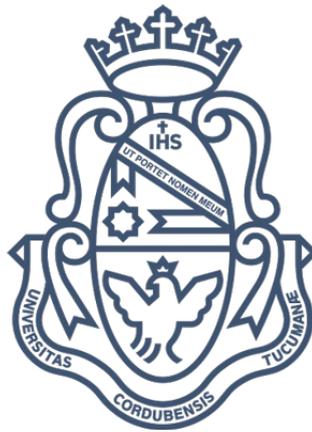


DINÁMICA Y DISTRIBUCIÓN DE LOS VACÍOS DEL UNIVERSO

VICTORIA EUGENIA MALDONADO



Presentado ante la Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación como parte de los requerimientos para la obtención del grado de Doctor en Astronomía de la Universidad Nacional de Córdoba

Director: Dr. Diego García Lambas

Diciembre, 2018



Este trabajo está bajo una [Licencia Creative Commons Atribución - No Comercial - Sin Obra Derivada 4.0 Internacional](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/). Victoria Eugenia Maldonado: *Dinámica y distribución de los vacíos del Universo*, FaMAF - UNC, 2018 ©

A work.

Resumen

Las extensas regiones del Universo casi desprovistas de galaxias brillantes, denominadas vacíos cósmicos, son uno de los aspectos más prominentes de distribución de galaxias en gran escala. Dado que estas subdensidades encierran valiosa información sobre el crecimiento y la evolución de las estructuras del Universo, su dinámica y evolución amerita análisis detallados y estudios específicos.

En este trabajo de tesis realizamos un estudio estadístico de la dinámica de los vacíos del Universo y analizamos las correlaciones espaciales. En la primera parte introducimos los conceptos básicos y fundamentos teóricos para comprender el escenario en el que está planteado este trabajo.

En la segunda parte nos centramos en el movimiento global de los vacíos y su relación con la estructura en gran escala. Para tal fin analizamos el campo de velocidades peculiares dentro y alrededor de vacíos identificados en la distribución de galaxias observadas. Determinamos el movimiento global de los vacíos y exploramos su relación con el entorno.

Los resultados obtenidos muestran por primera vez que los vacíos se desplazan como una entidad con velocidades que cubren un amplio rango de valores, desde unos pocos km s^{-1} hasta 1000 km s^{-1} , con un valor medio de aproximadamente 350 km s^{-1} . La magnitud de las velocidades con que se desplazan los vacíos muestran una clara dependencia con el tamaño y el entorno en gran escala, siendo los vacíos más pequeños y aquellos que se encuentran en regiones sobredensas los que presentan mayores velocidades.

El movimiento de los vacíos evidencia la presencia de dos poblaciones, una acercándose entre sí y otra alejándose en la dirección que une sus centros. Los vacíos rodeados por un entorno sobredenso se acercan mutuamente mientras los inmersos en entornos subdensos se alejan entre sí. El movimiento relativo de los vacíos alcanza magnitudes en promedio de $100\text{--}150 \text{ km s}^{-1}$ con una longitud de coherencia de $200 h^{-1} \text{ Mpc}$. Dentro de este análisis también encontramos que aquellos vacíos que se encuentran próximos a una superestructura masiva caen de manera similar a los grupos de galaxias, con velocidades promedio de 100 km s^{-1} . Mientras tanto las galaxias situadas en sus cáscaras se encuentran bajo la influencia de un flujo divergente de $\sim 130 \text{ km s}^{-1}$, propio de las subdensidades, que impide en algunos casos la caída a las superestructuras.

En la última parte de este trabajo analizamos la distribución de los vacíos a través de la función de correlación de dos puntos. Encontramos evidencia de la formación de grupos de vacíos, siendo mayor esta tendencia en aquellos que se encuentran en entornos subdensos. No encontramos efectos de la dinámica global de los vacíos en la función de correlación. Por último, estudiamos la evolución de la función de correlación concluyendo que esta es mayor a redshifts más altos, pero se mantiene invariante en diferentes etapas del Universo cuando las distancias son reescaladas.

Los resultados obtenidos en este trabajo, por un lado, ponen de manifiesto un nuevo escenario en donde los vacíos se desplazan a velocidades significativas contribuyendo a los flujos de materia en gran escala. Por otro lado, evidencian la formación de asociaciones de vacíos que se mantienen invariante en las diferentes etapas el Universo. En el Cap. 7 repasamos y discutimos en detalle los resultados.

Palabras claves: Vacíos cósmicos. Velocidades peculiares. Función de correlación. Estructura en gran escala. Observaciones. Simulaciones.

Clasificaciones:

95.75.z Observation and data reduction techniques; computer modeling and simulation

98.65.Dx Superclusters; large-scale structure of the Universe (including voids, pancakes, great wall, etc.)

98.65.-r Galaxy groups, clusters, and superclusters; large scale structure of the Universe.

98.80.-k Cosmology.

98.80.Es Observational cosmology (including Hubble constant, distance scale, cosmological constant, early Universe, etc).

Agradecimientos

En primer lugar, quiero agradecer a Diego García Lambas por haberme abierto las puertas de su grupo de investigación para realizar este trabajo. Por supuesto, también a cada uno de los miembros del grupo, en especial a Polaco que siempre tuvo la mejor predisposición. A Marito y An, que de algún u otro modo han participado en esta tesis. Saber que contaba con su ayuda ha sido importante para mi.

Un trabajo de investigación también es fruto del reconocimiento y del apoyo que nos ofrecen las personas que nos estiman. Por ello, también quiero agradecer a los amigos que siempre están y hacen todo más divertido. A Román, Santucho, Lau, Caro, Gabi, Helu, An y Vale, por el aguante, las entrañables horas de trabajo y las promos tan necesarias. A lila, la negra, que llegó en el momento justo para acompañarme en esta. A mi familia, por el amor y la comprensión de todos estos años. En especial a mi madre, por haberme apoyado cada día desde que comencé esta carrera, y a mis hermanas, Laura y Rocío, por darme el último empujoncito.

Finalmente, a mi querida Universidad Nacional de Córdoba, a FaMAF donde me formé académicamente, y al CONICET que me brindó los fondos económicos para poder realizar y completar mi doctorado. A todos ellos, mi gratitud.

Contenidos

1. Fundamentos teóricos y herramientas de análisis	1
1.1. Modelo cosmológico estándar	2
1.1.1. Dinámica del Universo	3
1.1.2. Parámetros cosmológicos	6
1.2. Corrimiento hacia el rojo cosmológico	6
1.3. Distancias	8
1.4. Formación de estructuras	8
1.4.1. Campo de densidad	10
1.4.2. Ecuaciones de movimiento	12
1.4.3. Teoría lineal	12
1.4.4. Crecimiento no lineal de las perturbaciones de densidad	13
1.4.4.1. Aproximación de Zel'dovich	14
1.4.4.2. El modelo de colapso esférico	15
1.4.4.3. Simulaciones numéricas	16
1.4.4.4. Modelos semianalíticos	18
1.5. Catálogos de galaxias y Estructura en gran escala	19
1.5.1. Sloan Digital Sky Survey	20
1.6. Descripción estadística de la LSS: Función de correlación	20
1.6.1. Estimadores	22
1.7. Distorsiones y espacio de redshift	23
1.7.1. Anisotropía de la función de correlación	24
2. Vacíos cósmicos	26
2.1. Los vacíos del Universo	26
2.2. Búsqueda e identificación de vacíos	28
2.2.1. Identificadores basados en la distribución de materia oscura	28
2.2.2. Identificadores basados en la distribución de galaxias o halos	29
2.3. Formación y evolución de los vacíos	31
2.3.1. Evolución de vacíos aislados	32
2.3.1.1. Evolución de vacíos esféricos	33
2.3.2. Entorno y formación jerárquica	33
2.4. Perfiles de densidad	37
2.5. Perfiles de velocidad	39
2.6. Influencia dinámica	39

2.7. Red cósmica de vacíos y supercúmulos	40
2.8. Cosmología con vacíos	41
3. Datos	44
3.1. Datos y selección de muestras en el SDSS	44
3.1.1. Catálogo de velocidades peculiares del SDSS	44
3.1.2. Catálogo de vacíos en el SDSS	45
3.1.3. Catálogo de superestructuras en el SDSS	45
3.1.4. Catálogo de grupos en el SDSS	46
3.2. Datos y selección de muestras en la simulación numérica	47
3.2.1. Catálogos de vacíos en la simulación numérica	47
4. El movimiento de los grandes vacíos del Universo	49
4.1. Introducción	49
4.2. Datos y selección de las muestras	50
4.3. El movimiento global de los vacíos	51
4.3.1. Aproximación lineal	51
4.3.2. Velocidad de los vacíos	54
4.3.3. El entorno en gran escala y su relación con el movimiento de los vacíos	54
4.4. Discusión	56
5. Vacíos y movimientos en gran escala	58
5.1. Movimiento coherente de los vacíos	58
5.2. Los vacíos y las superestructuras	61
5.2.1. Movimiento relativo a las superestructuras	62
5.2.2. Movimiento de las galaxias en las cáscaras de los vacíos	64
5.3. Perfiles de velocidad radial	66
5.4. Discusión	68
6. Correlaciones espaciales de vacíos	73
6.1. Introducción	73
6.2. Antecedentes	74
6.3. Datos y selección de la muestra	74
6.4. Función de correlación en el espacio real	75
6.5. Función de correlación en el espacio de redshift	79
6.6. Función de correlación en el SDSS	82
6.7. Discusión	84
7. Evolución de las correlaciones espaciales de vacíos	86
7.1. Vacíos con densidad fija	86
7.1.1. Tamaños de los vacíos en diferentes redshifts	87
7.1.2. Evolución de la función de autocorrelación	87
7.2. Vacíos en evolución	90
7.2.1. Tamaños de los vacíos en diferentes redshifts	93
7.2.2. Función de correlación	94
7.3. Discusión	95

8. Conclusiones	100
A. Apéndice	103
A.1. Campo de velocidades peculiares en el SDSS-DR7	103
A.1.1. Campo de velocidades peculiares en el régimen lineal	103
A.1.2. Reconstrucción del campo de velocidades peculiares en el SDSS . .	105
Índice de figuras	108
Índice de tablas	116
Bibliografía	117

Capítulo 1

Fundamentos teóricos y herramientas de análisis

En este capítulo introduciremos los conceptos básicos necesarios para comprender el escenario cosmológico en el que está planteado este trabajo de tesis. Presentaremos el modelo cosmológico estándar, la teoría de formación de estructuras y las principales herramientas para el estudio de la estructura en gran escala.

Un poco de historia

Desde la antigüedad hemos intentado comprender el Universo en el que vivimos y desde entonces la imagen que tenemos de él ha ido cambiando en el tiempo. Las primeras civilizaciones, por ejemplo, lograron alcanzar un importante nivel de comprensión del movimiento de los cuerpos celestes más cercanos a través de la observación directa. En escalas superiores, sin embargo, los primeros modelos estuvieron basados principalmente en la especulación. Tanto es así que hasta mediados del siglo XVIII se concebía un Universo limitado por una esfera de estrellas fijas en cuyo interior se situaba el Sol, la Luna y los planetas de nuestro sistema solar.

La llegada de la astronomía moderna con el uso del telescopio trajo consigo una serie de descubrimientos que permitieron cuantificar por primera vez las dimensiones y la estructura del Universo. El puntapié inicial, quizás, estuvo dado por William Herschel, quien desarrolló alrededor de 1780 el primer modelo de nuestra galaxia a partir del recuento de estrellas en diferentes direcciones del cielo. Nuevas observaciones de Herschel y otros astrónomos del XVIII dieron lugar a la construcción de un catálogo de numerosos objetos no estelares que, luego de dos siglos y tras un largo debate, Edwin Hubble

demonstró se trataba de enormes agrupaciones de estrellas semejantes a nuestra Galaxia situados a enormes distancias. Pocos años después, en 1929, el mismo Hubble observó un corrimiento hacia el rojo de las líneas espectrales de estas galaxias, con excepción de unas pocas más cercanas. El corrimiento hacia rojo de las líneas espectrales muestra que la mayoría de las galaxias se alejan entre sí y la velocidad con que lo hacen se incrementa linealmente con la distancia a la que se encuentran. Esta relación empírica entre la velocidad de recesión de las galaxias y la distancia ha sido interpretada como una prueba de que el Universo no es estático, sino que se encuentra en expansión.

A finales de los años setenta la observación sistemática de grandes volúmenes del cielo nos permitió conocer el Universo en escalas de Megaparsecs. El mapeo de galaxias en gran escala proporcionó una nueva imagen del Universo en la que las galaxias no se encuentran distribuidas al azar, sino que forman una compleja red de cúmulos, paredes, filamentos y extensas regiones casi vacías. Por encima de estas escalas, en el orden de cientos de Megaparsecs, la distribución de materia observada es estadísticamente isotrópica. La prueba quizás más fuerte de ello está dada por el Fondo Cósmico de Microondas (CMB por sus siglas inglés). Esta radiación, descubierta por [Penzias and Wilson \(1965\)](#), corresponde a una emitida por un cuerpo negro con una temperatura $T = 2,73K$ cuando el Universo tenía apenas ~ 300000 años, que muestra fluctuaciones de temperatura $\Delta T/T \approx 5 \times 10^{-6}$. Asumiendo la idea de que no somos observadores privilegiados, la isotropía resulta válida en cualquier punto del espacio. Luego, bajo esta hipótesis, podemos decir que la distribución de materia y energía del Universo, además de ser isotrópica, también es homogénea.

Este repaso por algunos de los acontecimientos más importantes del estudio del Universo finaliza con las bases de la cosmología moderna que, junto con la Teoría de la Relatividad General, hoy nos permite entender los orígenes del Universo, explicar las observaciones y hacer predicciones sobre la evolución y el destino de las estructuras. A continuación veremos estos aspectos de la teoría estándar desde un punto más riguroso y con el formalismo matemático correspondiente.

1.1. Modelo cosmológico estándar

El modelo cosmológico más aceptado en la actualidad es el modelo estándar de materia oscura fría y constante cosmológica Λ CDM (Lambda Cold Dark Matter sus siglas en inglés). El modelo está basado en el Principio Cosmológico, que establece que el Universo es estadísticamente homogéneo e isotrópico en gran escala, y asume que el Universo evoluciona de acuerdo a la distribución de materia y energía siguiendo las Ecuaciones de Campo de Einstein. El modelo Λ CDM contempla un Universo espacialmente plano,

que además de radiación y materia bariónica, contiene materia oscura fría (CDM) y una energía oscura asociada a la constante cosmológica Λ .

La componente bariónica comprende a toda la materia formada por protones, neutrones y electrones, es decir, a la materia que conforma el Universo visible bajo la forma de estrellas y galaxias. Las componentes oscuras hacen referencia a aquellas introducidas al modelo para compensar la deficiencia de materia observada en el Universo y explicar la expansión acelerada del mismo. Más específicamente, la materia oscura fue postulada para contrarrestar la deficiencia de masa observada en los cúmulos de galaxias (Zwicky 1933), las curvas de rotación de galaxias espirales y la velocidad relativa entre nuestra galaxia y su vecina Andrómeda (Babcock 1939). Mientras que la constante cosmológica Λ fue postulada en el modelo Λ CDM para explicar la aceleración en la expansión del Universo observada a través de las distancias de las supernovas tipo Ia (Riess et al. 1998; Perlmutter et al. 1999).

Dentro del modelo estándar Λ CDM existe una variedad de modelos cosmológicos que difieren en las contribuciones relativas de cada componente y en la naturaleza de la materia y energía oscura. En este trabajo consideramos un modelo cosmológico donde el $\sim 75\%$ de la densidad de energía total del Universo se debe a la energía oscura o constante cosmológica, el $\sim 21\%$ se debe a la materia oscura fría y el 4% restante se debe a la materia bariónica. Si bien en este modelo el $\sim 95\%$ de la densidad de energía total del Universo es de naturaleza desconocida, las contribuciones de cada componente son las que mejor se ajustan a las observaciones. A continuación veremos como evoluciona el Universo y con él, las contribuciones relativas de cada componente en este modelo cosmológico.

1.1.1. Dinámica del Universo

La evolución del Universo está descrita por la Teoría de la Relatividad General. Esta teoría, desarrollada por Albert Einstein, describe la gravedad como el resultado de la curvatura del espacio-tiempo debido a la distribución de materia y energía. Las Ecuaciones de Campo de Einstein:

$$G_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

expresan la relación entre la geometría y las componentes del Universo mediante Tensor de Einstein $G_{\mu\nu}$ y el Tensor de energía-momento $T_{\mu\nu}$. El Tensor de Einstein se forma a partir del tensor métrico $g_{\mu\nu}$ del espacio-tiempo y sus derivadas segundas de la siguiente manera:

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R - g_{\mu\nu}\Lambda, \quad (1.2)$$

donde $R_{\mu\nu}$ es el tensor de Ricci, R es el escalar de curvatura y Λ es la constante cosmológica. Conociendo la geometría y las componentes del Universo, a través de la métrica $g_{\mu\nu}$ y el tensor $T_{\mu\nu}$, es posible determinar la dinámica global del Universo resolviendo las ecuaciones de campo de Einstein.

En el caso de un Universo homogéneo e isótropo en expansión, la forma más general que puede adoptar la métrica $g_{\mu\nu}$ es la de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) (Weinberg 1972). Para esta métrica el elemento de línea ds puede ser expresado como

$$ds^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu = dt^2 - a(t)[\gamma_{ij}(x^k)dx^i dx^j], \quad (1.3)$$

donde x^i ($i = 1, 2, 3$) son las coordenadas espaciales comóviles ¹ en unidades en que la velocidad de la luz $c = 1$, t es la coordenada temporal y $a(t)$ es el factor de escala que describe la expansión del Universo. En un sistema de coordenadas esféricas, donde r es la coordenada radial y θ y ϕ son las coordenadas angulares, el elemento de línea puede escribirse como

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right], \quad (1.4)$$

siendo k la constante que determina la geometría, clasificando el Universo en abierto ($k < 0$), plano ($k = 0$) o cerrado ($k > 1$).

Considerando la métrica de FLRW y el tensor energía-momento de un fluido uniforme ideal, con una densidad de energía ρ y una presión p ,

$$T_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} \rho & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -p \end{bmatrix}$$

las Ecuaciones de Campo se reducen a las Ecuaciones de Friedmann

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{a^2} \quad (1.6)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3}. \quad (1.7)$$

¹coordenadas desafectadas de la expansión del Universo

La cantidad H , denominada constante de Hubble, es tasa de expansión del Universo que suele escribirse en unidades de $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ como

$$H = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}. \quad (1.8)$$

En general, para los fluidos de interés la presión es proporcional a la densidad, es decir:

$$p = \omega \rho \quad (1.9)$$

donde ω es una constante independiente del tiempo que caracteriza la ecuación de estado. Para la radiación o materia relativista $\omega = \frac{1}{3}$, para la materia no relativista libre de presión $\omega = 0$ y para la constante cosmológica Λ o energía de vacío $\omega = -1$. Especificando la ecuación de estado $p = p(\rho)$ y combinando las ecuaciones de Friedmann se tiene que

$$\rho \propto a^{-3(1+\omega)}. \quad (1.10)$$

De modo que la densidad de materia decrece como

$$\rho_m \propto a^{-3}, \quad (1.11)$$

simplemente debido a la expansión del Universo. Mientras que la densidad de energía de radiación decae como

$$\rho_{rad} \propto a^{-4}, \quad (1.12)$$

pues, si bien la densidad numérica de fotones decae de la misma manera que la materia, la densidad de energía de radiación lo hace más rápido que la densidad de energía de materia. Esto se debe a que los fotones también pierden una energía proporcional a a^{-1} a medida que su longitud de onda se alarga.

Las densidades de energía de radiación y de materia escalan de manera diferente con el factor de escala. Esto conduce a una era dominada por la radiación en el Universo temprano, con una transición a una era dominada por la materia y una era subsiguiente, en la que nos encontramos actualmente, dominada por la energía oscura.

Si se asume la existencia de fluidos independientes con ecuaciones de estado w_i , la densidad total de energía ρ está dada por la contribución de los diferentes fluidos

$$\rho = \sum \frac{\rho_{i,0}}{a(t)^{3(1+w_i)}}, \quad (1.13)$$

donde $\rho_{i,0}$ es la densidad actual de la i -ésima componente.

Un caso particular es el de la densidad crítica

$$\rho_c \equiv \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 2,773 \times 10^{11} h^{-1} M_\odot (\text{Mpc } h^{-1})^{-3}, \quad (1.14)$$

que en ausencia de constante cosmológica ($\Lambda = 0$) da lugar a un Universo plano ($k = 0$).

1.1.2. Parámetros cosmológicos

En general, los diferentes modelos están caracterizados por los parámetros cosmológicos definidos como el cociente de la densidad actual de cada componente del Universo y la densidad crítica ρ_c . Es decir, los parámetros cosmológicos para la materia, la radiación, la constante cosmológica y la curvatura están dados respectivamente por las siguientes expresiones:

$$\Omega_m = \frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho_{m,0}, \quad (1.15)$$

$$\Omega_{rad} = \frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho_{rad,0}, \quad (1.16)$$

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H_0^2}, \quad (1.17)$$

$$\Omega_k = \frac{k}{H_0^2}. \quad (1.18)$$

A partir de estas definiciones la ecuación de Friedmann puede reescribirse en términos de los parámetros cosmológicos y el factor de escala a como

$$H^2(a) = H_0^2 [\Omega_m a^{-3} + \Omega_{rad} a^{-4} + \Omega_k a^{-2} + \Omega_\Lambda]. \quad (1.19)$$

Luego, una vez que la cosmología es especificada en términos de los parámetros Ω , la ec (1.19) puede integrarse para encontrar $a(t)$ y con ello determinar la evolución temporal del Universo.

Para el modelo cosmológico estándar Λ CDM, que describe un Universo plano ($k = 0$) y en expansión compuesto por materia bariónica y materia oscura fría, los parámetros cosmológicos que describen el contenido del Universo adoptan los siguientes valores: $\Omega_m = 0,3089 \pm 0,0062$, $\Omega_\Lambda = 0,6911 \pm 0,062$, $H = 67,74 \pm 0,46 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ de acuerdo a las mediciones del CMB (Planck Collaboration et al. 2016a).

1.2. Corrimiento hacia el rojo cosmológico

El corrimiento hacia el rojo o *redshift* cosmológico z hace referencia al desplazamiento de las líneas espectrales de una fuente luminosa hacia el extremo más rojo del espectro electromagnético debido a la expansión del Universo. Este desplazamiento es la diferencia de longitud de onda entre un haz luminoso observado y el emitido. Así, el parámetro de corrimiento hacia el rojo z es definido como:

$$z \equiv \frac{\lambda_0 - \lambda_1}{\lambda_1}, \quad (1.20)$$

donde λ_0 es la longitud de onda del haz luminoso observado y λ_1 corresponde a la del haz emitido.

Siguiendo la teoría de la relatividad general, es posible calcular este corrimiento teniendo en cuenta que los fotones viajan por las curvas definidas por $ds = 0$. Entonces, en un Universo homogéneo e isótropo

$$0 = dt^2 - a(t) \frac{dr^2}{1 - kr^2}. \quad (1.21)$$

Luego, el tiempo t_0 que demora en llegar la señal al origen desde r_1 en t_1 estará dado por la expresión

$$\int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} = f(r_1). \quad (1.22)$$

Una segunda cresta del haz luminoso que parta de la fuente en el tiempo $t_1 + \delta t_1$ alcanzará el origen a un tiempo $t_0 + \delta t_0$. Para estas dos crestas consecutivas se puede asumir que el factor de expansión $a(t)$ se mantiene constante en ese intervalo temporal, luego la razón entre la frecuencia observada ν_0 y la frecuencia de la señal luminosa cuando sale de la fuente ν_1 está dada por

$$\frac{\nu_0}{\nu_1} = \frac{\delta t_1}{\delta t_0} = \frac{a(t_1)}{a(t_0)}. \quad (1.23)$$

Por lo tanto, en un Universo homogéneo e isótropo:

$$z = \frac{a(t_0)}{a(t_1)} - 1 \quad (1.24)$$

Tomando la convención $a(t_0) = 1$, el redshift z se relaciona con $a(t)$ en la manera:

$$z = \frac{1}{a(t)} - 1 \quad (1.25)$$

En un Universo en expansión $a < 1$, $z > 0$ y, por lo tanto, las líneas espectrales son desplazadas hacia el extremo rojo. En el caso contrario, $a > 1$ y $z < 0$, lo cual implica un corrimiento hacia el azul. Esta relación es fundamental en la cosmología observacional,

ya que a partir de la medición de las líneas de emisión o absorción en los espectros de galaxias distantes es posible medir el redshift cosmológico y con él, determinar tanto el tiempo de emisión, es decir la edad del Universo en la que se observa la fuente, como así también la distancia física a la que se encuentra.

1.3. Distancias

En cosmología existen varias formas de especificar distancias. Para redshift pequeños las distancias pueden estimadas a partir de la Ley de Hubble (Hubble 1929),

$$V = H_0 D, \quad (1.26)$$

que vincula de forma empírica la velocidad de recesión V de las galaxias y la distancia d a través de la constante de Hubble H_0 . Dado que para redshift pequeños, además, se tiene que $V \approx zc$:

$$d \approx \frac{zc}{H_0}. \quad (1.27)$$

De esta forma, a partir del redshift z y la constante de Hubble H_0 es posible estimar las distancias a partir de cantidades conocidas.

Para z mayores el redshift también es un indicador de distancia, pero la relación redshift-distancia es más compleja. En general, es útil referirse a la distancia comóvil d que permanece constante entre dos puntos que se mueven únicamente debido al flujo de Hubble. La distancia comóvil, definida por (Hogg 1999), está dada por la siguiente expresión:

$$d(z) = \frac{1}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')}, \quad (1.28)$$

donde $E(z) = H(z)/H_0$ está dado por la ecuación 1.19. Una vez fijados los parámetros del modelo cosmológico, basta conocer el redshift de un objeto para poder calcular la distancia comóvil a la que se encuentra.

1.4. Formación de estructuras

La homogeneidad e isotropía del Universo en las que se basa el modelo cosmológico estándar sólo son válidas en escalas de cientos de megaparsecs. En escala menores la materia se distribuye en una amplia variedad de estructuras dentro un gran rango de masas y dimensiones. Si observamos la figura 1.1, que muestra la distribución de galaxias en escalas de megaparsecs, podemos ver que esta no es uniforme, sino que presenta una amplia variedad de estructuras dentro de las cuales se distinguen cúmulos, filamentos

y grandes regiones subdensas. Sin embargo, si observamos el CMB este muestra un escenario en el que la distribución de materia y energía del Universo primitivo sólo presenta pequeñas fluctuaciones (figura 1.2). Luego, la amplia variedad de estructuras que observamos en la distribución de galaxias da cuenta de la existencia de procesos físicos que han llevado al Universo de un estado inicial casi homogéneo a una compleja red de estructuras.

La teoría estándar de formación de estructuras sostiene que estas son el resultado del crecimiento y colapso de pequeñas fluctuaciones primordiales del campo de densidad debido a la inestabilidad gravitacional. En el modelo cosmológico Λ CDM, la teoría predice un proceso de formación jerárquica en donde las estructuras pequeñas son las primeras en desacoplarse de la expansión de Hubble, colapsar y alcanzar un equilibrio dinámico cercano al equilibrio virial. En este escenario las estructuras de mayor tamaño se forman a partir de fusiones de estructuras pre-existentes ya virializadas y por acreción de materia.

En esta sección describiremos el proceso de formación de estructuras siguiendo el crecimiento de pequeñas fluctuaciones primordiales dentro del marco de la teoría estándar. Para ello resulta conveniente utilizar el sistema de coordenadas comóvil que sigue la expansión del Universo. Es decir, utilizaremos las posiciones \mathbf{x} definidas como

$$\mathbf{x} = \frac{\mathbf{r}}{a(t)}, \quad (1.29)$$

donde \mathbf{r} es la posición en un sistema de coordenadas estático y $a(t)$ es el factor de escala introducido en la sección 1.2.

El sistema de coordenadas comóvil permite descomponer la velocidad \mathbf{v} en un componente producto de la expansión uniforme del flujo de Hubble y en otra peculiar \mathbf{u} que describe el apartamiento de la expansión isotrópica:

$$\mathbf{v} = \frac{\dot{a}}{a}\mathbf{r} + a(t)\dot{\mathbf{x}} = H\mathbf{r} + \mathbf{u}. \quad (1.30)$$

1.4.1. Campo de densidad

Las fluctuaciones en el campo de densidad que describen la distribución de materia comúnmente son definidas por la cantidad adimensional

$$\delta(\mathbf{x}, t) = \frac{\rho(\mathbf{x}, t)}{\bar{\rho}(t)} - 1, \quad (1.31)$$

donde $\bar{\rho}(t) = \rho_c \Omega_m$ es la densidad media del Universo en el tiempo t y $\rho(\mathbf{x}, t)$ es la densidad en la posición \mathbf{x} en el mismo instante. Según la definición, el contraste de

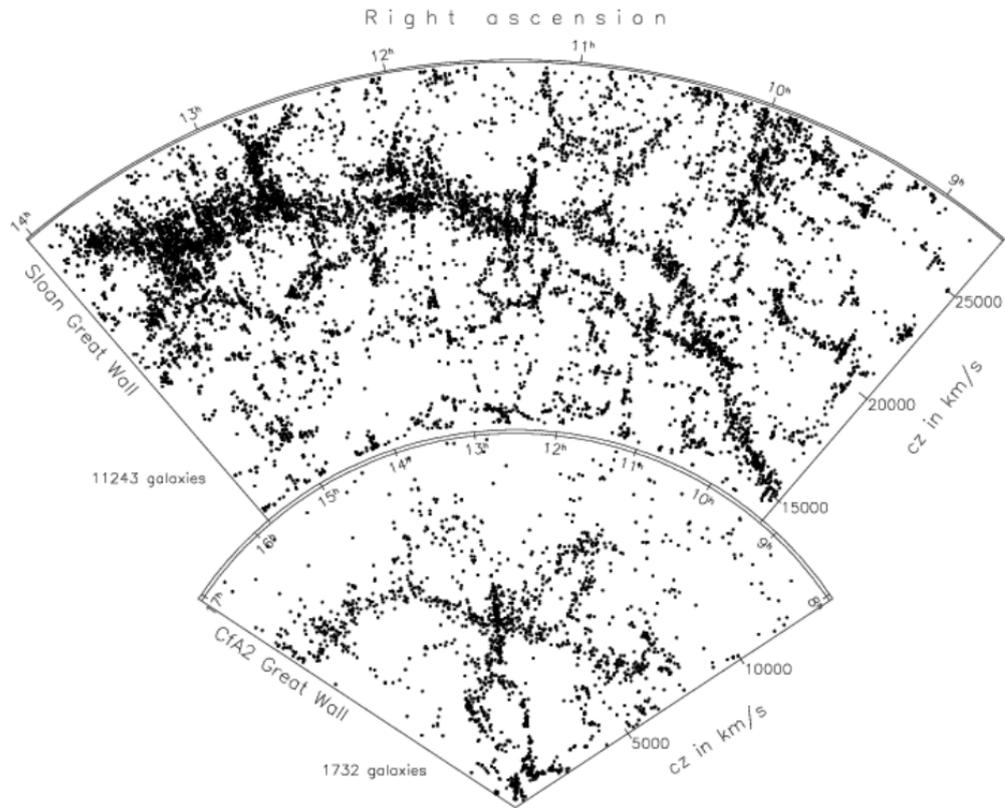


FIGURA 1.1: Distribución de galaxias en gran escala. La figura más pequeña corresponde a una sección de la distribución de galaxias del catálogo CfA (Geller and Huchra 1989), donde se observa la denominada “Gran Pared” del CfA, con el cúmulo Coma en el centro. La sección más extensa muestra la “Gran Pared” del catálogo SDSS (Gott et al. 2005).

densidad δ representa las fluctuaciones de densidad respecto a la densidad media de fondo, siendo $\delta > 0$ para sobredensidades y $\delta < 0$ para subdensidades.

De acuerdo a la teoría inflacionaria las fluctuaciones podrían estar descritas por un campo Gaussiano aleatorio. Es decir, por un campo en el que los diferentes modos de Fourier son estadísticamente independientes, cada uno con una fase aleatoria. Generalmente, se asumen las predicciones del modelo inflacionario y, por lo tanto, todas propiedades estadísticas del campo de densidad primordial están determinadas por el espectro de potencia $P(k)$ definido como:

$$P(k) = \langle |\delta(\mathbf{k})|^2 \rangle, \quad (1.32)$$

donde

$$\delta(\mathbf{k}) = \int \delta(\mathbf{x}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} d^3x \quad (1.33)$$

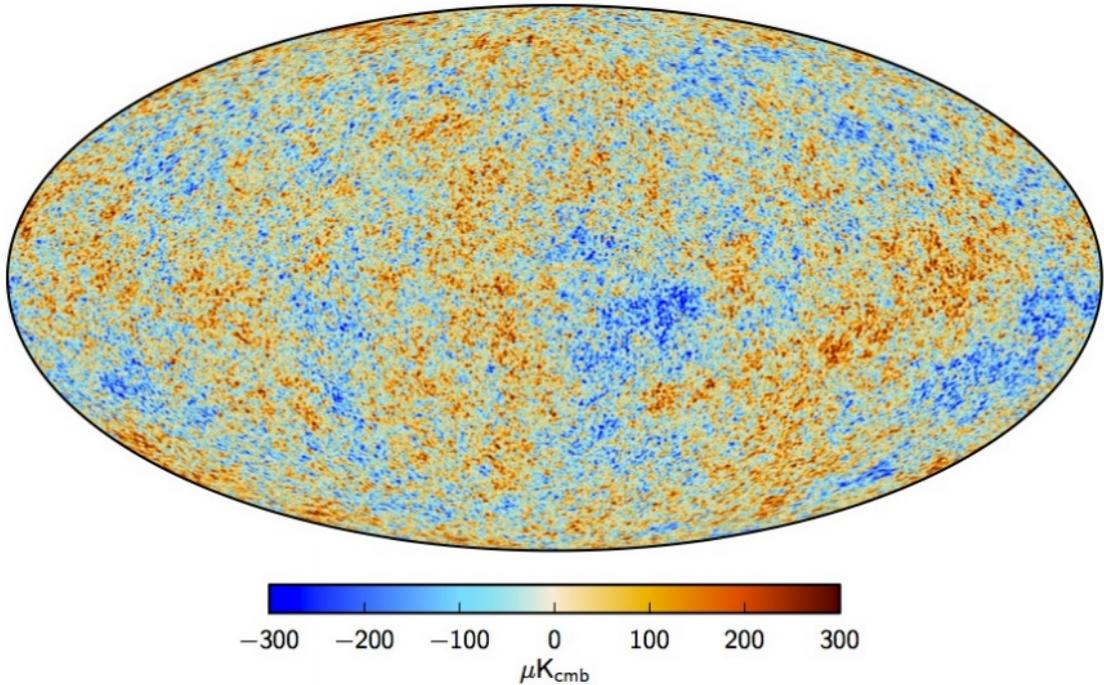


FIGURA 1.2: Mapa del fondo cósmico de microondas (CMB) obtenido por el satélite Planck (Planck Collaboration et al. 2016b). La barra inferior muestra la escala de colores correspondientes a las fluctuaciones de temperatura en micro-Kelvin ($1\mu\text{K} = 10^{-6}\text{K}$). De acuerdo al modelo estándar de formación de estructuras estas pequeñas desviaciones de la homogeneidad fueron las semillas de las estructuras del Universo que se observan en la figura 1.1.

es el modo k de Fourier para la convención

$$\delta(\mathbf{x}) = \int \delta(\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} d^3k. \quad (1.34)$$

Aquí vemos que el espectro de potencias $P(k)$ da cuenta de la amplitud de las fluctuaciones del campo de densidad en las escalas $\lambda = 2\pi/k$, donde k es el número de onda comóvil.

El espectro de potencia inicial depende de la forma en que las fluctuaciones iniciales han sido generadas. En los modelos estándar, la inflación produce un espectro de potencia libre de escalas $P(k) \propto k^{n_s}$ con $n_s \sim 1$, conocido como espectro de Harrison-Zel'dovich. A medida que el Universo se expande y las perturbaciones crecen el espectro de potencia inicial evoluciona. La geometría del Universo y la naturaleza de la materia suprimen el crecimiento de las perturbaciones en algunas escalas particulares y esto puede representarse como

$$P(k, t) = P_{\text{inicial}}(k) T^2(k, t), \quad (1.35)$$

donde $T(k, t)$ es la llamada Función de Transferencia Lineal que relaciona el espectro de potencia $P(k, t)$ con su forma primordial $P_{\text{inicial}}(k)$.

Los modelos actuales de la inflación no especifican la amplitud total del espectro de potencia primordial. Generalmente, se establece observacionalmente mediante las fluctuaciones de la temperatura del CMB o a partir de mediciones locales de la estructura a gran escala. En este último caso, la amplitud del espectro de potencias $P(k)$ es determinada a partir de la varianza de la masa en la escala $R_* = 8 h^{-1} \text{Mpc}$ utilizando un *top-hat* como filtro para suavizar el campo de fluctuaciones $\delta(\mathbf{x})$. Este valor, denominado σ_8 , al igual que n_s es un valor cosmológico fundamental que permite determinar la evolución de las fluctuaciones primordiales.

1.4.2. Ecuaciones de movimiento

De acuerdo a la Teoría de Relatividad General podemos estudiar el crecimiento de las fluctuaciones primordiales del campo de densidad dentro de la aproximación Newtoniana. Luego, suponiendo que la materia puede aproximarse por un fluido ideal, la evolución de las fluctuaciones δ está descrita por las ecuaciones:

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{1}{a} \nabla \cdot [(1 + \delta) \mathbf{u}] = 0, \quad (1.36)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + H \mathbf{u} + \frac{1}{a} (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{a} \nabla \phi, \quad (1.37)$$

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \bar{\rho} a^2 \delta \quad (1.38)$$

La primera de las ecuaciones corresponde a la Ecuación de Continuidad, que expresa la conservación de masa; la segunda es la ecuación de movimiento para el fluido, conocida como Ecuación de Euler; y última es la ecuación de Poisson, que obedece el potencial gravitacional ϕ .

Esta descripción resulta válida para las partículas de materia oscura libres de presión hasta el momento en que se produce el cruce de las trayectorias de las partículas. El cruce de cáscaras se produce normalmente sólo después de que las perturbaciones han crecido lo suficiente para convertirse en no lineales. Desde ese momento la trayectoria de cada partícula debe seguirse de forma individual. Del mismo modo, los bariones pueden ser descritos como un fluido libre de presión siempre y cuando su temperatura sea prácticamente despreciable dado que, aún en el régimen lineal, pueden producirse choques de partículas.

1.4.3. Teoría lineal

Si consideramos pequeños apartamientos de la homogeneidad e isotropía, tal que $\delta \ll 1$, las ecuaciones (1.36) y (1.37) pueden ser linealizadas conservando δ y \mathbf{u} hasta el primer

orden:

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{1}{a} \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1.39)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + H \mathbf{u} + \frac{1}{a} \nabla \phi = 0. \quad (1.40)$$

Luego, combinando las ecuaciones (1.39) y (1.40) obtenemos una única ecuación que describe la evolución temporal de las perturbaciones:

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} + 2H \frac{\partial \delta}{\partial t} = 4\pi G \bar{\rho} \delta. \quad (1.41)$$

Debido a la linealidad de esta ecuación cada modo evoluciona de forma independiente y, por lo tanto, la solución puede ser expresada como:

$$\delta(\mathbf{x}, t) = f_1(\mathbf{x}) D_1(t) + f_2(\mathbf{x}) D_2(t), \quad (1.42)$$

donde $D_1(t)$ y $D_2(t)$ son soluciones independientes de la ecuación (1.41). En general, una de las soluciones, $D_1(t)$, se incrementa con el tiempo y la otra, $D_2(t)$, decrece. A medida que el sistema evoluciona el modo decreciente tiende a cero ya que las estructuras crecen por efectos gravitatorios. Como consecuencia, en el régimen lineal el crecimiento de las perturbaciones escala con el tiempo como:

$$\delta(t) = \delta(t_0) \frac{D_1(t)}{D_1(t_0)}, \quad (1.43)$$

donde D_1 es el modo creciente y t_0 es el tiempo en el presente. Es decir, durante el crecimiento lineal las perturbaciones de densidad mantienen su forma en las coordenadas comóviles y crecen proporcionalmente a $D_1(t)$.

La función $D_1(t)$, llamada factor de crecimiento, describe la evolución de las fluctuaciones en el Universo temprano y en grandes escalas, donde la aproximación $\delta \ll 1$ también es válida. Para la cosmología Λ CDM este factor está dado por

$$D_1(a) \propto \frac{(\Omega_\Lambda a^3 + \Omega_{rad} a + \Omega_m)^{1/2}}{a^{2/3}} \int_0^a \frac{da' a'^{2/3}}{(\Omega_\Lambda a'^3 + \Omega_{rad} a' + \Omega_m)^{3/2}}. \quad (1.44)$$

En el modelo cosmológico Einstein-de Sitter ($\Lambda = 0$, $\Omega = 1$) o simplemente a alto redshift en cualquiera de los modelos Λ CDM

$$D_1 \propto a(t) = \frac{1}{1 + z(t)}. \quad (1.45)$$

1.4.4. Crecimiento no lineal de las perturbaciones de densidad

En la sección anterior hemos visto la descripción analítica de la evolución de las perturbaciones del campo de densidad dentro del régimen lineal. Cuando $\delta \sim 1$ la teoría lineal deja de ser válida y es necesario recurrir a otros métodos para analizar la evolución. El procedimiento más adecuado para abordar el problema involucra la realización de simulaciones numéricas de gran tamaño. Sin embargo, para algunos casos basta con hacer uso de simples aproximaciones analíticas. A continuación describiremos la aproximación de Zel'dovich (Zel'dovich 1970), que nos da una idea de las estructuras que se forman en el Universo, y resumiremos los principales puntos del modelo de colapso esférico.

