-III contienen a los subconjuntos b-I, b-II y b-III, respectivamente.

La Figura 37 muestra el mapa del campo de densidad,  $\xi(r_{\perp}, r_{\parallel})$ , correspondiente a cada una de las submuestras recién definidas, todas medidas en la configuración real  $r \times r$ . En cada uno, las áreas azules describen las regiones más vacías. Todos los mapas responden a la misma escala de colores. El primer aspecto relevante a tener en cuenta es que las submuestras f-I, f-II y f-III (paneles superiores) se comportan como era de esperarse:

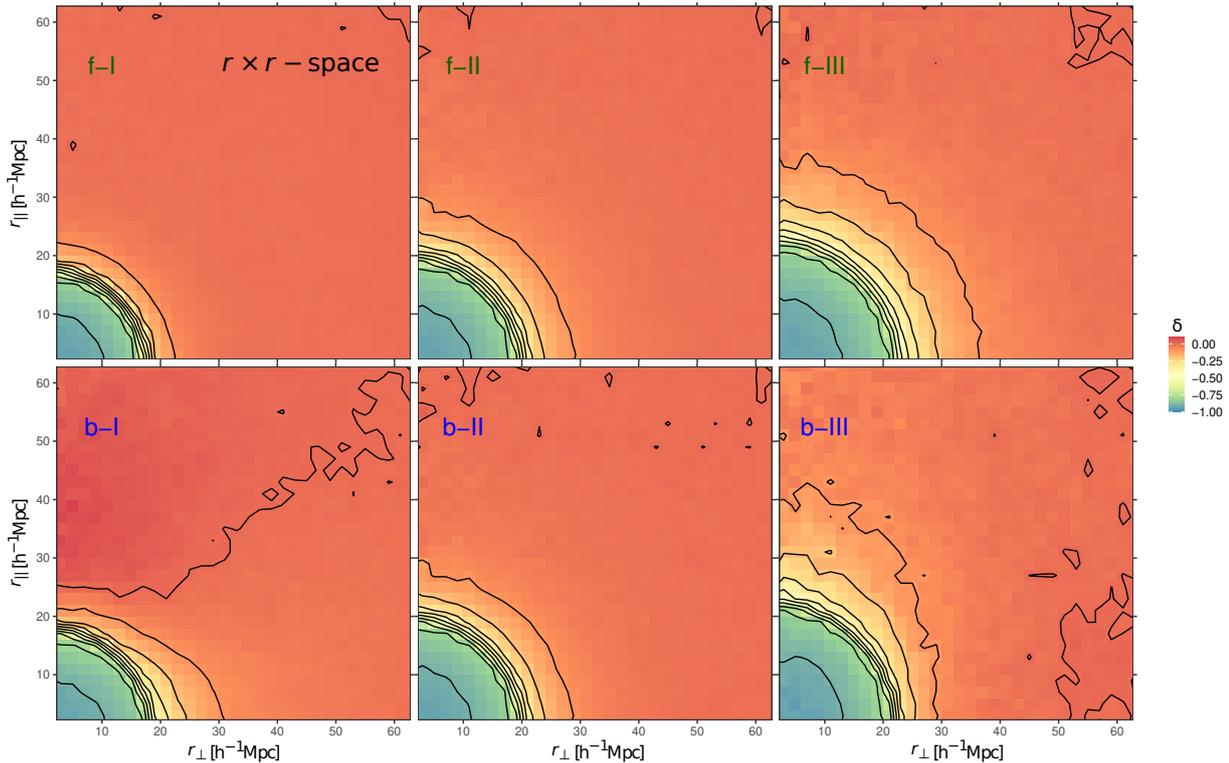


Figura 37 – Mapas de contraste de densidad medidos en la configuración  $r \times r$  correspondientes a las submuestras definidas en la Figura 32. Las submuestras f-I, f-II y f-III (*paneles superiores*) exhiben contornos de nivel circulares sin signos de anisotropías. La única diferencia entre ellas consiste en el tamaño de las regiones más vacías, en acuerdo con el tamaño de los voids que las componen. La submuestra b-II (*panel inferior central*) se comporta de manera similar a la submuestra f-II. Esto demuestra la potencia de la corrección t-RSD. Las restantes submuestras, b-I y b-III, exhiben patrones anisótropos prominentes y opuestos. Esto es una manifestación de la naturaleza elipsoidal de los voids.

exhiben contornos de nivel circulares sin signos de anisotropías. La única diferencia entre las tres radica en el área de las regiones más vacías, en acuerdo con el hecho de que las submuestras están ordenadas de menor a mayor en cuanto al tamaño de los voids que contienen. Nótese que la submuestra b-II (panel inferior central) también se comporta como era de esperarse, en particular, muy similarmente a la submuestra f-II. Nótese, sin embargo, que las submuestras b-I y b-III (paneles inferior izquierdo y derecho, respectivamente) se comportan de una manera totalmente inesperada. Exhiben patrones anisótropos muy prominentes. Esto constituye un resultado interesante, pues recordemos que estamos analizando el campo de densidad en la configuración  $r \times r$ , por lo que uno esperaría simetría esférica en todos los casos. Más aún, estas anisotropías son opuestas: los voids b-I están elongados en la dirección POS, mientras que los voids b-III, lo están en la dirección LOS.

La Figura 38 muestra el correspondiente campo de velocidad,  $v(r_{\perp}, r_{\parallel})$ , en la configuración  $r \times r$  para cada una de las submuestras. Como en el caso de la densidad, el código

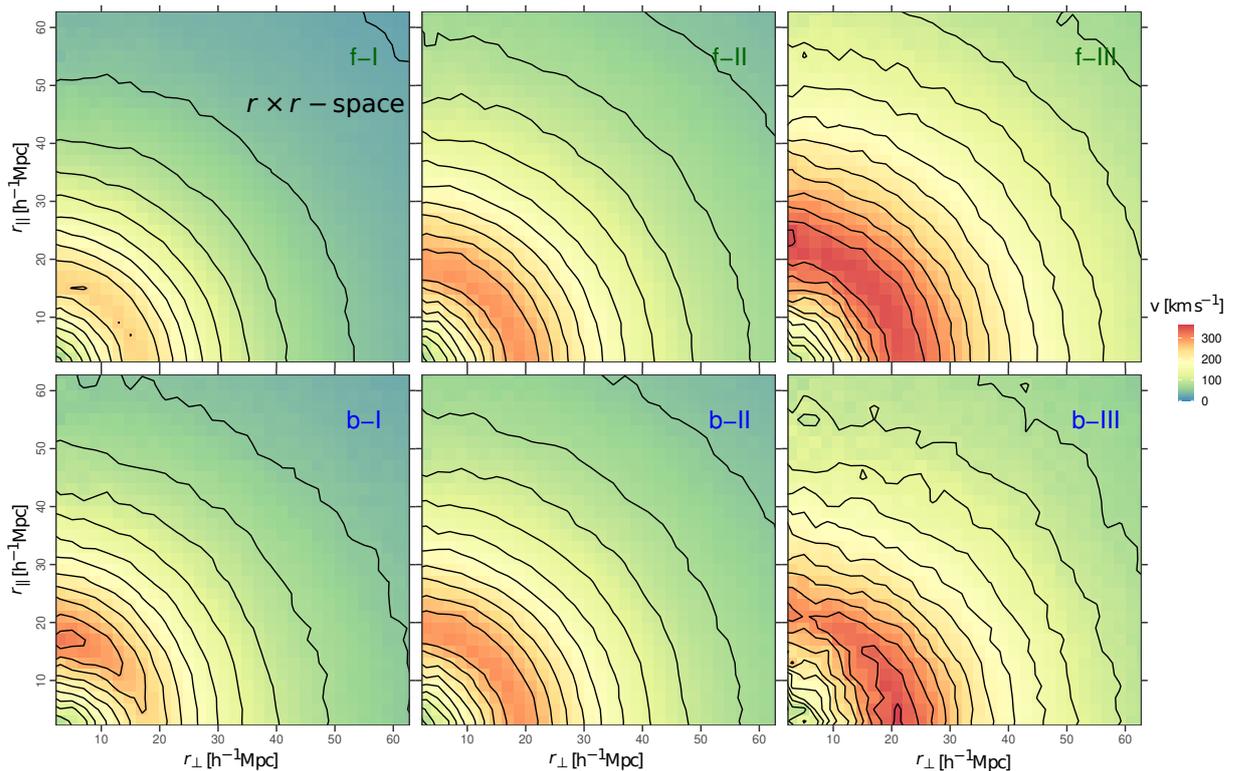


Figura 38 – Mapas de velocidad medidos en la configuración  $r \times r$ , información complementaria a la Figura 37. Se observa el mismo comportamiento cualitativo. Los voids de la submuestra b-I tienen un comportamiento superexpansivo, dado que sus tamaños son mayores que los predichos por la Ec. (7.6). Los voids de la submuestra b-III tienen un comportamiento subexpansivo, dado que sus tamaños son menores.

de color de cada mapa indica las mismas escalas. Se observa el mismo comportamiento: las submuestras f-I, f-II y f-III exhiben contornos de nivel circulares, la submuestra b-II se comporta similarmente a la submuestra f-II, mientras que las submuestras b-I y b-III exhiben patrones anisótropos prominentes y opuestos.

Estos resultados pueden interpretarse de la siguiente manera. Los voids individuales son típicamente elipsoidales. Sin embargo, están orientados aleatoriamente en el espacio (no hay direcciones privilegiadas). Por lo tanto, esta elipticidad no produce ningún impacto significativo en las propiedades estadísticas globales de una muestra completa de voids. Este es el caso de las submuestras f-I, f-II y f-III. Este es también el caso de la submuestra b-II, ya que es muy similar a la submuestra f-II. Esto es una manifestación de la corrección t-RSD: predice la región de completitud en la distribución de radios. Por el contrario, las submuestras b-I y b-III no son completas, sino que constituyen una selección especial de voids. No siguen las predicciones dadas por las Ecs. (6.13) y (7.6) para el campo de velocidad y el cambio de tamaño. Por un lado, los voids de b-I exhiben un comportamiento *superexpansivo*, ya que caen dentro del rango de selección al ser identificados en el espacio- $z$ , pero sus radios  $R_V^{zs}$  son más grandes que los predichos por el factor  $q_{RSD}$ . Por el contrario,

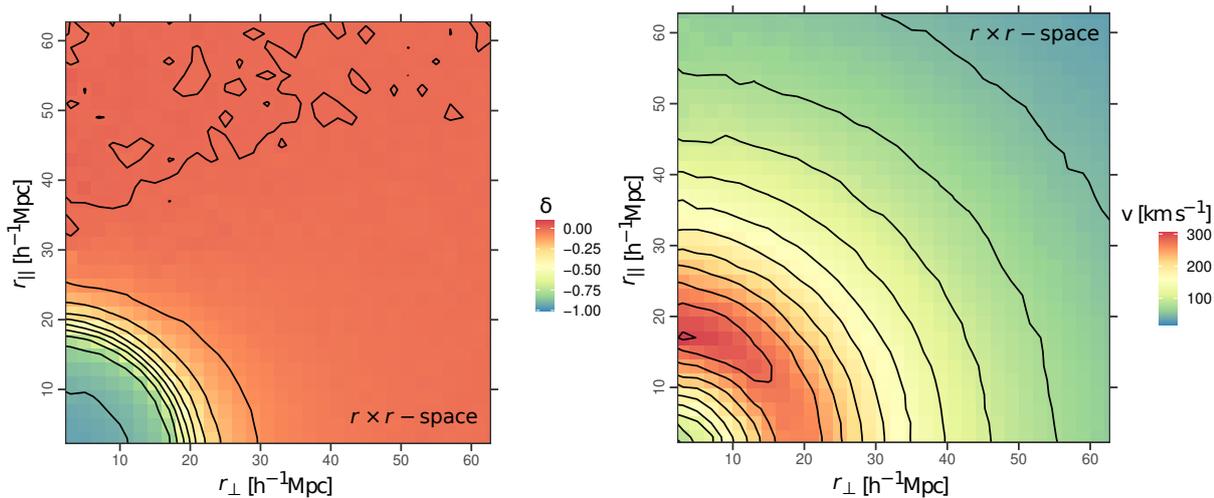


Figura 39 – Mapas de densidad (*panel izquierdo*) y de velocidad (*panel derecho*) medidos en la configuración  $r \times r$  correspondientes a la muestra de voids original. El comportamiento opuesto observado en las Figuras 37 y 38 no se cancela debido a que la submuestra b-I tiene muchos más elementos que la submuestra b-III. Las colas de la distribución de radios de la muestra detectadas en la Figura 32 son las responsables de este patrón anisótropo adicional observado en la función de correlación. Esto se debe a la elipticidad intrínseca de los voids (e-RSD), fenómeno detectado por primera vez en este trabajo.

los voids de b-III tienen un comportamiento *subexpansivo*, ya que también caen dentro del rango de selección en el espacio- $z$ , pero sus radios son más chicos que lo predicho.

La Figura 39 muestra el campo de densidad (panel izquierdo) y de velocidad (panel derecho) medido en la configuración  $r \times r$  correspondiente a la muestra original (b-I  $\cup$  b-II  $\cup$  b-III). Nótese que las anisotropías siguen presentes, el comportamiento opuesto de las colas de la distribución no se cancela. Particularmente, el comportamiento de la cola izquierda es el que prevalece. Esto se debe a que la submuestra b-I tiene muchos más elementos que la submuestra b-III. Por lo tanto, aunque el promedio esférico que se realiza al estimar los perfiles de densidad y velocidad, necesarios en el modelo, borren las particularidades elípticas de los voids, como así lo muestra la Figura 34, esto no sucede al calcular las correlaciones. Esto se debe a que las colas en la distribución contribuyen de manera independiente, y esto se manifiesta más aún al diferenciar el comportamiento en ambas direcciones POS y LOS, como es el caso de las funciones de correlación proyectadas. Esta es la razón de por qué el modelo es incapaz de reproducir correctamente las correlaciones medidas, incluso en la configuración  $r \times z$ . Arribamos aquí a una conclusión importante: además de las distorsiones t-RSD y v-RSD estudiadas hasta aquí, la elipticidad intrínseca de los voids constituye una fuente adicional de distorsiones en la función de correlación. Nos referiremos a este efecto, particularmente al tipo de distorsiones que generan, con el acrónimo e-RSD.

## 9.8 Hacia un modelo optimizado

Para describir apropiadamente a las observaciones, es necesario mejorar los modelos actuales para la función de correlación incorporando un tratamiento para los efectos del espacio- $z$  que afectan a los voids estudiados en este capítulo. Los dos efectos más importantes a considerar son los efectos t-RSD y AP sobre el volumen de los voids, es decir, la aplicación de la Ec. (7.14) para relacionar una muestra observacional con sus contrapartes reales, y poder así modelar apropiadamente sus propiedades estadísticas en el espacio- $r$ . Esto es particularmente importante para describir los campos de densidad y velocidad.

Las desviaciones remanentes son más pequeñas y se atribuyen a dos fuentes de distorsiones: el efecto de descentrado (v-RSD) y la elipticidad intrínseca de los voids (e-RSD). Para modelar el primero, habrá que tener en cuenta estadísticamente el campo de velocidad peculiar de los voids a la hora de cuantificar las distorsiones dinámicas, por ejemplo en la Ec. (6.10). Una pista lo da la Figura 25, donde se muestra la distribución de dichas velocidades. Para modelar el último, una opción es optimizar el modelo GSM incorporando la simetría elíptica que imponen los campos de densidad y velocidad medidos en la configuración  $r \times r$ , para lo cual habrá que profundizar nuestro entendimiento acerca de la conexión que hay entre ambos campos con una generalización de la Ec. (4.12). Actualmente, existen algunos trabajos en la literatura que tratan el tema de la elipticidad de los voids y su importancia cosmológica (Park; Lee, 2007; Bos et al., 2012). Dejamos para una investigación futura abordar esta problemática.

Mientras tanto, como primera exploración al tema, pusimos a prueba al modelo GSM a partir de un test simplificado y preliminar, usando la información provista por los mapas  $\xi(r_{\perp}, r_{\parallel})$  y  $v(r_{\perp}, r_{\parallel})$  en la configuración  $r \times r$  de la Figura 39. Para ello, medimos nuevamente las funciones de correlación proyectadas en la configuración  $r \times z$ , pero usando un rango de proyección más fino con el fin de capturar efectivamente el comportamiento de estos campos en ambas direcciones, a saber,  $PR = 10 h^{-1}\text{Mpc}$ . Esto se muestra en la Figura 40, las mediciones están representadas con círculos azules. El paso en el bineado usado fue  $\delta\sigma = \delta\pi = 2 h^{-1}\text{Mpc}$ . En lugar de usar un sólo perfil de densidad  $\xi(r)$  como entrada en el modelo, usamos dos perfiles: uno adecuado para la correlación POS,  $\xi_{\text{pos}}(r_{\perp})$ , y otro adecuado para la correlación LOS,  $\xi_{\text{los}}(r_{\parallel})$ . Estos perfiles fueron obtenidos proyectando  $\xi(r_{\perp}, r_{\parallel})$  hacia las respectivas direcciones POS y LOS usando el mismo rango de proyección que para las correlaciones. La predicción del modelo así obtenida está representada en la figura mediante las curvas azules continuas. Puede verse el buen acuerdo entre el modelo y las mediciones en todas las escalas.

Por completitud, repetimos el análisis para las submuestras definidas previamente: b-I (en verde, triángulos hacia arriba + curvas de trazos y puntos), b-II (en celeste, rombos + curvas de trazos largos) y b-III (en púrpura, triángulos hacia abajo + curvas

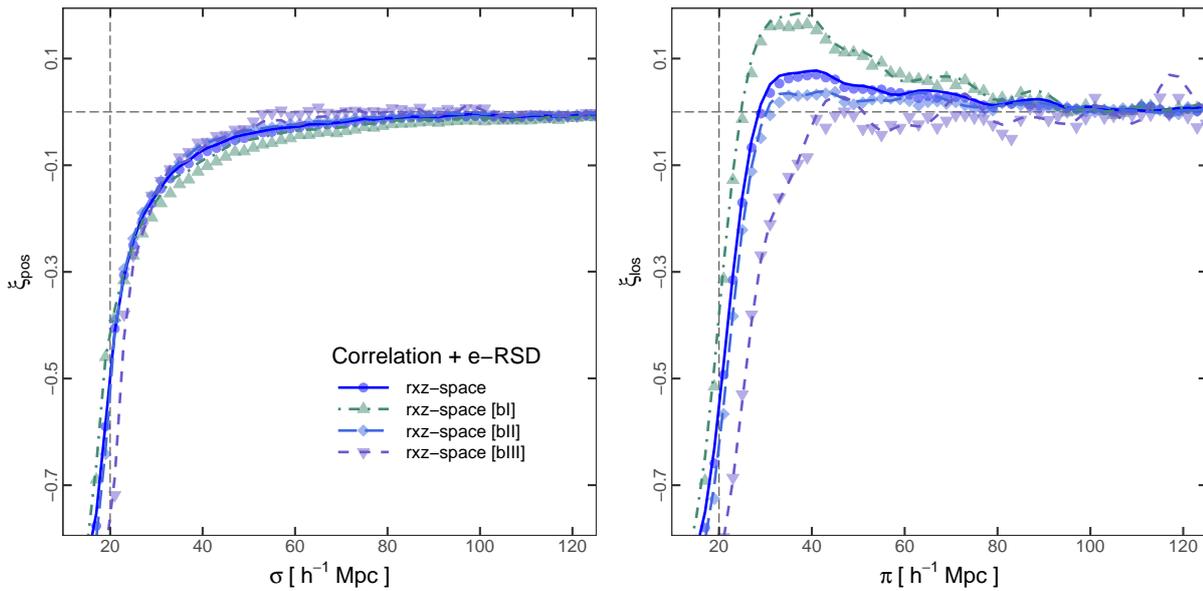


Figura 40 – Evaluación preliminar del modelo GSM que incorpora información sobre la elipticidad de los voids provista por los mapas de densidad y velocidad de la Figura 39. Las correlaciones proyectadas fueron medidas usando un rango de proyección más fino:  $10 h^{-1} \text{Mpc}$ . Los datos puntuales representan las mediciones, mientras que las curvas, las correspondientes predicciones teóricas. Las muestras involucradas son: muestra original (en azul, círculos + curvas continuas), submuestra b-I (en verde, triángulos hacia arriba + curvas de trazos y puntos), submuestra b-II (en celeste, rombos + curvas de trazos largos) y submuestra b-III (en púrpura, triángulos hacia abajo + curvas de trazos cortos).

de trazos cortos), también mostrado en la Figura 40. Igual que antes, el modelo recupera las mediciones notablemente bien en todas las escalas. Este simple análisis es un primer indicio que muestra que el modelo GSM sigue siendo robusto aún en este caso. De esta manera, sentamos las bases para un modelado más completo.

# 10 Aplicación de la metodología al relevamiento espectroscópico BOSS DR12

Este es el último capítulo de la tesis. Presentamos aquí un análisis preliminar de la función de correlación cruzada void-galaxia medida a partir de datos observacionales, a saber, del relevamiento espectroscópico BOSS DR12 introducido en el Capítulo 5 (véase las Secciones 5.5 a 5.7). El objetivo principal es comprender los orígenes de los patrones anisótropos observados en la función de correlación en el contexto de los efectos que sufren los voids en el espacio- $z$  estudiados en el Capítulo 7 y su impacto en este estadístico tratado en el Capítulo 9. Continuaremos usando las versiones proyectadas desarrolladas en el Capítulo 6. Modificaremos nuestro modelo a partir de una simple corrección que permita incorporar los efectos t-RSD y AP sobre el volumen de los voids, ya que esta es la corrección más importante que se necesita. Se pretende también examinar el impacto que tienen las dos fuentes de distorsiones restantes, a saber, los efectos de descentrado y la elipticidad de los voids. Sin embargo, modelar estos efectos adicionales de manera precisa requiere un estudio más profundo y detallado, que dejaremos como tema de futura investigación.