1.4.4.1. Aproximación de Zel'dovich

La aproximación de Zel'dovich es una descripción simple y elegante de la evolución de las perturbaciones del campo de densidad que ha demostrado ser precisa durante el régimen lineal y los primeros momentos de la evolución no lineal. Se trata de una aproximación cinemática que resuelve las ecuaciones de movimiento de una distribución de materia inicialmente homogénea y libre de colisiones dentro de la teoría Lagrangiana de perturbaciones de primer orden.

La aproximación supone que una vez fijados los desplazamientos iniciales de las partículas éstas continúan moviéndose en su dirección inicial. Así, para una dada partícula sus coordenadas Eulerianas en el tiempo $\mathbf{r}(t)$ están dadas por:

$$\mathbf{r}(t) = a(t)[\mathbf{q} + b(t)\mathbf{f}(\mathbf{q})], \quad (1.46)$$

donde \mathbf{q} es la posición lagrangiana que, por construcción, se mantiene constante a través del tiempo. Esta ecuación describe la expansión de Hubble perturbada por el término $b(t)\mathbf{f}(\mathbf{q})$, despreciable cuando $t \rightarrow 0$, donde la función $b(t)$ representa una función que escala el campo de desplazamiento $\mathbf{f}(\mathbf{q})$, el cual es independiente del tiempo y está relacionado al potencial $\Phi(\mathbf{q})$ originado por las fluctuaciones iniciales, de acuerdo a $\mathbf{f}(\mathbf{q}) = -\nabla\Phi(\mathbf{q})$.

Si consideramos ahora un elemento de masa en un cierto volumen cuya densidad $\rho(\mathbf{r}, t)$ inicialmente es igual a la media del Universo $\bar{\rho}(0)$, la conservación de la masa exige que

$$\rho(\mathbf{r}, t)d\mathbf{r} = \bar{\rho}(0)d\mathbf{q}. \quad (1.47)$$

Luego, el campo de densidad puede expresarse en función de las coordenadas Lagrangianas como:

$$\rho(\mathbf{q}, t) = \bar{\rho}(0) J \left[\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \mathbf{q}} \right]^{-1} = \frac{\bar{\rho}}{|\delta_{ij} - b(t) \partial \mathbf{f}_i / \partial \mathbf{q}_j|} \quad (1.48)$$

$J \left| \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \mathbf{q}} \right|$ es el determinante del Jacobiano del tensor $\partial r_i / \partial q_j$, que tiene en cuenta la evolución gravitacional del fluido, mientras que $\bar{\rho} = (a(0)/a)^3 \rho(0)$ es la densidad media en el tiempo t . Así,

$$\rho(\mathbf{q}, t) = \frac{\bar{\rho}}{|\delta_{ij} - b(t) \partial \mathbf{f}_i / \partial \mathbf{q}_j|}, \quad (1.49)$$

donde δ_{ij} la función Delta de Kronecker.

De la ecuación (1.49) se puede ver que en aquellas regiones con $\partial \mathbf{f}_i / \partial \mathbf{q}_j < 0$ se produce un aumento de la densidad con respecto al fondo, que incluso puede llegar a ser infinita. En general los términos $\partial \mathbf{f}_i / \partial \mathbf{q}_j$ son diferentes y por lo tanto el colapso comienza a lo largo del eje definido por el mayor término. Como consecuencia, en la aproximación de Zel'dovich la evolución gravitatoria de la perturbación acentúa la asfericidad formando estructuras aplanadas conocidas como los “panqueques de Zel'dovich”. Si el colapso se produce en dos direcciones, la evolución da lugar a la formación de filamentos, los cuales típicamente se forman en la intersección de dos panqueques. Si la contracción es simultánea a lo largo de tres direcciones el colapso da lugar a estructuras de dimensión nula, las cuales se encuentran localizadas en la intersección de dos filamentos.

El modelo de Zel'dovich es extremadamente preciso en predecir el campo de densidad hasta la formación de los panqueques y las otras estructuras. Sin embargo, al ser un método puramente cinemático, las partículas se mueven en la misma dirección que en la condición inicial haciendo que las estructuras existan de manera instantánea para luego desarmarse. Dado su buen comportamiento hasta el cruce de cáscaras, este método ha sido ampliamente utilizado para generar condiciones iniciales de simulaciones numéricas de N-cuerpos.

1.4.4.2. El modelo de colapso esférico

permite definir un contraste en densidad crítico δ_{vir} a partir del cual se considera que un objeto ha colapsado y se encuentra en equilibrio virial.

El modelo de colapso esférico describe el colapso de una sobredensidad esférica δ_i de radio r_i que que inicialmente ($t = t_i \ll t_0$) sigue el flujo de Hubble $dr/dt = H(t)r$ dentro de un Universo con densidad $\bar{\rho}$. La aproximación se basa en el teorema de Birkhoff que establece que una esfera dentro de un Universo homogéneo evoluciona independientemente de su entorno. Luego, asumiendo que la materia se comporta como un fluido ideal y que las

cáscaras esféricas de materia no se cruzan durante el colapso, la evolución de dicha esfera puede ser descrita por la aproximación Newtoniana de la primera ecuación de Friedmann (1.6). La solución es análoga a la de un Universo cerrado.

Luego, para cada cáscara de la sobredensidad esférica se distinguen los siguientes instantes:

- Punto de Retorno o *Turnaround* (t_a): La cáscara se separa de la expansión general y alcanza un radio máximo r_{ta} en el instante t_a , a partir del cual comienza su contracción.
- Colapso (col): Bajo la acción de la gravedad, la cáscara que alcanza el *turn around* colapsa en una singularidad con $r_{col} = 0$ en el instante t_{col} .
- Virialización (vir): En la práctica el colapso nunca ocurre ya que pequeñas irregularidades presentes en la simetría esférica generan movimientos aleatorios que evitan el colapso total a un punto. Las cáscaras se cruzan y eventualmente alcanzan un estado de equilibrio ligado cuando el radio de la cáscara $r = r_{vir} = r_{ta}/2$, donde se satisface la condición de equilibrio virial y la sobredensidad es soportada por la dispersión de velocidad de las partículas de materia oscura.

En un Universo de Einstein-de Sitter ($\Omega_m = 1$) la sobredensidad se incrementa al valor de equilibrio

$$\Delta_{vir} \sim 178 \quad (1.50)$$

en el instante de colapso $t_{col} \equiv t_{vir}$. Es por ello que usualmente la sobredensidad media típica de los halos de materia oscura es considerada como igual a 200.

La solución de las ecuaciones de movimiento dentro de la aproximación lineal se alejan de la solución, siendo por ejemplo $\Delta \sim 1.686$ el contraste de densidad en el instante de virialización dentro de la aproximación lineal. La aproximación lineal igualmente resulta de gran utilidad a la hora de analizar la evolución de una perturbación cuando la densidad comienza a apartarse de la expansión general. De hecho, es importante notar que un *top-hat* esférico colapsa en el redshift z si su sobredensidad lineal extrapolada al presente, denominada densidad crítica de colapso, toma el valor

$$\delta_{crit}(z) = \frac{1,686}{D(z)}. \quad (1.51)$$

De esta forma, aunque el modelo se limite a una determinada simetría, permite predecir en que regiones se pueden formar halos de materia oscura sólo determinando los valores de sobredensidad en distintas aproximaciones.

En otras cosmologías en las cuales $\Omega_m \leq 1$ y/o $\Omega_\Lambda \geq 0$, los resultados son cualitativamente similares a los del modelo de Einstein-de Sitter. En particular, para Λ CDM los valores de δ_{crit} y δ_{vir} son muy próximos a los del modelo de Einstein-de Sitter (Jennings et al. 2013).

1.4.4.3. Simulaciones numéricas

Un estudio detallado de las estructuras no-lineales en el Universo involucra un esquema de mayor complejidad donde no se asuma ningún tipo de simetría y, además de la interacción gravitatoria, se contemplen los gradientes de presión del gas y los procesos astrofísicos que afectan la materia bariónica. En la actualidad muchas simulaciones numéricas pueden incluir en un escenario más realista, de forma aproximada, procesos hidrodinámicos y radiativos. No obstante, dado que la materia oscura es la componente dominante de la materia en el Universo, muchas veces basta con seguir la evolución temporal de N partículas en interacción gravitacional.

La idea detrás de las simulaciones numéricas de N -cuerpos es seguir la evolución de un campo de densidad inicial $\rho(\mathbf{x})$ discretizado en un gran número de partículas resolviendo las ecuaciones de movimiento dentro de un volumen periódico. En cada realización las condiciones iniciales y de contorno son establecidas por el modelo cosmológico adoptado a través de los parámetros cosmológicos. La calidad de las simulaciones dependerá del volumen y del número de partículas, el cual determina la resolución de la distribución de masa resultante.

Las posiciones y velocidades iniciales de cada partícula reproducen el espectro de potencias inicial adoptado. Para establecer dichas condiciones iniciales generalmente se utiliza la aproximación cinemática de Zel'dovich (1970) para el espectro de fluctuaciones elegido.

Una vez establecidas las condiciones iniciales el problema consiste en seguir las interacciones gravitacionales de las partículas de materia oscura en un Universo en expansión. Dada una distribución de N partículas i con una masa m en la posición \mathbf{x}_i y con una velocidad peculiar comóvil \mathbf{u}_i , el problema equivale a resolver las ecuaciones de movimiento:

$$\frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = \mathbf{u}_i \quad (1.52)$$

$$\frac{d\mathbf{u}_i}{dt} + 2H(t)\mathbf{u}_i = -a^{-2}\nabla\phi, \quad (1.53)$$

donde el potencial gravitacional ϕ está determinado por la ecuación de Poisson (1.38). Para resolver este problema, el tiempo es discretizado en una secuencia t_n . Luego, asumiendo conocidas las condiciones iniciales $(\mathbf{x}_i(t_i), \mathbf{u}_i(t_i))$ para todas las partículas, la

posterior configuración es resuelta integrando numéricamente el sistema de ecuaciones. Es decir, calculando la fuerza gravitatoria entre las partículas, actualizando las posiciones y velocidades, repitiendo el proceso un determinado número de veces.

El siguiente paso en la mayor parte de los estudios es la identificación de las estructuras de interés. Para este objetivo hay una amplia variedad de algoritmos, cada uno de los cuales utiliza una técnica diferente. En rasgos generales se pueden distinguir aquellos que operan directamente sobre las partículas de materia oscura de la simulación de N-cuerpos y aquellos que identifican estructuras calculando el campo de densidad representado por las partículas. En el caso de los objetos ligados gravitacionalmente, la mayor parte de los algoritmos de identificación están basados en técnicas de percolación. Por ejemplo, el algoritmo “Friend of Friend”, uno de los más utilizados para identificar halos de materia oscura, procede siguiendo algún criterio de recolección de partículas utilizando la información espacial tridimensional combinado con un esquema de “limpieza” donde se eliminan a todas las partículas que no se encuentran ligadas gravitacionalmente.

En la figura 1.3 podemos observar diferentes instantes de la Simulación Millenium, llevada a cabo por el Consorcio de Virgo y descrita en detalle en el trabajo de [Springel \(2005\)](#). Esta simulación numérica sigue la evolución de $N = 2160^3$ partículas de materia oscura de masas $8,6 \times 10^8 h^{-1} M_{\odot}$ dentro de un volumen comóvil de $500 h^{-1} \text{Mpc}$ de lado en el escenario cosmológico ΛCDM . En la figura puede observarse como las fluctuaciones primordiales crecen por inestabilidad gravitatoria en un escenario en donde los grandes halos se forman en la intersección de los filamentos de materia oscura mediante la acreción de materia mientras otras regiones se vacían.

1.4.4.4. Modelos semianalíticos

Las limitaciones propias de los experimentos numéricos relacionadas con el amplio rango de escalas involucradas dificultan el estudio conjunto de la materia bariónica en escalas cosmológicas. Para poder reproducir las características del Universo observado es necesario recurrir a otra técnica como lo son las simulaciones semianalíticas. Estas simulaciones hacen uso de prescripciones analíticas para el tratamiento del gas y la población de galaxias en los halos identificados en una primera simulación numérica de materia oscura. Dentro de las aproximaciones analíticas para reproducir procesos básicos en la física del gas se incluyen el enfriamiento del gas, la retroalimentación por supernovas, el enriquecimiento químico, la dinámica de las galaxias, la formación y evolución de estrellas, el crecimiento de agujeros negros y otros procesos de interés astrofísico. De esta forma, además de las interacciones gravitacionales, entran en juego otros factores como

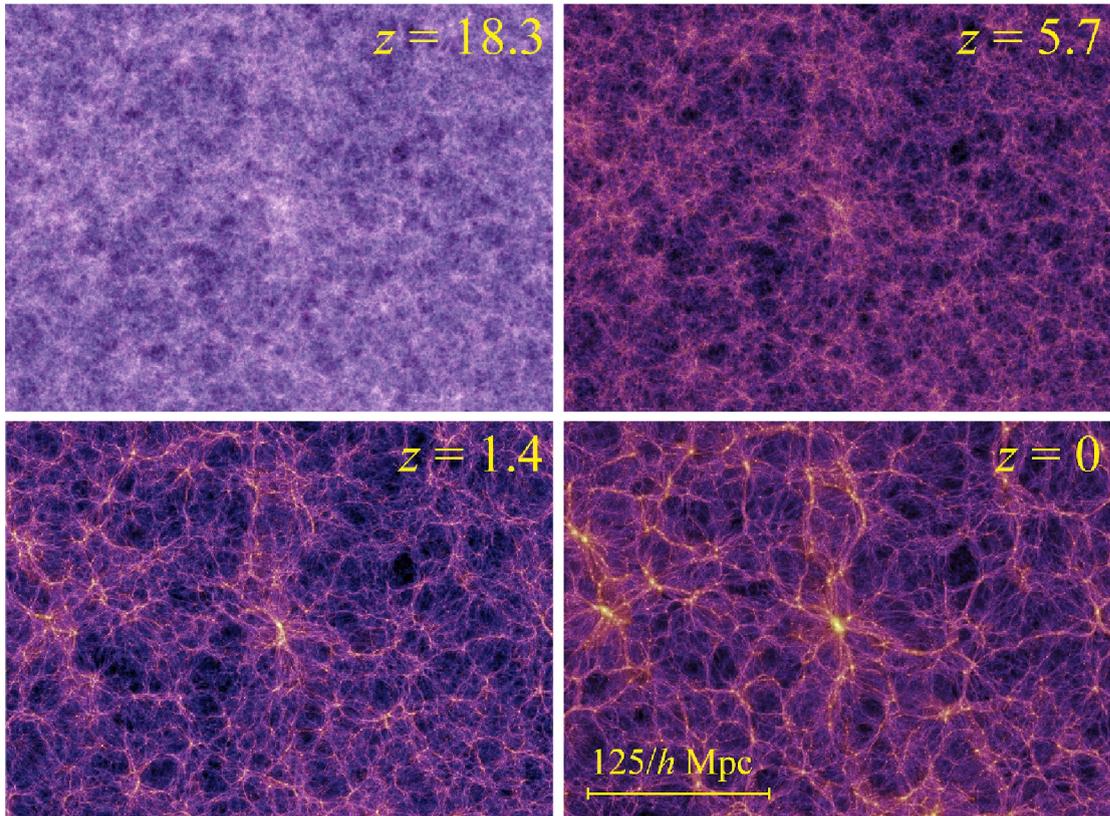


FIGURA 1.3: Evolución de una porción del Universo en la Simulación Millennium. Las figuras corresponden a los snapshots en $z = 18.3, 5.7, 1.4, 0$. Los colores, que indican la densidad de materia, describen un escenario en donde las pequeñas fluctuaciones del campo de densidad crecen mediante la acreción de materia dando lugar a la formación de halos masivos en la intersección de los filamentos y al vaciamiento de las subdensidades.

la luminosidad, la tasa de formación estelar, los tipos morfológicos y demás propiedades de las galaxias a simular.

1.5. Catálogos de galaxias y Estructura en gran escala

Nuestro conocimiento de la estructura en gran escala (LSS) que muestra la distribución de galaxias, naturalmente, está íntimamente ligado a los catálogos de galaxias. Los primeros estudios de las inhomogeneidades del Universo se llevaron a cabo mediante el conteo y mapeo de galaxias. Hasta mediados de 1970 eran muy pocas las galaxias con distancias estimadas a partir del redshift. Sin embargo, éstas permitieron una primera aproximación al estudio de la LSS. Dentro de los conteos de galaxias de la época se distingue el realizado por [Seldner et al. \(1977\)](#) a partir del catálogo del Observatorio de Lick, que además tuvo un papel fundamental en el desarrollo de la teoría de formación jerárquica de estructuras.

Otro de los relevamientos importantes fue el del Palomar Observatory Sky Survey. La inspección visual de las placas de este relevamiento produjo un gran avance en la construcción de catálogos de galaxias y cúmulos de galaxias. El primero de estos catálogos lista los cúmulos de galaxias identificados por [Abell \(1958\)](#) en el hemisferio norte, posteriormente extendido al hemisferio sur en el trabajo de [Abell et al. \(1989\)](#). Los avances sobre el análisis y la caracterización de los cúmulos de galaxias trajo como consecuencia el descubrimiento progresivo de que estos sistemas no se distribuyen homogéneamente en el espacio. [Shapley and Ames \(1930\)](#) sugirieron la presencia de un gran sistema de galaxias en la región de Coma-Virgo, mientras que, analizando la distribución de cúmulos ricos identificados en el relevamiento del Observatorio de Palomar, [Abell \(1958\)](#) encontró que los cúmulos no se distribuían aleatoriamente, sino formando agrupaciones en sí mismas. Hasta entonces no estaba claro si estas agrupaciones de cúmulos podían representar verdaderas asociaciones físicas, ni si representaban una característica común de la distribución de galaxias en gran escala. La confirmación estuvo dada por [Peebles \(1974\)](#), que en 1974 dio a conocer la primera evidencia concluyente del fenómeno de super-aglomeraciones a partir de la correlación espacial de cúmulos de galaxias observada hasta una escala de 50 Mpc, consistente con los tamaños sugeridos para los supercúmulos.

Por otro lado, la reconstrucción de la distribución local de galaxias en la región Perseo-Piscis ([Giovanelli and Haynes 1985](#)) o Coma-A1367 ([Chincarini et al. 1983](#)) reveló la presencia de otras estructuras notables en la distribución de galaxias, similares a las paredes, filamentos y regiones de baja densidad predichas por Zeldovich ([Shandarin and Zeldovich 1989](#); [Zel'dovich 1970](#)). La distribución espacial de galaxias en gran escala fue descrita como un sistema donde las galaxias y los cúmulos forman filamentos concentrados en las intersecciones. En esta descripción las grandes concentraciones de galaxias y cúmulos conectadas por filamentos son identificadas como supercúmulos o superestructuras. Mientras que las regiones del interior de las celdas que conforman la red de filamentos y superestructuras conectadas se distinguen por un considerable decaimiento de la densidad de galaxias brillantes.

Los relevamientos posteriores confirmaron ampliamente las primeras impresiones generadas por la porción del Universo del CfA. En los relevamientos más extensos, como el 2dFGRS ([Colless et al. 2001](#)) y el SDSS ([Abazajian et al. 2009](#)), la intrincada red cósmica se despliega dejando en evidencia la preponderancia de las extensas regiones de baja densidad. Mientras los filamentos, las paredes y los nodos de la red contienen la mayor parte de la materia del Universo, el volumen está dominado por regiones desprovistas de galaxias brillantes conocidas como vacíos.

1.5.1. Sloan Digital Sky Survey

El *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) es uno de los relevamientos fotométricos y espectroscópicos más grandes y detallados de galaxias, cuásares y estrellas. Desde que comenzó la recolección de datos en el año 2000, el SDSS ha creado los mapas tridimensionales más detallados del Universo con imágenes multi-color de un tercio del cielo y espectros de más de un millón de objetos. Las observaciones han sido llevadas a cabo con el telescopio óptico de 2.5 m del Apache Point Observatory, localizado en Nuevo México, equipado con una cámara CCD con 5 bandas en el óptico, $ugriz$, cubriendo el rango comprendido entre los 3000 y los 10000Å (York et al. 2000).

Los datos utilizados en este trabajo de tesis corresponden al *Data Release 7* (DR7), la séptima liberación de datos. El DR7 cubre dos regiones del cielo, una mayor correspondiente al hemisferio norte galáctico (NGC) y una pequeña del hemisferio sur galáctico (SGC). El conjunto de datos liberados incluye una muestra de galaxias completa en magnitud hasta una magnitud límite en la banda $r = 17.77$ y un redshift medio $z = 0.1$, conocida como Muestra Principal de Galaxias (MGS por sus siglas en inglés) (Strauss et al. 2002). Con una gran cobertura del cielo y una densidad superficial de 92 galaxias por grado cuadrado, la MGS es uno de los catálogos de galaxias más utilizados para estudiar la estructura en gran escala del Universo.

1.6. Descripción estadística de la LSS: Función de correlación

Dentro de las herramientas estadísticas más utilizadas para estudiar la LSS se encuentran aquellas desarrolladas para medir el grado de agrupamiento de las galaxias. Una de las más empleadas es la función de correlación de dos puntos, ξ , que mide el exceso de probabilidad de encontrar un par de objetos a una dada distancia con respecto a una distribución de Poisson.

Para una muestra de galaxias estadísticamente homogénea en escalas suficientemente grandes, la probabilidad de encontrar una galaxia en el elemento de volumen dV alrededor del punto \mathbf{x} está dada por

$$P_1 = \bar{n}dV, \quad (1.54)$$

donde \bar{n} es la densidad media de galaxias. Dado que se trata de una distribución estadísticamente homogénea, la probabilidad P_1 es independientemente de la coordenada \mathbf{x} .

Por otro lado, la probabilidad de encontrar una galaxia en el elemento de volumen dV alrededor de \mathbf{x} , y al mismo tiempo, otra galaxia en el elemento de volumen dV alrededor de \mathbf{y} está dada por

$$P_2 = (\bar{n}dV)^2 [1 + \xi(\mathbf{x}, \mathbf{y})], \quad (1.55)$$

donde la función ξ es la función de correlación de dos puntos, que cuantifica de esta forma el exceso de probabilidad con respecto a una distribución uniforme de galaxias. Para una distribución uniforme, $P_2 = P_1^2$, es decir, $\xi = 0$. Para una distribución donde las posiciones están correlacionadas $\xi > 0$, mientras que si están anticorrelacionadas $-1 \leq \xi < 0$.

Para un campo de densidad continuo descrito por ρ , la expresión anterior de 1.55 puede llevarse a la siguiente forma:

$$\langle \rho(\mathbf{x})\rho(\mathbf{y}) \rangle = \bar{\rho}^2(1 + \langle \delta(\mathbf{x})\delta(\mathbf{y}) \rangle) = \bar{\rho}^2[1 + \xi(\mathbf{x}, \mathbf{y})], \quad (1.56)$$

donde los corchetes angulares denotan un promedio sobre las realizaciones de un campo aleatorio de Universos con las mismas propiedades estadísticas.

De acuerdo al principio cosmológico la función de correlación ξ sólo depende de la distancia entre dos puntos. Debido a la homogeneidad estadística que plantea el principio cosmológico, ξ sólo depende del vector separación $\mathbf{x}-\mathbf{y}$, y si se tiene en cuenta la isotropía estadística, ξ sólo depende de la distancia $r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|$. En el caso de las galaxias y los cúmulos de galaxias la función de correlación usualmente puede ser aproximada por una ley de potencia $\xi(r) = (r/r_0)^{-\gamma}$. Para las galaxias la longitud de *clustering* $r_0 \approx 5h^{-1}$ Mpc y la pendiente típica es $\gamma \approx 1.8$ (Peebles 1973; Jing and Börner 1998; Jing et al. 2002). Estos parámetros cambian con las propiedades de las galaxias o los trazadores (Norberg et al. 2002; Zehavi et al. 2002). El clustering aumenta con la densidad. El grado de agrupamiento de los cúmulos es un orden de magnitud más fuerte que el de las galaxias y la longitud de clustering $r_0 \sim 20 - 25h^{-1}$ Mpc para los cúmulos más ricos (Bahcall and Soneira 1983; Borgani et al. 1999; Gonzalez et al. 2002). La amplitud aumenta con la riqueza y la masa de los cúmulos (Bahcall and Soneira 1983). En la figura 1.4 se compara la función de correlación de las galaxias del catálogo de Las Campanas y los cúmulos de galaxias del relevamiento REFLEX. Allí podemos observar que la pendiente es similar, pero la amplitud y la escala de clustering es mucho mayor para los cúmulos.

La función ξ puede ser calculada para dos distribuciones de objetos o campos de densidad diferentes permitiendo estudiar además, por ejemplo, la correlación entre las galaxias y los cúmulos, o las galaxias y los vacíos. Asimismo, la función de correlación $\xi(r)$ es la transformada de Fourier del espectro de potencia de las fluctuaciones del campo

de densidad. Como consecuencia, $\xi = \xi(r)$ es una herramienta estadística sencilla que describe la distribución de materia del Universo mediante el conteo de pares de galaxias u otros trazadores.

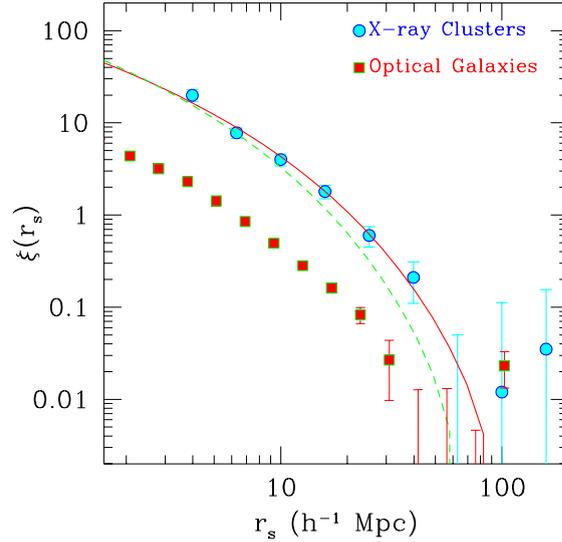


FIGURA 1.4: Función de correlación de dos puntos ξ para los cúmulos seleccionados en el relevamiento de rayos X REFLEX (círculos) y para el catálogo de galaxias de Las Campanas (cuadrados). Las líneas sólidas y discontinuas son los resultados esperados para un estudio similar a rayos X en un modelo de Λ CDM con diferentes valores para los parámetros cosmológicos. Figura extraída de [Borgani and Guzzo \(2001\)](#).

1.6.1. Estimadores

En la práctica la función de correlación es calculada a partir del conteo del número de pares que se encuentran a una dada distancia y del número de pares que se espera para una distribución de Poisson. Para ello es necesario construir un catálogo aleatorio que represente una distribución de Poisson con la mismas propiedades y en el mismo volumen que la muestra de interés. En la literatura pueden encontrarse diferentes estimadores, dentro de los cuales los más utilizados son:

- Estimador natural: $\xi_n(r) = \frac{N_{\text{rd}}}{N} \frac{DD(r)}{RR(r)} - 1$
- Davis & Peebles: $\xi_{DP}(r) = \frac{N_{\text{rd}}}{N} \frac{DD(r)}{DR(r)} - 1$
- Hamilton: $\xi_{HAM}(r) = \frac{DD(r)RR(r)}{DR(r)^2} - 1$
- Landy & Szalay: $\xi_{LS}(r) = 1 + \left(\frac{N_{\text{rd}}}{N}\right)^2 - 2\frac{N_{\text{rd}}}{N} \frac{DD(r)}{DR(r)}$

Las cantidades $DD(r)$, $RR(r)$ y $DR(r)$ corresponden a los números de pares separados por una distancia r dentro del rango $[r - dr/2, r + dr/2]$ en el catálogo de los objetos

de interés (*data-data*), en el catálogo aleatorio (*random-random*), y el número de pares cruzados de ambos catálogos (*data-random*), respectivamente. En general, para reducir el ruido, el catálogo aleatorio es varias veces mayor que el inicial, por lo que se incluyen los coeficientes de normalización N y N_{rd} que contienen los números de objetos en ambos catálogos.

En general, los diferentes estimadores están sujetos a dos fuentes de incertezas, el *bias* y la varianza. La primera de debe al número finito de galaxias que no trazan exactamente el campo subyacente, mientras que la segunda corresponde a las fluctuaciones cósmicas debido al volumen limitado de las muestras estudiadas. Para pequeñas distancias casi todos los estimadores proporcionan un rendimiento muy similar, sin embargo, a grandes distancias, su rendimiento ya no es equivalente y algunos de ellos podrían estar sesgados. Para más detalle se puede consultar [Kerscher et al. \(2000\)](#).

1.7. Distorsiones y espacio de redshift

En la mayoría de los estudios de la LSS es necesario conocer las posiciones tridimensionales de las galaxias. Las posiciones son determinadas a partir de la posición angular en el cielo y de la distancia a lo largo de la línea de la visual. Normalmente, esta distancia es estimada a partir del redshift observado en los espectros de las galaxias, introduciendo dos tipos de distorsiones en la posición real. Por un lado, para transformar el redshift en unidades de distancia [$h^{-1}\text{Mpc}$] es necesario asumir un modelo cosmológico a través de los parámetros (sección 1.3), los cuales generalmente presentan desviaciones con respecto a los parámetros reales, o incluso, el modelo cosmológico podría simplemente no ser el correcto. En cualquier caso, el cálculo de la distancia estará sesgado, generando distorsiones espaciales geométrico-cosmológicas. Por otro lado, el redshift observado en las líneas espectrales de las galaxias es la combinación del redshift cosmológico, debido a la expansión del Universo, y un efecto Doppler adicional producto de las velocidades peculiares de las galaxias. Dado que las dos fuentes de redshift son indistinguibles, las distancias inferidas son subestimadas o sobrestimadas, dependiendo si la componente de la velocidad peculiar en la línea de la visual es negativa o positiva, respectivamente.

Generalmente sólo es posible medir el redshift y no la distancia verdadera. En tal caso, para distinguir las posiciones reales, \mathbf{r} , de las aparentes se define el espacio de redshift en donde la posición tridimensional de una fuente está determinada por las coordenadas angulares y la distancia de redshift. De esta forma, la relación entre la posición real, \mathbf{r} , y la posición en el espacio de redshift, \mathbf{s} , está dada por:

$$\mathbf{s} = \mathbf{r} + \frac{v_{\parallel}}{H(z)} \frac{\mathbf{r}}{r}, \quad (1.57)$$

donde $r = |\mathbf{r}|$ es la distancia real, $s = |\mathbf{s}|$ es la distancia aparente y v_{\parallel} es la componente radial de la velocidad peculiar.

1.7.1. Anisotropía de la función de correlación

Las distorsiones observadas en la distribución de galaxias se ven reflejadas en la función de correlación. En particular, las distorsiones debido a las velocidades peculiares sólo afectan la distribución espacial de las galaxias en la dirección radial, y como consecuencia la función de correlación de galaxias no es isotrópica en el espacio de redshift. Debido a este efecto la función de correlación en el espacio de redshift es medida en el plano (σ, π) , donde σ denota la distancia entre pares en el plano del cielo y π , a lo largo de la línea de la visual. La figura 1.5 muestra la anisotropía en los isocontornos de la función de correlación de las galaxias del 2dFGRS debido a las distorsiones en el espacio de redshift.

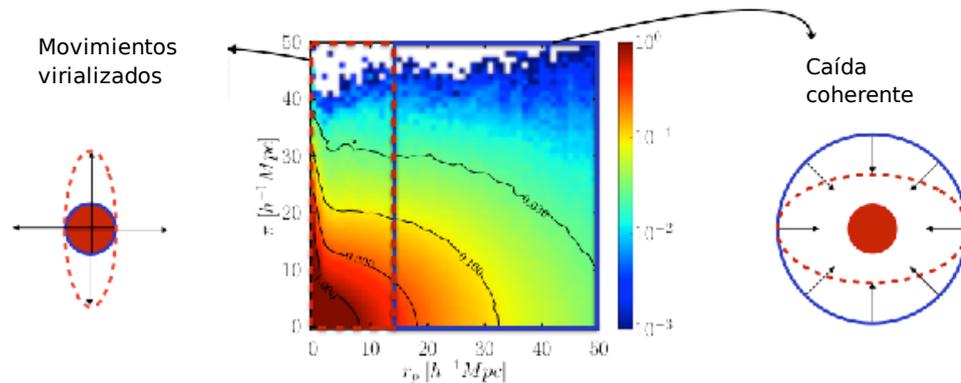


FIGURA 1.5: Función de correlación en espacio de *redshift* de las galaxias del 2dFGRS ξ en función de la separación de pares transversal σ y radial π . Los curvas de contorno corresponden a los valores de $\xi = 10, 5, 2, 1, 0.5, 0.2, 0.1$. En un Universo isotrópico la ξ debería ser independiente de la dirección, pero esto no es así en el espacio de *redshift*. En las escalas pequeñas se observa la anisotropía debida a las elongaciones conocidas como “Dedos de Dios”, mientras que en escalas mayores se observa un aplanamiento de los isocontornos producto del colapso coherente en esas escalas. Figura extraída de Peacock et al. (2001).

Las distorsiones del espacio de redshift son un obstáculo a la hora establecer la distribución espacial real de galaxias a partir de las distancias de redshift. Sin embargo, nos permiten obtener información sobre los campos de densidad y velocidad subyacentes. La fig 1.5 ilustra dos de los ejemplos más conocidos. El primero se da en las escalas más pequeñas ($\approx 1h^{-1}$ Mpc), donde las distorsiones se deben al movimiento aleatorio de las galaxias dentro de los sistemas virializados como los grupos y cúmulos de galaxias. Mientras que todas las galaxias de un grupo o cúmulo se encuentran a una distancia

similar, presentan *redshifts* diferentes. Esto provoca un alargamiento en los mapas a lo largo de la línea de la visual dentro de las regiones sobredensas, conocido como los “Dedos de Dios”. En las escalas más grandes ($\gtrsim 1h^{-1}$ Mpc) las distorsiones se deben a los movimientos de las galaxias que caen en las estructuras que están colapsando. Las galaxias adyacentes se mueven todas en la misma dirección, lo cual provoca una aparente contracción de la estructura a lo largo de la línea de la visual (Kaiser 1987), en sentido contrario a los “Dedos de Dios”.

Al igual que para las galaxias, las distorsiones en el espacio de redshift de cualquier tipo de objetos provee una importante herramienta para el estudio de la dinámica y el campo de densidad subyacente a diferentes entornos y estructuras.

Capítulo 2

Vacíos cósmicos

En el capítulo anterior hemos visto como el descubrimiento de la estructura en gran escala revela la presencia de enormes regiones casi desprovistas de galaxias. En este capítulo nos centraremos en estas grandes subdensidades. Examinaremos sus principales características y modos de evolución poniendo especial atención en su relación con el entorno en gran escala.

2.1. Los vacíos del Universo

En primera aproximación, los vacíos pueden ser descritos como simples regiones subdensas con simetría esférica con un diámetro entre 10 y 100 h^{-1} Mpc. Rodeados por paredes, filamentos y cúmulos de galaxias, los vacíos son una de las componentes dominantes de la estructura en gran escala.

La figura 2.1 muestra uno de los vacíos más grandes del Universo, el vacío de Bootes. Se trata del primer gran vacío descubierto a principio de los años ochenta cuando [Kirshner et al. \(1981\)](#) sólo encontraron ocho galaxias en un volumen de $250 h^{-1}\text{Mpc}^3$ en la región de Bootes. La existencia de otros vacíos fue puesta en evidencia con los primeros relevamientos de galaxias con redshifts medidos ([Vogeley et al. 1994](#); [Shectman et al. 1996](#)). Sin embargo, los catálogos espectroscópicos de la época estaban centrados en las regiones de mayor densidad, por lo que el estudio de los vacíos se pospuso hasta la llegada del 2dF ([Colless et al. 2001](#)) y SDSS ([York et al. 2000](#)).

Con catálogos de galaxias lo suficientemente grandes y detallados las muestras de vacíos se ampliaron lo suficiente para realizar los primeros análisis estadísticos ([Croton et al. 2004](#); [Hoyle and Vogeley 2004a](#); [Hoyle et al. 2012](#); [Pan et al. 2012](#)). Desde entonces el estudio de los vacíos ha estado sujeto a una amplia variedad de definiciones donde

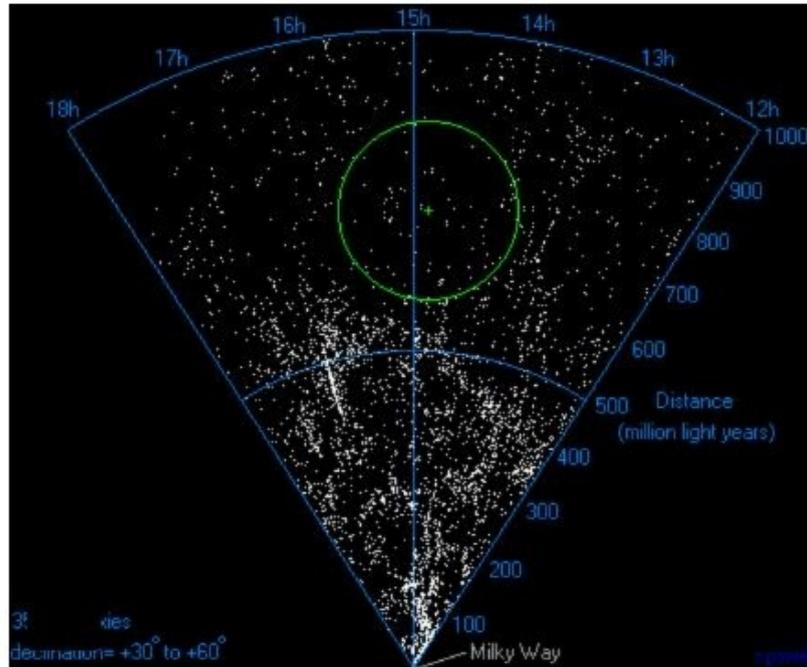


FIGURA 2.1: Vacío de Bootes. Gran región casi esférica de 50 Mpc de diámetro casi desprovista de galaxias.

éstos pueden ser esféricos, con o sin superposiciones, o tener formas menos regulares. Algunos autores, además, imponen ciertas restricciones en la presencia de galaxias o en las propiedades de las galaxias presentes en los vacíos, como por ejemplo la luminosidad o densidad local. A pesar de las discrepancias, la mayor parte de las definiciones coincide en que:

- Los vacíos son regiones extremadamente subdensas donde los valores típicos del contraste de densidad $\delta \sim -0.9$.
- Las zonas centrales se caracterizan por poseer los valores mínimos de densidad, los cuales son aproximadamente el 5% de la densidad media.
- Los vacíos presentan bordes pronunciados, es decir, la densidad de galaxias se incrementa abruptamente en los límites de los vacíos.
- La dinámica de los vacíos está dominada por la expansión de la subdensidad.

Al igual que la distribución de galaxias, la distribución de materia y halos de materia oscura de las simulaciones numéricas dan cuenta de la presencia de grandes vacíos (Bertschinger 1985; Hoyle and Vogeley 2004b; Sheth and van de Weygaert 2004a; Ceccarelli et al. 2006a; Aragon-Calvo et al. 2010; Sutter et al. 2012b). Basados en el hecho de que los halos de materia oscura trazan la distribución de galaxias, Padilla et al. (2005a)

han estudiado y comparado las principales caracter3sticas din3micas y espaciales de los vac3os encontrando que estos trazadores dan lugar a muestras de vac3os similares a las identificadas en la distribuci3n de galaxias.

2.2. B3squeda e identificaci3n de vac3os

La identificaci3n de vac3os en la distribuci3n de galaxias o de materia abarca una amplia variedad de m3todos de b3squeda de regiones subdensas, generalmente, a trav3s de alg3n criterio de densidad, geometr3a o din3mica. La mayor3a de los algoritmos identifica regiones vac3as de galaxias (Kauffmann and Fairall 1991; El-Ad et al. 1997; Hoyle and Vogeley 2002) o identifica como vac3os determinadas estructuras geom3tricas presentes en la distribuci3n de materia trazada por galaxias (Plionis and Basilakos 2002; Colberg et al. 2005a; Shandarin et al. 2006; Neyrinck 2008).

En esta secci3n repasaremos algunos de los m3todos m3s utilizados en la literatura agrupados en aquellos que identifican vac3os en la distribuci3n de materia oscura en simulaciones num3ricas y aquellos que lo hacen en la distribuci3n de galaxias observadas, semianal3ticas o halos.

2.2.1. Identificadores basados en la distribuci3n de materia oscura

- Colberg: *Regiones subdensas irregulares alrededor de m3nimos locales*.

El m3todo implementado por Colberg et al. (2005a) toma los m3nimos locales del campo de densidad suavizado de part3culas de materia oscura como candidatos a centros de proto-vac3os esf3ricos. Si la densidad media de los proto-vac3os es inferior a un valor m3ximo que, siguiendo argumentos de la teor3a lineal, es tomado como $\delta = -0.8$ (Blumenthal et al. 1992) son considerados como tales. Finalmente, los proto-vac3os espacialmente conectados pueden fusionarse si las regiones no est3n conectadas por un t3nel delgado. Aunque los vac3os son identificados sin restricciones en su morfolog3a, t3picamente presentan formas esferoidales con peque3as protuberancias.

- Neyrinck: ZOBOV (*ZOnes Bordering On Voidness*).