## 10.1 Proyecciones de la función de correlación en BOSS

Empecemos el análisis retornando a la Figura 13, que muestra la distribución de radios de los voids de BOSS DR12. Esta es también una representación de su abundancia, nada más que sin la normalización correspondiente. La forma de esta curva es consistente con los análisis previos hechos con la simulación MXXL en los Capítulos 7 y 8, véase por ejemplo la Figura 21. La diferencia en los rangos de radio abarcados en ambas figuras se debe a las diferentes poblaciones de trazadores usadas para identificar voids: halos de materia oscura para la MXXL y galaxias para BOSS DR12. De acuerdo al análisis del Capítulo 8, esta VSF observacional está afectada por los efectos t-RSD y AP que impactan sobre el volumen de los voids, por lo que debe ser corregida con la Ec. (7.14). Es importante recalcar que esta corrección debe incorporarse a los modelos actuales de abundancia, tales como los modelos SvdW y Vdn, con el fin de obtener ajustes no sesgados de los parámetros cosmológicos involucrados.

Para analizar la función de correlación cruzada void-galaxia en BOSS, usamos la muestra de voids definida en la Sección 5.7, con tamaños comprendidos en el rango  $30 \leq R_v/\text{Mpc} \leq 35$ . Para medir las correlaciones proyectadas, seguimos el procedimiento descrito en la Sección 6.2, tomando los siguientes rangos de proyección:  $\text{PR}_\theta = 0.02320994$

(expresado en radianes) y  $PR_\zeta = 0.013105$ . Estos valores fueron elegidos de tal manera que los rangos de proyección coincidan aproximadamente con la escala 30 Mpc de acuerdo a la cosmología fiduciaria de los mocks Patchy, valor que coincide con el corte inferior en radio de la muestra. Tal valor permite capturar efectivamente los patrones anisótropos en la función de correlación en ambas direcciones. Con respecto al paso en el bineado, elegimos los siguientes valores:  $\delta\theta = 0.00617$  y  $\delta\zeta = 0.00350$ . Para este estudio observacional preliminar, usamos el estimador de Davis & Peebles (1983) dado por la Ec. (3.13), explicado también en Paz et al. (2013) para el caso de los voids. Para estimar  $DR$ , usamos el catálogo de partículas aleatorias provisto por BOSS en la liberación pública DR12 de los datos.

La Figura 41 muestra las proyecciones POS (panel izquierdo) y LOS (panel derecho) medidas de esta manera. Los círculos rojos con barras de error corresponden a los datos de BOSS, mientras que las curvas grises continuas, a la correlación media obtenida con los mocks Patchy. Las mediciones son consistentes con los análisis previos llevados a cabo con la simulación MXXL. Nótese que los perfiles exhiben patrones característicos similares a los presentados en las Figuras 15 y 33. Además, las correlaciones de BOSS y los mocks Patchy son consistentes entre sí. La Figura 42 muestra la matriz de covarianza normalizada asociada, obtenida a partir de los mocks Patchy, a partir de la cual se obtuvieron las barras de error de la figura anterior. Se observa también consistencia con resultados previos, mostrando por ejemplo, características similares a las observadas en la Figura 17 usando la MXXL.

## 10.2 Análisis de distorsiones

En esta sección, analizaremos los patrones anisótropos observados en las proyecciones POS y LOS medidas a partir de los datos de BOSS. En el Capítulo 9, explicamos que, a la hora de reproducir estos patrones en la función de correlación, los efectos t-RSD y AP sobre el volumen son los más importantes a tener en cuenta. Esto se debe a que ambos efectos alteran el tamaño de los voids durante el mapeo del espacio- $r$  al espacio- $z$ , afectando directamente a la muestra de voids considerada y a las escalas involucradas en la función de correlación. En el modelo desarrollado en la Sección 6.3, esto puede conseguirse mediante una simple modificación de la Ec. (6.11) a partir del siguiente reemplazo:  $r_{\text{cut}} \rightarrow r_{\text{cut}}/(q_{\text{AP}} q_{\text{RSD}})$ . Esta corrección permite referir mejor a las propiedades estadísticas de la muestra en el espacio- $r$ , a saber, los perfiles de densidad y velocidad. Como se mencionó al principio de este capítulo, dejamos para una futura investigación el tema de modelar los efectos v-RSD y e-RSD restantes.

Con esta sencilla modificación, seguimos el procedimiento descrito en la Sección 6.4 para ajustar los parámetros cosmológicos del modelo. Desafortunadamente, los resultados no son buenos, dado que  $\Omega_m$  y la dispersión de velocidades,  $\sigma_v$ , tienden a valores muy bajos.

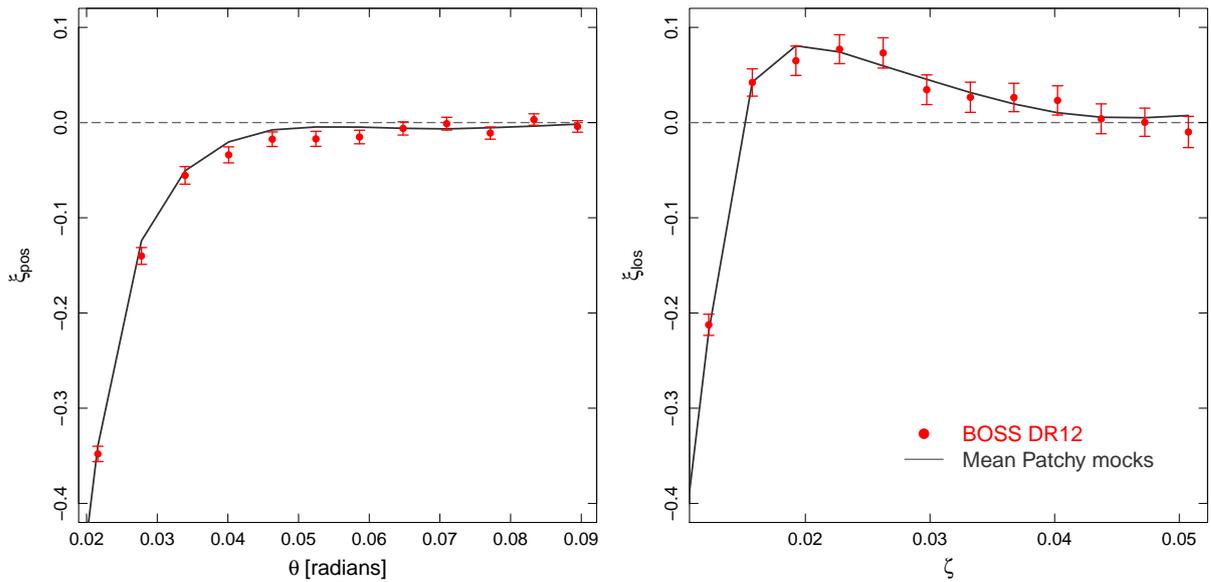


Figura 41 – Proyecciones de la función de correlación cruzada void-galaxia medidas para una muestra de voids obtenida del relevamiento BOSS DR12 a partir de un corte en el radio de  $30 \leq R_v/\text{Mpc} \leq 35$  (círculos rojos con barras de error). Se muestra también la correlación media obtenida de los mocks Patchy (curva gris continua). Se tomaron los siguientes rangos de proyección:  $\text{PR}_\theta = 0.023$  y  $\text{PR}_\zeta = 0.013$ , valores que coinciden aproximadamente con el corte inferior en la muestra y que permiten capturar efectivamente los patrones anisótropos de correlación en ambas direcciones. Las barras de error fueron obtenidas a partir de la diagonal de la matriz de covarianza medida con los mocks Patchy. Las mediciones exhiben características consistentes con los resultados obtenidos a partir de la simulación MXXL.

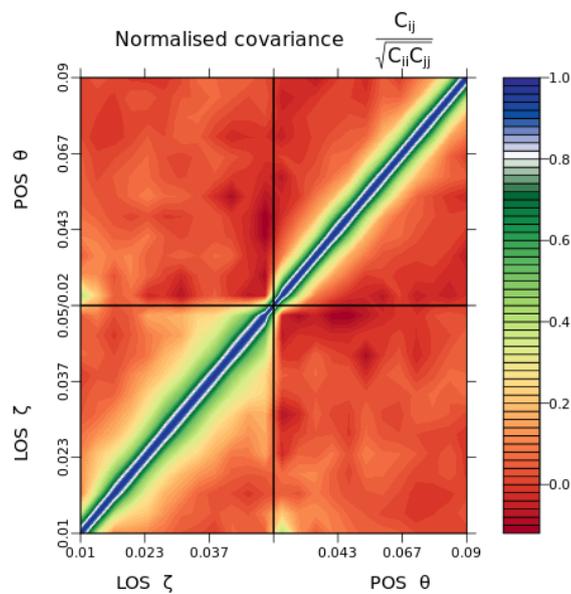


Figura 42 – Matriz de covarianza normalizada medida a partir de los mocks Patchy y utilizada para analizar las funciones de correlación proyectadas de BOSS.

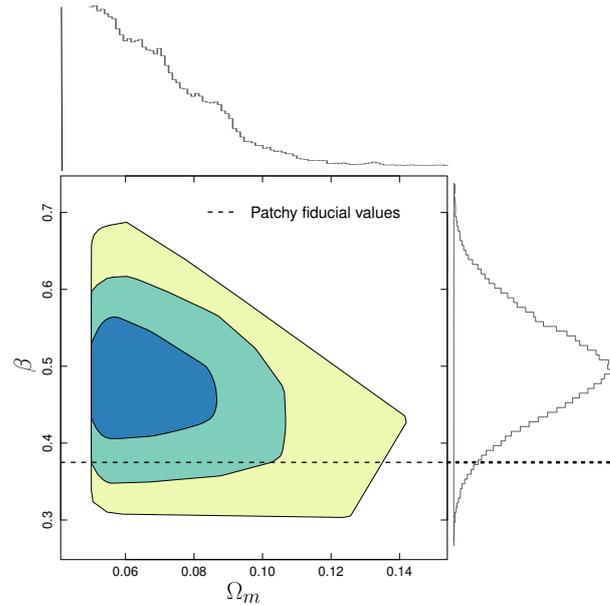


Figura 43 – Marginalización del likelihood sobre el plano  $\Omega_m - \beta$  resultante del análisis de los datos de BOSS. Los contornos de nivel encierran, del más interno al más externo,  $1\sigma$  (68.3%),  $2\sigma$  (95.5%) y  $3\sigma$  (99.7%) de las regiones de confianza. La recta horizontal de trazos indica el valor fiducial de  $\beta$  correspondiente a los mocks Patchy. El modelo está forzando a  $\Omega_m$  a tomar valores irrisoriamente bajos para lograr ajustar los datos medidos.

Esto se muestra en la Figura 43, donde presentamos la marginalización de la distribución likelihood sobre el plano  $\Omega_m - \beta$ . Nótese, sin embargo, que se obtiene un valor fiable de  $\beta$ , si lo comparamos con su valor fiducial obtenido de los mocks Patchy:  $\beta_{\text{fid}} = 0.375$ .

El aspecto central aquí, no obstante, es que este mal comportamiento puede explicarse en términos de los efectos que sufren los voids en el espacio- $z$  estudiados a lo largo de todo el trabajo. Es una manifestación de la importancia de modelar todos los efectos intervinientes. La Figura 44 es un complemento de la Figura 41 en la que se muestran dos predicciones teóricas. Las curvas de trazos, por un lado, representan las predicciones del modelo usando los parámetros fiduciales tomados de los mocks Patchy. Las curvas continuas, en cambio, representan las predicciones usando el mejor conjunto de parámetros ajustados a partir de la exploración MCMC del likelihood. Aunque ambas describen correctamente a la proyección POS, no son capaces de hacerlo con la proyección LOS, debido principalmente a un pico pronunciado en escalas intermedias. El modelo está forzando a  $\Omega_m$  y  $\sigma_v$  a tomar valores bajos para lograr ajustar los datos medidos. Sin embargo, ya nos habíamos encontrado previamente con una desviación de este tipo en el análisis llevado a cabo en el Capítulo 9. En particular, la Figura 33 muestra que esta desviación es de un orden similar. Lo que sucede es que estamos detectando dos nuevos patrones anisótropos: v-RSD y e-RSD, una manifestación de dos efectos físicos que se originan en el mapeo de los voids del espacio- $r$  al espacio- $z$ . Esta es la primera vez que estos nuevos tipos de distorsiones se detectan a partir de datos observacionales.

El pico pronunciado en la proyección LOS se debe en parte al efecto e-RSD al seleccionar una muestra de voids. Como vimos en la Sección 9.7, las dos colas en la distribución de radios de las contrapartes reales de los voids de una muestra son los contribuyentes de este patrón (véase el panel derecho de la Figura 32). Es evidente la necesidad de un modelo elíptico para la dinámica de los voids que permita obtener ajustes cosmológicos no sesgados. No obstante, para comprobar si este pico puede atenuarse, repetimos el análisis extendiendo la muestra a tamaños en el rango  $R_v \geq 30$  Mpc, es decir, de tal manera que la cola derecha de la distribución no esté presente, ya que así se está tomando todo el régimen de voids más grandes posibles. Esto también se muestra en la Figura 44, en la que dichas mediciones están representadas con cuadrados rojos oscuros con barras de error. Nótese que los resultados no cambian considerablemente. Esto se debe al hecho de que la cola izquierda de la distribución tiene muchos más voids asociados que la cola derecha, y por lo tanto, es el mayor contribuyente al pico observado. Esto ya había sido notado en el análisis usando la MXXL, en particular, es claramente evidente en la Figura 40. En consecuencia, las distorsiones e-RSD no pueden evitarse en las observaciones, ya que siempre se necesitará un corte izquierdo al seleccionar muestras de voids relevantes para análisis cosmológicos, con tamaños que superen al umbral de ruido Poisson, como discutimos en la Sección 7.2.

Hemos logrado un avance significativo en la descripción y modelado de las distorsiones observadas en la función de correlación cruzada void-galaxia. Nuestro modelo reproduce tres de estas sistematicidades: el efecto t-RSD, el efecto AP y la mezcla de escalas. Los dos primeros no sólo afectan la distribución espacial de las galaxias alrededor de los voids, sino también a sus dimensiones, impactando directamente en la selección de la muestra de voids y en las escalas de correlación involucradas. Sin embargo, en esta era de mediciones cosmológicas de alta precisión, es necesario tener en cuenta también los efectos v-RSD y e-RSD. El aspecto positivo, no obstante, es que estos dos efectos pueden explicarse a partir de la estructura y dinámica de los voids. Los datos observacionales muestran que hay una excelente señal para detectarlos y estudiarlos. Su modelado no sólo es importante desde el punto de vista cosmológico para lograr una inferencia no sesgada de los parámetros más importantes del modelo estándar, sino también para estudios de estructura a gran escala per se, ya que estos efectos codifican información valiosa acerca de la estructura y dinámica del Universo en las escalas más grandes. Más aún, también son fuentes de información cosmológica adicional. Por ejemplo, [Park & Lee \(2007\)](#) muestran que la distribución de elipticidad de los voids constituye un test cosmológico en sí mismo.

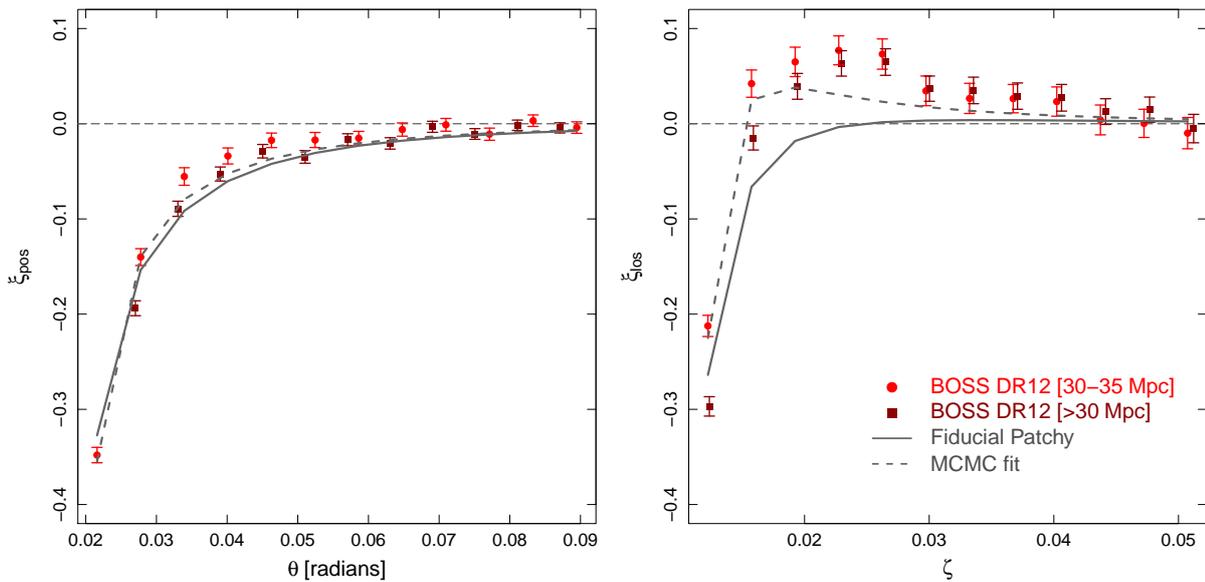


Figura 44 – Complemento del análisis de la Figura 41 en el que se ha agregado las mediciones correspondientes a otra muestra de voids con tamaños en el rango extendido  $R_v \geq 30$  Mpc (cuadrados rojos con barras de error). La curva gris continua muestra la predicción del modelo usando los parámetros fiduciaros de los mocks Patchy. La curva gris de trazos muestra la correspondiente predicción obtenida a partir de los parámetros inferidos en la exploración MCMC. Ambas predicciones describen a la proyección POS correctamente, pero fallan en hacerlo con la proyección LOS. Esto se debe a un pico pronunciado en escalas intermedias, una manifestación de los efectos v-RSD y e-RSD. Esta es la primera vez que estos nuevos tipos de distorsiones se detectan a partir de datos observacionales.

# 11 Conclusiones

Uno de los mayores desafíos de la Cosmología moderna es entender la naturaleza de la expansión acelerada del Universo. El modelo estándar postula un Universo  $\Lambda$ CDM plano, en el cual la aceleración cósmica se explica a partir de un nuevo componente denominado energía oscura, cuya densidad y presión inducen un efecto neto equivalente al de una fuerza gravitatoria repulsiva. Desde el punto de vista teórico, este fenómeno es consistente con la constante cosmológica de las ecuaciones de campo de Einstein,  $\Lambda$ , que también puede asociarse a la energía del vacío. Alternativamente, esto podría ser un indicio de que la Relatividad General necesita ser revisada, dando lugar a las teorías de Gravedad Modificada. Existe una gran variedad de modelos de energía oscura, por lo que para ponerlos a prueba, es importante aplicar diversos métodos estadísticos y complementarios. Los tres tests de energía oscura más importantes hasta la fecha son: el diagrama de Hubble usando SNe Ia muy distantes, el estudio de las anisotropías del CMB, y el test AP usando la señal BAO como una regla estándar.

Los voids son vastas regiones subdensas del Universo. Dado que constituyen las estructuras observables más grandes, codifican información clave acerca de la historia de expansión y geometría del Universo. Es así que emergen naturalmente como firmes candidatos para estudiar el fenómeno de la energía oscura. Más aún, su potencial se ha visto incrementado recientemente en vista de la nueva generación de relevamientos espectroscópicos de galaxias, los cuales sondearán el Universo cubriendo un volumen y un rango de redshifts sin precedentes. Además, el estudio de los voids ofrece dos ventajas especiales con respecto al régimen de alta densidad. Por un lado, la dinámica en los voids puede tratarse bajo la aproximación lineal en buen grado, pudiendo asumir además simetría esférica para los campos de densidad y velocidad circundantes, por lo que resulta así más sencillo modelar efectos sistemáticos como las distorsiones en el espacio de redshift. Por otro lado, las teorías de Gravedad Modificada predicen que las posibles desviaciones con respecto a las predicciones de la Relatividad General deben manifestarse en estos ambientes de baja densidad.

Existen dos estadísticos principales en los estudios de voids: la función de tamaños y la función de correlación cruzada void-galaxia. La función de tamaños, por un lado, describe la abundancia de voids, y puede modelarse usando la teoría de excursión probabilística combinada con el modelo de evolución esférica de las perturbaciones de densidad. La función de correlación, por otro lado, caracteriza el campo de densidad alrededor de los voids cuando se consideran escalas pequeñas a intermedias. Dado que no existe a la fecha un modelo satisfactorio para la densidad basado en primeros principios, se suele recurrir generalmente a modelos empíricos y paramétricos.

Ambos estadísticos están afectados por las distorsiones en la distribución espacial observada de las galaxias, las cuales inducen patrones anisótropos en las mediciones. No obstante, estos patrones pueden modelarse a partir de principios físicos, y por ende, codifican valiosa información cosmológica. Las dos fuentes principales de distorsiones son: (i) las distorsiones en el espacio de redshift (RSD), un efecto dinámico causado por las velocidades peculiares de las galaxias, y (ii) el efecto Alcock-Paczyński (AP), un efecto geométrico causado por la elección de una cosmología fiduciaria necesaria para transformar los ángulos y redshifts obtenidos de los relevamientos, cantidades directamente observables, en una escala de distancias expresada en unidades físicas.