ZOBOV (Neyrinck 2008) es un algoritmo libre de par3metros que identifica las depresiones que rodean los m3nimos del campo de densidad de materia de una distribuci3n de part3culas. Adem3s, estima la probabilidad de que deriven del ruido de Poisson. El m3todo primero construye el campo de densidad sin suavizado utilizando la teselaci3n de Voronoi. Sobre ese campo identifica como ‘‘m3nimos’’

aquellas celdas con densidades menores a las de sus celdas adyacentes. Luego, determina las “zonas mínimas”, definidas por el conjunto de celdas que fluyen hacia un vecino de menor densidad hasta alcanzar uno de los “mínimos”. La probabilidad de que un vacío sea real es determinada por el cociente entre la densidad en la que el vacío deja de crecer y la densidad del mínimo del vacío. Este valor puede ser convertido a una probabilidad a través de la cual pueden descartarse aquellos vacíos producto del ruido Poisson debido al carácter discreto de la distribución de materia. De esta manera, ZOBOV identifica como vacíos a las depresiones del campo de densidad sin asumir ningún tipo de parámetro o forma predeterminada.

- Platen-Weygaert: *Watershed Void Finder*.

El algoritmo *Watershed Void Finder* (WVF) es una implementación de la Transformada *Watershed* (WST) que tiene como objetivo la segmentación de la Red Cósrica. La WST determina los límites de dominios análogos a “las cuencas” donde la lluvia es colectada. En el contexto cosmológico los vacíos identificados se corresponden con las cuencas, mientras que los filamentos y paredes de la Red Cósrica, con las crestas que separan los vacíos entre sí. El algoritmo identifica los vacíos imitando el proceso de inundación. Primero establece el campo de densidad a partir de la distribución de partículas utilizando el estimador de campo DTF (por sus siglas en inglés *Delaunay tessellation field estimator*) (Schaap and van de Weygaert 2000; Schaap 2007). Luego, el campo de densidad es suavizado y los mínimos son seleccionados como las fuentes de inundación. Mientras se eleva el nivel de las “cuencas”, una fracción creciente del “paisaje” se inunda y las “cuencas” se expanden hasta encontrarse en las “crestas”, que son los puntos de silla del campo de densidad. El proceso se continua hasta que el campo de densidad queda completamente sumergido. De este modo, el campo de densidad queda dividido en vacíos sin una forma predefinida, por lo que llenan casi todo el espacio.

- Hahn/Porciani: *Subdensidades con centros divergentes*.

Este método identifica vacíos en base a un criterio de estabilidad de órbitas de partículas de prueba que discrimina cuatro entornos con diferentes dinámicas (Hahn et al. 2007). Las ecuaciones de movimiento, que describen el crecimiento de las fluctuaciones del campo de densidad de materia, permiten calcular el campo de fuerzas de marea T_{ij} (Hessiano del potencial gravitacional), que, al ser proporcional a la derivada del campo de velocidad, caracteriza la convergencia o la divergencia del flujo de materia. El algoritmo de Hahn/Porciani hace uso de esta propiedad clasificando aquellas regiones tidalmente inestables, donde T_{ij} no tiene autovalores positivos, como vacíos. El método calcula el campo de fuerzas de marea y sus autovalores en una cuadrícula a partir del campo de densidad suavizado. A continuación, identifica las celdas que no tiene autovalores positivos y aquellas

celdas contiguas se fusionan dando lugar a la muestra final de vacíos. Los vacíos identificados con este algoritmo presentan formas arbitrarias y centros divergentes.

2.2.2. Identificadores basados en la distribución de galaxias o halos

- Hoyle/Vogeley: *Voidfinder*.

Este método, presentado por [Hoyle and Vogeley \(2002\)](#), identifica vacíos en una muestra de galaxias limitada en volumen a partir de las ideas de [El-Ad et al. \(1997\)](#) y [El-Ad and Piran \(1997\)](#). El algoritmo clasifica las galaxias en dos categorías, galaxias de vacíos o de paredes, dependiendo de la distancia a los vecinos más cercanos. Luego, divide el volumen en celdas cúbicas y selecciona aquellas que no contienen galaxias de paredes. En torno a cada una de estas celdas construye una esfera del mayor diámetro posible que no contenga galaxias de paredes. Los vacíos son identificados a partir de combinaciones de las esferas, por lo que estos no presentan una forma esférica predefinida. Finalmente, para seleccionar los vacíos estadísticamente más significativos se establece un tamaño mínimo, generalmente de $10 h^{-1}\text{Mpc}$.

- Ruiz - Padilla - Ceccarelli: *Subdensidades esféricas con $\Delta = -0.9$* .

El algoritmo de [Ruiz et al. \(2015\)](#) es una versión modificada del procedimiento presentado por [Padilla et al. \(2005a\)](#) y [Ceccarelli et al. \(2006a\)](#) que busca e identifica regiones esféricas subdensas con un contraste de densidad integrado $\Delta = -0.9$. Las muestras de vacíos estudiadas en este trabajo de tesis fueron construidas a partir de este algoritmo, el cual puede ser descrito por los siguientes pasos:

- Construcción del campo de densidad: dado un catálogo de galaxias (o halos de materia oscura) el algoritmo construye el campo de densidad de materia a partir de la teselación de Voronoi tomando las galaxias (o halos) como trazadores de materia.
- Identificación de centros candidatos: selecciona como centro de vacíos candidatos aquellas celdas con $\delta < -0.8$.
- Crecimiento de las esferas: alrededor de cada centro candidato calcula el contraste de densidad numérica integrado de galaxias (o halos), Δ , en esferas de radio creciente R_{void} y selecciona aquellas que satisfacen la condición $\Delta(R_{\text{void}}) < -0.9$.
- Recentrado: con el objetivo de encontrar la mayor esfera con $\Delta(R_{\text{void}}) < -0.9$, desplaza aleatoriamente la posición del centro de cada candidato y los pasos anteriores se repiten permitiendo que la esfera crezca. Finalmente, el algoritmo selecciona como vacíos de radio R_{void} aquellas esferas de mayor

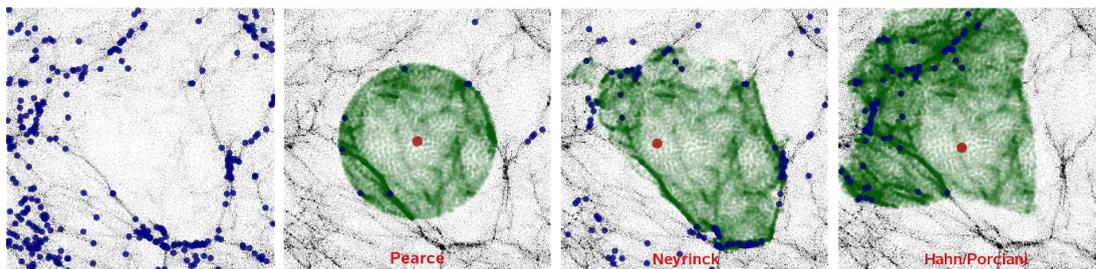


FIGURA 2.2: Secci3n de $5 h^{-1}$ Mpc de ancho extraída de la simulaci3n de Millennium. La imagen muestra la distribuci3n de materia oscura de una regi3n de $40 h^{-1}$ Mpc centrada en una subdensidad cosmol3gica. En el primer panel, de izquierda a derecha, se superponen en color azul todas las galaxias de la secci3n pertenecientes a cualquiera de los vacíos identificados por diferentes autores. Los otros paneles muestran los vacíos identificados con los algoritmos de Pearce (Brunino et al. 2007), Neyrinck (2008) y Hahn et al. (2007), con su centro en color rojo, y las partículas de materia oscura pertenecientes al vacío en color verde. Imagen extraída de Colberg et al. (2008)

tamaño que satisfacen la condici3n de subdensidad y no se superponen con ninguna otra esfera subdensa.

De lo expuesto en esta secci3n podemos notar que las muestras de vacíos estudiadas por diferentes autores pueden ser tan dispares entre sí como sus métodos de búsqueda e identificaci3n. En los últimos años esta particularidad del estudio de los vacíos ha sido potenciada por creciente número de investigaciones, las cuales se llevan a cabo utilizando definiciones propias de vacíos. A modo de ejemplo, la figura 2.2 muestra la distribuci3n de materia oscura de una regi3n subdensa de $40 h^{-1}$ Mpc de lado que ha sido identificada como vacío por tres criterios diferentes. En color verde se muestran las partículas perteneciente a los vacíos identificados con los algoritmos de Pearce (Brunino et al. 2007), Neyrinck (2008) y Hahn et al. (2007), cuyos centros se muestran el color rojo. En el primer caso, el de Pearce, se trata de un vacío esférico centrado en un mínimo de densidad local, mientras que en el segundo y tercero se trata de un vacío ZOVVOV y uno identificado bajo un criterio dinámico, respectivamente, tal como se describe en 2.2.1.

2.3. Formaci3n y evoluci3n de los vacíos

Dentro de la teoría estándar los vacíos emergen de las pequeñas fluctuaciones negativas del campo de densidad primordial. El déficit en densidad respecto a la distribuci3n de materia de fondo se traduce en una influencia gravitacional efectiva de carácter repulsivo. Como consecuencia, el crecimiento de las fluctuaciones por inestabilidad gravitacional produce regiones cada vez más subdensas debido a una gravedad efectiva cada vez más

repulsiva. Las subdensidades se expanden mientras la regi3n interna se vacía y se forma una cáscara sobredensa que define los límites del vacío. De acuerdo a este simple escenario, podemos decir que la formaci3n de los vacíos, en esencia, se debe a su naturaleza subdensa y que, en contraste con el colapso de las sobredensidades de materia, es un proceso que se da de adentro hacia afuera.

Lejos de estar aisladas, las subdensidades se encuentran inmersas en una compleja distribuci3n de materia, donde al mismo tiempo otras inhomogeneidades van creciendo por inestabilidad gravitatoria. A medida que se expanden, los vacíos aumentan de tamaío y eventualmente se enfrentan a sus pares en expansi3n. Su distribuci3n espacial y su organizaci3n estarán influenciadas por la manera en que los vacíos distribuyen su parte del espacio. Igualmente importante es el hecho de que los vacíos siempre estarán limitados a un d3ficit de densidad m3nimo. Mientras las sobredensidades pueden crecer y alcanzar valores de, por ejemplo, $\delta = 200$, las subdensidades no pueden vaciarse más que los vacíos con $\delta = -1$. De este punto de vista, la influencia de las inhomogeneidades externas tienen un papel dominante en la evoluci3n de los vacíos.

A continuaci3n describiremos las principales característic3s de los modelos de vacíos aislados. Luego incluiremos un enfoque más realista en donde queda en evidencia el rol determinante que cumple el entorno.

2.3.1. Evoluci3n de vacíos aislados

Los primeros estudios de la formaci3n y evoluci3n de vacíos han estado centrados en la evoluci3n de subdensidades aisladas. En especial, los modelos te3ricos han estado limitados a configuraciones, casi sin excepci3n, con simetría esférica (Hoffman and Shaham 1982; Icke 1984; Bertschinger 1985; Blumenthal et al. 1992). A pesar de que simplificaciones como estas se alejan del escenario real, los modelos de vacíos aislados han aportado valiosa informaci3n sobre las principales característic3s de los vacíos, que pueden resumirse en los siguientes ítems:

- Los vacíos se expanden más rápido que el flujo de Hubble. Las subdensidades que terminan siendo vacíos, en contraste con las regiones sobredensas, nunca alcanzan el punto de *turn around* en donde las sobredensidades se separan del flujo de Hubble y comienzan a colapsar.
- Debido a la expansi3n la densidad de materia disminuye en el interior de los vacíos.
- La morfología de las regiones subdensas evoluciona hacia formas cada vez más esféricas, mientras que la subestructura presente en el interior de los vacíos se diluye.

- El campo de velocidades peculiares en las regiones internas de los vacíos se caracteriza por ser divergente y por presentar simetría radial.
- La velocidad de expansi3n presenta un m3ximo cerca del radio del vacío, a partir del cual decrece gradualmente en la regi3n exterior.
- La materia que escapa del centro del vacío se acumula en el borde formando una c3scara circundante que, eventualmente, puede superar en densidad al entorno.

La figura 2.3 muestra la evoluci3n de una subdensidad en la distribuci3n de partculas de materia oscura en una simulaci3n Λ CDM (van de Weygaert and Platen 2011). Allí se puede observar como la regi3n subdensa se expande, mientras la estructura interna se atenúa a medida que la materia escapa del vacío. Como resultado, la densidad dentro de los vacíos disminuye continuamente (Cautun et al. 2014). En el caso extremo de vacíos aislados, estos evolucionarían asint3ticamente hacia una subdensidad $\delta = -1$. En la figura tambi3n se observa una acumulaci3n de materia en una c3scara que circunda la regi3n interna, mientras el interior evoluciona hacia una regi3n uniforme de baja densidad (Goldberg and Vogeley 2004).

2.3.1.1. Evoluci3n de vacíos esf3ricos

Los modelos te3ricos de vacíos esf3ricos nos brindan un aspecto m3s cuantitativo de las principales características de la evoluci3n de los vacíos. El modelo describe la evoluci3n de una subdensidad esf3rica que inicialmente sigue el flujo de Hubble bajo el mismo formalismo del modelo del colapso esf3rico, pero considerando un contraste de densidad $\delta < 0$. La figura 2.4 ilustra la evoluci3n del perfil de sobredensidad $\delta(r)$ de una subdensidad aislada con simetría esf3rica. El panel izquierdo muestra la evoluci3n correspondiente a una subdensidad con un perfil de densidad $\rho(r)$ del tipo *top-hat*, mientras que el panel derecho, a una cuyo perfil es el promedio angular del perfil t3pico de un vacío en el escenario Λ CDM. En ambos casos la evoluci3n del perfil muestra las principales características del proceso de evoluci3n descritas en la secci3n anterior. Por un lado, el movimiento del l3mite de la subdensidad evidencia la expansi3n del vacío. Mientras tanto los perfiles se vuelven m3s profundos debido a un *outflow* del material interno. El modelo esf3rico, adem3s, explica la formaci3n de la c3scara alrededor de los vacíos como un producto de la expansi3n diferencial. Mientras que el perfil de subdensidad uniforme implica una expansi3n uniforme dentro del vacío, cerca del l3mite las capas internas se mueven hacia fuera m3s r3pido que las capas m3s exteriores. Como consecuencia se produce un cruce de c3scaras que define una escala de tiempo evolutiva fundamental para la evoluci3n de los vacíos.

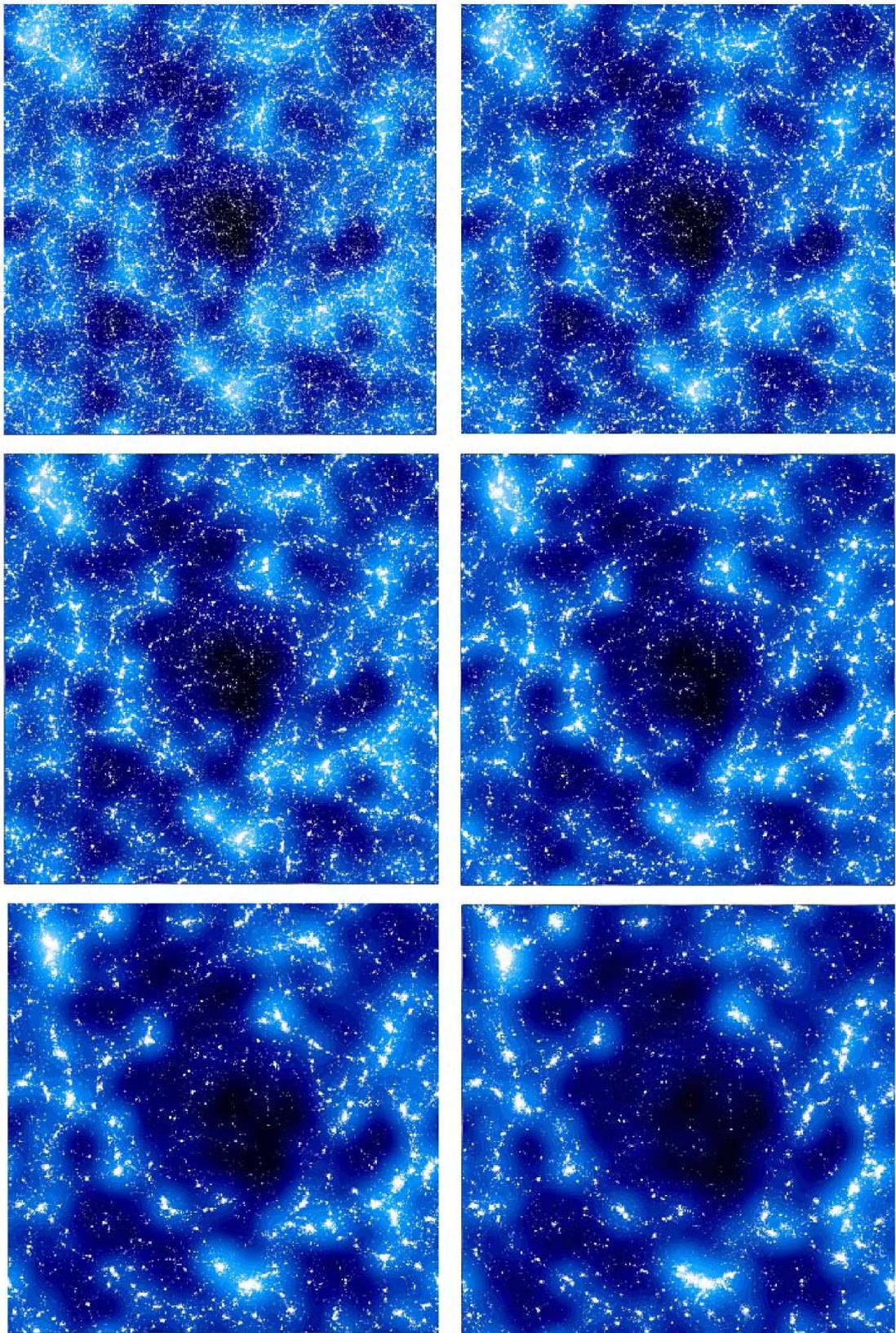


FIGURA 2.3: Evolución de una región subdensa en el escenario Λ CDM. Cada panel muestra el campo de densidad en una sección de $50 h^{-1}$ Mpc de lado y $10 h^{-1}$ Mpc de ancho en los instantes correspondientes a $a = 0.05, 0.15, 0.35, 0.55, 0.75$ y 1.0 . Figura extraída de van de Weygaert and Platen (2011)

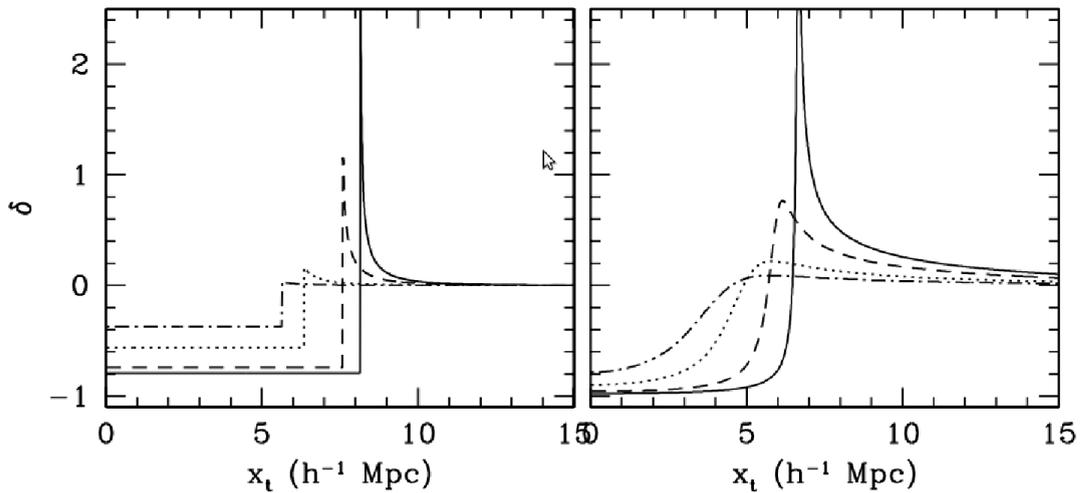


FIGURA 2.4: Evoluci3n de los vac3os en el modelo esf3rico. Contraste de densidad de materia δ en funci3n de la distancia x_t al centro de un vac3o tipo “*top-hat*” (izquierda) y uno con simetr3a esf3rica en el escenario CDM (derecha), en los instantes correspondiente a $a = 0.05, 0.1, 0.2, 0.3$. Figura extra3da del trabajo de [Sheth and van de Weygaert \(2004b\)](#)

Una vez que los vac3os han alcanzado la etapa del cruce de c3scaras entran en una fase de expansi3n autosimilar ([Bertschinger 1985](#)). Posteriormente, su expansi3n se ralentiza con respecto a la expansi3n lineal anterior. Esto ha impulsado a algunos autores a identificar en la distribuci3n de galaxias vac3os que acaban de alcanzar la etapa de cruce de c3scaras. Esto ocurre cuando una depresi3n del campo de densidad primordial alcanza una subdensidad linealmente extrapolada $\delta_v = -2.81$ para un Universo EdS. En ese instante un vac3o perfectamente esf3rico se ha expandido por un factor de 1.72 en el cruce de c3scaras, y por lo tanto ha evolucionado hasta una subdensidad de $\sim 20\%$ de la densidad media, es decir $\delta_{nl} = -0.8$. En otras palabras, los vac3os que vemos hoy en la distribuci3n de galaxias probablemente corresponden a regiones cuya densidad es $\sim 20\%$ de la densidad media del Universo.

2.3.2. Entorno y formaci3n jer3rquica

El enorme aumento de los recursos computacionales ha permitido seguir la evoluci3n de los vac3os en entornos cosmol3gicos m3s realistas e incluso resolver la subestructura de los vac3os y vincularla al escenario de formaci3n jer3rquica de estructuras. El estudio de la formaci3n y evoluci3n de los vac3os dentro de escenarios gravitacionales jer3rquicos conduce a una visi3n considerablemente modificada de la evoluci3n de los vac3os, donde la interacci3n con el entorno resultan ser un aspecto esencial. [Sheth and van de Weygaert \(2004b\)](#) son quienes introducen este enfoque planteando que la evoluci3n de los vac3os

está determinada por dos procesos dependiendo del entorno: la fusión en vacíos cada vez más grandes y el colapso seguido de la desaparición de las subdensidades. El primer régimen domina la evolución de aquellos vacíos que se encuentran inmersos en grandes regiones subdensas. En este escenario los vacíos de mayor tamaño son el resultado de las fusiones de vacíos más pequeños en un proceso de formación análogo al de los cúmulos masivos mediante la fusión de progenitores menos masivos. El segundo proceso afecta a los vacíos que se encuentran rodeados por un entorno sobredenso que colapsa. [Sheth and van de Weygaert \(2004b\)](#) distinguen estos dos regímenes de evolución como *void-in-void* y *void-in-cloud*. En la figura 2.5 podemos observar dos ejemplos de los regímenes de evolución descritos a continuación.

- Fusión de vacíos (*void-in-void*)

Consideremos una pequeña región de menor densidad que el valor de la densidad crítica de los vacíos embebida en una región subdensa significativamente mayor, como la que se observa en el panel superior de la figura 2.5. Una vez que la subdensidad ha surgido como un verdadero vacío, su expansión se vuelve más acelerada. Los vacíos adyacentes se reúnen y la materia se comprime entre las paredes y filamentos delgados. Las velocidades peculiares perpendiculares a las paredes del vacío se suprimen de forma tal que el flujo de materia es principalmente tangencial. La fusión de los subvacíos marca la desaparición gradual de estas estructuras, mientras que la materia se escapa a lo largo de las paredes y filamentos hacia la envolvente del vacío. El resultado final es la fusión y absorción de los subvacíos en un vacío de mayor tamaño.

- Colapso de vacíos (*void-in-cloud*)

Si una subdensidad de pequeña escala se encuentra embebida en un entorno con una densidad suficientemente alta a gran escala, el colapso gravitacional de la región circundante comprime la región subdensa que rodea. Cuando la sobredensidad ha colapsado completamente el vacío desaparece. En un escenario más general, el vacío colapsa como consecuencia del campo de fuerzas de marea del medio que lo rodea.

El colapso de los vacíos más pequeños es un aspecto importante de la no simetría en entre las subdensidades y sobredensidades. El campo de densidad primordial Gaussiano involucra una simetría perfecta entre regiones subdensas y sobredensas. Sin embargo, mientras la densidad numérica de los halos está dominada por pequeños objetos, el colapso de los vacíos es responsable de la ausencia de vacíos pequeños.

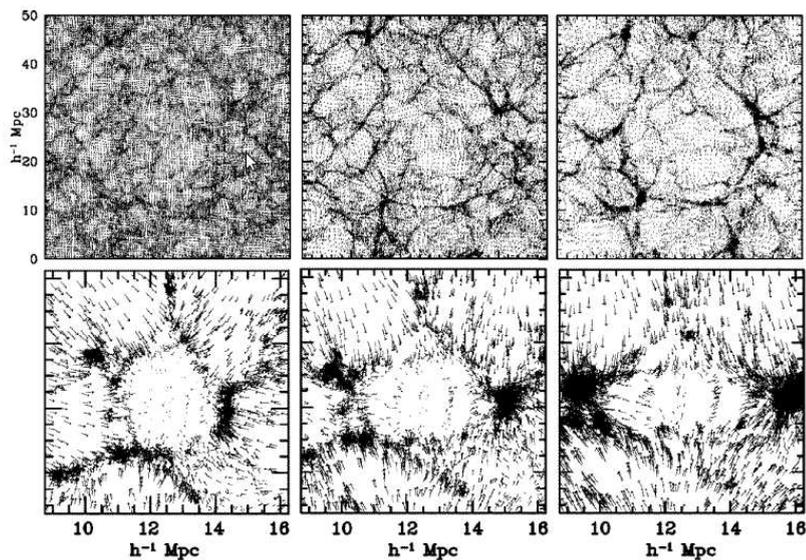


FIGURA 2.5: Modos de evoluci3n *void-in-void* y *void-in-cloud* en una simulaci3n num3rica dentro del escenario CDM. Panel superior: tres instantes en la formaci3n jer3rquica de un gran vaci3o de $25 h^{-1}$ Mpc de di3metro. Panel inferior: tres instantes en el colapso de un vaci3o. Las flechas representan los vectores de velocidad, mostrando la ca3da de materia externa en el vaci3o. Como resultado, el vaci3o ser3 aplastado a medida que la materia circundante colapso sobre ellos. Figura extra3da de [Sheth and van de Weygaert \(2004a\)](#).

2.4. Perfiles de densidad

Los perfiles de densidad de los vaci3os describen de forma sencilla el interior y su entorno. Hasta las proximidades del l3mite que define a los vaci3os est3 bien establecido que son significativamente subdensos, teniendo menos del 10% de la densidad media ([Colberg et al. 2005b](#); [Ricciardelli et al. 2014](#); [Nadathur et al. 2016](#)). Sin embargo, a distancias mayores del centro no hay un consenso bien establecido. [Hamaus et al. \(2014a\)](#) y [Nadathur et al. \(2016\)](#), por ejemplo, encuentran que la distribuci3n de materia alrededor de cada vaci3o puede ser simplemente re-escala dependiendo del tama3o dando lugar a un perfil autosimilar y universal. Mientras que [Ceccarelli et al. \(2013\)](#) encuentran que la forma de los perfiles depende del entorno.

En la secci3n anterior hemos introducido dos tipos de vaci3os los *void-in-void* y los *void-in-cloud*. Los primeros se encuentran inmersos en regiones que son subdensas incluso a muy grandes distancias desde el centro, mientras que los segundos se encuentran embebidos en una sobredensidad de mayor tama3o. Evidentemente, los perfiles de densidad de estas dos poblaciones de vaci3os ser3n diferentes.

En el trabajo de [Ceccarelli et al. \(2013\)](#) se analizan los perfiles de densidad de galaxias

integrados $\Delta_g(d)$ alrededor de vac3os esf3ericos identificados en el SDSS. All3 puede notarse que la poblaci3n de los vac3os estudiados puede dividirse en dos tipos diferentes. La figura 2.6 muestra los perfiles

$$\Delta_g(d) = \frac{n_g(d) - \langle n \rangle}{\langle n \rangle}, \quad (2.1)$$

donde $\langle n \rangle$ es la densidad num3rica media de galaxias y $n_g(d)$ es la densidad num3rica de galaxias dentro de una esfera de radio d centrada en el vac3o. Las curvas grises de la figura 2.6 (panel izquierdo) corresponden a los perfiles de densidad de algunos vac3os tomados al azar de la muestra de vac3os con radios entre 6 y 8 h^{-1} Mpc. La curva s3lida negra es perfil promedio de los perfiles individuales de la muestra, mientras que las curvas a trazos ejemplifican los dos tipos de perfiles, con y sin una c3scara sobredensa circundante.

En base a estos resultados Ceccarelli et al. (2013) proponen una clasificaci3n de vac3os de acuerdo al entorno que los rodea:

- vac3os de tipo R ¹: aquellos con perfiles que tienden asint3ticamente a 0 por valores negativos para distancias $r \gg R_{\text{void}}$, donde R_{void} es el radio de vac3o, compens3ndose as3 con la media del Universo.
- vac3os de tipo S ²: aquellos con perfiles que en $r > R_{\text{void}}$ crecen y se vuelven positivos alcanzando un m3ximo que indica la presencia de una c3scara sobredensa que los rodea.

Seg3n esta clasificaci3n los vac3os de tipo R corresponden a la poblaci3n de vac3os inmersos en un entorno subdenso, mientras que los de tipo S pertenecen a la poblaci3n que se encuentra en un entorno sobredenso. Del an3lisis que los autores realizan en funci3n de los tama3os se tiene que los vac3os m3s peque3os son preferentemente de tipo S, mientras que los m3s grandes muestran perfiles de tipo R. En acuerdo con las expectativas te3ricas de Sheth and van de Weygaert (2004b) (secci3n 2.3.2), las diferencias entre los vac3os con y sin una c3scara alrededor pueden ser entendidas en t3rminos de si los vac3os est3n en un proceso de colapso o en continua expansi3n, respectivamente (Paz et al. 2013).

¹por la forma ascendente (*rising* en ingl3s) de su perfil de densidad

²por la c3scara (*shell* en ingl3s) que caracteriza su perfil de densidad

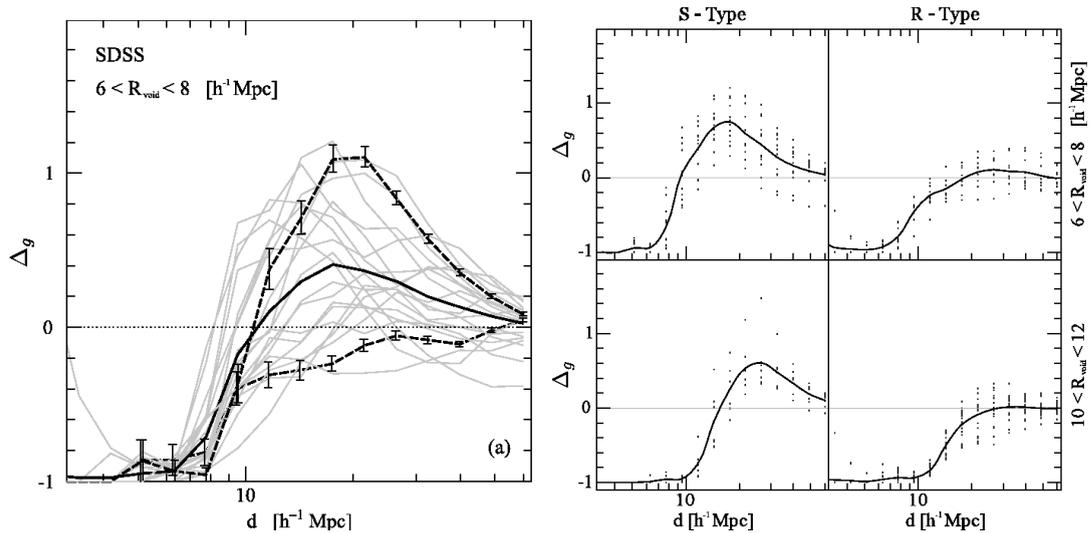


FIGURA 2.6: Perfiles de densidad alrededor de vacíos. Izquierda: Densidad integrada de galaxias Δ_g en funci3n de la distancia d al centro del vacío para vacíos individuales en SDSS con radios entre 6 y 8 h^{-1} Mpc (líneas grises). La línea continua negra indica el perfil de densidad medio de todos los vacíos. Las líneas de trazos muestran dos perfiles diferentes: con y sin un máximo notable en el perfil de densidad, mientras que las barras de error representan los errores de Poisson correspondientes. Derecha: Perfiles $\Delta_g(r)$ alrededor de vacíos con radio en el rango 6-8 h^{-1} Mpc (paneles superiores) y 10-12 h^{-1} Mpc en SDSS (paneles inferiores). Los perfiles en los paneles del lado izquierdo corresponden a los vacíos clasificados como de tipo S, mientras que los de la derecha corresponden a los de tipo R. Las líneas sólidas indican los perfiles medios de cada tipo.

Figura extraída de [Ceccarelli et al. \(2013\)](#).

2.5. Perfiles de velocidad

Los perfiles de velocidad radial han sido estudiados en simulaciones numéricas, fundamentalmente a partir de las velocidades peculiares de los trazadores ([Padilla et al. 2005b](#); [Ceccarelli et al. 2006b](#); [Hamaus et al. 2014b](#); [Cai et al. 2014](#)), y en el SDSS mediante las distorsiones del espacio de redshift en el trabajo de [Paz et al. \(2013\)](#). A través del promedio de las velocidades radiales alrededor del centro de los vacíos, los perfiles permiten inferir características del campo de velocidades dentro y fuera de los mismos. Al igual que con los perfiles de densidad, resulta natural esperar una dependencia del campo de velocidades peculiares con la presencia de una envolvente sobredensa. La figura 2.7 muestra la velocidad radial media en funci3n de la distancia al centro de los vacíos estudiados por [Ceccarelli et al. \(2013\)](#). Los perfiles corresponden a una muestra de vacíos esféricos con un contraste de densidad integrado $\Delta = -0.9$ identificada en una simulaci3n numérica dentro del modelo cosmol3gico ΛCDM . La línea continua describe el perfil de velocidad alrededor de la submuestra de vacíos de tipo R, mientras que la línea de trazos corresponde a los vacíos de tipo S. En acuerdo con las predicciones te3ricas, los vacíos exhiben una expansi3n radial que en promedio alcanza una velocidad de 300 km s^{-1} en aproximadamente $1 R_{\text{void}}$ y luego disminuye con la distancia. En el caso de

los vac3os de tipo S la direcci3n del flujo se invierte en dos radios de vac3o alcanzando una velocidad media de ca3da de 150 km s^{-1} a la misma distancia donde se ubican las c3scaras sobredensas, cerca de cuatro radios de vac3o. Por el contrario, los vac3os de tipo R s3lo muestran velocidades de expansi3n que disminuyen con la distancia al centro de los vac3os.

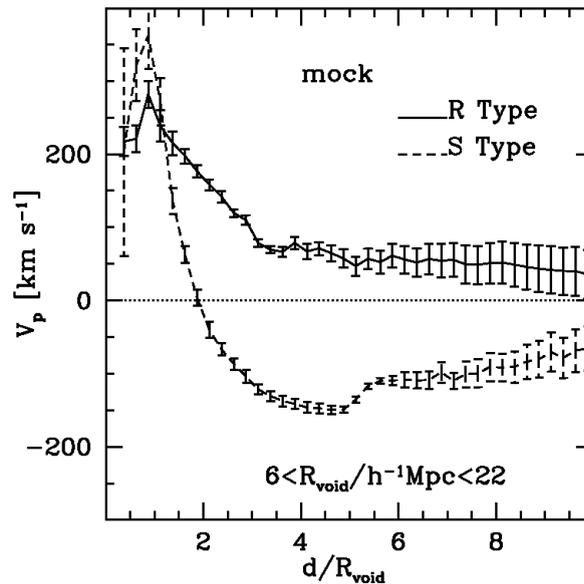


FIGURA 2.7: Perfiles de velocidad radial: Promedio de la velocidad radial alrededor de vac3os de tipo S (l3nea de trazos) y de tipo R (l3nea de trazos) en intervalos de distancia d en unidades de radios de vac3o R_{void} . Los valores corresponden a un muestra de vac3os esf3ricos identificados en un cat3logo mock con un contraste de densidad integrada $\Delta = -0.9$ y radios entre 6 y $22 h^{-1} \text{ Mpc}$. Figura extra3da de [Ceccarelli et al. \(2013\)](#)

La primera evidencia observacional de los dos r3gmenes din3micos y evolutivos que reflejan los perfiles de velocidad estuvo dada por las distorsiones en el espacio de redshift del SDSS. Analizando las distorsiones en las isodensidades de la correlaci3n cruzada vac3o-galaxia, [Paz et al. \(2013\)](#) encontraron isocontornos anisotr3picos consistentes con la expansi3n de grandes vac3os con perfiles de densidad que aumentan suavemente y con el colapso de peque3os vac3os rodeados por una envoltura sobredensa. Los modos opuestos son consistentes con los perfiles de los vac3os identificados dentro del modelo ΛCDM que se muestran en la figura 2.7 y los r3gmenes de evoluci3n *void-in-void* y *void-in-cloud*.

2.6. Influencia din3mica

Varios estudios han encontrado fuertes indicios de la influencia din3mica de los vac3os sobre el movimiento de las galaxias en el Universo Local. Los mapas de velocidades peculiares del Universo cercano muestran que las galaxias del Grupo Local se desplazan a $\sim 631 \text{ km s}^{-1}$ dentro de un flujo coherente en gran escala (Tully et al. 2008). Hist3ricamente, este flujo ha estado asociado a la presencia de un gran atractor. Sin embargo, del estudio detallado de las velocidades peculiares se desprende que la reconstrucci3n autoconsistente de la din3mica del Grupo Local debe incluir ineludiblemente la influencia repulsiva del Vac3o Local (Tully et al. 2008), muy pr3ximo al Grupo Local. As3 es como el movimiento del Grupo Local se divide en tres componentes casi ortogonales, una de $\sim 185 \text{ km s}^{-1}$ hacia el c3mulo de Virgo, otra de $\sim 455 \text{ km s}^{-1}$ hacia el c3mulo del Centauro y una tercera componente de $\sim 251 \text{ km s}^{-1}$ que se debe a la expansi3n del Vac3o Local. Este escenario que contempla la influencia del Vac3o Local mejora considerablemente la descripci3n de los campos de velocidad en el Universo cercano. Mientras que los estudios de los flujos c3smicos observados en los cat3logos Cosmicflows2 y CosmiFlows3 (Tully et al. 2013, 2016), que culminaron en la sugerencia de la hiper-agrupaci3n Laniakea como entidad din3mica local (Tully et al. 2014), tambi3n han sido de gran aporte, revelando la influencia repulsiva sustancial de los vac3os en el Universo local.

2.7. Red c3smica de vac3os y superc3mulos

Otro de los aspectos claves de los vac3os es su relaci3n con otras estructuras del Universo. Como ya hemos mencionado, los vac3os y los superc3mulos corresponden a los picos m3s grandes de densidad de la LSS. Dentro de los primeros estudios de la LSS se destacan aquellos dedicados a determinar la escala caracter3stica de las inhomogeneidades espaciales en el Universo. El trabajo de Einasto et al. (1994) confirma la presencia de una escala de entre 110 y 140 $h^{-1}\text{Mpc}$ para la red c3smica. Dada la regularidad observada en este patr3n de vac3os y superc3mulos, Frisch et al. (1995) investigaron las propiedades del espectro de potencia inicial que da lugar a estas fluctuaciones en gran escala, estableciendo que la red de vac3os y superc3mulos fue originada en una etapa muy temprana del Universo a partir de las fluctuaciones de densidad de mayor escala.

De acuerdo al modelo est3ndar de formaci3n de estructuras la distribuci3n de materia ha ido evolucionando a partir de peque3as fluctuaciones en el Universo temprano hasta constituir la compleja configuraci3n en gran escala observada. Durante este proceso evolutivo, por acci3n de la gravedad, las galaxias fluyen desde regiones inicialmente subdensas hacia regiones de mayor densidad. El an3lisis del transporte de materia en

diferentes entornos muestra como la materia fluye desde los vacíos a las paredes y, a trav3s de los filamentos, hacia los cúmulos que conforman las grandes aglomeraciones de materia en los nodos de la Red C3smica (Cautun et al. 2014). El colapso progresivo de la materia hacia regiones globalmente densas genera una red de estructuras y vacíos interconectados (Einasto et al. 1997, 2012). La formaci3n de vacíos y superestructuras entonces pueden ser consideradas como procesos complementarios, permitiendo analizar la LSS en t3rminos de las grandes estructuras de mayor densidad, o alternativamente en t3rminos de las grandes subdensidades.

La Red C3smica, compuesta por una amplia variedad de estructuras y subestructuras en un amplio rango de escalas y densidades, es la manifestaci3n m3s prominente del colapso gravitacional anisotr3pico y jer3rquico, representando la etapa de transici3n entre las estructuras lineales y no lineales. Los patrones de galaxias observados, por lo tanto, codifican los procesos f3sicos en el Universo temprano que forman picos en el campo de densidad, permitiendo mediciones potenciales de las densidades cosmol3gicas de materia oscura, radiaci3n y materia bari3nica. En este sentido las simulaciones num3ricas han sido de gran aporte ilustrando como la LSS ha ido evolucionando hasta formar una compleja red de estructuras no lineales interconectadas. Esta red tiene como nodos los cúmulos m3s masivos de galaxias, conectados a trav3s de filamentos y paredes. Las regiones de mayor densidad, usualmente denominadas supercúmulos, se encuentran en las intersecciones de paredes y filamentos. Es as3 como los supercúmulos contienen casi toda la masa de la red, mientras el volumen est3 dominado por los vacíos.