A continuación, resumimos y discutimos los principales resultados de nuestra investigación acerca de los voids como laboratorios cosmológicos. Los tests y modelos fueron calibrados usando la simulación Millennium XXL en combinación con un identificador esférico de voids. Dado que esta simulación posee un gran volumen y una alta resolución, resulta ideal para llevar a cabo análisis de factibilidad para relevamientos de galaxias modernos. Al final, discutiremos los resultados principales del análisis preliminar usando datos observacionales del relevamiento Baryon Oscillation Spectroscopic Survey Data Release 12. Para interpretar estos resultados, usamos los mocks Patchy obtenidos de la simulación Big MultiDark.

## 11.1 Diseño de un nuevo test cosmológico

Como primer proyecto, diseñamos un nuevo test cosmológico basado en la función de correlación cruzada void-galaxia. A continuación, resumimos las principales características del método, así como sus virtudes y limitaciones.

1. *Libre de cosmología fiduciaria.* Las correlaciones se tratan directamente en términos de distancias angulares,  $\theta$ , y diferencias de redshift,  $\zeta$ , entre pares void-galaxia, de tal manera que no es necesario asumir una cosmología fiduciaria. De este modo, el efecto AP se tiene en cuenta de manera natural.
2. *Mezcla de escalas.* Además de las distorsiones RSD y AP, existe un tercer tipo de efecto sistemático que afecta el proceso de inferencia cosmológica al contrastar las predicciones de los modelos con las mediciones observacionales. Para efectuar una medición, se utiliza un bineado, de manera que varias escalas quedan mezcladas en este proceso. Incrementar el tamaño de los bins ayuda a mejorar la señal obtenida, pero luego, los modelos deben tener en cuenta cuidadosamente la geometría y volumen de los mismos.
3. *Proyecciones de la función de correlación.* Nuestro método tiene en cuenta la mezcla de escalas debido al bineado. Esto permite trabajar con bins de tamaño arbitrario,

más aún, permite trabajar con proyecciones de la función de correlación. Esta variante de medir correlaciones constituye el principal estadístico del test cosmológico. Al proyectar  $\xi(\theta, \zeta)$ , la función de correlación en el espacio observable, hacia el plano del cielo (eje  $\theta$ ) en un dado rango de diferencias de redshift,  $\text{PR}_\zeta$ , se obtiene la función de correlación POS,  $\xi_{\text{pos}}(\theta)$ , una función que depende solamente de la coordenada angular  $\theta$ . Al proyectar  $\xi(\theta, \zeta)$  hacia la línea de la visual (eje  $\zeta$ ) en un dado rango angular,  $\text{PR}_\theta$ , se obtiene la función de correlación LOS,  $\xi_{\text{los}}(\zeta)$ , una función que depende solamente de la coordenada de redshift  $\zeta$ .

4. *Modelo.* Desarrollamos un modelo físico para la función de correlación en el espacio observable aplicable a un esquema de binnedo cilíndrico general  $(\theta_{\text{int}}, \theta_{\text{ext}}, \zeta_{\text{low}}, \zeta_{\text{up}})$ . Este modelo tiene en cuenta los efectos RSD y AP, junto con la mezcla de escalas debido a la geometría del binnedo. Las proyecciones POS y LOS constituyen dos casos especiales en este esquema. El modelo puede resumirse en las siguientes ecuaciones: (i) Ecs. (6.1) y (6.2) para transformar las cantidades observables  $\theta$  y  $\zeta$  en distancias comóviles, (ii) Ecs. (6.6), (6.7) y (6.8) para el estimador de la correlación (la Ec. 6.9 es una simplificación aplicable a nuestro estudio usando una simulación), (iii) Ec. (6.10) para el modelo de flujo Gaussiano, (iv) Ec. (6.11) para el perfil de contraste de densidad, y (v) Ec. (6.13) para el perfil de velocidad.
5. *Perfil de contraste de densidad.* Desarrollamos un modelo paramétrico propio, adecuado para voids de tipo R. Está dado por la Ec. (6.11); básicamente se trata de una doble ley de potencias. El primer exponente está fijo y es igual a -3. Describe el comportamiento cerca de la pared de los voids. El segundo,  $\alpha$ , describe las regiones más remotas. Los otros dos parámetros son: una amplitud  $\xi_0$ , y una escala pivote  $r_0$ , donde la pendiente cambia.
6. *Matrices de covarianza.* Las matrices de covarianza de los datos asociadas al método son mucho más pequeñas que en el caso tradicional. Esto es un aspecto clave, primero porque el cálculo de la inversa de una matriz más pequeña es numéricamente más estable, y segundo y más importante, porque la propagación del error en el análisis Bayesiano se reduce notablemente, permitiendo así el uso de un menor número de catálogos mocks para estimarlas.
7. *Inferencia cosmológica.* Los parámetros del modelo pueden sintetizarse en dos conjuntos: el conjunto cosmológico  $\{\Omega_m, \beta\}$  y el conjunto auxiliar  $\{\sigma_v, \xi_0, r_0, \alpha\}$ . El fin último es realizar un test AP para ajustar los parámetros  $\Omega_m$  y  $\beta$ .  $\Omega_m$  es más sensible a las distorsiones AP, mientras que  $\beta$  es más sensible a las distorsiones RSD. Implementamos un método de exploración Bayesiana usando la técnica MCMC. Los ajustes están bien acotados, sin evidenciar ningún tipo de degeneraciones entre los parámetros, cuyas distribuciones muestran un comportamiento Gaussiano en todos

los casos. Los principales resultados se presentan en el Figura 18, donde se muestran las marginalizaciones del likelihood sobre los parámetros  $\Omega_m$  y  $\beta$  como barras de error de  $1\sigma$ . El rango de error abarcado por estas barras es consistente con los valores inherentes a la simulación MXXL en casi todos los casos, lo que constituye el test de consistencia buscado en la calibración del método. El test es también robusto con el rango de proyección. El éxito en la calibración está reforzado por el hecho de que el modelo es capaz de recuperar las proyecciones POS y LOS (Figura 15), como así también los perfiles de densidad y velocidad (Figura 16), mostrando un excelente acuerdo entre las mediciones y las predicciones teóricas. Las barras de error en el caso de  $\Omega_m$  muestran que existe un rango de proyección óptimo, y que se obtienen regiones de confianza más acotadas al aplicar el test a redshifts altos, régimen en el que el modelo es más sensible al efecto AP.

8. *Acerca de la validez del método.* El modelo fue probado usando voids identificados en el espacio real. Esto se debe a que los modelos actuales que describen las RSD alrededor de los voids están definidos para operar en la configuración híbrida  $r \times z$ . Una opción es recurrir a la técnica de reconstrucción. Este trabajo propone un enfoque alternativo: incorporar al método el marco desarrollado en los Capítulos 7 y 9 para modelar los efectos no triviales que afectan la identificación de voids en el espacio de redshift.

## 11.2 Efectos que sufren los voids en el espacio de redshift

Existen diferentes tipos de identificadores de voids. Más allá de sus diferencias particulares, están basados en la distribución espacial de las galaxias y/o en sus propiedades dinámicas. Por lo tanto, todos se ven afectados por los efectos RSD y AP, los cuales impactan directamente en el proceso de identificación de voids, afectando propiedades globales de los voids, como su número, sus tamaños y su distribución espacial. Esto genera desviaciones y patrones anisótropos adicionales en las mediciones de los estadísticos cosmológicos, como la función de tamaños y la función de correlación cruzada void-galaxia. Dada la precisión alcanzable hoy en día con los relevamientos espectroscópicos modernos, estos patrones son altamente detectables, por lo que es extremadamente importante modelarlos correctamente para así obtener ajustes no sesgados de los parámetros cosmológicos.

Una solución es usar la técnica de reconstrucción para recuperar de forma aproximada la posición real de los trazadores antes de ejecutar la identificación. Si bien este método ha probado ser eficaz en recuperar las propiedades estadísticas de los voids en el espacio- $r$  y en extraer información cosmológica a partir de ellas, también presenta algunas desventajas. Por ejemplo, al ser un método iterativo, es computacionalmente costoso. También resulta redundante, pues para obtener ajustes precisos, se debe modelar el efecto

RSD sobre los voids recuperados luego de aplicar la reconstrucción. Finalmente, el método no aprovecha la valiosa información física y cosmológica contenida en estas sistematicidades adicionales, las cuales sólo se manifiestan al identificar voids en el espacio- $z$ . Estos efectos proveen pistas fundamentales acerca de la estructura y dinámica de los voids.

En este trabajo, exploramos un enfoque alternativo: analizar el método de identificación de voids con el fin de comprender físicamente los efectos subyacentes que se manifiestan en el espacio de redshift. Usando un identificador esférico, llevamos a cabo una comparación estadística entre los voids resultantes de la identificación en los espacios  $-r$  y  $-z$ , en el contexto de las cuatro hipótesis comúnmente asumidas al modelar las distorsiones RSD alrededor de los voids, las cuales son sólo válidas para voids genuinos identificados en el espacio- $r$ , es decir, no se cumplen para el caso de los voids observacionales identificados en el espacio- $z$ : (1) conservación del número de voids, (2) invariabilidad de la posición de los centros, (3) isotropía del campo de velocidad, y (4) isotropía del campo de densidad.

Las conclusiones principales de esta parte del trabajo pueden resumirse en las siguientes afirmaciones.

1. *Mapeo biyectivo.* Existe una relación uno a uno entre los voids del espacio- $z$  y los voids del espacio- $r$  para tamaños por encima del umbral de ruido Poisson. Esto significa que cada void del espacio- $z$  tiene una única contraparte en el espacio- $r$ , y viceversa, de tal manera que ambos muestrean la misma región del espacio. En este contexto, la condición (1) concerniente a la conservación del número de voids sigue valiendo.
2. *Efecto de expansión.* Los voids en el espacio- $z$  son sistemáticamente más grandes que sus contrapartes en el espacio- $r$ . Esto puede entenderse como un efecto de expansión, y cuantificarse estadísticamente como un incremento del radio de void por un factor constante  $q_{\text{RSD}}^s$  (Ec. 7.2). En realidad, el factor ligeramente modificado  $q_{\text{RSD}}^l$  (Ec. 7.6) ha probado ser más adecuado para los voids por encima del umbral de ruido Poisson, aquellos relevantes para los estudios cosmológicos. Para este análisis, se asumió la validez de las hipótesis (3) y (4) concernientes a la isotropía de los campos de densidad y velocidad en el espacio- $r$  para explicar un fenómeno del espacio- $z$ , por más que esta isotropía deje de valer en este último caso. Este efecto es un derivado de las distorsiones RSD inducidas por la dinámica de los trazadores en escalas cercanas al radio de void (t-RSD).
3. *Efecto de descentrado.* Los centros de void se desplazan sistemáticamente en la dirección LOS cuando son identificados en el espacio- $z$ . Esto es una consecuencia directa de la violación de la hipótesis (2) concerniente a la invariabilidad de la posición de los centros. Este descentrado puede cuantificarse estadísticamente como un desplazamiento del tipo RSD por medio de la Ec. (7.15). Constituye una clase

diferente de distorsiones inducidas por flujos a gran escala en la distribución de materia. Interpretando a los voids como entidades que se mueven por el espacio como un todo con una velocidad neta, este efecto puede pensarse como producto de las distorsiones RSD inducidas por la dinámica global de los voids (v-RSD).

4. *Cambio de volumen por efecto AP.* El volumen de los voids también se ve alterado por la cosmología fiduciaria elegida para transformar los observables en distancias comóviles, fenómeno que se manifiesta como una expansión o contracción neta, dependiendo de los valores de los parámetros cosmológicos elegidos. Este efecto puede cuantificarse estadísticamente como un cambio del radio por un factor constante  $q_{AP}$  (Ec. 7.12).
5. *Independencia de los efectos.* Los tres efectos: AP, t-RSD y v-RSD, son estadísticamente independientes, y por ende, pueden tratarse separadamente.
6. *Potencial del identificador esférico de voids.* La simplicidad del identificador esférico permite entender naturalmente estos efectos sistemáticos del espacio- $z$ . Esto se debe a que el producto resultante del método es un catálogo de voids esféricos que no se solapan, con un centro y un radio bien definidos.

### 11.3 Impacto en la función de tamaños

Respecto al impacto de los efectos que sufren los voids en el espacio de redshift sobre la función de tamaños, destacamos las siguientes dos conclusiones.

1. *Corrección AP + t-RSD.* La función de tamaños está afectada por los efectos que alteran el volumen de los voids, a saber, el efecto de expansión y el cambio de volumen por efecto AP, pero está libre del efecto de descentrado. Por lo tanto, con el fin de recuperar la abundancia real subyacente a una medición observacional, basta con aplicar una simple corrección del radio de void por medio de la Ec. (7.14).
2. *Relevancia cosmológica.* Los dos únicos ingredientes necesarios para corregir la función de tamaños son los factores  $q_{AP}$  y  $q_{RSD}$ . Estos factores constituyen sólo dos constantes de proporcionalidad, independientes de la escala, y fuertemente dependientes de la cosmología. Pero existe una diferencia interesante entre ambos. Por un lado,  $q_{AP}$  depende sólo de los parámetros cosmológicos globales, como  $\Omega_m$ ,  $\Omega_\Lambda$  y  $H_0$ , por lo que está relacionado a la historia de expansión y geometría del Universo. Por otro lado,  $q_{RSD}$  depende sólo de  $\beta$ , de manera que es un parámetro dinámico relacionado con la tasa de crecimiento de las estructuras cósmicas. El marco teórico desarrollado en este trabajo debe incorporarse a los modelos actuales de abundancia, basados en el formalismo de excursión probabilística y en la evolución esférica de las perturbaciones,

para obtener ajustes no sesgados de los parámetros cosmológicos a partir de los relevamientos espectroscópicos.

## 11.4 Impacto en la función de correlación

Respecto al impacto sobre la función de correlación cruzada void-galaxia, destacamos las siguientes conclusiones.

1. *Impureza de una muestra.* La impureza de una muestra debido a voids no biyectivos tiene un impacto despreciable en la medición de la función de correlación. Esto refuerza el hecho de que la conservación del número de voids durante el mapeo del espacio- $r$  al espacio- $z$  es una hipótesis válida.
2. *Configuraciones.* Las correlaciones, densidades y velocidades fueron medidas en diferentes configuraciones de la distribución espacial de voids y halos. La configuración  $z \times z$  se define a partir de los voids y halos tomados ambos del espacio- $z$ , imitando así posibles mediciones observacionales. La configuración híbrida  $r \times z$  se define a partir de los voids asociados en el espacio- $r$  y conservando los halos en el espacio- $z$ ; es donde operan los modelos RSD para voids. Finalmente, la configuración  $r \times r$  se define a partir de los voids y halos tomados ambos del espacio- $r$ , libre de los efectos RSD y AP.
3. *Corrección AP + t-RSD.* Es fundamental proveer a los modelos de las correctas propiedades estadísticas de una muestra de voids, más específicamente, los campos de densidad y velocidad en la configuración  $r \times r$ . Esto puede lograrse en gran medida teniendo en cuenta los efectos t-RSD y AP sobre el volumen de los voids, corrigiendo los radios con la Ec. (7.14). Las desviaciones remanentes entre las observaciones y las predicciones teóricas son menores y causadas por las siguientes dos fuentes.
4. *Corrección v-RSD.* Una fuente es el efecto de descentrado, responsable de un patrón anisótropo adicional debido a la dinámica global de los voids (v-RSD), diferente de las anisotropías clásicas debido a la dinámica de los trazadores (t-RSD). Estas distorsiones se reducen notablemente luego de corregir la posición de los centros de void con la Ec. (7.15). Esta es la primera vez que este tipo de distorsiones se detectan y cuantifican.
5. *Elipticidad de los voids.* Esta es la otra fuente de desviaciones. Los voids son típicamente elipsoidales, aunque están orientados aleatoriamente en el espacio. Esta elipticidad no tiene un impacto significativo al considerar una muestra completa de voids. Sin embargo, al seleccionar una muestra en el espacio- $z$  a partir de un bin de radios, las contrapartes en el espacio- $r$  se distribuyen de una manera compleja,

cubriendo un amplio rango de radios. La corrección t-RSD predice la región de completitud, donde la elipticidad no es importante. No obstante, las colas de la distribución tienen un impacto apreciable en la medición de la función de correlación. Éstas están compuestas por voids especiales: voids superexpansivos elongados en el eje POS y voids subexpansivos elongados en el eje LOS. Ambos tipos de voids son responsables de un patrón anisótropo adicional no tenido en cuenta previamente en la literatura (e-RSD).

6. *Hacia un modelo optimizado.* La corrección t-RSD+AP es el aspecto más importante a tener en cuenta en los modelos. Aunque las desviaciones remanentes debido a los efectos v-RSD y e-RSD son más pequeñas, el impacto es significativo a la hora de ajustar las mediciones. El efecto v-RSD puede tratarse incorporando en el modelo información acerca de la distribución de velocidades de los voids. Esta es la conexión necesaria entre las configuraciones  $r \times z$  y  $z \times z$ . Respecto al efecto e-RSD, los modelos deben revisarse para incorporar la estructura elipsoidal de los voids y la conexión apropiada entre los campos de densidad y velocidad en la configuración  $r \times r$ . Dejamos para una investigación futura abordar estas problemáticas. A partir de un test simple y preliminar, mostramos que el modelo GSM puede ser un enfoque válido aún en este caso.
7. *Comparación entre la función de tamaños y la función de correlación.* La función de tamaños está afectada por dos tipos de distorsiones: t-RSD y AP, mientras que la función de correlación está afectada por cinco tipos de distorsiones: t-RSD, AP, mezcla de escalas, v-RSD y e-RSD.

## 11.5 Aplicación de la metodología al relevamiento espectroscópico BOSS DR12

Finalizamos el trabajo con los principales aspectos del análisis preliminar de la función de correlación cruzada void-galaxia medida a partir de los datos observacionales del relevamiento BOSS DR12.

1. *Proyecciones de la función de correlación en BOSS.* Las mediciones son consistentes con los análisis previos usando la simulación MXXL, exhibiendo las mismas características. Además, los resultados de BOSS están en excelente acuerdo con los resultados de los mocks Patchy. Las matrices de covarianza asociadas son también consistentes con los resultados previos usando la MXXL.
2. *Análisis de distorsiones.* Modificamos el modelo para incorporar la corrección t-RSD + AP para el tamaño de los voids. Sin embargo, no es suficiente. Las distorsiones

remanentes debido a los efectos v-RSD y e-RSD tienen un fuerte impacto y deben ser modelados apropiadamente con el fin de obtener ajustes no sesgados de los parámetros cosmológicos. En particular, la proyección LOS se ve severamente afectada por estos efectos adicionales. La proyección POS, en contraste, está bien descrita por el modelo. Esta es la primera vez que estos nuevos tipos de distorsiones se detectan a partir de mediciones observacionales.

Como reflexión final, hemos logrado un avance significativo en nuestro propósito inicial de establecer a los voids como firmes candidatos cosmológicos para encarar el problema de la energía oscura. La nueva generación de relevamientos espectroscópicos, como BOSS, HETDEX, DESI y Euclid, ha permitido entrar en una nueva era de Cosmología de alta precisión sin precedentes. Por lo tanto, es fundamental detectar y modelar todos los efectos sistemáticos observacionales que afectan las mediciones de los estadísticos cosmológicos, como la función de tamaños y la función de correlación, con el fin de lograr una inferencia cosmológica no sesgada. El presente trabajo ha demostrado que esto es particularmente importante para el caso de los voids. Por un lado, esta es la primera vez que se consideran los efectos sistemáticos del espacio de redshift en la abundancia de voids. La comunidad ha concentrado sus esfuerzos en modelar la abundancia real subyacente con la teoría de excursión probabilística. Por otro lado, hemos detectado y descrito todos los tipos de distorsiones presentes en la función de correlación, descubriendo nuevos efectos no tenidos en cuenta previamente. De esta manera, sentamos las bases para un modelado completo y apropiado de estos estadísticos con el objetivo de diseñar tests fiables que puedan ser aplicados en los relevamientos modernos. En particular, hemos establecido el dominio de validez de nuestro test usando las proyecciones POS y LOS de la función de correlación. Buscaremos mejorarlo incorporando los efectos v-RSD y e-RSD. Los datos observacionales demuestran que hay una excelente señal para detectarlos y estudiarlos. Finalmente, debe notarse que, además de su importancia cosmológica práctica e inmediata, el modelado de los efectos aquí descritos también tiene consecuencias importantes en los estudios de estructura a gran escala per se, ya que codifican información valiosa acerca de la estructura y dinámica de los voids, y más generalmente, del Universo en las escalas más grandes. Más aún, algunos de estos efectos pueden constituir pruebas cosmológicas por sí solas, como es el caso de la elipticidad de los voids.