2.8. Cosmología con vacíos

Los vacíos contienen una cantidad importante de informaci3n sobre el escenario cosmol3gico subyacente. Como mencionamos en la secci3n anterior, junto con otras estructuras codifican los procesos f3sicos del Universo temprano que luego forman picos en el campo de densidad. Sin embargo, al poseer menos materia los vacíos se encuentran dominados por la energ3a oscura. Este es uno de los mayores atractivos de las grandes subdensidades. Su forma y evoluci3n no s3lo dependen de los modelos de gravedad sino que, adem3s, son m3s sensibles a la energ3a oscura que otras estructuras del Universo.

El inter3s en los vacíos se ha ido incrementando considerablemente en los últimos ańos por ser herramientas potencialmente poderosas para restringir modelos cosmol3gicos, fundamentalmente por dos razones. En primer lugar, los vacíos parecen ser din3mica y estructuralmente m3s simples que las sobredensidades y, adem3s, llenan la mayor parte del Universo. Y segundo, proyectos como eBOSS, del SDSS, y los futuros Euclid, LSST, VIPERS y WFIRST podr3n mapear la distribuci3n de galaxias en grandes volúmenes y

con gran detalle, incluso en regiones de escasa densidad. Las muestras de vacíos cubrirán un volumen, 10 veces mayor que el del SDSS, lo suficientemente grande para extraer información del Universo mediante una estadística robusta de los vacíos cósmicos.

Dentro de los test cosmológicos más prometedores, el test de Alcock Paczynski ([Alcock and Paczynski 1979](#)) es uno de los que ya ha sido aplicado a los vacíos en simulaciones numéricas ([Lavaux and Wandelt 2012](#)) y en datos observacionales ([Sutter et al. 2012a, 2014](#); [Hamaus et al. 2014](#)). Básicamente se trata de un método puramente geométrico que mide la expansión del Universo a partir de la observación de la forma de vacíos superpuestos. El test asume que en promedio los vacíos superpuestos tienen una simetría esférica, producto de la isotropía del Universo. Asumiendo un perfil de densidad de galaxias y velocidad alrededor de los vacíos es posible establecer las desviaciones de la esfericidad debido a las distorsiones de redshift.

El efecto Sachs–Wolfe integrado de los vacíos sobre el CMB también ha sido detectado ([Granett et al. 2008](#); [Cai et al. 2014](#); [Hotchkiss et al. 2015](#)). Este fenómeno que correlaciona los puntos calientes y fríos del CMB con las grandes estructuras del Universo, debido a un calentamiento o enfriamiento de los fotones que atraviesan sobre y subdensidades, también da cuenta de la historia de la aceleración del Universo.

La abundancia de los vacíos es otra de las cantidades sensibles a la historia de expansión del Universo y las teorías de gravedad. La abundancia de vacíos es sensible a la ecuación de estado de la energía oscura. Particularmente, cuando se combina con los datos del CMB tomados por la sonda Planck y los de las supernovas, el espacio de los parámetros cosmológicos se reduce considerablemente ([Pisani et al. 2015](#)). Asimismo, la abundancia de los vacíos y los perfiles de densidad sirven como test de diferentes modelos de gravedad modificada ([Li et al. 2012](#); [Cai et al. 2015](#))

La mayor parte de estas posibles aplicaciones de los vacíos como herramientas cosmológicas involucran modelos precisos de la forma, estructura y dinámica de los mismos. Sin duda, entender cada una de estas características y los posibles efectos sistemáticos de la dinámica de los vacíos resulta crucial para el desarrollo de estos proyectos de cosmología de precisión.

Datos

Capítulo 3

Datos

Para realizar el estudio estadístico de la dinámica y las correlaciones espaciales de los vacíos analizamos tanto datos observacionales como provenientes de una simulación numérica. Dentro de los datos observacionales se incluyen muestras de vacíos identificadas en la distribución de galaxias del relevamiento SDSS-DR7, como así también un catálogo de grupos de galaxias, un catálogo de superestructuras masivas y otro de velocidades peculiares, todos dentro del mismo volumen de estudio. Los datos provenientes de la simulación numérica corresponden a diferentes muestras de vacíos identificadas en una simulación que sigue la evolución de partículas de materia oscura dentro del modelo cosmológico Λ CDM. A continuación detallaremos los datos y el proceso de selección de cada una de las muestras analizadas en los siguientes capítulos.

3.1. Datos y selección de muestras en el SDSS

3.1.1. Catálogo de velocidades peculiares del SDSS

Para el estudio de la dinámica de los vacíos utilizamos el catálogo de velocidades peculiares de Wang et al. (2012), disponible en el sitio <http://gax.sjtu.edu.cn/data/Group.html>. El catálogo contiene las componentes tridimensionales del campo de velocidades peculiares en el espacio real del volumen del SDSS-DR7. Los datos están dados en un cubo de 1024^3 celdas que cubren la parte Norte del SDSS-DR7 con una resolución de $0.7h^{-1}\text{Mpc}$.

Las velocidades del catálogo fueron calculadas a partir de la teoría lineal que relaciona de forma sencilla la velocidad peculiar y la sobredensidad de materia, determinada en este caso, utilizando los grupos de galaxias como trazadores de materia. En el apéndice A se puede seguir detalladamente el formalismo implementado por Wang et al. (2012).

Allí también se podrá notar que la reconstrucción del campo de velocidades posee varias fuentes de incertezas: las distorsiones del espacio de redshift, los límites del relevamiento, las falsas identificaciones de grupos y la aproximación lineal. Cada una de ellas contribuye casi en igual medida a la incerteza total del método. De acuerdo al análisis realizado por Wang et al. (2012), el campo de velocidades peculiares es reconstruido de forma confiable en la región interior ($\sim 66\%$) del volumen del SDSS. En base a estas apreciaciones, sólo utilizaremos la parte interna del catálogo de velocidades peculiares limitando el volumen de estudio a unos $5 \times 10^6 h^{-3} \text{Mpc}^3$.

3.1.2. Catálogo de vacíos en el SDSS

La muestra observacional de vacíos corresponde a una muestra identificada en el catálogo espectroscópico de galaxias del SDSS-DR7 (Abazajian et al. 2009) adoptando una muestra completa en volumen hasta redshift $z = 0.12$ y con una magnitud absoluta límite en la banda r $M_r = -20.3$. La muestra de galaxias limitada por estos valores resulta lo suficientemente densa y extensa como para garantizar una identificación precisa y obtener resultados estadísticamente significativos. Utilizando las galaxias como trazadoras del campo de densidad, los vacíos fueron identificados siguiendo el algoritmo de Ruiz et al. (2015), descrito en la sección 2.2. Es decir, se identificaron como vacíos aquellas regiones esféricas con un contraste de densidad integrado $\Delta = -0.9$.

Con el objetivo de incluir los efectos del entorno en gran escala definimos dos submuestras de vacíos en función de la densidad de la región en la que se encuentran inmersos. Siguiendo el trabajo de Ceccarelli et al. (2013), aquellos vacíos con un perfil de densidad integrado creciente fueron clasificados como vacíos de tipo R, mientras que aquellos rodeados por una cáscara sobredensa, como de tipo S. Esta primera muestra de vacíos, denominada VoidsSDSSFull, contiene 627 vacíos, de los cuales 268 son de tipo R y 359 son de tipo S.

Para el estudio de la dinámica de los vacíos del SDSS sólo consideramos la submuestra de vacíos que pertenecen al volumen donde el campo de velocidades es confiable. Esta segunda muestra de vacíos del SDSS, denominada VoidsSDSS+vel, contiene un total de 246 vacíos, de los cuales 81 son del tipo R y 165, del tipo S.

3.1.3. Catálogo de superestructuras en el SDSS

Dentro de las grandes estructuras del Universo se distinguen los supercúmulos. Estas grandes aglomeraciones de materia contienen una gran variedad de estructuras de galaxias, desde galaxias aisladas hasta cúmulos ricos. Para analizar la relación entre la

dinámica de los vacíos y el entorno en gran escala consideramos el catálogo de las denominadas Estructuras Virializadas en el Futuro (“FVS” por sus siglas en inglés) de [Luparello et al. \(2011\)](#), un tipo específico de supercúmulos de galaxias.

Gran parte de los catálogos de supercúmulos son construidos a partir del método denominado “campo de densidad de luminosidad” ([Einasto et al. 2007](#)). Sin embargo, dado que estos sistemas aún se encuentran en proceso de virialización, hay cierto grado de ambigüedad en el umbral de densidad utilizado en el método. De acuerdo al modelo cosmológico estándar, el presente y futuro del Universo está dominado por la expansión acelerada. Los supercúmulos, que hoy se encuentran en formación, en el futuro serán las mayores estructuras virializadas del Universo. En el trabajo de [Dünner et al. \(2006\)](#), mediante el modelo de colapso esférico y la utilización de simulaciones numéricas, se calcula la densidad de masa crítica necesaria para que una estructura permanezca ligada y complete así su proceso de virialización.

Combinando el método de densidad de luminosidad ([Einasto et al. 2007](#)) con el criterio teórico para la masa de las estructuras de [Dünner et al. \(2006\)](#), [Luparello et al. \(2011\)](#) construyeron un catálogo de las denominadas “FVS”. Básicamente la construcción del catálogo involucra la determinación del campo de densidad de luminosidad mediante la convolución de la distribución espacial de las galaxias con una función kernel pesada por la luminosidad de cada galaxia. El campo de densidad es suavizado sobre una grilla compuesta por cubos de 1 Mpc de lado utilizando un kernel Epanechnikov de 8 Mpc de radio. Los grupos conexos de celdas con una densidad superior al umbral calibrado en una simulación numérica son seleccionados, asegurando que también se cumpla el criterio de densidad de masa crítica para que las estructuras permanezcan ligadas.

El catálogo de [Luparello et al. \(2011\)](#) contiene las FVS compiladas a partir de una muestra de galaxias limitada en volumen extraída del SDSS-DR7, en el rango de redshift $0,04 < z < 0,12$ y con una magnitud absoluta en la banda r de $M_r < -20,47$. La muestra contiene 150 superestructuras, compuestas por un total de 11394 galaxias, con una luminosidad que varía entre 10^{12} y $10^{14}L_{\odot}$ y sus volúmenes entre 10^2 y $10^5 h^{-1} \text{Mpc}^3$.

3.1.4. Catálogo de grupos en el SDSS

Dentro de la amplia variedad de catálogos de grupos de galaxias identificados en el SDSS adoptamos el utilizado por [Wang et al. \(2012\)](#) para reconstruir el campo de velocidades peculiares en la parte norte del SDSS-DR7 (sección 3.1.1). Los grupos del catálogo fueron seleccionados con el algoritmo desarrollado por [Yang et al. \(2005\)](#) optimizado para agrupar galaxias que residen en el mismo halo de materia oscura. El método asume una relación masa-luminosidad inicial para asignar una masa provisional a cada grupo.

Luego utiliza la masa para estimar el tamaño y la dispersión de velocidad del halo que aloja el grupo, que a su vez se utiliza para determinar la pertenencia al grupo. Este procedimiento se repite hasta lograr la convergencia, la cual no depende de la relación masa-luminosidad inicial.

El catálogo contiene información de 473808 grupos de galaxias tal como las posiciones angulares, el número de galaxias miembros y estimas de masa y luminosidad. Dado que el algoritmo identifica tanto galaxias individuales como asociaciones de galaxias que residen dentro de un mismo halo, el catálogo contiene un amplio rango de sistemas de galaxias, de los cuales sólo 113687 pertenecen a la región con velocidades peculiares confiables.

3.2. Datos y selección de muestras en la simulación numérica

Para los diferentes análisis dentro del modelo cosmológico Λ CDM en este trabajo utilizamos una simulación numérica de N-cuerpos que sigue la evolución de 1024^3 partículas de materia oscura en un volumen cúbico y periódico de $1000h^{-1}\text{Mpc}$ de lado. La simulación asume el modelo cosmológico descrito por los parámetros que mejor se ajustan a los datos de WMAP9 (Hinshaw et al. 2013): $\Omega_M = 0.28$, $\Omega_\Lambda = 0.72$, $h = 0.7$, $n = 0.96$ y $\sigma_8 = 0.82$. Las condiciones iniciales fueron generadas utilizando MUSIC (Hahn and Abel 2011), mientras que la simulación fue evolucionada hasta $z = 0$ con la versión pública de GADGET-2 (Springel 2005).

Los halos de materia oscura fueron identificados con el código ROCKSTAR (Behroozi et al. 2013) obteniendo un catálogo final de 3983265 halos con al menos 20 partículas. Dado que también utilizaremos los datos en el espacio de redshift construimos un catálogo de halos en el espacio de redshift desplazando las posiciones de los halos según lo expuesto en la sección 1.7. Es decir, desplazamos los halos en la dirección radial para un observador arbitrario a un nuevo redshift $z_{obs} = z + v_r/H_0$, donde v_r es la velocidad peculiar de los halos en la dirección radial.

3.2.1. Catálogos de vacíos en la simulación numérica

Los vacíos estudiados en la simulación numérica corresponden a las subdensidades del campo de densidad trazado por los halos de materia oscura en espacio real y en el espacio de redshift. Las diferentes muestras de vacíos fueron identificadas en el campo de densidad de materia trazado por los halos de materia oscura siguiendo el algoritmo

de Ruiz et al. (2015), descrito en la sección 2.2. Por ende, los diferentes catálogos de vacíos están compuestos por esferas subdensas con un contraste de densidad Δ fijo.

Dentro de las cinco muestras de vacíos de la simulación numérica tres corresponden a subdensidades esféricas con $\Delta = -0.9$ identificadas en el espacio real en $z = 0, 1, 2$, “VoidsSimuRSz0”, “VoidsSimuRSz1”, “VoidsSimuRSz2”, respectivamente. Mientras tanto, “VoidsSimuZSz0” está compuesta por los vacíos esféricos con $\Delta = -0.9$ identificados en el espacio de redshift en $z = 0$. Las últimas dos muestras, “VoidsSimuRSz1_sph” y “VoidsSimuRSz2_sph”, contienen las subdensidades esféricas identificadas en $z = 1$ y $z = 2$ con $\Delta(z)$, donde $\Delta(z)$ es el contraste de densidad que tiene una subdensidad en z que sigue evoluciona de acuerdo al modelo esférico alcanzando $\Delta = -0.9$ en $z = 0$. En la tabla 3.1 se detallan cada una de las muestras de vacíos identificadas. La tabla contiene el nombre de la muestra, el espacio y el redshift z en el cual los vacíos fueron identificados. La tabla, además, contiene el contraste de densidad Δ de los vacíos que componen la muestra, el número total n_T de vacíos y el número de vacíos de tipo R, n_R , y de tipo S, n_S .

TABLA 3.1: Características de los catálogos de vacíos

Catálogo	espacio	Δ	z	n_T	n_R	n_S
VoidsSDSSFull	de redshift	-0.90	<0.12	627	268	359
VoidsSDSS+vel	de redshift	-0.90	<0.12	246	81	165
VoidsSimuRSz0	real	-0.90	0	11246	5476	5770
VoidsSimuZSz0	de redshift	-0.90	0	11074	5241	5833
VoidsSimuRSz1	real	-0.90	1	7120	3856	3264
VoidsSimuRSz1_sph	real	-0.85	1	6138	2996	3142
VoidsSimuRSz2	real	-0.90	2	3003	1723	1280
VoidsSimuRSz2_sph	real	-0.80	2	2306	1064	1242

Capítulo 4

El movimiento de los grandes vacíos del Universo

4.1. Introducción

Las grandes subdensidades del Universo poseen características dinámicas propias, cuyo impacto en la distribución de materia en gran escala es comparable al de las sobredensidades. Debido a su naturaleza subdensa, la gravedad efectiva en estas regiones es menor a la media y como consecuencia los vacíos se expanden ejerciendo una influencia dinámica repulsiva sobre el entorno. En un escenario más amplio, la materia fluye desde los vacíos y las regiones subdensas hacia las paredes y luego, a través de los filamentos, a las grandes aglomeraciones de materia que forman los nodos de la Red Cósmica (van de Weygaert and Platen 2011; Cautun et al. 2014). En acuerdo con este escenario, las velocidades peculiares del Universo Local dan cuenta de la existencia de un flujo coherente a gran escala. Como hemos visto en el capítulo anterior, la reconstrucción autoconsistente de las velocidades de las galaxias que siguen este flujo coherente incluye ineludiblemente la atracción hacia los cúmulos de Virgo y Centauro, como así también la expansión del Vacío Local (Tully et al. 2013, 2016), confirmando observacionalmente la influencia dinámica sustancial que los vacíos ejercen sobre el entorno.

La existencia o no de un movimiento de los vacíos como un todo es otro aspecto clave de la dinámica de estas subdensidades. Si bien la mayoría de los estudios han estado limitados al análisis de las velocidades peculiares en y alrededor de los vacíos, en la literatura podemos encontrar algunas referencias. Gottlöber et al. (2003); Aragon-Calvo et al. (2010) y Wojtak et al. (2016) detectan desplazamientos no despreciables en el seguimiento de la evolución de vacíos esféricos y tipo ZOVOB. Mientras que Sutter et al. (2014), estudiando la evolución de vacíos tipo ZOVOB, no encuentran movimientos

significativos. Tratar de comparar estos resultados sobre una base común no es una tarea sencilla debido a los diferentes esquemas de identificación. Si tenemos en cuenta que el campo de velocidades peculiares está directamente asociado al contraste de densidad en gran escala, podemos esperar que muestras de vacíos identificados con diferentes umbrales de densidad tengan diferentes valores típicos de velocidades.

En este marco, dado que los vacíos contienen importante información de la LSS, el movimiento global de estas subdensidades amerita un estudio detallado. En esta parte del trabajo de tesis realizamos un estudio estadístico del movimiento global de los vacíos a partir de datos observacionales. Debido a la falta de muestras suficientemente grandes de velocidades peculiares, combinamos una muestra de vacíos identificados en el volumen del SDSS con el campo de velocidades peculiares reconstruido dentro de la aproximación lineal en el mismo volumen. Para dar validez a los resultados obtenidos analizamos en una simulación numérica los efectos del uso de velocidades linealizadas en la estima de las velocidades de los vacíos. En las siguientes secciones se incluye el análisis de la validez de las velocidades lineales, el cálculo de las velocidades de los vacíos y se muestra la relación del movimiento con el tamaño y el entorno circundante. Los resultados obtenidos en este capítulo forman parte de los trabajos de [Lambas et al. \(2016\)](#) y [Ceccarelli et al. \(2013\)](#), donde, además de analizar las propiedades estadísticas de las velocidades de los vacíos, se estudia en una simulación numérica el origen de las mismas.

4.2. Datos y selección de las muestras

Para el estudio de la dinámica de los vacíos utilizamos el catálogo de velocidades peculiares de [Wang et al. \(2012\)](#), descrito en el capítulo 3. El catálogo contiene las componentes tridimensionales del campo de velocidades peculiares en el espacio real de la parte Norte del SDSS-DR7 dispuestas en un cubo de 1024^3 celdas con una resolución de $0.7h^{-1}\text{Mpc}$.

En este y el siguiente capítulo analizamos la muestra de vacíos VoidsSDSS+vel descrita en la sección 3.1. La misma contiene los vacíos esféricos con un contraste de densidad integrado $\Delta = -0.9$ identificados en la distribución de galaxias dentro del mismo volumen que cubre el catálogo de velocidades peculiares. Con el objetivo de incluir los efectos del entorno en gran escala consideramos las dos submuestras de vacíos definidas en función de la densidad de la región en la que se encuentran inmersos. Es decir, adoptamos las submuestras de vacíos con un perfil de densidad integrado creciente, clasificados como vacíos de tipo R, y la submuestra de vacíos rodeados por una cáscara sobredensa, clasificados como de tipo S. En acuerdo con la tabla 3.1, la muestra contiene 246 vacíos, con tamaños entre 14 y $52 h^{-1} \text{Mpc}$ de diámetro, de los cuales 81 son del tipo R y 165, del tipo S.

La figura 4.1 muestra una sección de $5 h^{-1}$ Mpc de espesor del volumen del SDSS-DR7. Los círculos en color rojo delimitan las subdensidades clasificadas como vacíos de tipo R, mientras que los de color azul corresponden a los de tipo S. Las flechas representan los vectores del campo subyacente de velocidades peculiares, cuya longitud es proporcional a la magnitud de las velocidades. Aquellas que se observan en color naranja corresponden a la región confiable del catálogo de Wang et al. (2012), la cual restringe el volumen de estudio a sólo el 66 % del volumen del SDSS-DR7.

La figura 4.2 muestra la distribución de tamaños de los vacíos de la muestra VoidsSDSS-Full y el máximo valor, Δ_{\max} , del perfil de contraste de densidad integrado entre 2 y 3 radio de vacío. Este valor nos permite identificar la presencia o ausencia de una sobre-densidad circundante entre 2 y 3 radio de vacío, tomando valores positivos en el primer caso y negativos en el segundo. De esta forma, los vacíos de tipo R presentan valores $\Delta_{\max} < 0$, mientras que los vacíos de tipo S se caracterizan por un máximo en el perfil de densidad con $\Delta_{\max} > 0$.

Para validar los resultados obtenidos a partir del campo de velocidades linealizadas implementamos el método de linealización de las velocidades en un simulación numérica y comparamos las velocidades de los vacíos calculadas a partir de este campo y las velocidades obtenidas de las velocidades peculiares de las partículas de materia oscura. Utilizamos la simulación numérica descrita en el capítulo 3. La misma sigue la evolución de 1024^3 partículas de materia oscura en una caja periódica de $1000 h^{-1}$ Mpc de lado en el escenario Λ CDM. También consideramos la muestra de vacíos VoidsSimuRSz0 identificada en el espacio real de la distribución de halos de materia oscura en el redshift $z = 0$ de la simulación. La misma contiene 11246 vacíos esféricos con un contraste de densidad integrado $\Delta = -0.9$, con radios de entre 8 y $30 h^{-1}$ Mpc.

4.3. El movimiento global de los vacíos

4.3.1. Aproximación lineal

Antes de comenzar el estudio de la dinámica de los vacíos es necesario definir que valor adoptaremos para medir su movimiento y evaluar la aproximación del régimen lineal sobre el movimiento de los vacíos. Para ello implementamos el método de reconstrucción del campo de velocidades en la simulación numérica. Siguiendo el formalismo implementado por Wang et al. (2012), descrito en el apéndice A, construimos el campo de densidad de materia a partir de la distribución de halos de materia oscura por encima de una masa límite M_s , tal que $\log(M_s/M_\odot) = 14.75$. Luego, a partir de este campo de

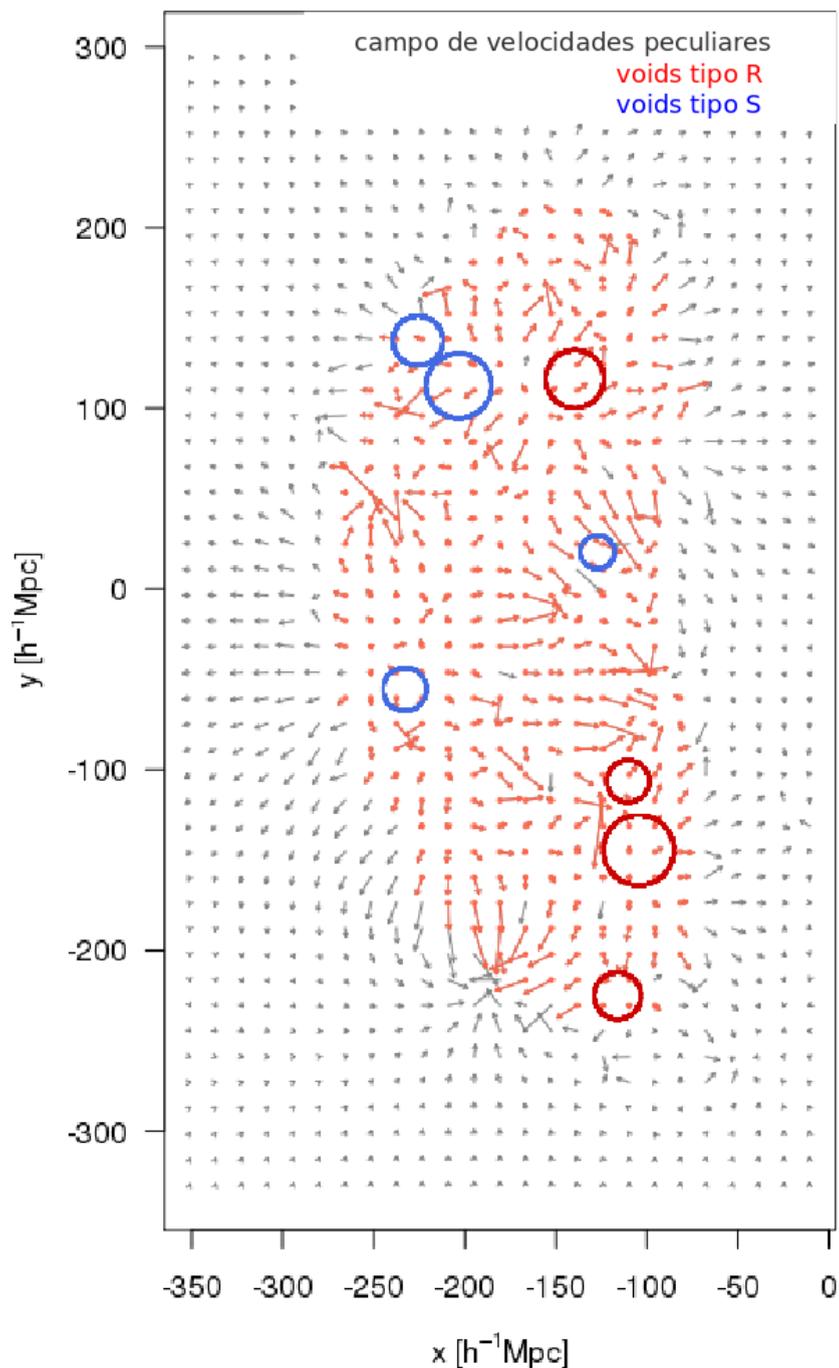


FIGURA 4.1: Campo de velocidades peculiares del catálogo de Wang et al. (2012). Las flechas en color gris corresponden al campo de velocidades peculiares de una sección delgada del SDSS. En color naranja se muestra la región con menor dispersión y error en las velocidades. Los círculos delimitan las subdensidades identificadas como vacíos dentro de $10 h^{-1}$ Mpc de ancho. En color rojo se muestran los vacíos embebidos en entornos subdensos (vacíos de tipo R). En color azul se muestran los vacíos rodeados por un entorno sobredenso (vacíos tipo S).

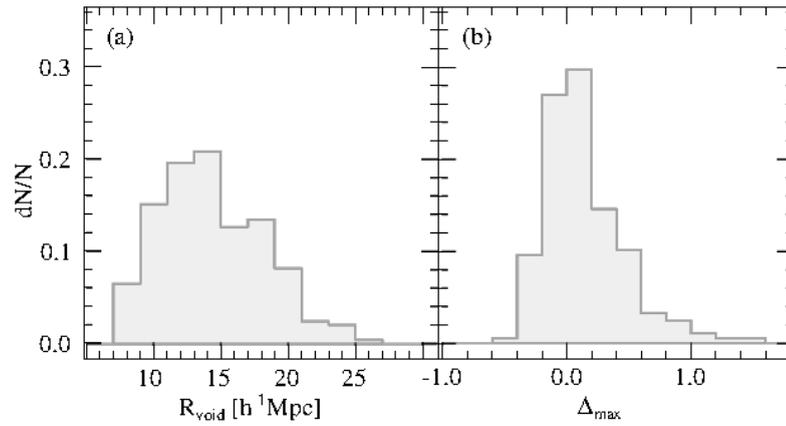


FIGURA 4.2: Histogramas normalizados de los radios R_{void} de los vacíos identificados en el SDSS (a) y del máximo contraste de sobredensidad Δ_{max} (b).

densidad calculamos el campo de velocidades peculiares utilizando la relación válida en el régimen lineal (ecuación A.3).

Dado que, por definición, los vacíos contienen muy pocos halos, a cada vacío le asignamos la velocidad promedio de los halos que se encuentran en la cáscara comprendida entre 0.8 y 1.2 radio de vacío, donde el número de halos y galaxias luminosas es mayor que en la región interna de los vacíos. A esta velocidad no lineal la denominamos V_{real} . De igual forma, a cada vacío también le asignamos el promedio del campo de velocidades lineales en la cáscara, V_{lineal} .

La figura 4.3 muestra la comparación entre las velocidades lineales V_{lineal} y no lineales de los vacíos V_{real} . Más específicamente, muestra la densidad de probabilidad de las diferencias relativas de los módulos de las velocidades, $||V_{\text{real}} - V_{\text{lineal}}|| / |V_{\text{real}}|$, en función del ángulo ϕ entre las direcciones de los vectores de velocidad. Allí puede notarse que los vectores velocidad están alineados dentro de 15° , mientras que los módulos se diferencian en menos del 30%. De acuerdo a lo obtenido en la simulación numérica, podemos decir que la teoría lineal resulta ser una aproximación adecuada para estimar las velocidades reales de las cáscaras de los vacíos.

4.3.2. Velocidad de los vacíos

En esta sección definimos que cantidad le asignaremos a cada vacío como medida de su movimiento. Para cada vacío de la simulación numérica y de la muestra del SDSS calculamos la velocidad de la región interna, \mathbf{V}_{core} , y de la cáscara, $\mathbf{V}_{\text{shell}}$, promediando el campo de velocidades peculiares dentro de 0.8 radio de vacío y en la cáscara comprendida entre 0.8 y 1.2 radio de vacío, respectivamente. La figura 4.3 deja ver la diferencia relativa entre las velocidades \mathbf{V}_{core} y $\mathbf{V}_{\text{shell}}$, y además muestra la distribución del ángulo θ entre

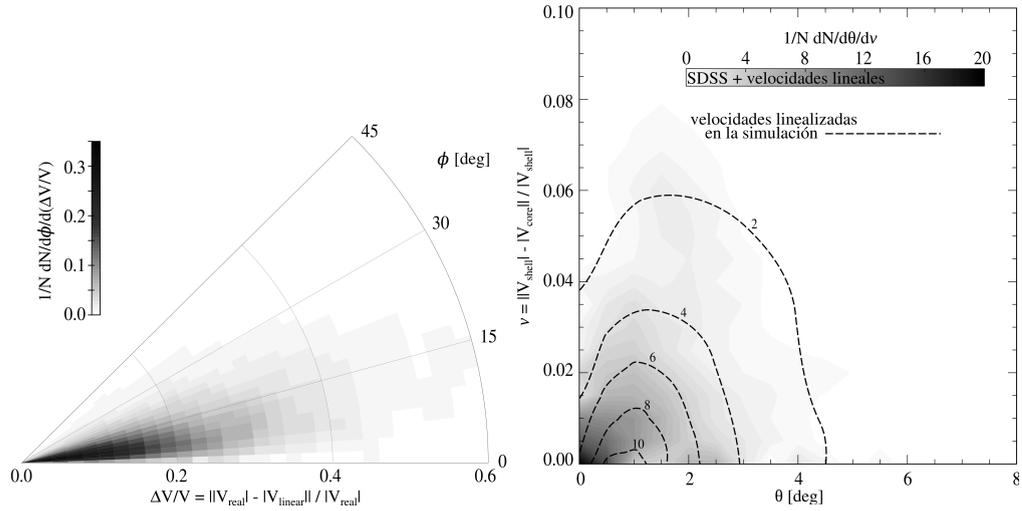


FIGURA 4.3: Izquierda: Densidad de probabilidad de las diferencias relativas entre las velocidades reales (no lineales), V_{real} , y las lineales, V_{linear} , en función del ángulo ϕ entre sus direcciones. Derecha: Densidad de probabilidad de las diferencias relativas entre las velocidades la región interna de los vacíos, V_{core} , y la de su cáscara, V_{shell} , en función del ángulo θ entre sus direcciones. En color gris se muestran los valores correspondientes a los datos del SDSS. Las líneas de trazos corresponden a isocontornos de la simulación.

sus direcciones. Allí podemos notar que la velocidad media de la cáscara y de la región interna de los vacíos son consistentes en magnitud y dirección. Es decir, la región interna de los vacíos y la cáscara que los rodea exhiben el mismo movimiento, desplazándose en el sistema de coordenadas comóvil como una entidad. Este resultado nos permite estudiar el movimiento de los vacíos asociando la velocidad de cada vacío a la de su cáscara, donde se encuentra la mayor parte de trazadores, ya sean halos o galaxias luminosas. De aquí en adelante, la velocidad de los vacíos estará definida por la velocidad de la cáscara comprendida entre 0.8 y 1.2 radio de vacío.

Ya definida la forma en que calculamos las velocidades de los vacíos, podemos continuar el análisis centrandonos en la distribución de las velocidades que se muestra en la figura 4.4. Allí podemos observar que el movimiento de los vacíos, lejos de ser despreciable, cubre un amplio rango de velocidades, desde unos pocos km s^{-1} hasta 1000 km s^{-1} , tanto para los vacíos de tipo R como para los de tipo S. Los vacíos de tipo S son más propensos a tener velocidades mayores que los vacíos de tipo R, alcanzando en algunos casos velocidades mayores a 800 km s^{-1} . Mientras que las velocidades de los vacíos de tipo R permanecen en su mayoría por debajo de 600 km s^{-1} . Esta tendencia también se observa en los valores medios, siendo de 370 km s^{-1} para los vacíos de tipo S y 310 km s^{-1} para los de tipo R.

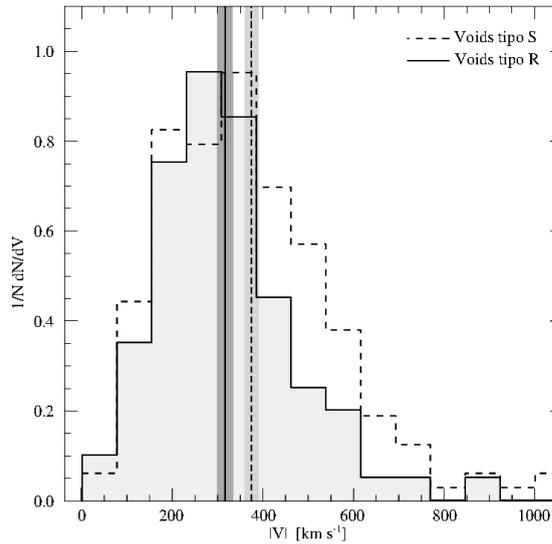


FIGURA 4.4: Distribución de las velocidades de los vacíos de tipo S, en línea de trazos, y de tipo R, en línea sólida. Las líneas verticales muestran el valor de la velocidad media de cada población, mientras las bandas sombreadas corresponden a los valores del error estándar de los valores medios.

4.3.3. El entorno en gran escala y su relación con el movimiento de los vacíos

Teniendo en cuenta que las fuentes de las velocidades peculiares son las fluctuaciones en el campo de densidad, también analizamos la dependencia de las velocidades con el tamaño y el entorno en gran escala. Para ello nuevamente tomamos el máximo en el perfil de densidad de galaxias alrededor de los vacíos, Δ_{\max} , como un indicador del entorno, siendo positivo para entornos sobredensos y negativo para entornos subdensos. La figura 4.5 muestra la mediana de la velocidad de los vacíos en intervalos de radio de vacío, R_{void} , y de Δ_{\max} . Podemos notar que los vacíos presentan movimientos significativos con velocidades que dependen del tamaño y el entorno. La figura deja ver una clara tendencia con velocidades de 200 km s^{-1} para vacíos con $\Delta_{\max} \sim -0.5$ y velocidades que superan los 400 km s^{-1} para vacíos con $\Delta_{\max} > 1.0$. La tendencia con el tamaño de los vacíos es similar. En resumen, los vacíos pequeños tienden a moverse más rápido que los de mayor tamaño, mientras que los vacíos que se encuentran en regiones de alta densidad presentan mayores velocidades que aquellos situados en regiones de baja densidad.

4.4. Discusión

Analizando el campo de velocidades peculiares en escalas cosmológicas hemos encontrado por primera vez que las grandes subdensidades del Universo presentan movimientos

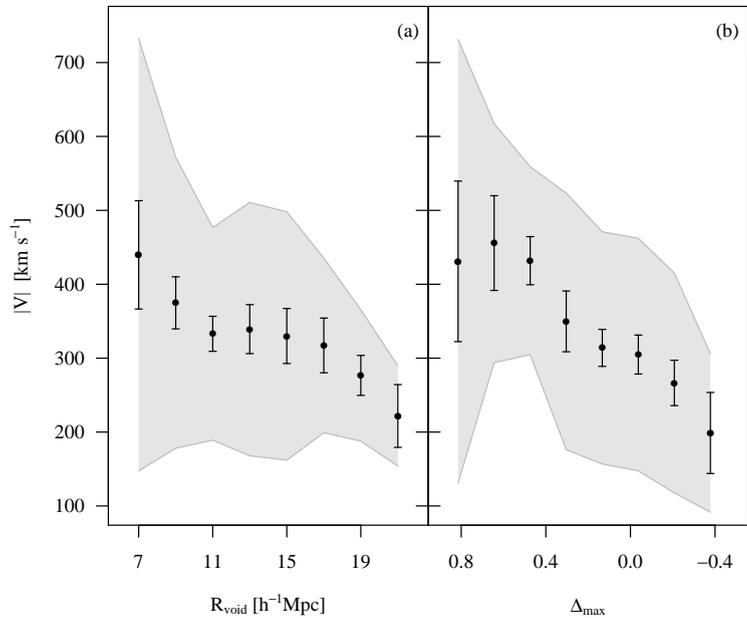


FIGURA 4.5: Mediana de la velocidad de los vacíos en: (a) intervalos de radio de vacío, R_{void} , y (b) intervalos de Δ_{max} . Las barras indican el error estándar de la mediana en cada intervalo y las áreas sombreadas muestran la desviación estándar.

globales significativos. Los vacíos esféricos con menos del 10 por ciento de la densidad media del Universo se desplazan en el sistema de coordenadas comóvil como una entidad dentro de un amplio rango de velocidades, con valores medios cercanos a las velocidades peculiares de grupos y cúmulos de galaxias. La magnitud de las velocidades con que se desplazan depende del tamaño y el entorno. La tendencia se refleja en las diferencias que muestran las distribuciones de velocidades de los vacíos clasificados según los perfiles de densidad tipo R y S.

Teniendo en cuenta que las fuentes de las velocidades peculiares son las fluctuaciones en el campo de densidad, la dependencia con el entorno puede ser comprendida en términos de una atracción gravitatoria de las sobredensidades que se encuentran en el entorno de los vacíos de tipo S. La influencia gravitatoria y, como consecuencia, el movimiento aumentaría con la sobredensidad. En contraposición a los vacíos de tipo S, aquellos rodeados por un medio de baja densidad no están sujetos a la atracción de sobredensidades. Sin embargo, los vacíos inmersos en entornos de media y baja densidad también presentan movimientos significativos, por lo que existiría algún otro mecanismo responsable del desplazamiento de los vacíos de tipo R y la dependencia con Δ_{max} , es decir, con del entorno.

Los resultados de este capítulo ponen de manifiesto un nuevo escenario, en donde los grandes vacíos del Universo y, por lo tanto, las galaxias que se sitúan en sus cáscaras se

desplazan a una velocidad promedio superior a 300 km s^{-1} . Las galaxias que escapan de los vacíos están sujetas a la expansión de las cáscaras de los vacíos con respecto a la región central y al movimiento de todo el vacío que imprime una velocidad superior al flujo saliente radial. Estos resultados pueden ser entendidos como un nuevo aporte en la interpretación de los flujos de materia en gran escala. Por un lado, el movimiento global de los vacíos podría completar el escenario de la dinámica del Universo local. Si bien la contribución de la expansión del Vacío Local mejora la descripción de los campos de velocidades en el Universo cercano, la velocidad peculiar estimada del grupo local todavía está en conflicto con la caída predicha a los cúmulos y la expansión del Vacío Local, debido a presencia de velocidades residuales de aproximadamente 200 km s^{-1} . Un movimiento del Vacío Local como el que observamos en los vacíos del SDSS introduciría una nueva componente en el movimiento de las galaxias del Grupo Local del orden de la velocidad residual. Por otro lado, los vacíos podrían arrojar nuevas mediciones de los movimientos de grandes volúmenes. El análisis de los flujos de grandes volúmenes de masa, de $50 h^{-1} \text{ Mpc}$ de diámetro o mayores, se encuentra limitado por el tamaño de los catálogos de velocidades peculiares, restringidos al Universo local y con una baja significancia estadística (Watkins et al. 2009). Debido a su dinámica relativamente simple, los movimientos en gran escala podrían ser estudiados a través del movimiento de los vacíos separando los campos de velocidades locales y globales.

Las velocidades de los vacíos podrían generar efectos sistemáticos en la identificación o en otros aspectos involucrados en los tests cosmológicos de precisión que tienen como protagonistas a los vacíos del Universo. El movimiento significativo de los vacíos analizados en este trabajo modifica el escenario esperado para estos tests cosmológicos en donde, en general, se asume que se trata de subdensidades con movimientos despreciables. Dentro de los tests planificados para los próximos grandes relevamientos de galaxias podemos mencionar el de Alcock-Paczynski y el efecto Sachs-Wolfe Integrado (sección 2.8). Ambos dependen de una descripción precisa del campo de densidad y velocidad alrededor de los vacíos, por lo que resulta crucial entender la dinámica de los mismos y sus posibles efectos en las mediciones cosmológicas.

Capítulo 5

Vacíos y movimientos en gran escala

En el capítulo anterior hemos observado por primera vez que los grandes vacíos del Universo presentan movimientos significativos. Dado que el campo de velocidades peculiares está directamente relacionado a la distribución de materia, resulta natural esperar algún patrón en el movimiento de los vacíos asociado a la presencia de fluctuaciones de densidad. En este capítulo continuamos el estudio de la dinámica de los vacíos del SDSS. Analizamos el movimiento relativo de los vacíos y estudiamos su relación con las superestructuras del Universo.

5.1. Movimiento coherente de los vacíos

Con el objetivo de analizar si el movimiento de los vacíos se distribuye al azar, o si su dinámica sigue algún patrón vinculado a la estructura a gran escala, en particular a la distribución de los vacíos, analizamos las velocidades relativas de los pares de vacíos. Primero exploramos la dirección del movimiento relativo a través del $\cos(\theta)$, donde θ es el ángulo entre los vectores posición y velocidad relativa del par (ver panel superior de la figura 5.1). Cuando los miembros de un par se acercan, el coseno del ángulo entre la velocidad relativa $\mathbf{V} = \mathbf{V}_2 - \mathbf{V}_1$ y la posición relativa $\mathbf{d} = \mathbf{d}_2 - \mathbf{d}_1$ es negativo, mientras que en el caso opuesto el coseno es positivo. La figura 5.1 muestra la distribución del $\cos(\theta)$ para los vacíos estudiados en el capítulo anterior que se encuentran a una distancia $d < 150h^{-1}$ Mpc. Mientras para un flujo no coherente se espera una distribución uniforme de $\cos(\theta)$, la distribución correspondiente a los vacíos del SDSS muestra una bimodalidad consistente con un exceso de pares acercándose y, en menor medida, alejándose entre sí.

Lejos del escenario ampliamente considerado, donde los vacíos permanecen en reposo, una parte importante de las grandes subdensidades del Universo se encuentra acercándose entre sí, mientras que otra se aleja. A lo largo de estos capítulos hemos visto que el entorno en gran escala es un factor determinante en la evolución de los vacíos. Explica la presencia de dos poblaciones: una expandiéndose y otra colapsando sobre sí misma. Al mismo tiempo, las velocidades con que se desplazan los vacíos aumentan con la densidad del entorno. Siguiendo en la misma dirección, hemos intentado vincular la bimodalidad con el entorno. Para ello calculamos el número de pares en intervalos de separación relativa d y de $\cos(\theta)$ para la muestra de vacíos de tipo S y tipo R. La figura 5.2 muestra las distribuciones de $\cos(\theta)$ para estas dos poblaciones por separado. Allí puede notarse que los pares de vacíos de tipo S están acercándose entre sí, mientras los pares de vacíos R están alejándose. El fenómeno se acentúa en las muestras de pares de vacíos que se encuentran a distancias menores a $80 h^{-1}$ Mpc. A distancias suficientemente grandes la coherencia en el movimiento se diluye a un movimiento no correlacionado entre pares de vacíos. Podemos decir entonces que el origen de la bimodalidad reside en el entorno en gran escala de los vacíos, ya que una vez que los vacíos son clasificados en tipo R y S, encontramos que los primeros conforman la población de los vacíos que se alejan entre sí y los segundos, la población de vacíos que se acercan mutuamente.

En la figura 5.3 se puede observar la magnitud de los movimientos relativos. Allí se muestra la velocidad relativa media en la dirección que une los pares de vacíos en función de la separación D entre pares de vacíos R-R (cuadrados rellenos) y S-S (círculos vacíos). Los puntos corresponden a los valores medios de $V_{\parallel} = |V|\cos(\theta)$ y las barras de error representan las incertezas derivadas a través del método de remuestreo Jackknife. Al igual que en los histogramas de la figura 5.2, podemos notar que el movimiento relativo de los vacíos disminuye con la distancia relativa de los pares. A distancias menores a $80 h^{-1}$ Mpc hay un claro exceso de pares acercándose y alejándose en la dirección que une sus centros. El movimiento relativo de los vacíos se observa incluso en escalas mayores, alcanzando en promedio magnitudes de $100\text{--}150 \text{ km s}^{-1}$ y una longitud de coherencia que llega a los $200 h^{-1}$ Mpc.

El movimiento relativo de los vacíos podría ser entendido en términos de la presencia de grandes sobre y subdensidades entre los miembros de los pares. Si consideramos pares de vacíos de tipo S probablemente encontremos una sobredensidad entre ellos que ejerza una atracción sobre ambos acercándolos entre sí. En el caso de los vacíos de tipo R, aquellos envueltos en un entorno subdensos, podrían estar bajo una influencia similar a la que ejerce la expansión de los vacíos sobre las galaxias de sus cáscaras. Una subdensidad entre pares de vacíos tipo R podría ser la responsable del alejamiento mutuo de estas subdensidades. En la sección 5.4 discutiremos más sobre el origen del movimiento coherente de los vacíos.

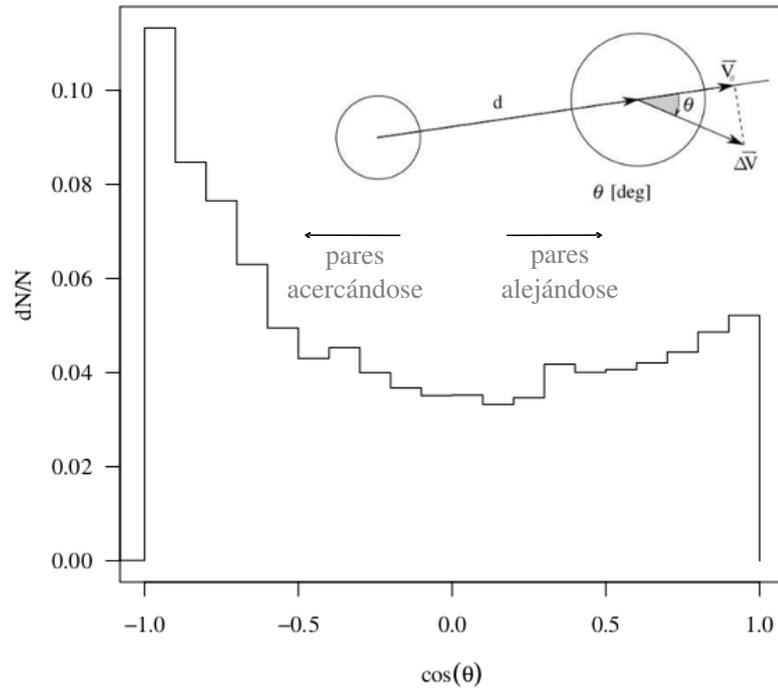


FIGURA 5.1: Histograma normalizado del $\cos(\theta)$, donde θ es el ángulo entre los vectores posición y velocidad relativa de los pares de vacíos que se encuentran a una distancia $d < 150h^{-1}$ Mpc.

5.2. Los vacíos y las superestructuras

Como hemos visto en la sección 2.7, las galaxias se distribuyen formando una red de vacíos y supercúmulos intimamente asociada al transporte de materia en gran escala. Por su parte, los vacíos presentan movimientos que están ligados a la presencia de grandes sobre y subdensidades. Resulta oportuno explorar una posible conexión dinámica entre los vacíos y las superestructuras masivas. En esta sección analizamos el movimiento relativo de los vacíos y las galaxias que se encuentran en sus cáscaras respecto a las superestructuras del SDSS. Para ello utilizamos las muestras de vacíos consideradas en el capítulo anterior, el catálogo de la superestructuras masivas de Luparello et al. (2011), el catálogo de grupos de galaxias y el campo de velocidades peculiares de Wang et al. (2012), descritos en la sección 3.1.

La figura 5.4 deja ver una sección de $150h^{-1}$ Mpc de lado perteneciente al volumen del SDSS-DR7. En color naranja se muestran las celdas que componen las FVS del catálogo de Luparello et al. (2011). En color rojo y azul se delimitan los vacíos clasificados según el entorno en tipo R y S, respectivamente. En la figura también se puede observar

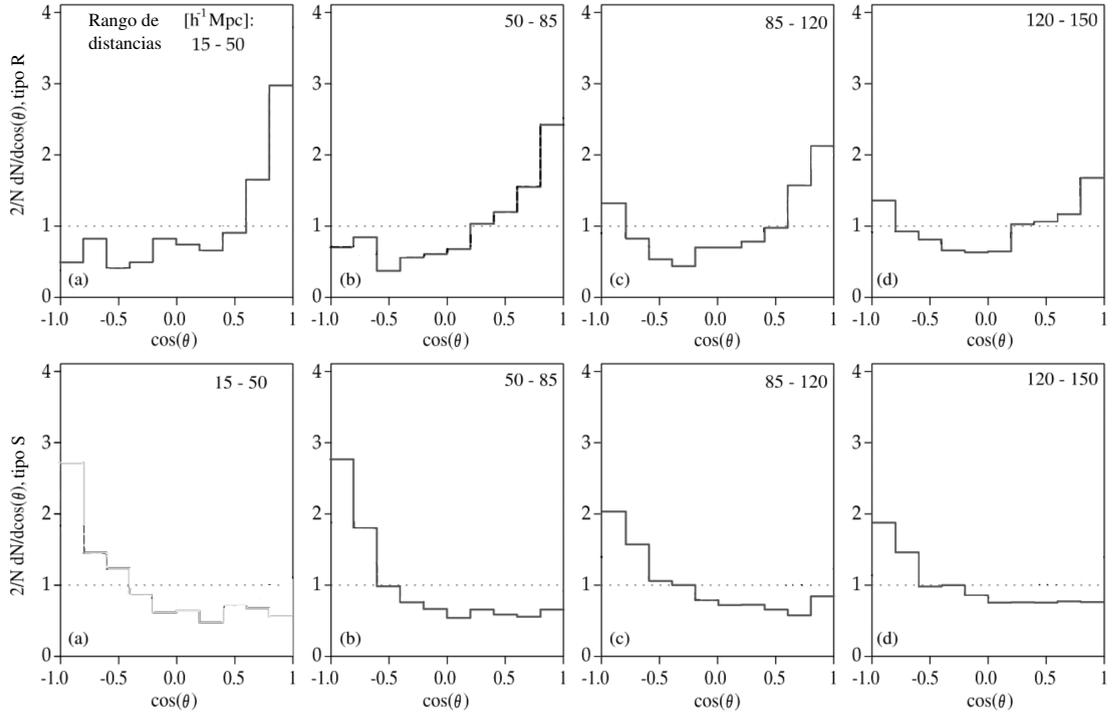


FIGURA 5.2: Bimodalidad del movimiento relativo. Histogramas de $\cos(\theta)$ correspondientes a distancias entre de pares de vacíos en los rangos $15\text{-}50 h^{-1} \text{ Mpc}$ (a), $50\text{-}80 h^{-1} \text{ Mpc}$ (b), $80\text{-}120 h^{-1} \text{ Mpc}$ (c) y $120\text{-}150 h^{-1} \text{ Mpc}$ (d). Los paneles superiores corresponden a los pares de vacíos de tipo R y los paneles inferiores a los de tipo S. Los histogramas están normalizados para mostrar el exceso de pares de vacíos con respecto al esperado para una distribución aleatoria.

el campo de velocidades peculiares subyacente. Tal como se espera, la magnitud de las velocidades aumenta en las proximidades de las celdas que componen las FVS. Al mismo tiempo podemos observar como los vacíos son atravesados por el campo de velocidades peculiares, desplazándose efectivamente sobre el volumen observado.

5.2.1. Movimiento relativo a las superestructuras

Para analizar la dinámica de los vacíos con respecto a las FVS cercanas es necesario definir la distancia vacío - FVS y la velocidad de las FVS. Dado que las FVS no pueden ser descritas como objetos geométricos simples, cantidades como posiciones o velocidades relativas no son fáciles de calcular. Como veremos a continuación, en este trabajo adoptamos un enfoque sencillo basado en principios dinámicos.

Para definir la posición y velocidad relativa de cada par vacío - FVS consideramos la región más densa de cada FVS, definida como el volumen cubierto por las celdas cuya densidad $\rho_{lum} > 6.3 \bar{\rho}_{lum}$, donde $\bar{\rho}_{lum}$ es la media de la distribución de densidad de luminosidad de las celdas de las FVS y 6.3 es la mediana de de la distribución

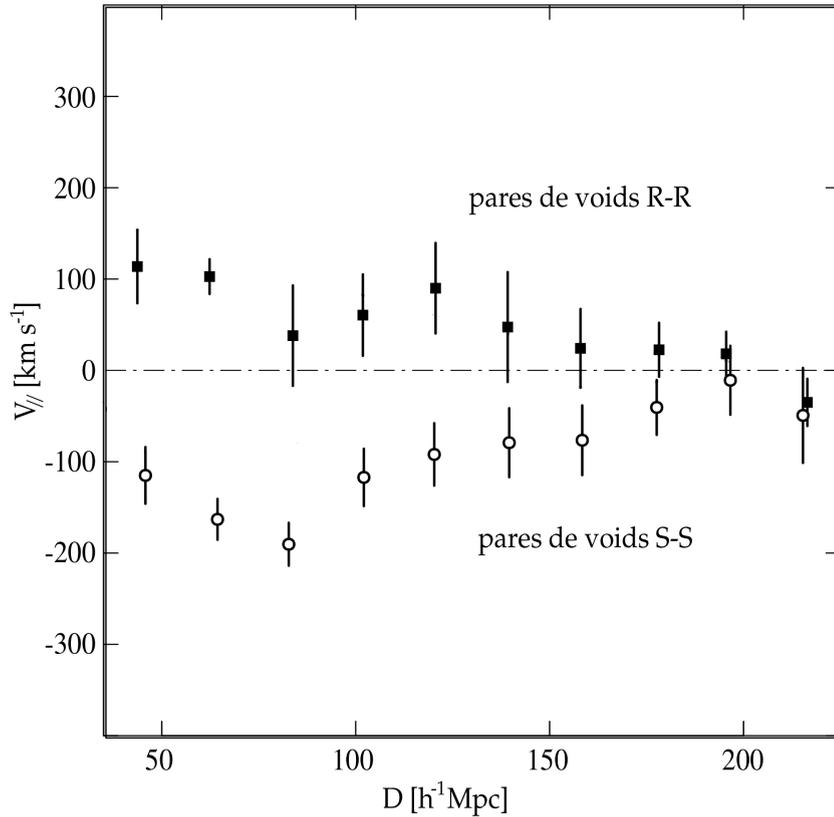


FIGURA 5.3: Velocidad relativa entre pares de vacíos en la dirección que une sus centros $V_{||}$ en función de la separación entre sus centros D . Los puntos llenos corresponden a los valores medios para los pares de vacíos tipo R. Los círculos vacíos corresponden a los pares de vacíos tipo S. Las barras indican las incertezas en los valores medios estimadas mediante el remuestreo de Jackknife.

de densidad de luminosidad de las celdas de las FVS. Como distancia vacío - FVS, $D_{\text{vacío-FVS}}$, consideramos la distancia entre el centro del vacío y la celda más cercana del núcleo denso de la FVS. Con esta distancia se identificó el par más próximo. Para estimar la velocidad de la celda del núcleo de la FVS más cercana se promedió el campo de velocidades peculiares del catálogo de Wang et al. (2012) dentro de una esfera centrada en la celda de alta densidad con un radio igual a la distancia entre el centro del vacío y esta celda.

Con las posiciones y velocidades de los vacíos relativas a la FVS más próxima calculamos la velocidad relativa proyectada en la dirección vacío - FVS, $|V|\cos(\theta)$. De acuerdo a la convención que adoptamos, los valores negativos de $\cos(\theta)$ indican la caída hacia la FVS, mientras que los valores positivos indican un desplazamiento en sentido opuesto a la FVS. La figura 5.5 muestra los valores medios de la velocidad de $|V|\cos(\theta)$ de los vacíos de tipo R y S en intervalos de distancia $d_{\text{vacío-FVS}}$, donde $d_{\text{vacío-FVS}}$ es la distancia entre el centro del vacío y la celda del núcleo de su FVS más cercana. Los valores sugieren que los vacíos ubicados a menos de $30 h^{-1}$ Mpc de la FVS más próxima se encuentran en

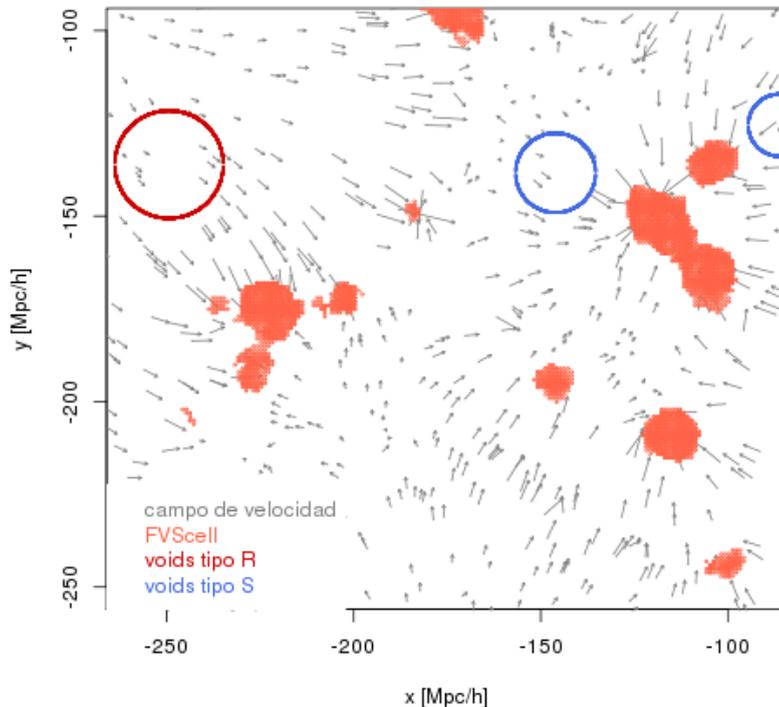


FIGURA 5.4: Campo de velocidades peculiares del catálogo de Wang et al. (2012). Las flechas corresponden al campo de velocidades peculiares de una sección delgada del SDSS. En color naranja se muestran las celdas que componen las FVS del catálogo de Luparello et al. (2011). Los círculos delimitan las subdensidades identificadas como vacíos dentro de $10 h^{-1}$ Mpc de ancho. En color rojo se muestran los vacíos embebidos en entornos subdensos (vacíos de tipo R). En color azul se muestran los vacíos rodeados por un entorno sobredenso (vacíos tipo S).

caída hacia la superestructura con una velocidad media de $\sim 150 \text{ km s}^{-1}$ para los vacíos de tipo S y de la mitad para los de tipos R. Dentro de los intervalos de incertezas la caída de los vacíos de tipo R y de tipo S son similares.

En la estima de las velocidades relativas hemos considerado la FVS más cercana, sin embargo, es posible que otras estructuras se encuentren a distancias similares. Tal caso podría generar una mayor dispersión en los datos debido la contribución de otra estructura ejerciendo una atracción en otra dirección. La influencia de otras estructuras vecinas dependerá de la proximidad y la masa de las mismas. Para contemplar este escenario calculamos la posición y velocidad relativa a la segunda FVS más próxima, denominada FVS⁽²⁾. Con el objetivo de analizar la dinámica de los vacíos relativa a las FVS y su dependencia con la distancia y la luminosidad de las superestructuras vecinas, consideramos la dirección del vector velocidad relativa a la FVS más próxima. Para ello calculamos el ángulo θ entre la posición y la velocidad relativa a la FVS más próxima,

FVS⁽¹⁾ (ver esquema en la figura 5.9). El ángulo θ permite explorar la dirección del movimiento de los vacíos respecto de la FVS más próxima. En el caso extremo $\cos(\theta) = -1$ el vacío del par se encuentra cayendo hacia la FVS en la dirección que une el centro del vacío con la FVS. En el caso opuesto, $\cos(\theta) = 1$, el vacío del par se aleja de la FVS en la dirección centro de vacío - FVS.

La figura 5.6 muestra la distribución de $\cos(\theta)$ en cuatro submuestras en donde pueden notarse los efectos de la distancia y la luminosidad L_{FVS} de las FVS más próximas. En el panel (a) se muestra el histograma correspondiente a los vacíos situados a una distancia d_1 de la FVS más cercana inferior al 60% de la distancia d_2 a la segunda FVS más próxima, con un cociente de luminosidad $\log(L_{\text{FVS}}^{(1)}/L_{\text{FVS}}^{(2)}) > 0.6$. En este caso existe una clara prevalencia de valores negativos de $\cos(\theta)$. En el panel (b) se muestra el histograma de $\cos(\theta)$ de los vacíos que se encuentran a menos de $20 h^{-1}$ Mpc a la FVS⁽¹⁾ que tienen una luminosidad total de al menos $10^{13}L_{\odot}$. Los paneles (c) y (d) corresponden a vacíos próximos a una FVS⁽¹⁾ con luminosidad total menor a $10^{13}L_{\odot}$. Los vacíos del panel (c) están situados a una distancia menor a $20 h^{-1}$ Mpc, mientras que los del panel (d) se encuentran a más de $30 h^{-1}$ Mpc de su FVS vecina. En los histogramas podemos observar que los vacíos más próximos a una FVS se encuentran preferentemente en caída hacia la superestructura. La tendencia es más notable si la FVS más cercana es mucho más luminosa y, por ende, más masiva que la segunda. La preferencia en la dirección del movimiento de los vacíos se invierte cuando estos están situados a distancias mayores de las FVS.

5.2.2. Movimiento de las galaxias en las cáscaras de los vacíos

El movimiento global de los vacíos añade una nueva componente a las velocidades peculiares de las galaxias. Con el objetivo de explorar los flujos de masa desde las cáscaras de los vacíos hacia las sobredensidades más grandes en esta sección analizamos la dinámica conjunta de las galaxias con respecto a los vacíos y a las FVS. Para ello utilizamos el catálogo de grupos de galaxias identificados por Wang et al. (2012) en el SDSS tal como se describe en el capítulo 3. Dado que el catálogo de grupos de Wang et al. (2012) contiene desde galaxias aisladas hasta grupos de galaxias, restringimos la muestra de estudio a los grupos con más de 5 galaxias. Además restringimos el análisis a grupos que se encuentran fuera de FVS y a una distancia a su FVS más próxima menor a $50 h^{-1}$ Mpc. Así, la muestra de estudio sólo comprende 727, de los cuales 91 se encuentran dentro de las cáscaras de los vacíos. En la figura 5.7 se muestran los histogramas normalizados de la luminosidad y número de galaxias de los grupos analizados. En la figura se distinguen los grupos que se sitúan en las cáscaras de los vacíos y aquellos no forman parte de los mismos. Si bien los grupos que se encuentran dentro y fuera de los vacíos

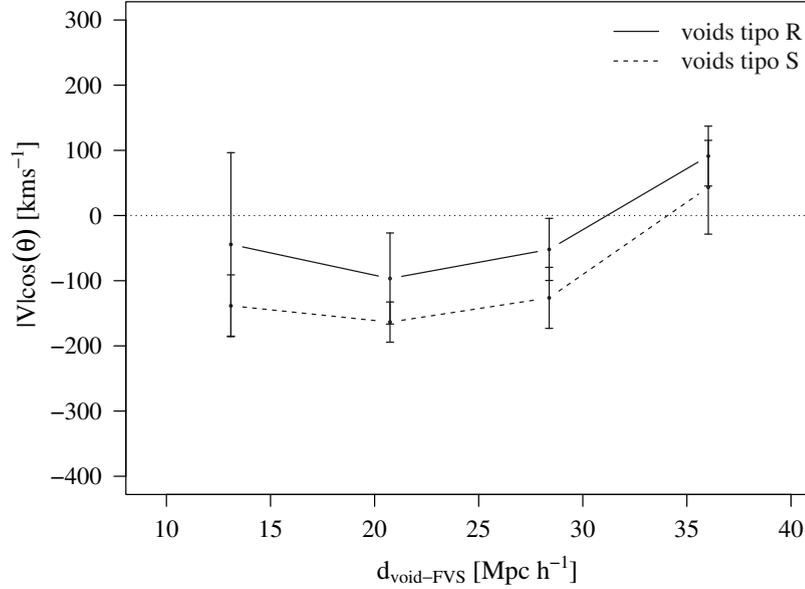


FIGURA 5.5: Velocidades de los vacíos relativa a su FVS más próxima en la dirección vacío - FVS en intervalos de distancia $d_{\text{void-FVS}}$. Los valores negativos indican movimientos de caída hacia la FVS. Los valores positivos indican desplazamientos en dirección opuesta a la FVS. La línea continua corresponde los valores medios para los vacíos de tipo R. La línea de trazos, a los vacíos de tipo S. Las barras indican el error estándar en la media de la velocidad.

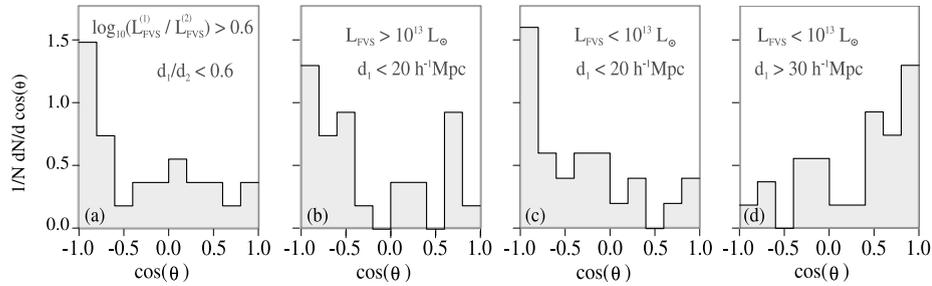


FIGURA 5.6: Histogramas de $\cos(\theta)$ para diferentes muestras de vacíos: (a) Vacíos que están a una distancia de su FVS más próxima, $FVS^{(1)}$, menor al 60 por ciento de la distancia a la segunda FVS, $FVS^{(2)}$, más cercana tal que $\log(L_{FVS}^{(1)}/L_{FVS}^{(2)}) > 0.6$, (b) Vacíos a distancias menores a $20 h^{-1}$ Mpc de su FVS más próxima, cuya luminosidad supera los $10^{13} L_{\odot}$, (c) Vacíos a distancias menores a $20 h^{-1}$ Mpc de su FVS más próxima, cuya luminosidad no supera los $10^{13} L_{\odot}$, y (d) Vacíos a más de $30 h^{-1}$ Mpc de su FVS más próxima con una luminosidad inferior a $10^{13} L_{\odot}$.

presentan luminosidades similares, existe una población de grupos que no pertenecen a ningún vacío con un número de galaxias que excede el número de miembros de los grupos que forman parte de los vacíos.

Tal como se definió la velocidad de los vacíos respecto a las FVS, calculamos las velocidades de los grupos relativas a la FVS más próxima. La figura 5.8 muestra los valores

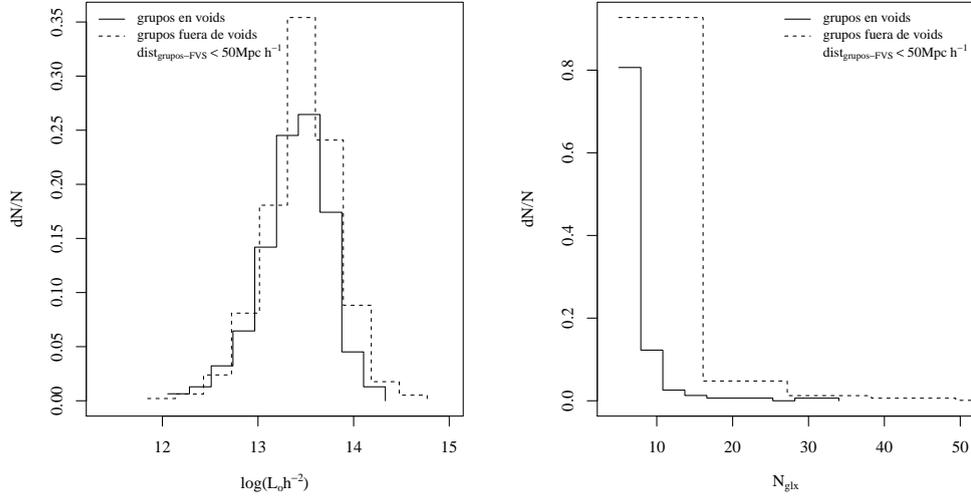


FIGURA 5.7: Grupos del SDSS próximos a FVS. Histogramas normalizados de la luminosidad (izquierda) y el número de galaxias (derecha) de los grupos de galaxias del SDSS con más de 5 galaxias, situados a una distancia de su FVS más próxima menor a $50 h^{-1} \text{Mpc}$. La línea continua corresponde a los grupos que se encuentran a una distancia entre 0.8 y 1.2 radio de vacío, mientras la línea de trazos describe los histogramas correspondientes a los grupos que se encuentran fuera de los vacíos (a más de 1.2 radio de vacío).

medios de la velocidad relativa de los grupos proyectada en la dirección grupo - FVS, $|V|\cos(\theta)$ en intervalos de distancia grupo - FVS. Distinguimos dos poblaciones de grupos, una que forma parte de los vacíos y otra que no. Los grupos que están situados dentro de los vacíos presentan velocidades de caída a las FVS menores que aquellos que se encuentran a la misma distancia de su FVS más próxima pero no pertenecen a un vacío.

Para analizar la posible influencia de los vacíos, analizamos las velocidades de caída de los grupos de acuerdo a su posición relativa al sistema vacío - FVS. Para ello utilizamos el ángulo ϕ entre su posición relativa al centro del vacío y la dirección que conecta el centro del vacío y la FVS más cercana (ver esquema en figura 5.9). Los grupos frente a la FVS tienen $\cos(\phi) > 0$, y los grupos opuestos a la FVS corresponden a $\cos(\phi) < 0$. En otras palabras, los valores negativos de $\cos(\phi)$ corresponden a una configuración galaxia - vacío - FVS (como en el esquema), mientras que los valores positivos indican una configuración vacío - galaxia - FVS. En la figura 5.9 puede observarse como dependiendo de la orientación relativa a la FVS grupos situados dentro de las cáscaras de los vacíos, a la misma distancia de su FVS más próxima, presentan un comportamiento diferente. Para un intervalo dado de distancia vacío - FVS aquellos grupos situados frente a la FVS (FVS - grupo - centro de vacío) se encuentran en caída a la FVS. Los grupos ubicados del lado opuesto a la FVS (FVS - centro de vacío - grupo) en el mismo intervalo de

distancia se alejan de su FVS más próxima. Es decir, los grupos de galaxias situados en la dirección opuesta a la FVS pueden vencer la caída a la FVS. Estos resultados son consistentes con que la expansión de la región interna de los vacíos imprime otra componente de velocidad al movimiento de las galaxias de sus cáscaras.

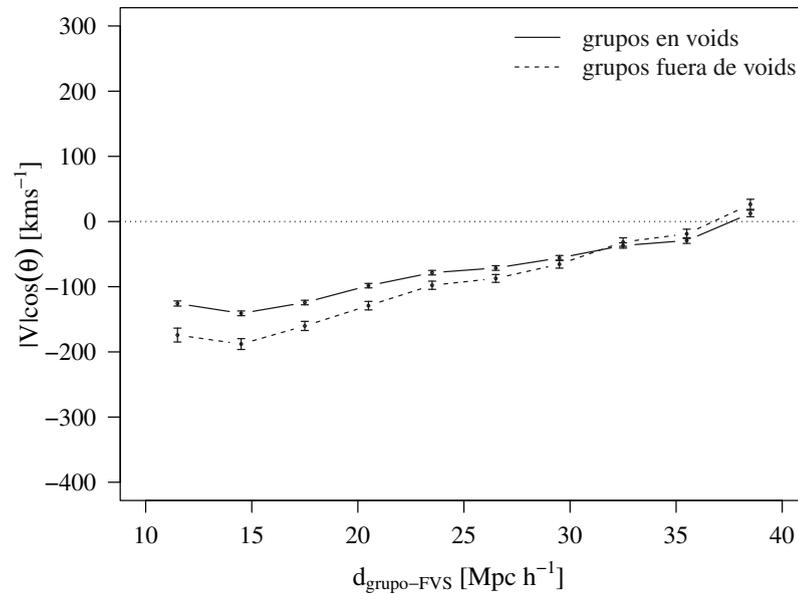


FIGURA 5.8: Velocidad relativa media de caída a la FVS más próxima, $|V|\cos(\theta)$, para los grupos de galaxias situadas en cáscaras de los vacíos (línea continua) y fuera de ellos (línea de trazos) en función de la distancia centro de vacío - FVS, $d_{\text{void-FVS}}$. Los valores corresponden a la media de la velocidad relativa proyectada en la dirección a la FVS, definida por el ángulo θ entre los vectores velocidad y posición de las galaxias relativas a la FVS

5.3. Perfiles de velocidad radial

El análisis de velocidades de caída de las galaxias de los vacíos a las FVS deja en evidencia la influencia gravitacional repulsiva que los vacíos ejercen sobre las mismas, incluso impidiendo la caída a su FVS más próxima. En la figura 5.10 podemos observar las diferentes componentes, si se quiere, del campo de velocidades peculiares de los vacíos. En el panel izquierdo se muestra el campo de velocidades peculiares subyacente en la región correspondiente a un vacío de tipo S (panel superior) y a otro de tipo R (panel inferior), ambos de la muestra estudiada. Las flechas representan los vectores de velocidad, cuya longitud es proporcional a su magnitud. El panel derecho se muestra el campo de velocidades peculiares relativas a la velocidad los vacíos. En las figuras del lado izquierdo podemos observar como el campo de velocidades peculiares atraviesa los vacíos,

lo cuales se desplazan en el sistema de coordenadas comóvil con esas velocidades. Al descontar el movimiento global de cada vacío en las figuras del lado derecho se evidencia el flujo divergente que caracteriza la dinámica interna de los vacíos e impide la caída de los grupos del lado opuesto a las FVS.

Como ya hemos mencionado los perfiles de velocidades radiales han sido ampliamente estudiados en simulaciones numéricas, a partir de las velocidades peculiares, y en los datos observacionales sólo a través de las distorsiones en el espacio de redshift (Paz et al. 2013). Para completar la descripción dinámica de los vacíos del SDSS calculamos los perfiles de velocidad radial a partir del campo de velocidades peculiares. Para las dos submuestras de vacíos primero calculamos el perfil medio de velocidad radial, V_p , promediando el campo de velocidades peculiares en la dirección radial en cáscaras esféricas alrededor de los vacíos. En la figura 5.11 en líneas delgadas se puede ver que los perfiles que se obtienen para los vacíos de tipo R muestran que las cáscaras que los rodean se encuentran en expansión, alcanzando una velocidad promedio máxima de 100 km s^{-1} a una distancia $\sim 1R_{\text{void}}$. La región interna de los vacíos de tipo S también se encuentra en expansión. Sin embargo, las cáscaras que los rodean se encuentran en un proceso de colapso, con velocidades de caída que en promedio alcanzan magnitudes $\sim 150 \text{ km s}^{-1}$ a $3.5 R_{\text{void}}$. Al descontar el movimiento global de los vacíos el promedio de las velocidades radiales en cada una de las cáscaras disminuye una pequeña cantidad, por lo que ambos perfiles son indistinguibles dentro de los errores estimados. En acuerdo con los trabajos previos de Sheth and van de Weygaert (2004b), Ceccarelli et al. (2013) y Paz et al. (2013), el campo de velocidades peculiares subyacente a los vacíos identificados en la distribución de galaxias muestra que estos pueden ser caracterizados por un régimen dinámico de expansión o colapso, determinado por su entorno.

5.4. Discusión

Los resultados obtenidos en este capítulo y el anterior forman parte de una serie de trabajos publicados (Lambas et al. 2016; Ceccarelli et al. 2016; Lares et al. 2017) en donde el movimiento coherente de los vacíos es estudiado también en una simulación numérica dentro del escenario Λ CDM. El análisis realizado en la simulación numérica cuenta un mayor volumen de estudio y por lo tanto con mejor significancia estadística. Los resultados obtenidos en este trabajo de tesis a partir de datos observacionales están en muy buen acuerdo con los resultados obtenidos en la simulación, validando el modelo cosmológico Λ CDM. En el trabajo de Ceccarelli et al. (2016), además, se estudia la relación entre el movimiento de los vacíos y el entono en gran escala analizando el campo de densidad suyacente a los vacíos. En los campos de densidad superpuestos, haciendo

coincidir la dirección del vector velocidad de los vacíos, puede observarse la presencia de una sobredensidad en gran escala en la dirección del movimiento de los vacíos y en otros casos una subdensidad en la dirección contraria. Los resultados sugieren que los vacíos son atraídos por las grandes sobredensidades y empujados por las subdensidades en gran escala. Es decir, el movimiento coherente de los vacíos estaría generado por las fluctuaciones de densidad a gran escala, tal como se plantea en el capítulo anterior y en la sección 5.1.

El acuerdo con la dinámica de los vacíos dentro del modelo Λ CDM agrega un posible escenario para los flujos en gran escala dentro del modelo cosmológico estándar. En el análisis que realizan (Watkins et al. 2009) el desplazamiento observado de una región cercana de $50 h^{-1}$ Mpc de diámetro a 400 km s^{-1} se encuentra en conflicto con el modelo Λ CDM según los autores, ya que un flujo masivo de esta magnitud no puede ser entendido en términos de la presencia de fuentes cercanas, como el Gran Atractor, sino que se debe a la presencia de fuentes situadas a grandes distancias. La observación de movimientos semejantes a este flujo debido a la presencia de fuentes que atraen o repelen los grandes vacíos arroja mediciones en acuerdo con el modelo Λ CDM.

Los resultados obtenidos a partir del análisis del movimiento de los vacíos y las galaxias de sus cáscaras respecto a las superestructuras muestran un buen acuerdo con los resultados obtenidos en la simulación numérica, aún utilizando una muestra de vacíos más pequeña y un campo de velocidades peculiares lineales cerca de regiones de alta densidad. Tanto en el modelo Λ CDM como en el Universo observable podemos interpretar el movimiento de las galaxias situadas en las cáscaras de los vacíos como una combinación de la expansión de la cáscara, el movimiento global y la caída hacia las superestructuras. A lo largo de estos capítulos hemos visto que el desplazamiento de los vacíos como una entidad aporta una componente al movimiento de las galaxias de 350 km s^{-1} en promedio, mientras la velocidad de caída a las superestructuras consideradas es de sólo 100 km s^{-1} y la componente asociada al flujo divergente o convergente de los vacíos es de aproximadamente 130 km s^{-1} . Los resultados apoyan un escenario donde la presencia de regiones de baja densidad contribuye significativamente al flujo de velocidad de las galaxias, por lo que la magnitud de estas componentes deben tenerse en cuenta en los modelos dinámicos de las galaxias.

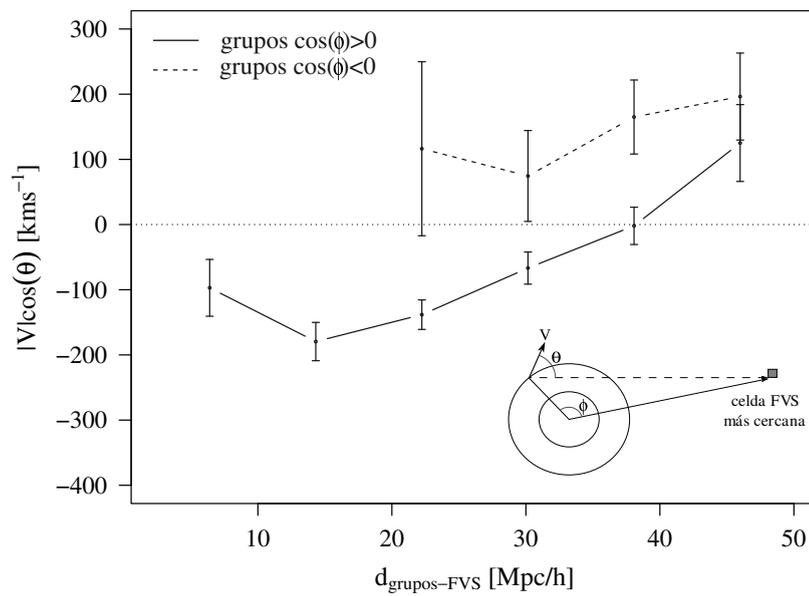


FIGURA 5.9: Velocidad relativa media de caída a la FVS más próxima, $|V|\cos(\theta)$, de las galaxias y grupos de galaxias situados en cáscaras de los vacíos en función de la distancia centro de vacío - FVS, $d_{\text{void-FVS}}$. La línea continua describe el movimiento relativo de las galaxias que se encuentran en la configuración vacío - galaxia - FVS, es decir, $\cos(\phi) > 0$, mientras que la línea a trazos corresponde a la configuración galaxia-vacío-FVS ($\cos(\phi) < 0$).