# Referencias

- Achitouv, I. Testing the imprint of nonstandard cosmologies on void profiles using Monte Carlo random walks. *Phys. Rev. D*, Vol. 94, No. 10, p. 103524, Nov. 2016.
- Achitouv, I. Improved model of redshift-space distortions around voids: Application to quintessence dark energy. *Phys. Rev. D*, Vol. 96, No. 8, p. 083506, Oct. 2017.
- Achitouv, I. New constraints on the linear growth rate using cosmic voids in the SDSS DR12 datasets. *Phys. Rev. D*, Vol. 100, No. 12, p. 123513, Dic. 2019.
- Achitouv, I. et al. Consistency of the growth rate in different environments with the 6-degree Field Galaxy Survey: Measurement of the void-galaxy and galaxy-galaxy correlation functions. *Phys. Rev. D*, Vol. 95, No. 8, p. 083502, Abr. 2017.
- Achitouv, I.; Neyrinck, M.; Paranjape, A. Testing spherical evolution for modelling void abundances. *MNRAS*, Vol. 451, No. 4, p. 3964–3974, Ago. 2015.
- Alam, S. et al. Completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: Cosmological implications from two decades of spectroscopic surveys at the Apache Point Observatory. *Phys. Rev. D*, Vol. 103, No. 8, p. 083533, Abr. 2021.
- Alcock, C.; Paczynski, B. An evolution free test for non-zero cosmological constant. *Nature*, Vol. 281, p. 358, Oct. 1979.
- Angulo, R. E. et al. Scaling relations for galaxy clusters in the Millennium-XXL simulation. *MNRAS*, Vol. 426, No. 3, p. 2046–2062, Nov. 2012.
- Bardeen, J. M. et al. The Statistics of Peaks of Gaussian Random Fields. *ApJ*, Vol. 304, p. 15, May. 1986.
- Barreira, A. et al. Weak lensing by voids in modified lensing potentials. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, Vol. 8, p. 028, Ago. 2015.
- Bos, E. G. P. et al. The darkness that shaped the void: dark energy and cosmic voids. *MNRAS*, Vol. 426, No. 1, p. 440–461, Oct. 2012.
- Boylan-Kolchin, M. et al. Resolving cosmic structure formation with the Millennium-II Simulation. *MNRAS*, Vol. 398, p. 1150–1164, Sep. 2009.
- Burles, S. et al. Sharpening the Predictions of Big-Bang Nucleosynthesis. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 82, No. 21, p. 4176–4179, May. 1999.
- Cai, Y.-C. et al. The lensing and temperature imprints of voids on the cosmic microwave background. *MNRAS*, Vol. 466, No. 3, p. 3364–3375, Abr. 2017.
- Cai, Y.-C. et al. A Possible Cold Imprint of Voids on the Microwave Background Radiation. *ApJ*, Vol. 786, No. 2, p. 110, May. 2014.
- Cai, Y.-C.; Padilla, N.; Li, B. Testing gravity using cosmic voids. *MNRAS*, Vol. 451, p. 1036–1055, Jul. 2015.

- Cai, Y.-C.; Padilla, N.; Li, B. Testing Gravity using Void Profiles. In: van de Weygaert, R. et al. (Ed.). *The Zeldovich Universe: Genesis and Growth of the Cosmic Web*. [S.l.: s.n.], 2016. Vol. 308, p. 555–560.
- Cai, Y.-C. et al. Redshift-space distortions around voids. *MNRAS*, Vol. 462, No. 3, p. 2465–2477, Nov. 2016.
- Cautun, M. et al. The Santiago-Harvard-Edinburgh-Durham void comparison - I. SHEDding light on chameleon gravity tests. *MNRAS*, Vol. 476, p. 3195–3217, May. 2018.
- Ceccarelli, L. et al. Clues on void evolution - I. Large-scale galaxy distributions around voids. *MNRAS*, Vol. 434, No. 2, p. 1435–1442, Sep. 2013.
- Ceccarelli, L. et al. The sparkling Universe: a scenario for cosmic void motions. *MNRAS*, Vol. 461, No. 4, p. 4013–4021, Oct 2016.
- Chan, K. C.; Hamaus, N.; Biagetti, M. Constraint of void bias on primordial non-Gaussianity. *Phys. Rev. D*, Vol. 99, No. 12, p. 121304, Jun. 2019.
- Chan, K. C.; Hamaus, N.; Desjacques, V. Large-scale clustering of cosmic voids. *Phys. Rev. D*, Vol. 90, No. 10, p. 103521, Nov. 2014.
- Chan, K. C. et al. Measurement of Void Bias Using Separate Universe Simulations. *ApJ*, Vol. 889, No. 2, p. 89, Feb. 2020.
- Chuang, C.-H. et al. Linear redshift space distortions for cosmic voids based on galaxies in redshift space. *Phys. Rev. D*, Vol. 95, No. 6, p. 063528, Mar. 2017.
- Clampitt, J.; Cai, Y.-C.; Li, B. Voids in modified gravity: excursion set predictions. *MNRAS*, Vol. 431, p. 749–766, May. 2013.
- Clifton, T. et al. Modified gravity and cosmology. *Phys. Rep.*, Vol. 513, p. 1–189, Mar. 2012.
- Colberg, J. M. et al. The Aspen-Amsterdam void finder comparison project. *MNRAS*, Vol. 387, No. 2, p. 933–944, Jun. 2008.
- Colless, M. et al. The 2dF Galaxy Redshift Survey: spectra and redshifts. *MNRAS*, Vol. 328, No. 4, p. 1039–1063, Dic. 2001.
- Contarini, S. et al. Cosmological exploitation of the size function of cosmic voids identified in the distribution of biased tracers. *MNRAS*, Vol. 488, No. 3, p. 3526–3540, Sep. 2019.
- Correa, C. M. et al. Non-fiducial cosmological test from geometrical and dynamical distortions around voids. *MNRAS*, Vol. 485, No. 4, p. 5761–5772, Jun 2019.
- Correa, C. M. et al. Redshift-space effects in voids and their impact on cosmological tests. Part I: the void size function. *MNRAS*, Vol. 500, No. 1, p. 911–925, Ene. 2021.
- Davies, C. T.; Cautun, M.; Li, B. Cosmological test of gravity using weak lensing voids. *MNRAS*, Vol. 490, No. 4, p. 4907–4917, Dic. 2019.
- Davis, M.; Peebles, P. J. E. A survey of galaxy redshifts. V - The two-point position and velocity correlations. *ApJ*, Vol. 267, p. 465–482, Abr. 1983.

- Dawson, K. S. et al. The Baryon Oscillation Spectroscopic Survey of SDSS-III. *AJ*, Vol. 145, p. 10, Ene. 2013.
- de Lapparent, V.; Geller, M. J.; Huchra, J. P. A slice of the universe. *ApJ*, Vol. 302, p. L1–L5, Mar. 1986.
- Demchenko, V. et al. Testing the spherical evolution of cosmic voids. *MNRAS*, Vol. 463, No. 1, p. 512–519, Nov. 2016.
- Dodelson, S. *Modern Cosmology*. San Diego, California, USA: Academic Press, an imprint of Elsevier, 2003. ISBN 0-12-219141-2.
- Dodelson, S.; Schneider, M. D. The effect of covariance estimator error on cosmological parameter constraints. *Phys. Rev. D*, Vol. 88, No. 6, p. 063537, Sep. 2013.
- Efron, B. *The Jackknife, the Bootstrap and other resampling plans*. Philadelphia, Pa.: Society for Industrial and applied mathematics, 1982. (Regional Conference Series in applied mathematics, 38). ISBN 0898711797.
- Eisenstein, D. J.; Hu, W. Baryonic Features in the Matter Transfer Function. *ApJ*, Vol. 496, No. 2, p. 605–614, Mar. 1998.
- Eisenstein, D. J. et al. Improving Cosmological Distance Measurements by Reconstruction of the Baryon Acoustic Peak. *ApJ*, Vol. 664, No. 2, p. 675–679, Ago. 2007.
- Elyiv, A. et al. Cosmic voids detection without density measurements. *MNRAS*, Vol. 448, No. 1, p. 642–653, Mar. 2015.
- Falck, B. et al. Using voids to unscreen modified gravity. *MNRAS*, Vol. 475, No. 3, p. 3262–3272, Abr. 2018.
- Fang, Y. et al. Dark Energy Survey year 1 results: the relationship between mass and light around cosmic voids. *MNRAS*, Vol. 490, No. 3, p. 3573–3587, Dic. 2019.
- Fixsen, D. J. The Temperature of the Cosmic Microwave Background. *ApJ*, Vol. 707, No. 2, p. 916–920, Dic. 2009.
- Freedman, W. L. et al. Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *ApJ*, Vol. 553, No. 1, p. 47–72, May. 2001.
- Furlanetto, S. R.; Piran, T. The evidence of absence: galaxy voids in the excursion set formalism. *MNRAS*, Vol. 366, p. 467–479, Feb. 2006.
- Gelman, A.; Rubin, D. B. Inference from Iterative Simulation Using Multiple Sequences. *Statistical Science*, Vol. 7, p. 457–472, Ene. 1992.
- Gregory, S. A.; Thompson, L. A. The Coma/A1367 supercluster and its environs. *ApJ*, Vol. 222, p. 784–799, Jun. 1978.
- Gunn, J. E.; Gott III, J. R. On the Infall of Matter Into Clusters of Galaxies and Some Effects on Their Evolution. *ApJ*, Vol. 176, p. 1, Ago. 1972.
- Hamaus, N. et al. Multipole analysis of redshift-space distortions around cosmic voids. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, Vol. 7, p. 014, Jul. 2017.

- Hamaus, N. et al. Precision cosmology with voids in the final BOSS data. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, Vol. 2020, No. 12, p. 023, Dic. 2020.
- Hamaus, N. et al. Constraints on Cosmology and Gravity from the Dynamics of Voids. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 117, No. 9, p. 091302, Ago. 2016.
- Hamaus, N. et al. Probing cosmology and gravity with redshift-space distortions around voids. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, Vol. 2015, No. 11, p. 036, Nov. 2015.
- Hamaus, N.; Sutter, P. M.; Wandelt, B. D. Universal Density Profile for Cosmic Voids. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 112, No. 25, p. 251302, Jun. 2014.
- Hastings, W. K. Monte Carlo Sampling Methods using Markov Chains and their Applications. *Biometrika*, Vol. 57, No. 1, p. 97–109, Abr. 1970.
- Hawken, A. J. et al. Constraints on the growth of structure around cosmic voids in eBOSS DR14. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, Vol. 2020, No. 6, p. 012, Jun. 2020.
- Hawken, A. J. et al. The VIMOS Public Extragalactic Redshift Survey. Measuring the growth rate of structure around cosmic voids. *A&A*, Vol. 607, p. A54, Nov. 2017.
- Hill, G. J. et al. The Hobby-Eberly Telescope Dark Energy Experiment (HETDEX): Description and Early Pilot Survey Results. In: Kodama, T.; Yamada, T.; Aoki, K. (Ed.). *Panoramic Views of Galaxy Formation and Evolution*. [S.l.: s.n.], 2008. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 399), p. 115.
- Jennings, E.; Li, Y.; Hu, W. The abundance of voids and the excursion set formalism. *MNRAS*, Vol. 434, No. 3, p. 2167–2181, Sep. 2013.
- Joyce, A.; Lombriser, L.; Schmidt, F. Dark Energy Versus Modified Gravity. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, Vol. 66, p. 95–122, Oct. 2016.
- Kaiser, N. Clustering in real space and in redshift space. *MNRAS*, Vol. 227, p. 1–21, Jul. 1987.
- Kantowski, R.; Kao, J. K.; Thomas, R. C. Distance-Redshift Relations in Inhomogeneous Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker Cosmology. *ApJ*, Vol. 545, p. 549–560, Dic. 2000.
- Kirshner, R. P. et al. A million cubic megaparsec void in Bootes. *ApJ*, Vol. 248, p. L57–L60, Sep. 1981.
- Kitaura, F.-S. et al. The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: mock galaxy catalogues for the BOSS Final Data Release. *MNRAS*, Vol. 456, No. 4, p. 4156–4173, Mar. 2016.
- Klypin, A. et al. MultiDark simulations: the story of dark matter halo concentrations and density profiles. *MNRAS*, Vol. 457, No. 4, p. 4340–4359, Abr. 2016.
- Koyama, K. Cosmological tests of modified gravity. *Reports on Progress in Physics*, Vol. 79, No. 4, p. 046902, Abr. 2016.
- Lam, T. Y. et al. Voids in modified gravity reloaded: Eulerian void assignment. *MNRAS*, Vol. 450, p. 3319–3330, Jul. 2015.