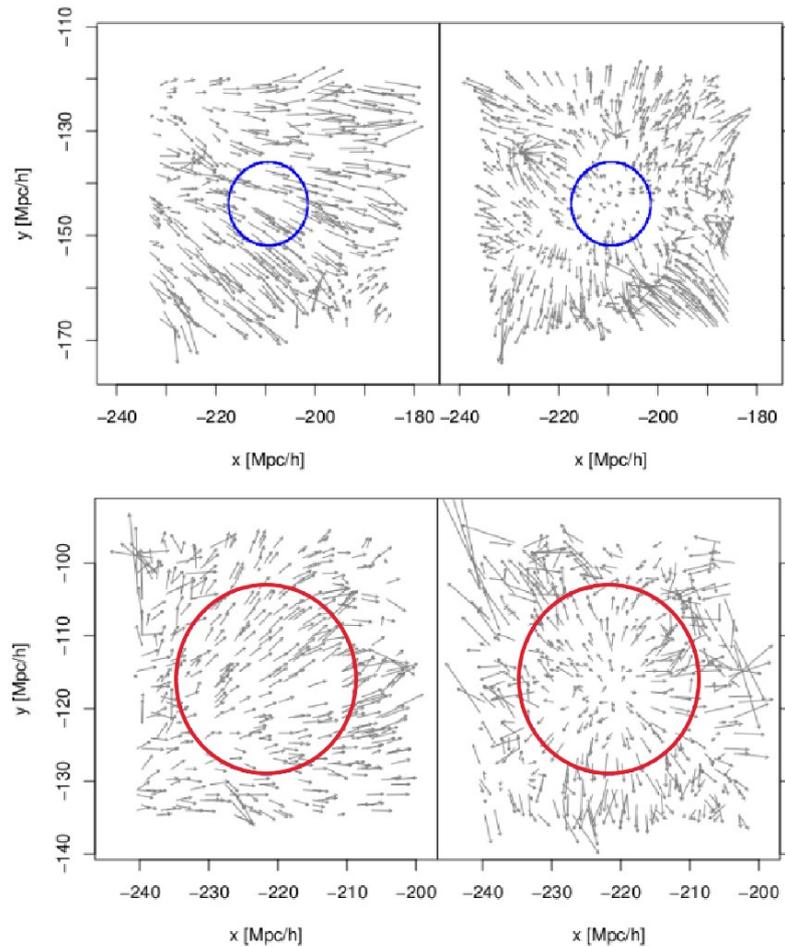


FIGURA 5.10: Campo de velocidades peculiares de vacíos. Las flechas corresponden al campo de velocidades peculiares de una pequeña sección delgada del SDSS centrada en dos subdensidades. Los círculos de color rojo delimitan un vacío embebidos en un entorno subdenso (vacío de tipo R). En color azul se muestra un vacío rodeado por un entorno sobredenso (vacío tipo S). En el panel izquierdo las flechas describen el campo de velocidades peculiares del catálogo de Wang et al. (2012), en el panel derecho las flechas corresponden al campo de velocidades peculiares relativo al movimiento global de los vacíos.

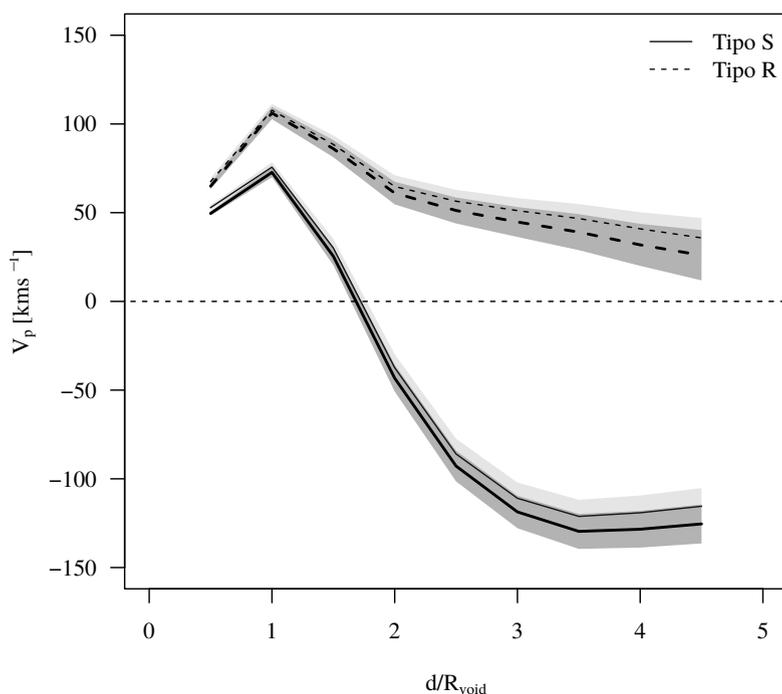


FIGURA 5.11: Perfiles de velocidad radial de los vacíos del SDSS: Promedio de las velocidades peculiares en la dirección radial, V_p , alrededor de los vacíos de tipo S (líneas continuas) y de tipo R (líneas a trazos) en intervalos de distancia d al centro de los vacíos en unidades de radio de vacío R_{void} . Los valores negativos corresponden a velocidades promedio que apuntan en la dirección al centro de los vacíos, mientras que los valores positivos corresponden a velocidades radiales que apuntan hacia afuera de la subdensidad. Los trazos gruesos, en ambos casos, describen el perfil de las velocidades radiales desactivadas del movimiento global de los vacíos.

Capítulo 6

Correlaciones espaciales de vacíos

6.1. Introducción

A lo largo estos capítulos hemos visto que los vacíos son uno de los aspectos más sobresalientes de la estructura en gran escala, encerrando valiosa información acerca del crecimiento y la evolución de las estructuras a través de su dinámica. De acuerdo al modelo estándar, los vacíos surgen a partir de las pequeñas fluctuaciones negativas del campo de densidad del Universo primordial. Por inestabilidad gravitatoria estas subdensidades crecen amplificando las pequeñas fluctuaciones negativas del Universo primordial mientras la materia fluye hacia los núcleos densos haciendo surgir la red de vacíos y supercúmulos conectados a través de paredes y filamentos. El proceso de formación de esta red también puede ser entendido en términos del crecimiento de las fluctuaciones positivas del Universo primordial. De ahí que la evolución de la LSS puede ser descrita mediante dos escenarios complementarios: la acreción de materia en objetos masivos y la expansión de regiones subdensas.

En este contexto, mientras los estudios de la LSS se centran en el *clustering* de galaxias y regiones de alta densidad, resulta natural explorar la medida relativa a las regiones subdensas. Explorar la distribución espacial de los vacíos nos ayudará a sumar piezas en el rompecabezas que venimos construyendo con el análisis de la dinámica de los vacíos. A su vez, nos sirve como punto de partida para nuevos estudios de la LSS centrados en los vacíos, con las ventajas que esto puede implicar sobre otras estructuras. Si bien los vacíos presentan cierto grado de subestructura y algunos aspectos como la distribución de materia y el campo de velocidades no son universales, su dinámica y evolución son relativamente más simples que las de las sobredensidades, o bien pueden ser entendidas en términos de su densidad y la del medio que los rodea. La dificultad hoy radica en que el análisis de muestras estadísticamente significativas involucra el uso de catálogos

de galaxias de gran volumen. No obstante, las simulaciones numéricas nos permiten explorar la correlación de los vacíos en un modelo cosmológico dado y, por ejemplo, hacer predicciones de la señal en los próximos grandes relevamientos.

Con el objetivo de caracterizar la distribución de los vacíos y su relación con el entorno, en este capítulo realizamos un análisis del grado de asociación a través de la función de autocorrelación de los vacíos identificados en una simulación numérica dentro del modelo cosmológico Λ CDM. También calculamos la función de correlación en el espacio de redshift y determinamos la función correspondiente a los vacíos del SDSS, analizados en los capítulos 4 y 5.

6.2. Antecedentes

En la literatura podemos encontrar varios antecedentes del estudio del clustering de los vacíos. En general, todos encuentran pequeñas amplitudes positivas en la función de correlación, consistentes con una tendencia a la formación de grupos de vacíos. En el análisis realizado por Padilla et al. (2005b) esta tendencia es más fuerte para el caso de los vacíos más grandes ($16 \leq R_{\text{voids}} \leq 20 h^{-1}$ Mpc), aunque la amplitud no es estadísticamente significativa debido al pequeño volumen de estudio. Para vacíos identificados en el SDSS y en realizaciones numéricas Clampitt et al. (2016) encuentran una señal más fuerte en el mismo rango de tamaños que Padilla et al. (2005b), pero con una tendencia que disminuye para vacíos más grandes. El clustering de los vacíos también ha sido estudiado mediante el espectro de potencia y el factor de *bias*, que describe en este caso la relación entre clustering de los vacíos y el clustering del campo de densidad de materia subyacente. Hamaus et al. (2014c) encuentran que la distribución de los vacíos está dominada por un ruido de Poisson para los vacíos pequeños y por una potencia pequeña para los grandes. En otro trabajo Hamaus et al. (2014) utilizan la función de correlación de vacíos identificados en una simulación numérica para estudiar la expansión del Universo a través del test de Alcock-Paczynski. Por último, en el trabajo de Liang et al. (2016) los autores también estudian la función de correlación, encontrando una señal que favorece un clustering más fuerte para los vacíos de mayor tamaño.

6.3. Datos y selección de la muestra

Para el análisis de las correlaciones espaciales en este capítulo consideramos las muestras de vacíos esféricos con un contraste de densidad $\Delta = -0.9$, “VoidsSimuRSz0”, “VoidsSimuZSz0” y “VoidsSDSSFull”, descritas en el capítulo 3. Las dos primeras corresponden

a las muestras de vacíos identificados en el espacio real y en el espacio de redshift, respectivamente, en $z = 0$ dentro de una simulación numérica que sigue la evolución de 1024^3 partículas de materia oscura en un volumen cúbico y periódico de $1000h^{-1}\text{Mpc}$ de lado en modelo ΛCDM . La tercera muestra corresponde al catálogo de vacíos esféricos con $\Delta = -0.9$ identificados en la distribución de galaxias del SDSS. Cabe señalar que, a diferencia de la muestra de vacíos del SDSS consideradas en los capítulos 4 y 5 para estudiar la dinámica de las subdensidades, esta muestra de vacíos es mayor ya que no se encuentra restringida por la extensión del catálogo de velocidades peculiares. Adoptar el catálogo completo de vacíos identificados en el SDSS permite incrementar la significancia estadística de las correlaciones espaciales estudiadas.

Siguiendo los criterios ya utilizados en este trabajo, aquí también consideramos las submuestras de vacíos de tipo R y tipo S, definidas en términos de la densidad de su entorno. La tabla 6.1 lista las principales características de las tres muestras analizadas, tal como el número total de vacíos n_T que componen la muestra, como el número n_R de vacíos que se encuentran entornos de baja densidad y el número de vacíos n_S que componen la submuestra de vacíos inmersos en entornos sobredensos.

TABLA 6.1: Características de los catálogos de vacíos analizados

Catálogo	espacio	Δ	z	n_T	n_R	n_S
VoidsSimuRSz0	real	-0.90	0	11246	5476	5770
VoidsSimuZSz0	de redshift	-0.90	0	11074	5241	5833
VoidsSDSSFull	de redshift	-0.90	<0.12	627	268	359

La figura 6.1 muestra una sección de la caja de la simulación en $z = 0$, donde los círculos en color rojo delimitan los vacíos de la muestra “VoidsSimuRSz0” que se encuentran inmersos en un entorno en gran escala subdenso (tipo R) y los círculos azules corresponden a los vacíos rodeados por una cáscara sobredensa (tipo S).

La figura 6.2 muestra la densidad numérica de los vacíos de la simulación numérica en función del radio, R_{void} . La línea continua corresponde al histograma normalizado para la muestra de vacíos tipo R, mientras que la línea de trazos corresponde a la muestra de vacíos tipo S. En la figura 6.3 pueden observarse la densidad numérica correspondiente a los vacíos de tipo R y S del SDSS. Tanto en el espacio real como en el espacio de redshift los vacíos identificados en la distribución de halos de materia oscura en $z = 0$ presentan radios entre 8 y $27 h^{-1}$ Mpc, similares a los de los vacíos identificados en la distribución de galaxias del SDSS.

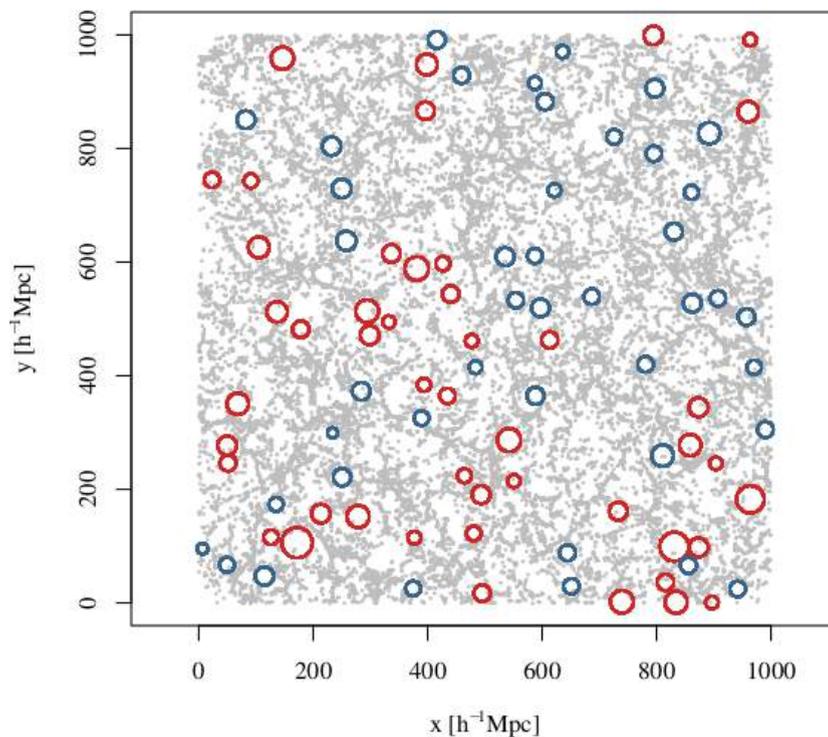


FIGURA 6.1: Vacíos identificados en la distribución de halos de materia oscura dentro de una sección de $6 h^{-1}$ Mpc en la simulación numérica en $z = 0$. Los círculos rojos delimitan los vacíos embebidos en entornos subdensos (tipo R), mientras los círculos azules delimitan los vacíos rodeados por un entorno sobredenso (tipo S).

6.4. Función de correlación en el espacio real

Como vimos en la sección 1.6.1 existen diferentes estimadores de la función de correlación, los cuales ha sido propuesto para minimizar las incertezas provenientes del *bias* y la varianza. Dado que la muestra de vacíos es estudiada dentro de un volumen periódico, el cálculo de la función de correlación ξ se encuentra libre de los efectos provenientes de los bordes del catálogo, por lo cual el estimador natural resulta una opción apropiada para el cálculo de ξ . Luego, para obtener la función de correlación de dos puntos de los vacíos adoptamos el estimador natural:

$$\xi(r) = \frac{N_{\text{rd}}}{N_v} \frac{DD(r)}{RR(r)} - 1, \quad (6.1)$$

donde $DD(r)$ es el número de pares de centros de vacíos de la muestra que se encuentran a una distancia r dentro del intervalo $[r - dr, r + dr]$, $RR(r)$ es el número de pares correspondiente a una muestra uniforme de vacíos con la misma distribución de tamaños,

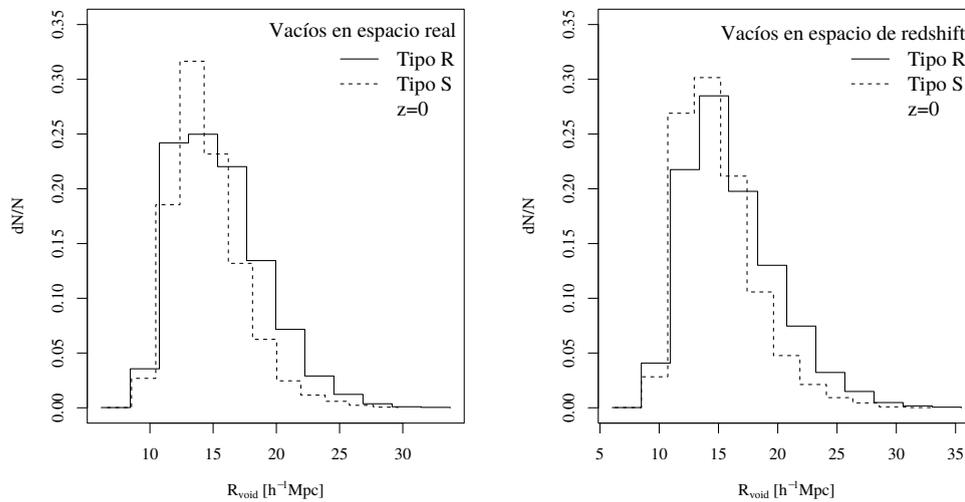


FIGURA 6.2: Tamaño de los vacíos en la simulación numérica: Histogramas normalizados de los radios R_{void} de los vacíos identificados en $z = 0$ en el espacio real (izquierda) y en el espacio de redshift (derecha) de la simulación numérica. Las líneas continuas describen los histogramas de los vacíos inmersos en entornos subdensos (Tipo R). Las líneas de trazos describen los histogramas correspondientes a los vacíos envueltos por un medio circundante sobredenso (Tipo S).

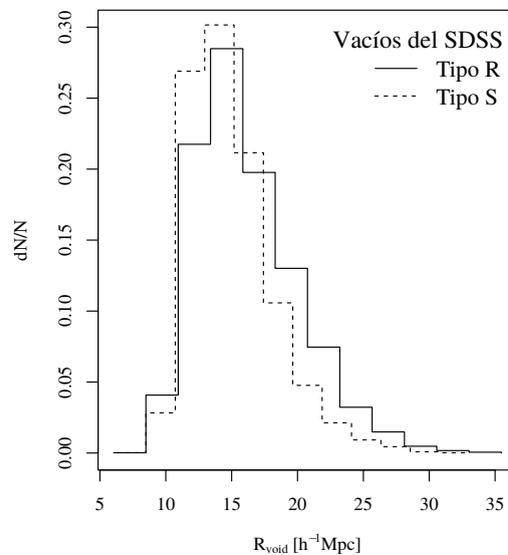


FIGURA 6.3: Tamaño de los vacíos del SDSS: Histogramas normalizados de los radios R_{void} de la muestra de los vacíos del SDSS. La línea continua describe el histograma de la submuestra de vacíos inmersos en entornos subdensos (Tipo R). La línea de trazos describe el histograma de la submuestra de vacíos envueltos por un medio circundante sobredenso (Tipo S).

N_v es el número de vacíos de la muestra y N_{rd} el tamaño del catálogo “random” (sección 1.6).

A diferencia de los trazadores de la LSS más utilizados, los vacíos presentan tamaños no despreciables con dimensiones comparables a las escalas en donde se observa la señal de correlación. Por ello adoptamos el principio de exclusión que descarta la superposición de esferas, en este caso del catálogo de vacíos random, ya que por definición los vacíos estudiados en este trabajo no se superponen. Generalmente, el catálogo de los objetos random es mucho más grande que el de los objetos de interés para disminuir los errores. No obstante, debido al tamaño finito de los vacíos y al principio de exclusión, promediamos ξ sobre 100 realizaciones, cada una con un catálogo diferente de vacíos random con $N_{rd} = N_v$ y la misma distribución de tamaños que la muestra de vacíos estudiados.

Las incertezas estadísticas fueron calculadas utilizando el método de remuestreo Jackknife. Para ello efectuamos N_v realizaciones Jackknife eliminando el j -ésimo elemento de la muestra y calculamos la función de correlación para la j -ésima realización Jackknife:

$$\xi_{[j]}(i) = \frac{DD_{[j]}}{\langle RR(i) \rangle} \frac{N_v}{N_v - 1} - 1 \quad (6.2)$$

Dado que los pares random-random, $RR(i)$, no son afectados por el remuestreo utilizamos el promedio $\langle RR(i) \rangle$. El factor $N_v/(N_v - 1)$ compensa los diferentes números de centros vacíos.

Con cada una de las realizaciones estimamos el promedio Jackknife:

$$\bar{\xi}_J(i) = \frac{1}{N_v - 1} \sum_{j=1}^{N_v} \xi_{[j]}(i), \quad (6.3)$$

donde $\xi_{[j]}(i)$ es la j -ésima realización Jackknife, es decir, el valor de ξ calculado eliminando el j -ésimo elemento.

Finalmente, estimamos la incerteza a partir de la expresión:

$$\hat{\sigma}_J^2(i) = \frac{N_v - 1}{N_v} \sum_{j=1}^{N_v} (\bar{\xi}_{[j]}(i) - \bar{\xi}_J(i))^2 \quad (6.4)$$

La figura 6.4 muestra en línea continua la función de correlación ξ de los vacíos esféricos con $\Delta = -0.9$ en el escenario Λ CDM. Allí puede observarse que estas subdensidades tienden a estar agrupadas en escalas de hasta $50 h^{-1}$ Mpc. La diferencia con respecto a una distribución uniforme se vuelve más significativa si se analiza el clustering de los vacíos en entornos de alta y baja densidad por separado. En particular, la correlación

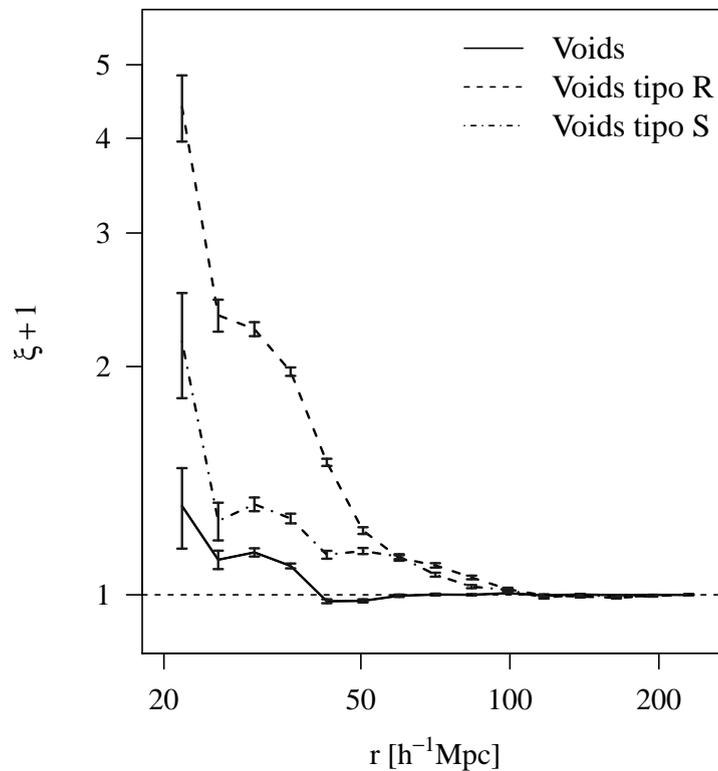


FIGURA 6.4: Clustering de los vacíos: Función de correlación ξ de la muestra total de vacíos (línea continua) y de las submuestras de vacíos tipo R (líneas de trazos) y tipo S (líneas de puntos). Las barras de error corresponden a las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife.

de los vacíos de tipo R es significativamente mayor que la de la muestra total y la correspondiente a los vacíos de tipo S. Además, mientras que a distancias $r > 50h^{-1}\text{Mpc}$ la distribución de todos los vacíos no sigue ningún patrón, los vacíos de tipo R y S muestran una señal positiva que se diluye en aproximadamente $100h^{-1}\text{Mpc}$.

En cada intervalo de distancia r la función de correlación que se observa en la figura 6.4 contiene la contribución de vacíos de diferentes tamaños. Es decir, en el conteo de pares de vacíos en cada intervalo de distancia se mezclan diversas configuraciones geométricas. Para una determinada distancia la señal de correlación puede incluir la contribución de un par de vacíos en contacto, como así también la de un par separado por varios radios de vacío. Con base en estas consideraciones también calculamos la correlación en función de la distancia normalizada a la suma de los radios de los vacíos del par $r/(R_1 + R_2)$. Una separación de $r/(R_1 + R_2) = 1$ corresponde al caso en que los vacíos del par se encuentran en contacto, con una separación entre los centros igual a la suma de sus radios. En la figura 6.5 podemos observar una tendencia similar a la que se encuentra en

unidades de h^{-1} Mpc, pero con una incerteza menor. En escalas menores a $1.5(R_1 + R_2)$ los vacíos tienden a estar agrupados, siendo más fuerte esta tendencia para los vacíos de tipo R. A distancias mayores a $1.5(R_1 + R_2)$ la distribución espacial de la muestra total es consistente con una distribución uniforme, mientras que las dos submuestras de vacíos presentan un similar grado de asociación que se diluye cerca de los $3(R_1 + R_2)$.

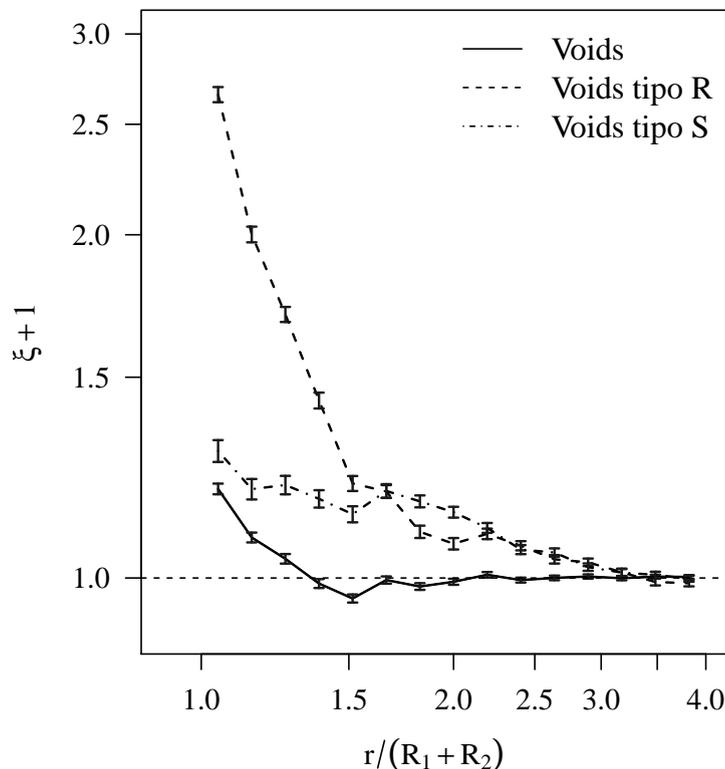


FIGURA 6.5: Clustering de los vacíos: Función de correlación ξ de la muestra total de vacíos (línea continua) y las submuestras de vacíos de tipo R (línea de trazos) y de tipo S (línea de puntos). Las distancias se encuentran normalizadas a la suma de los radios de cada par ($R_1 + R_2$), tal que $r/(R_1 + R_2) = 1$ corresponde a vacíos que están en contacto. Las barras de error indican las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife en cada intervalo de distancia.

6.5. Función de correlación en el espacio de redshift

La función de correlación tridimensional se puede medir directamente en el espacio de redshift estableciendo la posición radial de los objetos de interés a partir del redshift en los espectros. En el caso de las galaxias las velocidades peculiares producen un patrón de clustering aparente que difiere del real. Como hemos visto en la sección 1.7, las distorsiones en el espacio de redshift reducen la amplitud del clustering a escalas pequeñas,

donde el movimiento de las galaxias dentro de las estructuras virializadas, como los grupos y cúmulos de galaxias, tiende a difuminar las posiciones de las galaxias inferidas con el redshift. En escalas más grandes las distorsiones aumentan la concentración de las galaxias que caen dentro un flujo coherente hacia estructuras que se encuentran colapsando.

Los vacíos, como otras estructuras del Universo, tienden a formar asociaciones. La función de correlación de los vacíos $\xi > 0$ en escalas de hasta $100 h^{-1}$ Mpc. En el capítulo 4, además, hemos visto que los vacíos presentan movimientos con velocidades dentro de un amplio rango con valores medios $\sim 350 \text{ km s}^{-1}$, inducidos por grandes inhomogeneidades en el campo de densidad en gran escala. El movimiento peculiar de los vacíos imprime una componente de velocidad sobre las galaxias de sus cáscaras, que se suma al flujo radial, introduciendo una nueva fuente de distorsiones en el espacio de redshift. Dado que las galaxias de sus cáscaras definen los vacíos, el movimiento global de los vacíos podría introducir distorsiones en la distribución de vacíos en el espacio de redshift. Asimismo, el movimiento relativo de los vacíos inmersos en un mismo tipo de entorno podría generar distorsiones en el espacio de redshift. Encontrar una señal del movimiento de los vacíos en la función de correlación permitiría inferir la dinámica global de los vacíos del Universo de manera similar a la forma en que la función de correlación cruzada vacío-galaxia permite inferir la dinámica local de los vacíos (Paz et al. 2013).

Con el objetivo de indagar sobre el impacto de la dinámica de los vacíos sobre la función de correlación ξ , comparamos la función de correlación de los vacíos identificados en el espacio real con la función correspondiente a los vacíos identificados en el espacio de redshift. Además, calculamos la función de correlación de los vacíos del SDSS estudiados en los capítulos 4 y 5, los cuales también son identificados en el espacio de redshift del catálogo de galaxias.

Las funciones de correlación que describen el clustering de los vacíos identificados en el espacio real, $\xi(r)$, y en el espacio de redshift, $\xi(s)$, no muestran diferencias significativas. El movimiento coherente y no nulo observado en los vacíos estudiados en este trabajo no introduce distorsiones que se aprecien en la autocorrelación de las grandes subdensidades $\xi(s)$. A diferencia de las galaxias, las estadísticas del clustering de los vacíos pueden proporcionar mediciones de cantidades sin distorsiones sistemáticas vinculadas a su dinámica.

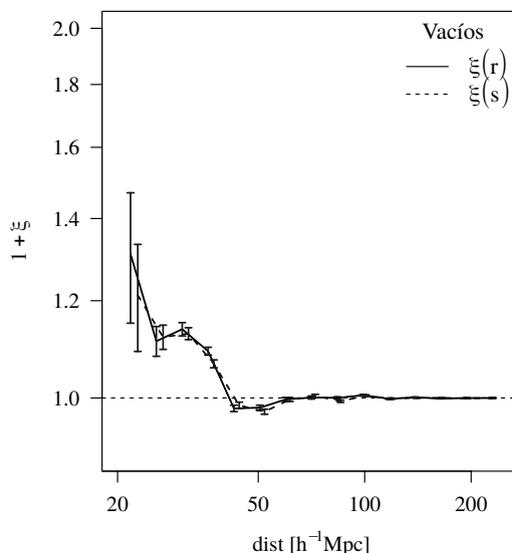


FIGURA 6.6: Clustering de los vacíos en el espacio de redshift. La línea continua corresponde a la función de correlación $\xi(r)$ de la muestra total de vacíos identificados en el espacio real, mientras la línea de trazos muestra la función $\xi(s)$ de los vacíos identificados en el espacio de redshift. Las barras de error indican las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife.

6.6. Función de correlación en el SDSS

De igual forma que en las secciones anteriores calculamos la función de correlación de los vacíos identificados en el SDSS. Las figuras 6.9 y 6.10 muestran las funciones de correlación en escalas de distancias en $h^{-1}\text{Mpc}$ y normalizadas a la suma de sus radios $R_1 + R_2$ para la muestra total de vacíos y las dos submuestras R y S.

Si comparamos 6.9, correspondiente a los vacíos observados en el SDSS, con las figuras 6.6, 6.7 y 6.8, que muestran la correlación de los vacíos de la simulación en el espacio de redshift, podemos notar un buen acuerdo entre ellas. Los vacíos observados en la distribución de galaxias muestran evidencias de la formación de asociaciones de vacíos dentro de un mismo tipo de entorno, en este caso, sin una tendencia muy marcada con el tipo entorno. Al normalizar la distancia con la suma de sus radios los vacíos embebidos en entornos subdensos (tipo R) muestran un clustering más fuerte que los vacíos rodeados por un entorno sobredenso (tipo S) en escalas menores a $1.3(R_1 + R_2)$. A distancias mayores no se observan diferencias con el entorno.

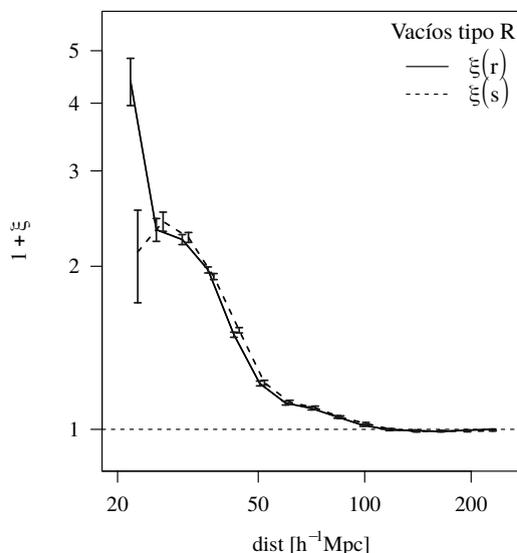


FIGURA 6.7: Clustering de los vacíos de tipo R en el espacio de redshift. La línea continua corresponde a la función de correlación $\xi(r)$ de la muestra de vacíos identificados en entornos subdensos del espacio real, mientras la línea de trazos muestra la función $\xi(s)$ correspondiente los vacíos identificados en el mismo tipo de entorno en el espacio de redshift. Las barras de error indican las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife.

6.7. Discusión

Analizando la función de correlación de vacíos en el escenario cosmológico Λ CDM y en el SDSS encontramos diferencias significativas con respecto a una distribución uniforme de Poisson, consistentes con el clustering de vacíos. En el caso de los vacíos de tipo R y tipo S esta tendencia es mucho más fuerte y se observa incluso en escalas mayores que en la muestra total de vacíos. De acuerdo a la función de correlación, si observamos la distribución de vacíos encontraremos asociaciones en escalas menores a 1.5 radios de vacío, en escalas mayores observaremos una distribución de Poisson. Si sólo observamos la distribución de vacíos que se encuentran en entornos sobredensos encontraremos asociaciones de vacíos, con vacíos preferentemente en contacto o a distancias menores de 3 radios de vacío, donde se encuentra la cáscara sobredensa que en promedio los rodea. En cambio, si nos centramos en la distribución de los vacíos de tipo R observaremos un clustering más fuerte con grupos de vacíos inmersos en entornos de baja densidad, alejados de las grandes aglomeraciones de materia.

Los vacíos son regiones subdensas con características propias asociadas a su baja densidad. Sin embargo, al estar sumergidos en una compleja distribución de materia el entorno juega un papel importante en su evolución. La clasificación de vacíos de acuerdo a su

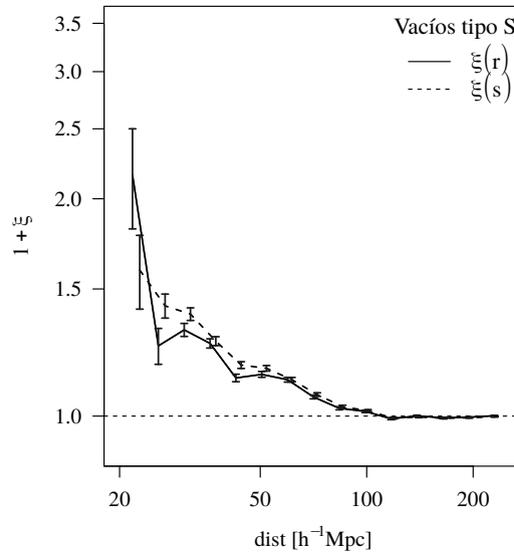


FIGURA 6.8: Clustering de los vacíos de tipo S en el espacio de redshift. La línea continua corresponde a la función de correlación $\xi(r)$ de la muestra vacíos identificados en el espacio real rodeados por una cáscara sobredensa, mientras la línea de trazos muestra la función $\xi(s)$ correspondiente los vacíos del mismo tipo identificados en el espacio de redshift. Las barras de error corresponden a las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife.

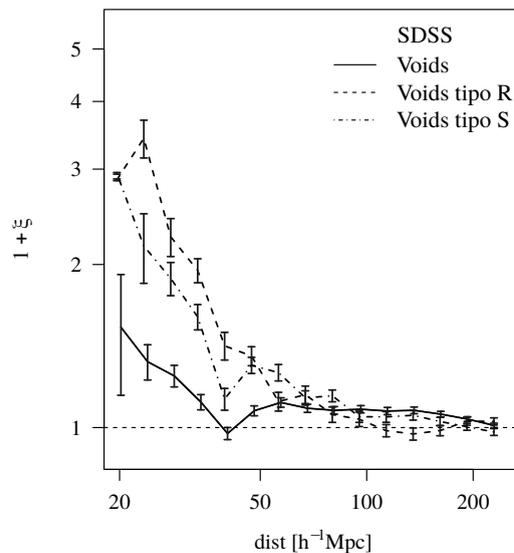


FIGURA 6.9: Clustering de los vacíos del SDSS: Función de correlación ξ de la muestra total de vacíos (línea continua) y las submuestras de vacíos de tipo R (línea de trazos) y de tipo S (línea de puntos). Las barras de error indican las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife en cada intervalo de distancia.

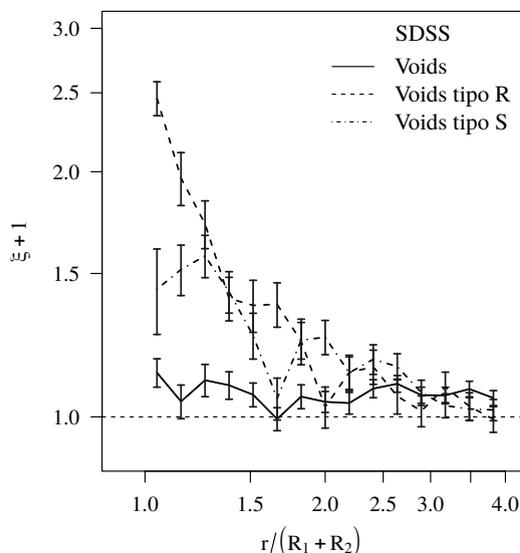


FIGURA 6.10: Clustering de los vacíos del SDSS: Función de correlación ξ de la muestra total de vacíos (línea continua) y las submuestras de vacíos de tipo R (línea de trazos) y de tipo S (línea de puntos). Las distancias se encuentran normalizadas a la suma de los radios de cada par ($R_1 + R_2$). Las barras de error indican las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife en cada intervalo de distancia.

entorno en tipo R y S son consistentes con los dos modos contrapuestos de evolución, “*void-in-void*” y “*void-in-cloud*”. Al tener en cuenta el entorno la distribución espacial de los vacíos muestra un cierto patrón, que además difiere con el tipo de entorno, estando lo vacíos preferentemente agrupados en un entorno particular. Es decir, no sólo la evolución de los vacíos esta condicionada por el entorno, su distribución espacial también se ve influenciada por la distribución de materia que los rodea. En este sentido, la clasificación de vacíos en tipo R y S parece ser el escenario natural donde estudiar las propiedades y evolución de los vacíos.

La mayoría de los análisis previos estudian muestras de subdensidades que no necesariamente coinciden con las muestras de vacíos consideradas en este caso. Sin embargo, podemos señalar que la mayoría encuentra una señal positiva de clustering para las subdensidades de mayor tamaño, tanto en simulaciones numéricas como en el SDSS. En este trabajo calculamos la función de correlación de los centros de vacíos con una densidad fija. A pesar de poseer movimientos significativos y coherentes, estas subdensidades bien identificadas en la distribución de galaxias no muestran efectos de su dinámica en la función de correlación. La existencia de una señal de correlación más alta para las subdensidades estudiadas en este trabajo que, además, no muestra distorsiones dinámicas apreciables fortalece la propuesta que [Hamaus et al. \(2014\)](#) plantean para estudiar la expansión del Universo a través de la función de correlación de vacíos.

Capítulo 7

Evolución de las correlaciones espaciales de vacíos

Los vacíos, al igual que las galaxias y los cúmulos de galaxias, no están uniformemente distribuidos en el espacio. En el análisis de la función de correlación de los vacíos realizado en el capítulo 6 hemos encontrado que estas subdensidades tienden a estar agrupadas y que la amplitud de esta señal es mayor para los vacíos que se encuentran en entornos similares. Como hemos visto a lo largo de estos capítulos la evolución de los vacíos depende del entorno. Vacíos inmersos en un entorno en gran escala subdenso se encuentran preferentemente en expansión y la fusión de los mismos da lugar a vacíos de gran tamaño. A diferencia de estos, los vacíos rodeados por sobredensidades se encuentran en un proceso de colapso por el que eventualmente desaparecen de la distribución de galaxias. Mientras tanto otras regiones subdensas se vacían y aparecen nuevos vacíos en la distribución de galaxias. Sumado a ello, de acuerdo a los resultados del análisis de la dinámica, los vacíos presentan movimientos significativos vinculados a las sobre y subdensidades en gran escala; por lo que las correlaciones espaciales podrían ser diferentes durante el crecimiento de la estructura en gran escala.

Con el objetivo analizar la evolución de la distribución de los vacíos, en este capítulo analizamos la función de correlación de los vacíos en diferentes redshifts. Primero para muestras de vacíos con la misma densidad en cada redshift y luego para vacíos con diferentes valores de densidad. Como a lo largo de todo este trabajo, en el análisis tenemos en cuenta el entorno en gran escala y los tamaños de los vacíos.

7.1. Vacíos con densidad fija

En esta sección exploramos en una simulación numérica la evolución del clustering de subdensidades esféricas con un contraste de densidad fijo $\Delta(z) = -0.9$. Para el análisis de la evolución en la correlación de los vacíos consideramos muestras de vacíos identificados en $z = 0, 1, 2$, “VoidsSimuRSz0”, “VoidsSimuRSz1” y “VoidsSimuRSz2”, descritas en el capítulo 3. La muestra total de n_T vacíos fue dividida en dos submuestras de acuerdo al entorno en gran escala, obteniendo un total de n_R y n_S vacíos de tipo R y tipo S, respectivamente, en cada redshift z (ver tabla 7.1). El número de vacíos con $\Delta = -0.9$ en $z = 0$ es casi cuatro veces el número de vacíos identificados en $z = 2$. Mientras la fracción de vacíos en entornos sobre y subdensos es prácticamente la misma en $z = 0$, en $z = 2$ hay un mayor porcentaje de vacíos en entornos de baja densidad.

TABLA 7.1: Características de las muestras de vacíos con un contraste de densidad integrado $\Delta(z) = -0.9$

z	Δ	n_R	n_S	n_T	f_R	f_S
0.0	-0.900	5476	5770	11246	0.49	0.51
1.0	-0.900	3856	3264	7120	0.54	0.46
2.0	-0.900	1723	1280	3003	0.57	0.43

7.1.1. Tamaños de los vacíos en diferentes redshifts

Las regiones esféricas con un contraste de densidad integrado $\Delta = -0.9$ presentan diferentes tamaños en los distintos z . En la figura 7.1 podemos observar los histogramas normalizados de los radios de los vacíos de las tres muestras en $z = 0, 1, 2$. Los vacíos identificados en $z = 2$ presentan radios dentro del rango $15\text{-}30 h^{-1}$ Mpc, mientras que en $z = 1$ disminuye el porcentaje de vacíos con radios que superan los $\sim 17h^{-1}$ Mpc y aumenta considerablemente el porcentaje de vacíos con radios menores. En $z = 0$ los vacíos son más pequeños que en $z = 1$.

Las distribuciones de los tamaños de las submuestras, R y S, exhiben una tendencia similar. La figura 7.2 muestra los histogramas normalizados de los radios de los vacíos de tipo R y tipo S en $z = 0, 1, 2$, de izquierda a derecha. Las curvas en línea continua corresponden a la muestra de vacíos de tipo R, mientras que las líneas de trazos, a los vacíos de tipo S.

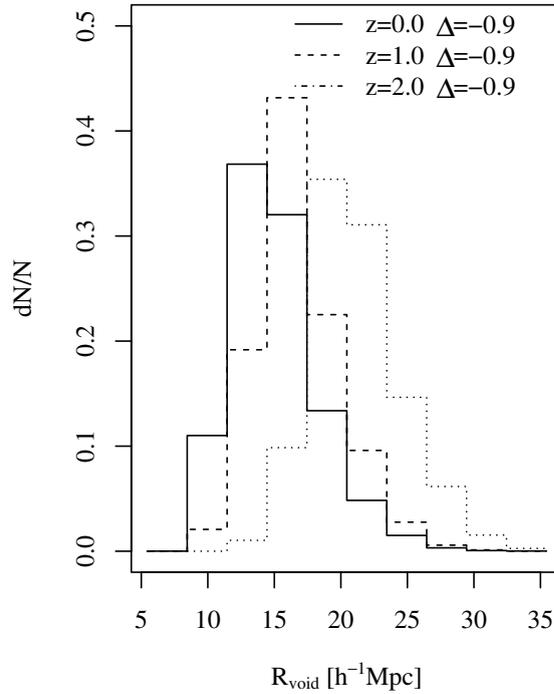


FIGURA 7.1

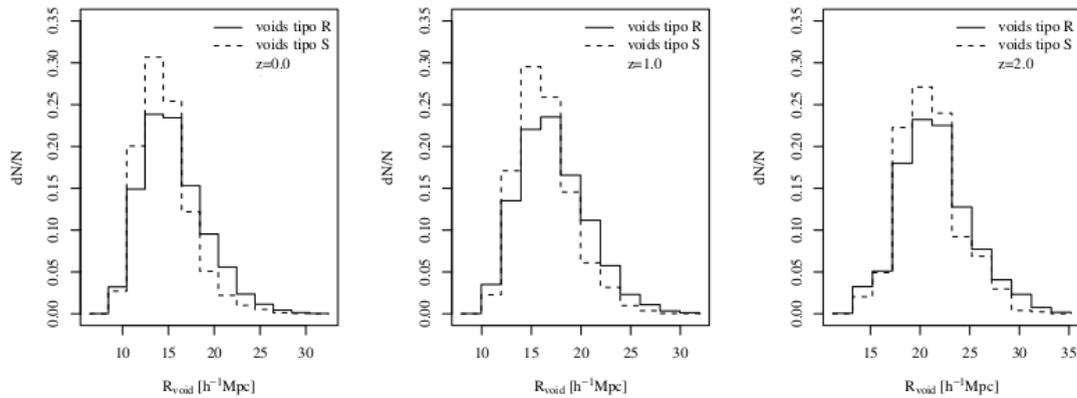


FIGURA 7.2: Histogramas normalizados de los radios R_{void} de vacíos de tipo R (línea continua) y tipo S (línea discontinua) identificados en $z = 0, 1, 2$, de izquierda a derecha, con un contraste de densidad integrado $\Delta(R_{\text{void}}) = -0.9$.

7.1.2. Evolución de la función de autocorrelación

Para cada una de las muestras de vacíos identificados en $z = 0, 1, 2$ calculamos la función de correlación de dos puntos ξ en función de la distancia r en unidades de h^{-1} Mpc, de la misma forma que la sección 6.4. En cada redshift aplicamos el principio de exclusión y los intervalos de distancias fueron definidos teniendo en cuenta la distribución de los tamaños de los vacíos. Las incertezas en cada intervalo de distancia fueron estimadas mediante el método de remuestreo de Jackknife. Las figuras 7.3, 7.4 y 7.5 muestran las

correlaciones en $z = 0, 1, 2$, para la muestra total de vacíos, vacíos de tipo R y de tipo S, respectivamente.

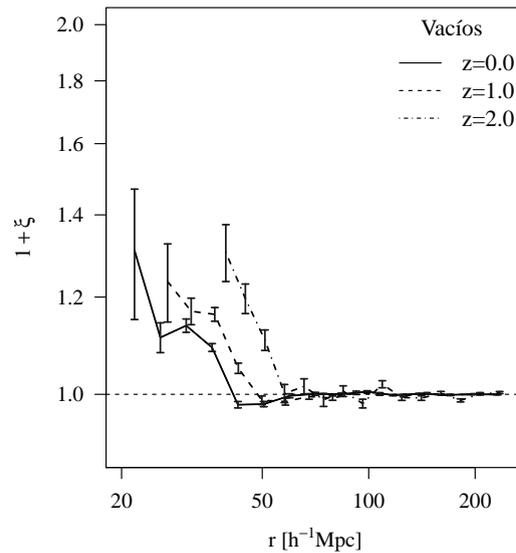


FIGURA 7.3: Evolución de la función de correlación de vacíos $\xi(r)$ con $\Delta(R_{\text{void}}) = -0.9$. Las líneas continuas corresponden a $z = 0$, las de trazos a $z = 1$ y las de puntos a $z = 2$. Las barras de error indican las incertezas en $\xi(r)$ calculadas mediante la técnica de remuestreo Jackknife.

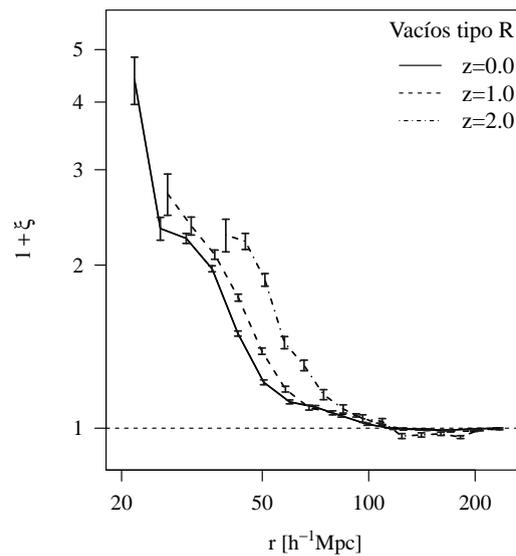


FIGURA 7.4: Evolución de la función de correlación $\xi(r)$ de vacíos inmersos en entornos subdensos (Tipo R) con $\Delta(R_{\text{void}}) = -0.9$. Las líneas continuas corresponden a $z = 0$, las de trazos a $z = 1$ y las de puntos a $z = 2$. Las barras de error indican las incertezas en $\xi(r)$ calculadas mediante la técnica de remuestreo Jackknife.

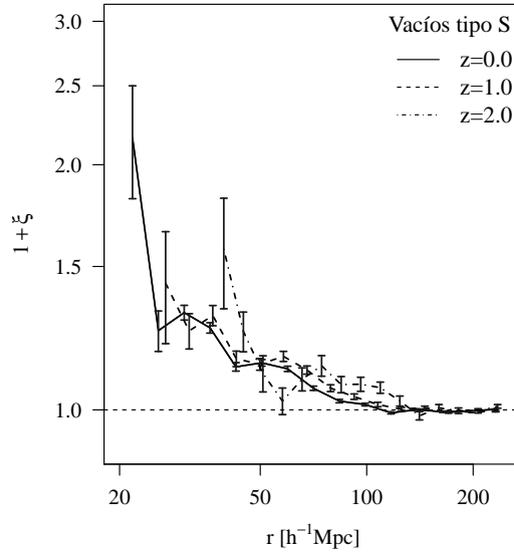


FIGURA 7.5: Evolución de la función de correlación $\xi(r)$ de vacíos rodeados por un entorno en gran escala sobredenso (Tipo S) con $\Delta(R_{\text{void}}) = -0.9$. Las líneas continuas corresponden a $z = 0$, las de trazos a $z = 1$ y las de puntos a $z = 2$. Las barras de error indican las incertezas en $\xi(r)$ calculadas mediante la técnica de remuestreo Jackknife.

Para cada una de las muestras de vacíos en $z = 0, 1, 2$ la correlación es nula para distancias mayores a $100 h^{-1}$ Mpc. Independientemente del entorno y del modo de evolución, en escalas mayores a $100 h^{-1}$ Mpc la distribución de vacíos con $\Delta = -0.9$ es consistente con una distribución de Poisson. En escalas menores, el clustering es mayor para las muestras definidas según el entorno en gran escala, siendo más fuerte en los vacíos de tipo R. Para una escala fija el clustering de los vacíos es más fuerte en $z = 2$. En el caso de los vacíos de tipo S, sin embargo, no se observa una clara tendencia con el redshift. En todos los casos los máximos se observan a distancias que corresponden al tamaño de los vacíos, es decir, los vacíos se encuentran preferentemente en contacto.

La amplitud de correlación en una escala dada contiene la contribución de pares de diferentes tamaños. En la evolución de la función de correlación de los vacíos, además de la evolución propia que pueda llegar a tener el clustering, también entra en juego la variación de los tamaños con el redshift. Al igual que en capítulo 6, calculamos la función de correlación ξ en función de la distancia normalizada a la suma de los radios $r/(R_1 + R_2)$. En las figuras 7.6, 7.7 y 7.8 podemos observar como la normalización de la distancia suprime las diferencias que se observan en en las correlaciones de los vacíos cuando estas son medidas en unidades de distancias físicas. Para los vacíos de tipo S los valores de las incertezas son mayores que para las otras muestras. Para los vacíos tipo R y de la muestra total, las funciones correlación de dos puntos en $z = 0, 1$ y 2 son indistinguibles dentro de las incertezas calculadas. Es decir, a medida que evoluciona la

estructura en gran escala, el clustering de las subdensidades con $\Delta = -0.9$ se mantiene invariante cuando las distancias entre los vacíos son calculadas en unidades de la suma de sus radios.

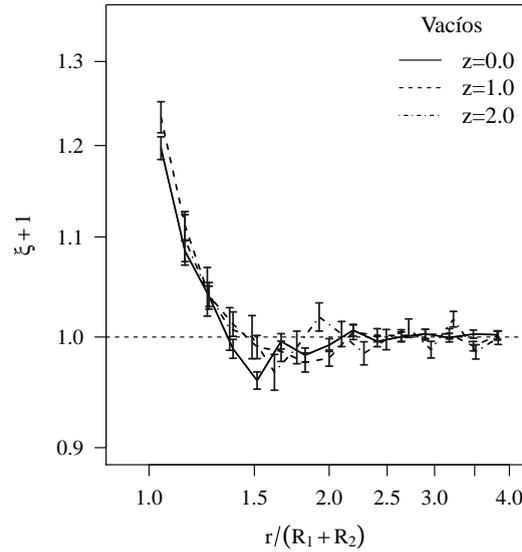


FIGURA 7.6: Evolución de la función de correlación $\xi(r)$ de vacíos con $\Delta(R_{\text{void}}) = -0.9$ y distancias medidas en unidades de la suma de los radios $R_1 + R_2$. La línea continua muestra la función en $z = 0$, la de trazos, en $z = 1$ y la de puntos, en $z = 2$. Las barras de error indican las incertezas en $\xi(r)$ calculadas mediante la técnica de remuestreo Jackknife.

7.2. Vacíos en evolución

De acuerdo a los resultados obtenidos en la sección anterior, a medida que evoluciona la LSS y se incrementa el clustering de galaxias y materia en el Universo, el clustering de los vacíos con $\Delta = -0.9$ se mantiene constante cuando el grado de asociación se mide en escalas relativas a sus tamaños.

Con el objetivo de indagar un poco más acerca de la evolución de la distribución de los vacíos, en esta sección analizamos la función de correlación de las subdensidades que siguen la misma evolución que los vacíos en $z = 0$ con $\Delta = -0.9$. Para ello consideramos las muestras de vacíos “VoidsSimuRSz0”, “VoidsSimuRSz1” y “VoidsSimuRSz2_sph” compuestas por los vacíos con un $\Delta(z = 0) = -0.9$ según el modelo esférico. La tabla 7.2 detalla el contraste de densidad integrado $\Delta(z)$ de los n_T vacíos que componen cada muestra, como así también el número y la fracción de vacíos de tipo R y S.

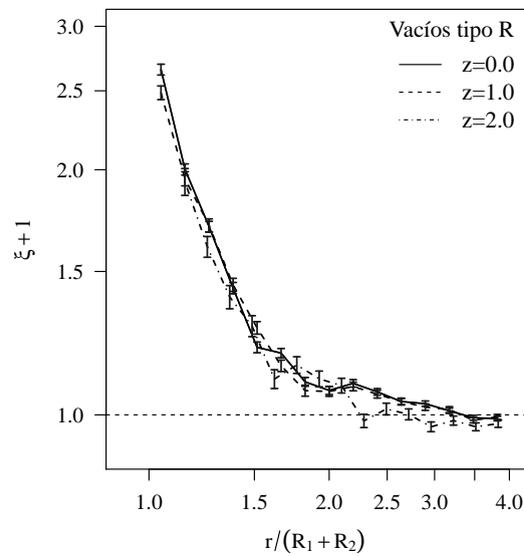


FIGURA 7.7: Evolución de la función de correlación $\xi(r)$ de vacíos de tipo R con $\Delta(R_{\text{void}}) = -0.9$ y distancias medidas en unidades de la suma de los radios $R_1 + R_2$. La línea continua corresponde a $z = 0$, la de trazos a $z = 1$ y la de puntos a $z = 2$. Las barras de error indican las incertezas en $\xi(r)$ calculadas mediante la técnica de remuestreo Jackknife.

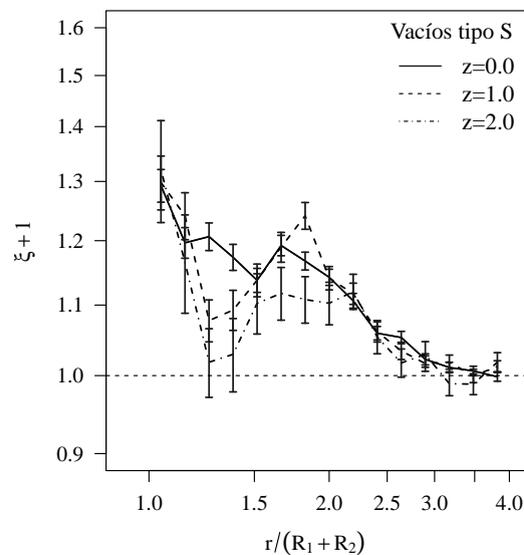


FIGURA 7.8: Evolución de la función de correlación $\xi(r)$ de vacíos de tipo S con $\Delta(R_{\text{void}}) = -0.9$ y distancias medidas en unidades de la suma de los radios $R_1 + R_2$. La línea continua corresponde a $z = 0$, la de trazos a $z = 1$ y la de puntos a $z = 2$. Las barras de error indican las incertezas en $\xi(r)$ calculadas mediante la técnica de remuestreo Jackknife.

TABLA 7.2: Características de las muestras de vacíos con un contraste de densidad integrado $\Delta = \Delta(z)$

z	Δ	n_R	n_S	n_T	f_R	f_S
0.0	-0.900	5476	5770	11246	0.49	0.51
1.0	-0.855	2996	3142	6138	0.49	0.51
2.0	-0.798	1064	1242	2306	0.46	0.54

7.2.1. Tamaños de los vacíos en diferentes redshifts

Al igual que las muestras de vacíos con un contraste de densidad fijo, los tamaños de los vacíos identificados de acuerdo al modelo esférico muestran una marcada variación con el redshift. La figura 7.9 muestra los histogramas normalizados de los radios de los vacíos identificados en $z = 0, 1, 2$ con $\Delta = -0.900, -0.855$ y -0.798 , respectivamente. Los vacíos identificados en $z = 2$ son regiones subdensas con radios entre 17 y $35 h^{-1}$ Mpc. En $z = 1$ el porcentaje de vacíos con radios similares a los de $z = 2$ disminuye considerablemente. En $z = 1$ y $z = 0$ los vacíos que están en el mismo estadio de evolución que los de $z = 2$ son regiones subdensas de menor tamaño que las de redshift más altos. En particular, es pequeña la población de vacíos con tamaños similares en $z = 0$ y $z = 2$.

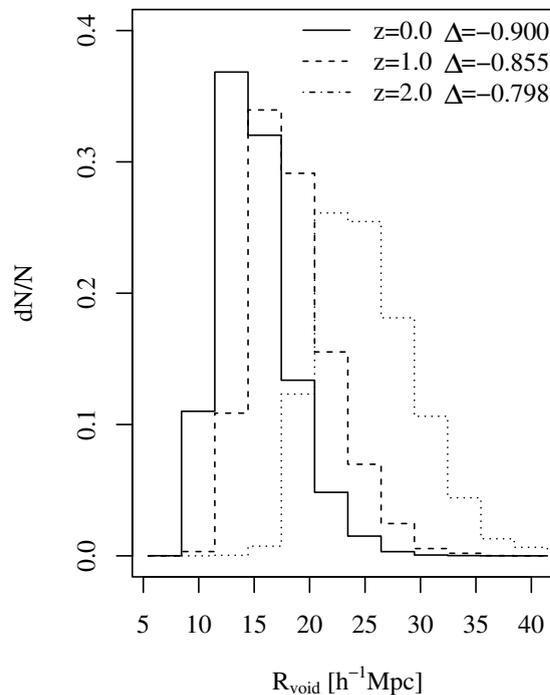


FIGURA 7.9: Histogramas normalizados de los radios R_{void} de vacíos identificados en $z = 0, 1, 2$ con un contraste de densidad $\Delta(z = 0, R_{\text{void}}) = -0.9$, $\Delta(z = 1, R_{\text{void}}) = -0.855$ y $\Delta(z = 2, R_{\text{void}}) = -0.798$. La línea continua corresponde a la muestra de vacíos de $z = 0$, mientras que la línea de trazos y de puntos corresponden a $z = 1$ y $z = 2$, respectivamente.

La evolución de los tamaños también se observa en las muestras de vacíos de tipo R y S por separado. La figura 7.10 muestra los histogramas normalizados de los radios de los vacíos de tipo R y tipo S en $z = 0, 1, 2$, de izquierda a derecha. Las curvas en línea continua corresponden a la muestra de vacíos de tipo R, mientras que la línea de trazos a los vacíos de tipo S. En las muestras de $z = 0$ y $z = 1$ los vacíos más grandes son preferentemente de tipo R, es decir, se encuentran en expansión en entornos con densidades menores o similares a la media del Universo. En $z = 2$ los radios de los vacíos son mayores y no presentan una diferencia significativa con el entorno.

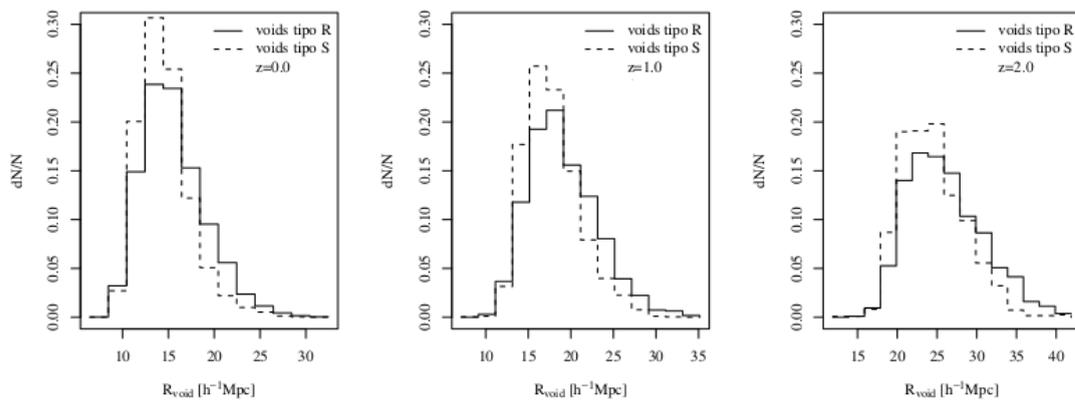


FIGURA 7.10: Histogramas normalizados de los radios R_{void} de vacíos de tipo R (línea continua) y tipo S (línea discontinua) identificados en $z = 0, 1, 2$, de izquierda a derecha, con un contraste de densidad $\Delta(z = 0, R_{\text{void}}) = -0.9$, $\Delta(z = 1, R_{\text{void}}) = -0.855$ y $\Delta(z = 2, R_{\text{void}}) = -0.798$.

En la figura 7.11 también podemos observar el porcentaje de volumen ocupado en la simulación por los vacíos en $z = 0, 1, 2$ para las muestras con $\Delta = -0.9$ y $\Delta = \Delta(z)$. A medida que crecen las fluctuaciones del campo de densidad emergen más subdensidades con Δ fijo, las cuales tienen tamaños característicos más pequeños, ocupando en total un volumen cada vez mayor.

7.2.2. Función de correlación

La figura 7.12 muestra la evolución de la función de correlación $\xi(r)$ de vacíos que se encuentran en el mismo estadio de evolutivo que los identificados en $z = 0$. En este caso la evolución del clustering es más marcada que las muestras de vacíos con $\Delta = -0.9$. Los vacíos identificados en $z > 0$, con un contraste de densidad $\Delta > -0.9$, muestran una correlación más fuerte. En todos los casos los vacíos de tipo R presentan un mayor exceso de probabilidad de formar asociaciones respecto de una distribución homogénea. La escala en donde la distribución se vuelve aleatoria y uniforme, $\xi = 0$, no depende de la densidad de los vacíos.

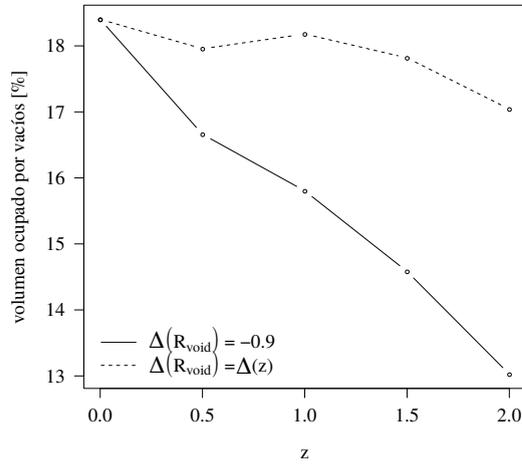


FIGURA 7.11: Evolución de la fracción de volumen ocupado por los vacíos con $\Delta = -0.9$ (línea continua) y $\Delta = \Delta(z)$ (línea de trazos).

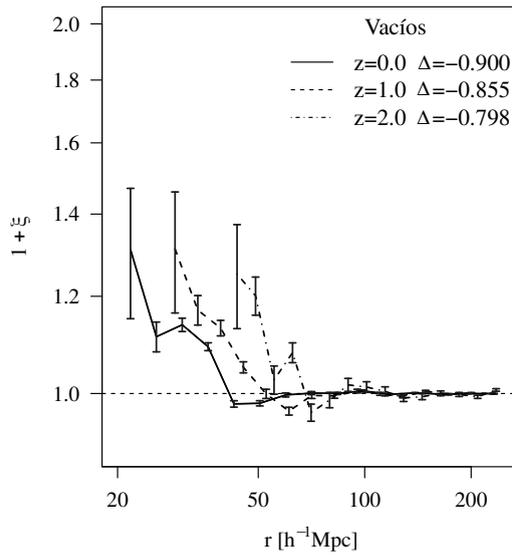


FIGURA 7.12: Función de correlación de la muestra total de vacíos en $z = 0, 1, y 2$ con un contraste de densidad $\Delta(z = 0, R_{\text{void}}) = -0.900$, $\Delta(z = 1, R_{\text{void}}) = -0.855$ y $\Delta(z = 2, R_{\text{void}}) = -0.798$, respectivamente. Las barras de error indican las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife.

En las figuras 7.15, 7.16 y 7.17 se puede observar que para estas muestras de vacíos la función de correlación ξ también permanece invariante cuando el clustering es medido en escalas normalizadas. Para los vacíos de tipo R el exceso de pares en cada intervalo de distancia normalizada respecto a una distribución uniforme y aleatoria con los mismos tamaños se mantiene constante desde $z = 3$ a $z = 0$.

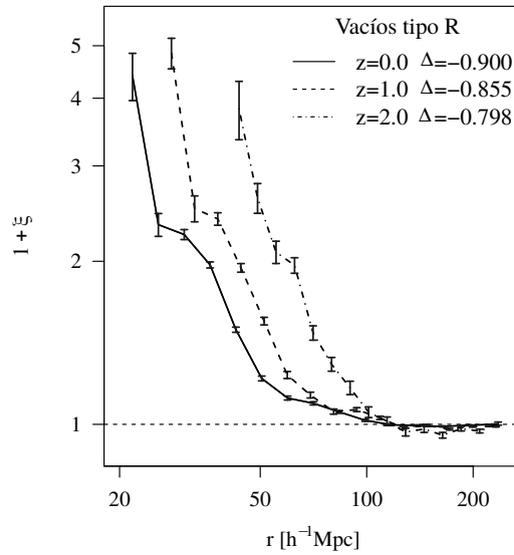


FIGURA 7.13: Función de correlación de la submuestra de vacíos de tipo R en $z=0$, 1, y 2 con un contraste de densidad $\Delta(z=0, R_{\text{void}})=-0.9$, $\Delta(z=1, R_{\text{void}})=-0.855$ y $\Delta(z=2, R_{\text{void}})=-0.798$, respectivamente. Las barras de error corresponden a las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife.

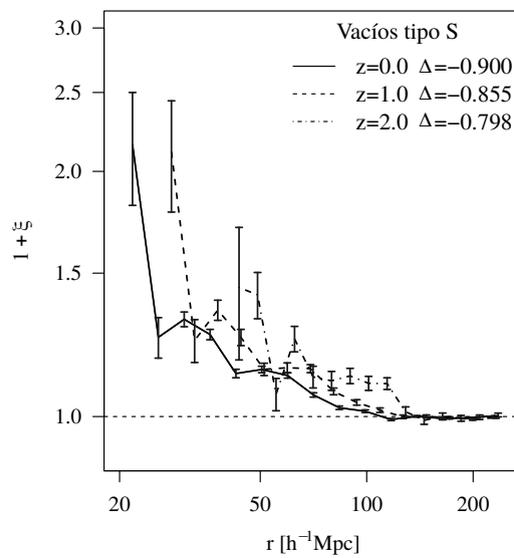


FIGURA 7.14: Función de correlación de la submuestra de vacíos de tipo S en $z=0$, 1, y 2 con un contraste de densidad $\Delta(z=0, R_{\text{void}})=-0.9$, $\Delta(z=1, R_{\text{void}})=-0.855$ y $\Delta(z=2, R_{\text{void}})=-0.798$, respectivamente. Las barras de error corresponden a las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife.

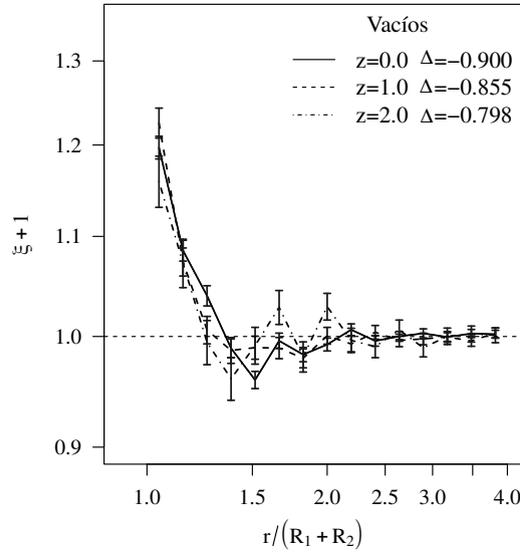


FIGURA 7.15: Función de correlación de los vacíos en $z = 0, 1$, y 2 con un contraste de densidad $\Delta(z = 0, R_{\text{void}}) = -0.9$, $\Delta(z = 1, R_{\text{void}}) = -0.855$ y $\Delta(z = 2, R_{\text{void}}) = -0.798$, respectivamente. Las distancias están normalizadas a la suma de los radios de cada par $R_1 + R_2$. Las barras de error corresponden a las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife.

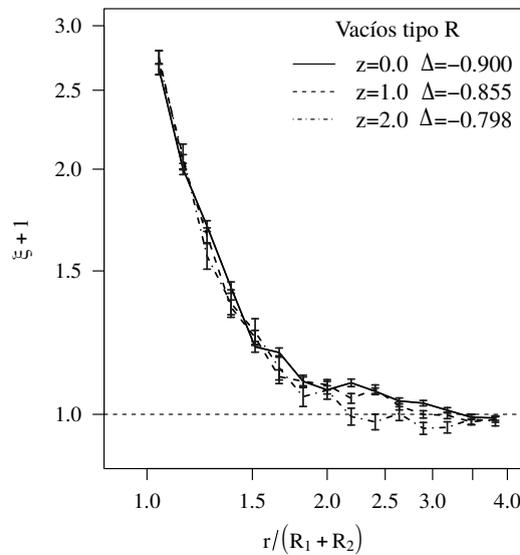


FIGURA 7.16: Función de correlación de los vacíos de tipo R en $z = 0, 1$, y 2 con un contraste de densidad $\Delta(z = 0, R_{\text{void}}) = -0.9$, $\Delta(z = 1, R_{\text{void}}) = -0.855$ y $\Delta(z = 2, R_{\text{void}}) = -0.798$, respectivamente. Las distancias están normalizadas a la suma de los radios de cada par $R_1 + R_2$. Las barras de error corresponden a las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife.

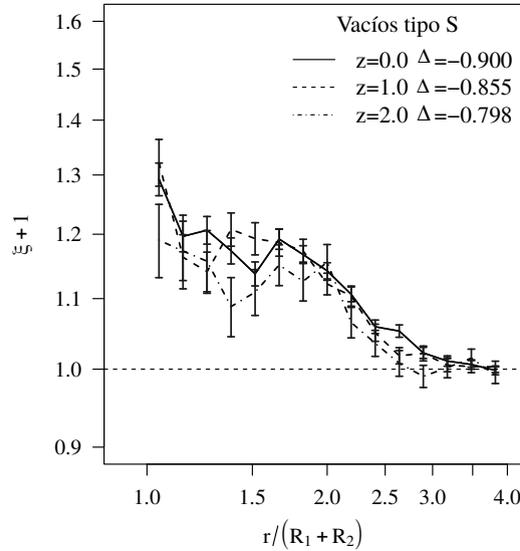


FIGURA 7.17: Función de correlación de la muestra de vacíos de tipo S en $z=0, 1,$ y 2 con un contraste de densidad $\Delta(z=0, R_{\text{void}}) = -0.9$, $\Delta(z=1, R_{\text{void}}) = -0.855$ y $\Delta(z=2, R_{\text{void}}) = -0.798$, respectivamente. Las distancias están normalizadas a la suma de los radios de cada par $R_1 + R_2$. Las barras de error corresponden a las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife.

7.3. Discusión

En este capítulo nos centramos en la evolución de las correlaciones espaciales de los vacíos. Para ello calculamos la función de autocorrelación de vacíos identificados en distintos redshifts dentro de una simulación numérica. Primero consideramos tres poblaciones de vacíos con un contraste de densidad fijo $\Delta = -0.9$ en $z = 0, 1, 2$. Luego, consideramos las muestras de vacíos en $z = 1$ y $z = 2$ correspondientes a $z = 0$ según el modelo esférico de vacíos. En ambos casos, en cada escala con señal positiva encontramos una evolución en el clustering de los vacíos consistente con un incremento en el grado de agrupamiento con el redshift. Al igual que en $z = 0$, el clustering de los vacíos embebidos en entornos similares es mayor, siendo más marcada esta tendencia en la población de vacíos de tipo R.

En el caso de las galaxias y los cúmulos, el clustering depende del medio en el que se encuentran los trazadores. Esta bien establecido que la amplitud de la correlación depende de la masa y la naturaleza de los objetos estudiados. A medida que avanza la formación de estructura mediante la caída gravitacional a regiones de alta densidad, el clustering de la materia del Universo se vuelve más fuerte. Esto puede observarse en la evolución de la función de correlación de las galaxias que generalmente se expresa como $\xi(r, z) = \xi(r, 0)(1+z)^{(3+\epsilon)}$, donde $\epsilon > 0$, indicando que el clustering de galaxias crece con

el tiempo, pero con un valor ϵ no fijo. Al igual que las galaxias y los cúmulos la función de correlación de los vacíos depende del entorno de los trazadores y del redshift. Sin embargo, al realizar el conteo de pares de vacíos en intervalos de distancias normalizada a la suma de los radios de los pares, la amplitud de la función de correlación en cada intervalo de distancia se mantiene invariante en los redshifts considerados, desde $z = 3$ hasta $z = 0$. Es decir, la función de autocorrelación de los vacíos estudiando en este trabajo evoluciona de manera autosimilar. A medida que avanza el proceso de formación de estructura en la simulación numérica, la distribución espacial de las subdensidades consideradas que emergen en la LLS se mantienen estadísticamente invariantes cuando las distancias son reescaladas de esta forma peculiar. Más específicamente, la distribución de los picos negativos del campo de densidad de materia oscura que son centros de extensas regiones casi vacías, mantienen el mismo grado de asociación cuando la red cósmica es reescalada de esta forma.

Para los vacíos de tipo R la función de correlación presenta valores indistinguibles en los diferentes redshift, los cuales también presentan menor grado de incerteza en cada escala. Estos vacíos conforman la población de subdensidades que se encuentran rodeadas por un entorno de baja densidad que no condiciona la expansión de sus capas, producto de su naturaleza subdensa. No obstante, estos vacíos no se encuentran aislados. El medio imprime en ellos un movimiento global no nulo y coherente. Mientras tanto, estos vacíos muestran evidencia de la formación de asociaciones de subdensidades, la cual se mantiene invariante con el redshift. Los vacíos de tipo S, en cambio, se encuentran más afectados por el entorno en gran escala. Por definición la densidad del medio circundante revierte la expansión de la subdensidad debido al colapso de una cáscara sobredensa que los rodea, situada a incluso varios radios de vacío. Bajo este modo de evolución, “void-in-cloud”, los vacíos de tipo S eventualmente desaparecerán cayendo sobre sí mismos debido al colapso de la sobredensidad que los rodea. Así mismo, el medio imprime en estos vacíos velocidades que superan los 800 km s^{-1} y también forman asociaciones. Sin embargo, estos vacíos presentan menos clustering que los vacíos de tipo R y, si bien los valores de la función de correlación en diferentes redshifts es similar cuando las distancias son re-escaladas, presentan una dispersión marcada en la evolución de la autocorrelación espacial. En este contexto, la función de correlación de los vacíos se mantiene constante cuando las distancias son reescaladas a la suma de sus radios. Sería de gran aporte realizar estudios más detallados sobre la evolución de la función de autocorrelación de los vacíos en diferentes modelos cosmológicos. Comprender la invarianza producto del rescalado de la distancia entre los pares de vacíos y analizar la posible existencia de nueva medida cosmológica independiente del redshift en el modelo Λ CDM son uno de los próximos aspectos a abordar.

Capítulo 8

Conclusiones

En la primera parte de este trabajo realizamos un estudio estadístico de la dinámica de los vacíos centrado en el movimiento global y su relación con la estructura en gran escala. Analizamos el campo de velocidades peculiares dentro y alrededor de vacíos esféricos identificados en la distribución de galaxias observadas. En el capítulo 3 determinamos el movimiento global de los vacíos y exploramos su relación con los tamaños y el entorno. Los resultados obtenidos muestran por primera vez que los vacíos se desplazan como una entidad con velocidades que cubren un amplio rango de valores, desde unos pocos km s^{-1} hasta 1000 km s^{-1} , con un valor medio de aproximadamente 350 km s^{-1} . La magnitud de las velocidades con que se desplazan los vacíos muestran una clara dependencia con el tamaño y el entorno en gran escala. Los vacíos pequeños tienden a moverse más rápido que los de mayor tamaño. De igual manera, los vacíos que se encuentran en regiones de alta densidad presentan mayores velocidades que aquellos situados en regiones de baja densidad.

En el capítulo 4 el análisis del movimiento relativo de los vacíos evidencia la presencia de dos poblaciones de vacíos, una acercándose entre sí y otra alejándose en la dirección que une sus centros. Siendo los vacíos rodeados por un entorno sobredenso los que se acercan mutuamente y los inmersos en entornos subdensos los que se alejan entre sí. El movimiento relativo de los vacíos observados alcanza magnitudes en promedio de $100\text{--}150 \text{ km s}^{-1}$ con una longitud de coherencia de $200 h^{-1} \text{ Mpc}$. El movimiento de los vacíos, lejos de ser arbitrario, resulta coherente y puede ser entendido en términos de la influencia que ejercen grandes sobre y subdensidades que atraen o empujan a los vacíos. Además, debido al acuerdo que muestran los datos observacionales y las simulaciones numéricas, podemos decir que la dinámica de los vacíos puede ser entendida dentro de la teoría lineal.

En el capítulo 5 el estudio del movimiento de los vacíos relativo a las futuras superestructuras virializadas muestra que los vacíos caen a las grandes aglomeraciones de materia de manera similar a los grupos de galaxias, con velocidades promedio de 100 km s^{-1} . Al mismo tiempo las galaxias situadas en sus cáscaras se encuentran bajo la influencia de un flujo divergente que alcanza una velocidad promedio $\sim 130 \text{ km s}^{-1}$, debido a la naturaleza subdensa de los vacíos, que impide en algunos casos la caída a las superestructuras masivas.

Los resultados del estudio de la dinámica de los vacíos del Universo da cuenta de que, además de estar en un proceso de expansión o colapso dependiendo del entorno, estos se desplazan a velocidades similares a los grupos de galaxias debido a la presencia de grandes fluctuaciones del campo de densidad. En consecuencia, las galaxias que escapan de los vacíos se encuentran bajo la acción de la expansión de las cáscaras de los vacíos con respecto a la región central y el movimiento de todo el vacío que imprime una velocidad superior al flujo saliente radial. Estos resultados complementan el marco en que los flujos de materia en gran escala y, en consecuencia, el crecimiento de la estructura en gran escala son interpretados teniendo en cuenta sólo la atracción a las grandes sobredensidades y la flujo divergente de los vacíos.

En la segunda parte de este trabajo analizamos la distribución de los vacíos a través de la función de correlación de dos puntos. En el capítulo 5 analizamos esta función en una simulación numérica y en los datos observacionales analizados en la primera parte de este trabajo. Encontramos evidencia de la formación de asociaciones de vacíos, siendo mayor esta tendencia en aquellos que se encuentran en entornos subdensos. Con el objetivo de explorar los posibles efectos del desplazamiento de los vacíos en las correlaciones espaciales, calculamos la función de correlación en el espacio de redshift sin encontrar un efecto apreciable sobre las mismas. El movimiento que los vacíos imprimen en las galaxias de sus cáscaras y el movimiento relativo de los vacíos no tienen un impacto en la función de correlación de los vacíos en el espacio de redshift. Es decir, la función de correlación de los vacíos estudiados se mantiene libre de los efectos que su dinámica puede generar en la distribución de vacíos observados, fortaleciendo la implementación de test cosmológicos como el de Alcock-Paczynski.

Finalmente, en el capítulo 6 estudiamos la evolución de la función de correlación concluyendo que esta es mayor a redshifts más altos, pero se mantiene constante en las diferentes etapas del Universo cuando la distancia entre pares de vacíos es medida en unidades de la suma de sus radios. Mientras la estructura en gran escala crece y los vacíos amplifican las pequeñas fluctuaciones del campo de densidad del Universo primordial los vacíos mantienen el mismo clustering cuando la distancia entre los pares de vacíos se re-escala a la suma de sus radios. Los vacíos, rodeados por paredes y filamentos, muestran

la cara más simple de la evolución de la estructura en gran escala. Fuertemente conectados a la distribución de masa, pueden proporcionar una forma simplificada de extraer información del patrón de clustering, dando pistas sobre la formación y evolución de la Red Cósmica. En este sentido la invarianza de la función de correlación de los vacíos puede ser una poderosa fuente de información acerca de la evolución de la estructura en gran escala.

Este trabajo marca un nuevo punto de partida en nuestro estudio de la estructura en gran escala a partir de la distribución espacial de los vacíos. Sobre este nuevo escenario, donde la dinámica de los vacíos se encuentra ya caracterizada y entendida, extenderemos el análisis de las correlaciones espaciales en otros modelos cosmológicos. Analizaremos la posible existencia de una nueva medida cosmológica independiente del redshift que permita ajustar el modelo cosmológico a partir de los datos provenientes de los próximos grandes relevamientos del cielo.

Apéndice A

Apéndice

A.1. Campo de velocidades peculiares en el SDSS-DR7

Para el estudio de la dinámica de los vacíos utilizamos el catálogo de velocidades peculiares de [Wang et al. \(2012\)](#). El catálogo contiene las componentes tridimensionales del campo de velocidades peculiares en el espacio real del volumen del SDSS-DR7. Las velocidades fueron calculadas a partir de la teoría lineal que relaciona de forma sencilla la velocidad peculiar y la sobredensidad de materia, determinada en este caso, utilizando los grupos de galaxias como trazadores de materia.