- Lambas, D. G. et al. The sparkling Universe: the coherent motions of cosmic voids. *MNRAS*, Vol. 455, No. 1, p. L99–L103, Jan 2016.
- Landy, S. D.; Szalay, A. S. Bias and variance of angular correlation functions. *ApJ*, Vol. 412, p. 64–71, Jul. 1993.
- Lares, M. et al. The sparkling Universe: clustering of voids and void clumps. *MNRAS*, Vol. 468, No. 4, p. 4822–4830, Jul. 2017.
- Laureijs, R. et al. Euclid Definition Study Report. *arXiv e-prints*, p. arXiv:1110.3193, Oct. 2011.
- Lavaux, G.; Wandelt, B. D. Precision Cosmography with Stacked Voids. *ApJ*, Vol. 754, p. 109, Ago. 2012.
- Levi, M. et al. The Dark Energy Spectroscopic Instrument (DESI). In: *Bulletin of the American Astronomical Society*. [S.l.: s.n.], 2019. Vol. 51, p. 57.
- Lewis, A.; Challinor, A.; Lasenby, A. Efficient Computation of Cosmic Microwave Background Anisotropies in Closed Friedmann-Robertson-Walker Models. *ApJ*, Vol. 538, No. 2, p. 473–476, Ago. 2000.
- Li, B.; Zhao, G.-B.; Koyama, K. Haloes and voids in f(R) gravity. *MNRAS*, Vol. 421, p. 3481–3487, Abr. 2012.
- Lilje, P. B.; Lahav, O. Evolution of velocity and density fields around clusters of galaxies. *ApJ*, Vol. 374, p. 29–43, Jun. 1991.
- Mao, Q. et al. Cosmic Voids in the SDSS DR12 BOSS Galaxy Sample: The Alcock-Paczynski Test. *ApJ*, Vol. 835, p. 160, Feb. 2017.
- Metropolis, N. et al. Equation of State Calculations by Fast Computing Machines. *J. Chem. Phys.*, Vol. 21, No. 6, p. 1087–1092, Jun. 1953.
- Nadathur, S.; Carter, P.; Percival, W. J. A Zeldovich reconstruction method for measuring redshift space distortions using cosmic voids. *MNRAS*, Vol. 482, No. 2, p. 2459–2470, Ene. 2019.
- Nadathur, S. et al. Beyond BAO: Improving cosmological constraints from BOSS data with measurement of the void-galaxy cross-correlation. *Phys. Rev. D*, Vol. 100, No. 2, p. 023504, Jul. 2019.
- Nadathur, S.; Percival, W. J. An accurate linear model for redshift space distortions in the void-galaxy correlation function. *MNRAS*, Vol. 483, No. 3, p. 3472–3487, Mar. 2019.
- Nadathur, S. et al. The completed SDSS-IV extended baryon oscillation spectroscopic survey: geometry and growth from the anisotropic void-galaxy correlation function in the luminous red galaxy sample. *MNRAS*, Vol. 499, No. 3, p. 4140–4157, Dic. 2020.
- Neyrinck, M. C. ZOBOV: a parameter-free void-finding algorithm. *MNRAS*, Vol. 386, No. 4, p. 2101–2109, Jun. 2008.
- Padilla, N. D.; Ceccarelli, L.; Lambas, D. G. Spatial and dynamical properties of voids in a  $\Lambda$  cold dark matter universe. *MNRAS*, Vol. 363, p. 977–990, Nov. 2005.

- Padilla, N. D. et al. Void Dynamics. In: van de Weygaert, R. et al. (Ed.). *The Zeldovich Universe: Genesis and Growth of the Cosmic Web*. [S.l.: s.n.], 2016. Vol. 308, p. 530–537.
- Paillas, E. et al. The Santiago-Harvard-Edinburgh-Durham void comparison II: unveiling the Vainshtein screening using weak lensing. *MNRAS*, Vol. 484, No. 1, p. 1149–1165, Mar. 2019.
- Park, D.; Lee, J. Void Ellipticity Distribution as a Probe of Cosmology. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 98, No. 8, p. 081301, Feb. 2007.
- Paz, D. et al. Clues on void evolution-II. Measuring density and velocity profiles on SDSS galaxy redshift space distortions. *MNRAS*, Vol. 436, No. 4, p. 3480–3491, Dic. 2013.
- Peebles, P. J. E. The mean mass density estimated from the Kirshner, Oemler, Schechter galaxy redshift sample. *AJ*, Vol. 84, p. 730–734, Jun. 1979.
- Perlmutter, S. et al. Measurements of  $\Omega$  and  $\Lambda$  from 42 High-Redshift Supernovae. *ApJ*, Vol. 517, No. 2, p. 565–586, Jun. 1999.
- Pisani, A. et al. Cosmic voids: a novel probe to shed light on our Universe. *BAAS*, Vol. 51, No. 3, p. 40, May. 2019.
- Pisani, A. et al. Counting voids to probe dark energy. *Phys. Rev. D*, Vol. 92, No. 8, p. 083531, Oct. 2015.
- Planck Collaboration et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *A&A*, Vol. 641, p. A6, Sep. 2020.
- Pollina, G. et al. On the linearity of tracer bias around voids. *MNRAS*, Vol. 469, p. 787–799, Jul. 2017.
- Pollina, G. et al. On the relative bias of void tracers in the Dark Energy Survey. *MNRAS*, Vol. 487, No. 2, p. 2836–2852, Ago. 2019.
- Press, W. H.; Schechter, P. Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation. *ApJ*, Vol. 187, p. 425–438, Feb. 1974.
- R Core Team. *R: A Language and Environment for Statistical Computing*. Vienna, Austria, 2020. Disponible en: <<https://www.R-project.org/>>.
- Riess, A. G. et al. Large Magellanic Cloud Cepheid Standards Provide a 1% Foundation for the Determination of the Hubble Constant and Stronger Evidence for Physics beyond  $\Lambda$ CDM. *ApJ*, Vol. 876, No. 1, p. 85, May. 2019.
- Riess, A. G. et al. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *AJ*, Vol. 116, No. 3, p. 1009–1038, Sep. 1998.
- Rodríguez-Torres, S. A. et al. The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: modelling the clustering and halo occupation distribution of BOSS CMASS galaxies in the Final Data Release. *MNRAS*, Vol. 460, No. 2, p. 1173–1187, Ago. 2016.
- Ronconi, T. et al. Cosmic voids uncovered - first-order statistics of depressions in the biased density field. *MNRAS*, Vol. 488, No. 4, p. 5075–5084, Oct. 2019.

- Ronconi, T.; Marulli, F. Cosmological exploitation of cosmic void statistics. New numerical tools in the CosmoBolognaLib to extract cosmological constraints from the void size function. *A&A*, Vol. 607, p. A24, Oct. 2017.
- Ruiz, A. N. et al. Clues on void evolution - III. Structure and dynamics in void shells. *MNRAS*, Vol. 448, No. 2, p. 1471–1482, Abr. 2015.
- Rycroft, C. H. VORO++: A three-dimensional Voronoi cell library in C++. *Chaos*, Vol. 19, No. 4, p. 041111, Dec 2009.
- Ryden, B. S. Measuring  $Q_0$  from the Distortion of Voids in Redshift Space. *ApJ*, Vol. 452, p. 25, Oct. 1995.
- Sahlén, M.; Silk, J. Cluster-void degeneracy breaking: Modified gravity in the balance. *Phys. Rev. D*, Vol. 97, No. 10, p. 103504, May. 2018.
- Sánchez, A. G. *The formation and evolution of cosmic structures*. Munich, Germany: Ludwig Maximilians University (comunicación privada), 2015.
- Sánchez, A. G. et al. The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: cosmological constraints from the full shape of the clustering wedges. *MNRAS*, Vol. 433, No. 2, p. 1202–1222, Ago. 2013.
- Schneider, P. *Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction*. New York, USA: Springer, 2015. ISBN 978-3-540-33174-2.
- Schuster, N. et al. The bias of cosmic voids in the presence of massive neutrinos. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, Vol. 2019, No. 12, p. 055, Dic. 2019.
- Sheth, R. K.; van de Weygaert, R. A hierarchy of voids: much ado about nothing. *MNRAS*, Vol. 350, No. 2, p. 517–538, May. 2004.
- Springel, V. et al. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature*, Vol. 435, p. 629–636, Jun. 2005.
- Sutter, P. M. et al. A measurement of the Alcock-Paczyński effect using cosmic voids in the SDSS. *MNRAS*, Vol. 443, p. 2983–2990, Oct. 2014.
- Suzuki, N. et al. The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey. V. Improving the Dark-energy Constraints above  $z > 1$  and Building an Early-type-hosted Supernova Sample. *ApJ*, Vol. 746, No. 1, p. 85, Feb. 2012.
- Taylor, A.; Joachimi, B.; Kitching, T. Putting the precision in precision cosmology: How accurate should your data covariance matrix be? *MNRAS*, Vol. 432, p. 1928–1946, Jul. 2013.
- Verza, G. et al. The void size function in dynamical dark energy cosmologies. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, Vol. 2019, No. 12, p. 040, Dic. 2019.
- Wickham, H. *ggplot2: Elegant Graphics for Data Analysis*. Springer-Verlag New York, 2016. ISBN 978-3-319-24277-4. Disponible en: <<https://ggplot2.tidyverse.org>>.
- York, D. G. et al. The Sloan Digital Sky Survey: Technical Summary. *AJ*, Vol. 120, No. 3, p. 1579–1587, Sep. 2000.

Zentner, A. R. The Excursion Set Theory of Halo Mass Functions, Halo Clustering, and Halo Growth. *International Journal of Modern Physics D*, Vol. 16, No. 5, p. 763–815, Ene. 2007.

Zivick, P. et al. Using cosmic voids to distinguish  $f(R)$  gravity in future galaxy surveys. *MNRAS*, Vol. 451, No. 4, p. 4215–4222, Ago. 2015.