A continuación podemos seguir de manera detallada el formalismo implementado por [Wang et al. \(2012\)](#) en el cálculo de las velocidades utilizadas en este trabajo.

A.1.1. Campo de velocidades peculiares en el régimen lineal

En el régimen lineal ($\delta \ll 1$) la velocidad peculiar está dada por la expresión

$$\mathbf{v} = -\frac{1}{4\pi G\bar{\rho}a} \frac{\dot{D}}{D} \nabla\phi, \quad (\text{A.1})$$

donde G , a , $\bar{\rho}$, D y ϕ son la constante gravitacional, el factor de escala, la densidad media de materia, el factor de crecimiento lineal y el potencial gravitatorio peculiar, respectivamente. En la sección [1.4](#) hemos visto que el potencial gravitacional ϕ puede ser calculado a partir del contraste de densidad δ a través de la ecuación de Poisson:

$$\nabla^2\phi = 4\pi G\bar{\rho}a^2\delta. \quad (\text{A.2})$$

Combinando estas dos ecuaciones en el espacio de Fourier,

$$\mathbf{v}(\mathbf{k}) = H a f(\Omega) \frac{i\mathbf{k}}{k^2} \delta(\mathbf{k}), \quad (\text{A.3})$$

donde $\mathbf{v}(\mathbf{k})$ y $\delta(\mathbf{k})$ son las respectivas transformadas de Fourier de \mathbf{v} y δ , H es la constante de Hubble, y $f(\Omega) = d \ln D / d \ln a \simeq \Omega_m^{0.6} + \frac{1}{70} \Omega_\Lambda (1 + \Omega_m/2)$ (Lahav et al. 1991). La reconstrucción del campo de velocidades en el régimen lineal se reduce entonces a la determinación del campo de densidad de materia.

En el modelo Λ CDM la mayor parte de la materia está ligada a los halos de materia oscura, en donde se forman las galaxias por enfriamiento y condensación del gas. Basándose en esta característica del modelo cosmológico, Wang et al. (2009) proponen reconstruir el campo de densidad a partir de la distribución de halos por encima de una masa límite. La restricción en la masa de los halos tiene como objetivo la implementación del método en muestras bien definidas de grupos y cúmulos de galaxias que pueden ser utilizados como representantes de la población de halos de materia oscura.

Para determinar el campo de densidad a partir de la distribución de halos de materia oscura es necesario primero establecer como está distribuída la materia en y alrededor de los halos. Wang et al. (2009) eligen hacerlo a través de la función de correlación cruzada halo-materia, $\xi_{\text{halo-DM}}$, calculada en submuestras de halos con diferentes masas.

Dada una muestra de halos de materia oscura por encima de una masa límite M_{th} , la distribución de materia alrededor de cada halo es modelada mediante el método Monte Carlo utilizando la función de correlación cruzada correspondiente a la masa del halo, calculada previamente en una simulación de alta resolución. Luego, de la ecuación A.3 se tiene

$$\mathbf{v}_h(\mathbf{k}) = H a f(\Omega) \frac{i\mathbf{k}}{k^2} \delta_h(\mathbf{k}) = b_{\text{hm}} H a f(\Omega) \frac{i\mathbf{k}}{k^2} \delta(\mathbf{k}) = b_{\text{hm}} \mathbf{v}(\mathbf{k}), \quad (\text{A.4})$$

donde $\delta_h(\mathbf{k})$ es la transformada de Fourier del contraste de densidad representado por los halos con masas $M_h \geq M_{\text{th}}$ y b_{hm} es el factor de sesgo promedio de los halos con masas $M_h \geq M_{\text{th}}$

$$b_{\text{hm}} = \frac{\int_{M_{\text{th}}}^{\infty} M b_h(M) n(M) dM}{\int_{M_{\text{th}}}^{\infty} M n(M) dM}, \quad (\text{A.5})$$

donde $n(M)$ y $b_h(M)$ son la función de masa de los halos y sesgo de los halos, respectivamente (Wang et al. 2009). El factor de sesgo b_{hm} puede obtenerse también comparando las velocidades peculiares predichas por las partículas de materia oscura y la de los halos. De esta forma, el campo de velocidades peculiares puede ser reconstruido dentro del régimen lineal sólo utilizando la población de halos por encima de alguna masa límite M_{th} y una simulación numérica que modele la distribución de masa al rededor de los halos.

El campo de velocidades peculiares es calculado de forma confiable para una masa límite $M_{\text{th}} \approx 10^{12} h^{-1} M_{\odot}$, similar a la masa límite de una muestra completa en volumen de catálogos de galaxias como el SDSS (Wang et al. 2009). Motivados en este resultado, Wang et al. (2012) reconstruyen el campo de velocidades peculiares utilizando una muestra completa en volumen de grupos de galaxias como representantes de la distribución de halos en el SDSS. Estiman \mathbf{v}_h y recuperan \mathbf{v} para una dada cosmología a partir de la relación A.4.

A.1.2. Reconstrucción del campo de velocidades peculiares en el SDSS

La implementación del método en datos observacionales implica la determinación del campo de densidad de materia que no es un problema fácil de resolver. Por un lado, los principales métodos de determinación de la distribución de materia, como las lentes gravitacionales, se limitan a sistemas masivos individuales. Por otro lado, las galaxias como trazadoras de materia presentan importantes sesgos que dependen de varias propiedades, tales como la luminosidad y el color. Como alternativa, Wang et al. (2012) utilizan los grupos de galaxias como representantes de halos de materia oscura y proponen como nexo con la distribución de materia la relación que existe entre los halos y el campo de densidad, bien establecida para un modelo cosmológico dado. Sin embargo, para la reconstrucción del campo de velocidades peculiares en el SDSS adoptan un criterio más relajado. Dado que el campo de velocidades está fundamentalmente dominado por la distribución de masa en gran escala, proponen realizar la reconstrucción simplemente a partir de la distribución de los grupos masivos como representantes de los halos sin tener en cuenta la correlación cruzada. Cabe señalar que en un trabajo anterior, Wang et al. (2009) utilizan la teoría lineal para calcular el campo de velocidades a partir del campo de densidad suavizado basado en la distribución de halos masivos obteniendo un campo de velocidades con buena precisión en gran escala.

Para la reconstrucción del campo de velocidades peculiares los autores utilizan una muestra de grupos identificados en el catálogo de galaxias NYU-VAGC (Blanton et al. 2005) compilado sobre el DSDD-DR7. Para ello consideran todas las galaxias de la región Norte del catálogo con magnitudes aparentes corregidas por extinción más brillantes que $r = 17.72$, con $0.01 \leq z \leq 0.02$. Sobre la muestra final de 584473 galaxias con una cobertura de cielo de 7047 grados cuadrados los grupos son identificados implementando el buscador de grupos adaptativo desarrollado por Yang et al. (2005).

La reconstrucción del campo velocidad se lleva a cabo dentro de un cubo periódico en el que es incorporado el volumen del catálogo de grupos. En este caso el tamaño del cubo es de $726 h^{-1}$ Mpc de lado, aproximadamente $100h^{-1}$ Mpc más grande que la

escala máxima del volumen del relevamiento. El volumen contiene 1024^3 celdas (con una resolución de $0.7 h^{-1}$ Mpc) clasificadas en dos tipos: celdas relevamiento y celdas no-relevamiento, dependiendo de si el centro de la celda pertenece o no al volumen del relevamiento.

El campo de densidad se reconstruye asignando la masa de cada grupo (con masa $\geq M_{\text{rm}}$) en las celdas del cubo de acuerdo a sus coordenadas en el espacio de *redshift* suponiendo que la masa se distribuye homogéneamente dentro del radio virial. A cada celda no-relevamiento se le asigna una densidad igual a la densidad media de los grupos con masas $\geq M_{th}$ en el volumen del catálogo, de manera que el cubo completo tenga la misma densidad media que la población real. A continuación se computa el campo de sobredensidad de los grupos en el espacio de *redshift*, definido por

$$\delta_{h,i} = \frac{\rho_{h,i} - \bar{\rho}_h}{\bar{\rho}_h} \quad (\text{A.6})$$

donde el índice i corresponde a la i -ésima celda.

Para corregir las distorsiones en el espacio del *redshift* debido a las velocidades peculiares de los grupos el campo de densidad es suavizado con un kernel Gaussiano con una escala de masa $\log(M_s/M_\odot) = 14.75$, que corresponde a una escala de

$$R_s \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{M_s}{\bar{\rho}} \right)^{1/3} = 7.93 \text{Mpc} \quad (\text{A.7})$$

A continuación, se implementa la transformada de Fourier en el campo de sobredensidad suavizado y el campo $\mathbf{v}(\mathbf{k}) = \mathbf{v}_h(\mathbf{k})/b_{hm}$ es calculado a partir de la ec A.3 utilizando un valor de b_{hm} calculado en una simulación numérica. La transformada de Fourier de $\mathbf{v}(\mathbf{k})$ produce entonces el campo de velocidad, que permite calcular el *redshift* cosmológico corregido por la velocidad peculiar de cada grupo según

$$z_{\text{corr}} = \frac{z_{\text{obs}} - (v_{\text{los}}/c)}{1 + (v_{\text{los}}/c)}, \quad (\text{A.8})$$

donde v_{los} es la componente de la velocidad peculiar en la línea de la visual y z_{obs} es el redshift observado del grupo. Dado que el campo de velocidad es calculado utilizando la distribución de los grupos en el espacio de *redshift*, se itera hasta lograr la convergencia.

Con las posiciones corregidas de los grupos, el procedimiento descrito anteriormente se repite para asignar la masa de cada grupo de la muestra en las celdas y obtener así δ_h en espacio real. Para obtener el campo de velocidad, el campo de densidad es suavizado en la escala M_s . Finalmente los valores de \mathbf{v}_h/b_{hm} representan entonces el campo de velocidades peculiares predicho.

El procedimiento implementado por Wang et al. (2012) involucra varias fuentes de incertezas en el cálculo de las velocidades: las distorsiones del espacio de redshift, los límites del relevamiento, las falsas identificaciones de grupos y la aproximación lineal. El análisis de cada una de estas fuentes de incertezas en catálogos sintéticos con las mismas propiedades estadísticas que el SDSS muestra que cada una contribuye casi en igual medida a la incerteza total del método. En particular, Wang et al. (2012) encuentran que las velocidades peculiares suavizadas en una escala de $\sim 2h^{-1}$ Mpc son reconstruidas de forma confiable en la región interior ($\sim 66\%$) del volumen del SDSS.

El catálogo de velocidades peculiares del SDSS-DR7 se encuentra disponible en el sitio <http://gax.sjtu.edu.cn/data/Group.html>. Allí también se puede acceder a los catálogos de grupos y galaxias utilizados para definir el campo de densidad de materia.

Índice de figuras

1.1. Distribución de galaxias en gran escala. La figura más pequeña corresponde a una sección de la distribución de galaxias del catálogo CfA (Geller and Huchra 1989), donde se observa la denominada “Gran Pared” del CfA, con el cúmulo Coma en el centro. La sección más extensa muestra la “Gran Pared” del catálogo SDSS (Gott et al. 2005).	9
1.2. Mapa del fondo cósmico de microondas (CMB) obtenido por el satélite Planck (Planck Collaboration et al. 2016b). La barra inferior muestra la escala de colores correspondientes a las fluctuaciones de temperatura en micro-Kelvin ($1\mu\text{K} = 10^6\text{K}$). De acuerdo al modelo estandar de formación de estructuras estas pequeñas desviaciones de la homogeneidad fueron las semillas de las estructuras del Universo que se observan en la figura 1.1.	10
1.3. Evolución de una porción del Universo en la Simulación Millennium. Las figuras corresponden a los snapshots en $z = 18.3, 5.7, 1.4, 0$. Los colores, que indican la densidad de materia, describen un escenario en donde las pequeñas fluctuaciones del campo de densidad crecen mediante la acreción de materia dando lugar a la formación de halos masivos en la intersección de los filamentos y al vaciamiento de las subdensidades.	18
1.4. Función de correlación de dos puntos ξ para los cúmulos seleccionados en el relevamiento de rayos X REFLEX (círculos) y para el catálogo de galaxias de Las Campanas (cuadrados). Las líneas sólidas y discontinuas son los resultados esperados para un estudio similar a rayos X en un modelo de ΛCDM con diferentes valores para los parámetros cosmológicos. Figura extraída de Borgani and Guzzo (2001).	22
1.5. Función de correlación en espacio de <i>redshift</i> de las galaxias del 2dFGRS ξ en función de la separación de pares transversal σ y radial π . Las curvas de contorno corresponden a los valores de $\xi = 10, 5, 2, 1, 0.5, 0.2, 0.1$. En un Universo isotrópico la ξ debería ser independiente de la dirección, pero esto no es así en el espacio de <i>redshift</i> . En las escalas pequeñas se observa la anisotropía debida a las elongaciones conocidas como “Dedos de Dios”, mientras que en escalas mayores se observa un aplanamiento de los isocontornos producto del colapso coherente en esas escalas. Figura extraída de Peacock et al. (2001).	24
2.1. Vacío de Bootes. Gran región casi esférica de 50 Mpc de diámetro casi desprovista de galaxias.	27

- 2.2. Sección de $5 h^{-1}$ Mpc de ancho extraída de la simulación de Millennium. La imagen muestra la distribución de materia oscura de una región de $40 h^{-1}$ Mpc centrada en una subdensidad cosmológica. En el primer panel, de izquierda a derecha, se superponen en color azul todas las galaxias de la sección pertenecientes a cualquiera de los vacíos identificados por diferentes autores. Los otros paneles muestran los vacíos identificados con los algoritmos de Pearse (Brunino et al. 2007), Neyrinck (2008) y Hahn et al. (2007), con su centro en color rojo, y las partículas de materia oscura pertenecientes al vacío en color verde. Imagen extraída de Colberg et al. (2008) 31
- 2.3. Evolución de una región subdensa en el escenario Λ CDM. Cada panel muestra el campo de densidad en una sección de $50 h^{-1}$ Mpc de lado y $10 h^{-1}$ Mpc de ancho en los instantes correspondientes a $a = 0.05, 0.15, 0.35, 0.55, 0.75$ y 1.0 . Figura extraída de van de Weygaert and Platen (2011) 34
- 2.4. Evolución de los vacíos en el modelo esférico. Contraste de densidad de materia δ en función de la distancia x_t al centro de un vacío tipo “*top-hat*” (izquierda) y uno con simetría esférica en el escenario CDM (derecha), en los instantes correspondiente a $a = 0.05, 0.1, 0.2, 0.3$. Figura extraída del trabajo de Sheth and van de Weygaert (2004b) 35
- 2.5. Modos de evolución *void-in-void* y *void-in-cloud* en una simulación numérica dentro del escenario CDM. Panel superior: tres instantes en la formación jerárquica de un gran vacío de $25 h^{-1}$ Mpc de diámetro. Panel inferior: tres instantes en el colapso de un vacío. Las flechas representan los vectores de velocidad, mostrando la caída de materia externa en el vacío. Como resultado, el vacío será aplastado a medida que la materia circundante colapse sobre ellos. Figura extraída de Sheth and van de Weygaert (2004a). 36
- 2.6. Perfiles de densidad alrededor de vacíos. Izquierda: Densidad integrada de galaxias Δ_g en función de la distancia d al centro del vacío para vacíos individuales en SDSS con radios entre 6 y $8 h^{-1}$ Mpc (líneas grises). La línea continua negra indica el perfil de densidad medio de todos los vacíos. Las líneas de trazos muestran dos perfiles diferentes: con y sin un máximo notable en el perfil de densidad, mientras que las barras de error representan los errores de Poisson correspondientes. Derecha: Perfiles $\Delta_g(r)$ alrededor de vacíos con radio en el rango $6-8 h^{-1}$ Mpc (paneles superiores) y $10-12 h^{-1}$ Mpc en SDSS (paneles inferiores). Los perfiles en los paneles del lado izquierdo corresponden a los vacíos clasificados como de tipo S, mientras que los de la derecha corresponden a los de tipo R. Las líneas sólidas indican los perfiles medios de cada tipo. Figura extraída de Ceccarelli et al. (2013). 38
- 2.7. Perfiles de velocidad radial: Promedio de la velocidad radial alrededor de vacíos de tipo S (línea de trazos) y de tipo R (línea de trazos) en intervalos de distancia d en unidades de radios de vacío R_{void} . Los valores corresponden a un muestra de vacíos esféricos identificados en un catálogo mock con un contraste de densidad integrada $\Delta = -0.9$ y radios entre 6 y $22 h^{-1}$ Mpc. Figura extraída de Ceccarelli et al. (2013) 40

- 4.1. Campo de velocidades peculiares del catálogo de Wang et al. (2012). Las flechas en color gris corresponden al campo de velocidades peculiares de una sección delgada del SDSS. En color naranja se muestra la región con menor dispersión y error en las velocidades. Los círculos delimitan las subdensidades identificadas como vacíos dentro de $10 h^{-1}$ Mpc de ancho. En color rojo se muestran los vacíos embebidos en entornos subdensos (vacíos de tipo R). En color azul se muestran los vacíos rodeados por un entorno sobredenso (vacíos tipo S). 52
- 4.2. Histogramas normalizados de los radios R_{void} de los vacíos identificados en el SDSS (a) y del máximo contraste de sobredensidad Δ_{max} (b). . . . 53
- 4.3. Izquierda: Densidad de probabilidad de las diferencias relativas entre las velocidades reales (no lineales), V_{real} , y las lineales, V_{lineal} , en función del ángulo ϕ entre sus direcciones. Derecha: Densidad de probabilidad de las diferencias relativas entre las velocidades la región interna de los vacíos, V_{core} , y la de su cáscara, V_{shell} , en función del ángulo θ entre sus direcciones. En color gris se muestran los valores correspondientes a los datos del SDSS. Las líneas de trazos corresponden a isocontornos de la simulación. 53
- 4.4. Distribución de las velocidades de los vacíos de tipo S, en línea de trazos, y de tipo R, en línea sólida. Las líneas verticales muestran el valor de la velocidad media de cada población, mientras la bandas sombreadas corresponden a los valores del error estándar de los valores medios. 55
- 4.5. Mediana de la velocidad de los vacíos en: (a) intervalos de radio de vacío, R_{void} , y (b) intervalos de Δ_{max} . Las barras indican el error estándar de la mediana en cada intervalo y las áreas sombreadas muestran la desviación estándar. 55
- 5.1. Histograma normalizado del $\cos(\theta)$, donde θ es el ángulo entre los vectores posición y velocidad relativa de los pares de vacíos que se encuentran a una distancia $d < 150h^{-1}$ Mpc. 59
- 5.2. Bimodalidad del movimiento relativo. Histogramas de $\cos(\theta)$ correspondientes a distancias entre de pares de vacíos en los rangos $15\text{-}50 h^{-1}$ Mpc (a), $50\text{-}80 h^{-1}$ Mpc (b), $80\text{-}120 h^{-1}$ Mpc (c) y $120\text{-}150 h^{-1}$ Mpc (d). Los paneles superiores corresponden a los pares de vacíos de tipo R y los paneles inferiores a los de tipo S. Los histogramas están normalizados para mostrar el exceso de pares de vacíos con respecto al esperado para una distribución aleatoria. 60
- 5.3. Velocidad relativa entre pares de vacíos en la dirección que une sus centros V_{\parallel} en función de la separación entre sus centros D . Los puntos llenos corresponden a los valores medios para los pares de vacíos tipo R. Los círculos vacíos corresponden a los pares de vacíos tipo S. Las barras indican las incertezas en los valores medios estimadas mediante el remuestreo de Jackknife. 61

- 5.4. Campo de velocidades peculiares del catálogo de Wang et al. (2012). Las flechas corresponden al campo de velocidades peculiares de una sección delgada del SDSS. En color naranja se muestran las celdas que componen las FVS del catálogo de Luparello et al. (2011). Los círculos delimitan las subdensidades identificadas como vacíos dentro de $10 h^{-1}$ Mpc de ancho. En color rojo se muestran los vacíos embebidos en entornos subdensos (vacíos de tipo R). En color azul se muestran los vacíos rodeados por un entorno sobredenso (vacíos tipo S). 62
- 5.5. Velocidades de los vacíos relativa a su FVS más próxima en la dirección vacío - FVS en intervalos de distancia $d_{\text{void-FVS}}$. Los valores negativos indican movimientos de caída hacia la FVS. Los valores positivos indican desplazamientos en dirección opuesta a la FVS. La línea continua corresponde los valores medios para los vacíos de tipo R. La línea de trazos, a los vacíos de tipo S. Las barras indican el error estándar en la media de la velocidad. 64
- 5.6. Histogramas de $\cos(\theta)$ para diferentes muestras de vacíos: (a) Vacíos que están a una distancia de su FVS más próxima, $FVS^{(1)}$, menor al 60 por ciento de la distancia a la segunda FVS, $FVS^{(2)}$, más cercana tal que $\log(L_{FVS}^{(1)}/L_{FVS}^{(2)}) > 0.6$, (b) Vacíos a distancias menores a $20 h^{-1}$ Mpc de su FVS más próxima, cuya luminosidad supera los $10^{13}L_{\odot}$, (c) Vacíos a distancias menores a $20 h^{-1}$ Mpc de su FVS más próxima, cuya luminosidad no supera los $10^{13}L_{\odot}$, y (d) Vacíos a más de $30 h^{-1}$ Mpc de su FVS más próxima con una luminosidad inferior a $10^{13}L_{\odot}$ 65
- 5.7. Grupos del SDSS próximos a FVS. Histogramas normalizados de la luminosidad (izquierda) y el número de galaxias (derecha) de los grupos de galaxias del SDSS con más de 5 galaxias, situados a una distancia de su FVS más próxima menor a $50 h^{-1}$ Mpc. La línea continua corresponde a los grupos que se encuentran a una distancia entre 0.8 y 1.2 radio de vacío, mientras la línea de trazos describe los histogramas correspondientes a los grupos que se encuentran fuera de los vacíos (a más de 1.2 radio de vacío). 66
- 5.8. Velocidad relativa media de caída a la FVS más próxima, $|V|\cos(\theta)$, para los grupos de galaxias situadas en cáscaras de los vacíos (línea continua) y fuera de ellos (línea de trazos) en función de la distancia centro de vacío - FVS, $d_{\text{void-FVS}}$. Los valores corresponden a la media de la velocidad relativa proyectada en la dirección a la FVS, definida por el ángulo θ entre los vectores velocidad y posición de las galaxias relativas a la FVS . 67
- 5.9. Velocidad relativa media de caída a la FVS más próxima, $|V|\cos(\theta)$, de las galaxias y grupos de galaxias situados en cáscaras de los vacíos en función de la distancia centro de vacío - FVS, $d_{\text{void-FVS}}$. La línea continua describe el movimiento relativo de las galaxias que se encuentran en la configuración vacío - galaxia - FVS, es decir, $\cos(\phi) > 0$, mientras que la línea a trazos corresponde a la configuración galaxia-vacío-FVS ($\cos(\phi) < 0$). 70

- 5.10. Campo de velocidades peculiares de vacíos. Las flechas corresponden al campo de velocidades peculiares de una pequeña sección delgada del SDSS centrada en dos subdensidades. Los círculos de color rojo delimitan un vacío embebidos en un entorno subdenso (vacío de tipo R). En color azul se muestra un vacío rodeado por un entorno sobredenso (vacío tipo S). En el panel izquierdo las flechas describen el campo de velocidades peculiares del catálogo de Wang et al. (2012), en el panel derecho las flechas corresponden al campo de velocidades peculiares relativo al movimiento global de los vacíos. 71
- 5.11. Perfiles de velocidad radial de los vacíos del SDSS: Promedio de las velocidades peculiares en la dirección radial, V_p , alrededor de los vacíos de tipo S (líneas continuas) y de tipo R (líneas a trazos) en intervalos de distancia d al centro de los vacíos en unidades de radio de vacío R_{void} . Los valores negativos corresponden a velocidades promedios que apuntan en la dirección al centro de los vacíos, mientras que los valores positivos corresponden a velocidades radiales que apuntan hacia afuera de la subdensidad. Los trazos gruesos, en ambos casos, describen el perfil de las velocidades radiales desafectadas del movimiento global de los vacíos. . . . 72
- 6.1. Vacíos identificados en la distribución de halos de materia oscura dentro de una sección de $6 h^{-1}$ Mpc en la simulación numérica en $z = 0$. Los círculos rojos delimitan los vacíos embebidos en entornos subdensos (tipo R), mientras los círculos azules delimitan los vacíos rodeados por un entorno sobredenso (tipo S). 76
- 6.2. Tamaño de los vacíos en la simulación numérica: Histogramas normalizados de los radios R_{void} de los vacíos identificados en $z = 0$ en el espacio real (izquierda) y en el espacio de redshift (derecha) de la simulación numérica. Las líneas continuas describen los histogramas de los vacíos inmersos en entornos subdensos (Tipo R). Las líneas de trazos describen los histogramas correspondientes a los vacíos envueltos por un medio circundante sobredenso (Tipo S). 77
- 6.3. Tamaño de los vacíos del SDSS: Histogramas normalizados de los radios R_{void} de la muestra de los vacíos del SDSS. La línea continua describe el histograma de la submuestra de vacíos inmersos en entornos subdensos (Tipo R). La línea de trazos describe el histograma de la submuestra de vacíos envueltos por un medio circundante sobredenso (Tipo S). 77
- 6.4. Clustering de los vacíos: Función de correlación ξ de la muestra total de vacíos (línea continua) y de las submuestras de vacíos tipo R (líneas de trazos) y tipo S (líneas de puntos). Las barras de error corresponden a las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife. 79
- 6.5. Clustering de los vacíos: Función de correlación ξ de la muestra total de vacíos (línea continua) y las submuestras de vacíos de tipo R (línea de trazos) y de tipo S (línea de puntos). Las distancias se encuentran normalizadas a la suma de los radios de cada par ($R_1 + R_2$), tal que $r/(R_1 + R_2) = 1$ corresponde a vacíos que están en contacto. Las barras de error indican las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife en cada intervalo de distancia. 80

6.6. Clustering de los vacíos en el espacio de redshift. La línea continua corresponde a la función de correlación $\xi(r)$ de la muestra total de vacíos identificados en el espacio real, mientras la línea de trazos muestra la función $\xi(s)$ de los vacíos identificados en el espacio de redshift. Las barras de error indican las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife. 81

6.7. Clustering de los vacíos de tipo R en el espacio de redshift. La línea continua corresponde a la función de correlación $\xi(r)$ de la muestra de vacíos identificados en entornos subdensos del espacio real, mientras la línea de trazos muestra la función $\xi(s)$ correspondiente los vacíos identificados en el mismo tipo de entorno en el espacio de redshift. Las barras de error indican las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife. 82

6.8. Clustering de los vacíos de tipo S en el espacio de redshift. La línea continua corresponde a la función de correlación $\xi(r)$ de la muestra vacíos identificados en el espacio real rodeados por una cáscara sobredensa, mientras la línea de trazos muestra la función $\xi(s)$ correspondiente los vacíos del mismo tipo identificados en el espacio de redshift . Las barras de error corresponden a las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife. 83

6.9. Clustering de los vacíos del SDSS: Función de correlación ξ de la muestra total de vacíos (línea continua) y las submuestras de vacíos de tipo R (línea de trazos) y de tipo S (línea de puntos). Las barras de error indican las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife en cada intervalo de distancia. 83

6.10. Clustering de los vacíos del SDSS: Función de correlación ξ de la muestra total de vacíos (línea continua) y las submuestras de vacíos de tipo R (línea de trazos) y de tipo S (línea de puntos). Las distancias se encuentran normalizadas a la suma de los radios de cada par ($R_1 + R_2$). Las barras de error indican las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife en cada intervalo de distancia. 84

7.1. 88

7.2. Histogramas normalizados de los radios R_{void} de vacíos de tipo R (línea continua) y tipo S (línea discontinua) identificados en $z = 0, 1, 2$, de izquierda a derecha, con un contraste de densidad integrado $\Delta(R_{\text{void}}) = -0.9$. 88

7.3. Evolución de la función de correlación de vacíos $\xi(r)$ con $\Delta(R_{\text{void}}) = -0.9$. Las líneas continuas corresponden a $z = 0$, las de trazos a $z = 1$ y las de puntos a $z = 2$. Las barras de error indican las incertezas en $\xi(r)$ calculadas mediante la técnica de remuestreo Jackknife. 89

7.4. Evolución de la función de correlación $\xi(r)$ de vacíos inmersos en entornos subdensos (Tipo R) con $\Delta(R_{\text{void}}) = -0.9$. Las líneas continuas corresponden a $z = 0$, las de trazos a $z = 1$ y las de puntos a $z = 2$. Las barras de error indican las incertezas en $\xi(r)$ calculadas mediante la técnica de remuestreo Jackknife. 89

7.5. Evolución de la función de correlación $\xi(r)$ de vacíos rodeados por un entorno en gran escala sobredenso (Tipo S) con $\Delta(R_{\text{void}}) = -0.9$. Las líneas continuas corresponden a $z = 0$, las de trazos a $z = 1$ y las de puntos a $z = 2$. Las barras de error indican las incertezas en $\xi(r)$ calculadas mediante la técnica de remuestreo Jackknife. 90

- 7.6. Evolución de la función de correlación $\xi(r)$ de vacíos con $\Delta(R_{\text{void}}) = -0.9$ y distancias medidas en unidades de la suma de los radios $R_1 + R_2$. La línea continua muestra la función en $z = 0$, la de trazos, en $z = 1$ y la de puntos, en $z = 2$. Las barras de error indican las incertezas en $\xi(r)$ calculadas mediante la técnica de remuestreo Jackknife. 91
- 7.7. Evolución de la función de correlación $\xi(r)$ de vacíos de tipo R con $\Delta(R_{\text{void}}) = -0.9$ y distancias medidas en unidades de la suma de los radios $R_1 + R_2$. La línea continuas corresponde a $z = 0$, la de trazos a $z = 1$ y la de puntos a $z = 2$. Las barras de error indican las incertezas en $\xi(r)$ calculadas mediante la técnica de remuestreo Jackknife. 91
- 7.8. Evolución de la función de correlación $\xi(r)$ de vacíos de tipo S con $\Delta(R_{\text{void}}) = -0.9$ y distancias medidas en unidades de la suma de los radios $R_1 + R_2$. La línea continua corresponde a $z = 0$, la de trazos a $z = 1$ y la de puntos a $z = 2$. Las barras de error indican las incertezas en $\xi(r)$ calculadas mediante la técnica de remuestreo Jackknife. 92
- 7.9. Histogramas normalizados de los radios R_{void} de vacíos identificados en $z = 0, 1, 2$ con un contraste de densidad $\Delta(z = 0, R_{\text{void}}) = -0.9$, $\Delta(z = 1, R_{\text{void}}) = -0.855$ y $\Delta(z = 2, R_{\text{void}}) = -0.798$. La línea continua corresponde a la muestra de vacíos de $z = 0$, mientras que la línea de trazos y de puntos corresponden a $z = 1$ y $z = 2$, respectivamente. 93
- 7.10. Histogramas normalizados de los radios R_{void} de vacíos de tipo R (línea continua) y tipo S (línea discontinua) identificados en $z = 0, 1, 2$, de izquierda a derecha, con un contraste de densidad $\Delta(z = 0, R_{\text{void}}) = -0.9$, $\Delta(z = 1, R_{\text{void}}) = -0.855$ y $\Delta(z = 2, R_{\text{void}}) = -0.798$ 94
- 7.11. Evolución de la fracción de volumen ocupado por los vacíos con $\Delta = -0.9$ (línea continua) y $\Delta = \Delta(z)$ (línea de trazos). 94
- 7.12. Función de correlación de la muestra total de vacíos en $z = 0, 1$, y 2 con un contraste de densidad $\Delta(z = 0, R_{\text{void}}) = -0.9$, $\Delta(z = 1, R_{\text{void}}) = -0.855$ y $\Delta(z = 2, R_{\text{void}}) = -0.798$, respectivamente. Las barras de error indican las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife. 95
- 7.13. Función de correlación de la submuestra de vacíos de tipo R en $z = 0, 1$, y 2 con un contraste de densidad $\Delta(z = 0, R_{\text{void}}) = -0.9$, $\Delta(z = 1, R_{\text{void}}) = -0.855$ y $\Delta(z = 2, R_{\text{void}}) = -0.798$, respectivamente. Las barras de error corresponden a las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife. 96
- 7.14. Función de correlación de la submuestra de vacíos de tipo S en $z = 0, 1$, y 2 con un contraste de densidad $\Delta(z = 0, R_{\text{void}}) = -0.9$, $\Delta(z = 1, R_{\text{void}}) = -0.855$ y $\Delta(z = 2, R_{\text{void}}) = -0.798$, respectivamente. Las barras de error corresponden a las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife. 96
- 7.15. Función de correlación de los vacíos en $z = 0, 1$, y 2 con un contraste de densidad $\Delta(z = 0, R_{\text{void}}) = -0.9$, $\Delta(z = 1, R_{\text{void}}) = -0.855$ y $\Delta(z = 2, R_{\text{void}}) = -0.798$, respectivamente. Las distancias están normalizadas a la suma de los radios de cada par $R_1 + R_2$. Las barras de error corresponden a las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife. 97
- 7.16. Función de correlación de los vacíos de tipo R en $z = 0, 1$, y 2 con un contraste de densidad $\Delta(z = 0, R_{\text{void}}) = -0.9$, $\Delta(z = 1, R_{\text{void}}) = -0.855$ y $\Delta(z = 2, R_{\text{void}}) = -0.798$, respectivamente. Las distancias están normalizadas a la suma de los radios de cada par $R_1 + R_2$. Las barras de error corresponden a las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife. 97

7.17. Función de correlación de la muestra de vacíos de tipo S en $z = 0, 1,$ y 2 con un contraste de densidad $\Delta(z = 0, R_{\text{void}}) = -0.9,$ $\Delta(z = 1, R_{\text{void}}) = -0.855$ y $\Delta(z = 2, R_{\text{void}}) = -0.798,$ respectivamente. Las distancias están normalizadas a la suma de los radios de cada par $R_1 + R_2.$ Las barras de error corresponden a las incertezas calculadas mediante el remuestreo Jackknife. 98

Índice de tablas

3.1. Características de los catálogos de vacíos	48
6.1. Características de los catálogos de vacíos analizados	75
7.1. Características de las muestras de vacíos con un contraste de densidad integrado $\Delta(z) = -0.9$	87
7.2. Características de las muestras de vacíos con un contraste de densidad integrado $\Delta = \Delta(z)$	92

Bibliografía

- Abazajian, K. N., Adelman-McCarthy, J. K., Agüeros, M. A., Allam, S. S., Allende Prieto, C., An, D., Anderson, K. S. J., Anderson, S. F., Annis, J., Bahcall, N. A., and et al. (2009). The Seventh Data Release of the Sloan Digital Sky Survey. , 182:543–558.
- Abell, G. O. (1958). The Distribution of Rich Clusters of Galaxies. , 3:211.
- Abell, G. O., Corwin, Jr., H. G., and Olowin, R. P. (1989). A catalog of rich clusters of galaxies. , 70:1–138.
- Alcock, C. and Paczynski, B. (1979). An evolution free test for non-zero cosmological constant. , 281:358.
- Aragon-Calvo, M. A., van de Weygaert, R., Araya-Melo, P. A., Platen, E., and Szalay, A. S. (2010). Unfolding the hierarchy of voids. , 404:L89–L93.
- Babcock, H. W. (1939). The rotation of the Andromeda Nebula. *Lick Observatory Bulletin*, 19:41–51.
- Bahcall, N. A. and Soneira, R. M. (1983). The spatial correlation function of rich clusters of galaxies. , 270:20–38.
- Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., and Wu, H.-Y. (2013). The ROCKSTAR Phase-space Temporal Halo Finder and the Velocity Offsets of Cluster Cores. , 762:109.
- Bertschinger, E. (1985). The self-similar evolution of holes in an Einstein-de Sitter universe. , 58:1–37.
- Blanton, M. R., Schlegel, D. J., Strauss, M. A., Brinkmann, J., Finkbeiner, D., Fukugita, M., Gunn, J. E., Hogg, D. W., Ivezić, Ž., Knapp, G. R., Lupton, R. H., Munn, J. A., Schneider, D. P., Tegmark, M., and Zehavi, I. (2005). New York University Value-Added Galaxy Catalog: A Galaxy Catalog Based on New Public Surveys. , 129:2562–2578.
- Blumenthal, G. R., da Costa, L. N., Goldwirth, D. S., Lecar, M., and Piran, T. (1992). The largest possible voids. , 388:234–241.
- Borgani, S. and Guzzo, L. (2001). X-ray clusters of galaxies as tracers of structure in the Universe. , 409:39–45.

- Borgani, S., Plionis, M., and Kolokotronis, V. (1999). Cosmological constraints from the clustering properties of the X-ray Brightest Abell-type Cluster sample. , 305:866–874.
- Brunino, R., Trujillo, I., Pearce, F. R., and Thomas, P. A. (2007). The orientation of galaxy dark matter haloes around cosmic voids. , 375:184–190.
- Cai, Y.-C., Neyrinck, M. C., Szapudi, I., Cole, S., and Frenk, C. S. (2014). A Possible Cold Imprint of Voids on the Microwave Background Radiation. , 786:110.
- Cai, Y.-C., Padilla, N., and Li, B. (2015). Testing gravity using cosmic voids. , 451:1036–1055.
- Cautun, M., van de Weygaert, R., Jones, B. J. T., and Frenk, C. S. (2014). Evolution of the cosmic web. , 441:2923–2973.
- Ceccarelli, L., Padilla, N. D., Valotto, C., and Lambas, D. G. (2006a). Voids in the 2dFGRS and Λ CDM simulations: spatial and dynamical properties. , 373:1440–1450.
- Ceccarelli, L., Padilla, N. D., Valotto, C., and Lambas, D. G. (2006b). Voids in the 2dFGRS and Λ CDM simulations: spatial and dynamical properties. , 373:1440–1450.
- Ceccarelli, L., Paz, D., Lares, M., Padilla, N., and Lambas, D. G. (2013). Clues on void evolution - I. Large-scale galaxy distributions around voids. , 434:1435–1442.
- Ceccarelli, L., Ruiz, A. N., Lares, M., Paz, D. J., Maldonado, V. E., Luparello, H. E., and Garcia Lambas, D. (2016). The sparkling Universe: a scenario for cosmic void motions. , 461:4013–4021.
- Chincarini, G. L., Giovanelli, R., and Haynes, M. P. (1983). 21 centimeter observations of supercluster galaxies - The bridge between Coma and A1367. , 269:13–28.
- Clampitt, J., Jain, B., and Sánchez, C. (2016). Clustering and bias measurements of SDSS voids. , 456:4425–4431.
- Colberg, J. M., Pearce, F., Foster, C., Platen, E., Brunino, R., Neyrinck, M., Basilakos, S., Fairall, A., Feldman, H., Gottlöber, S., Hahn, O., Hoyle, F., Müller, V., Nelson, L., Plionis, M., Porciani, C., Shandarin, S., Vogeley, M. S., and van de Weygaert, R. (2008). The Aspen-Amsterdam void finder comparison project. , 387:933–944.
- Colberg, J. M., Sheth, R. K., Diaferio, A., Gao, L., and Yoshida, N. (2005a). Voids in a Λ CDM universe. , 360:216–226.
- Colberg, J. M., Sheth, R. K., Diaferio, A., Gao, L., and Yoshida, N. (2005b). Voids in a Λ CDM universe. , 360:216–226.
- Colless, M., Dalton, G., Maddox, S., Sutherland, W., Norberg, P., Cole, S., Bland-Hawthorn, J., Bridges, T., Cannon, R., Collins, C., Couch, W., Cross, N., Deeley,

- K., De Propris, R., Driver, S. P., Efstathiou, G., Ellis, R. S., Frenk, C. S., Glazebrook, K., Jackson, C., Lahav, O., Lewis, I., Lumsden, S., Madgwick, D., Peacock, J. A., Peterson, B. A., Price, I., Seaborne, M., and Taylor, K. (2001). The 2dF Galaxy Redshift Survey: spectra and redshifts. , 328:1039–1063.
- Croton, D. J., Colless, M., Gaztañaga, E., Baugh, C. M., Norberg, P., Baldry, I. K., Bland-Hawthorn, J., Bridges, T., Cannon, R., Cole, S., Collins, C., Couch, W., Dalton, G., de Propris, R., Driver, S. P., Efstathiou, G., Ellis, R. S., Frenk, C. S., Glazebrook, K., Jackson, C., Lahav, O., Lewis, I., Lumsden, S., Maddox, S., Madgwick, D., Peacock, J. A., Sutherland, W., and Taylor, K. (2004). The 2dF Galaxy Redshift Survey: voids and hierarchical scaling models. , 352:828–836.
- Dünner, R., Araya, P. A., Meza, A., and Reisenegger, A. (2006). The limits of bound structures in the accelerating Universe. , 366:803–811.
- Einasto, J., Einasto, M., Tago, E., Saar, E., Hutsi, G., Jõeveer, M., Liivamägi, L., Suhhonenko, I., Jaaniste, J., Heinamäki, P., Müller, V., Knebe, A., and Tucker, D. (2007). Superclusters of galaxies from the 2dF redshift survey. I. The catalogue. , 462:811–825.
- Einasto, M., Einasto, J., Tago, E., Dalton, G. B., and Andernach, H. (1994). The Structure of the Universe Traced by Rich Clusters of Galaxies. , 269:301.
- Einasto, M., Liivamägi, L. J., Tempel, E., Saar, E., Vennik, J., Nurmi, P., Gramann, M., Einasto, J., Tago, E., Heinämäki, P., Ahvensalmi, A., and Martínez, V. J. (2012). Multimodality of rich clusters from the SDSS DR8 within the supercluster-void network. , 542:A36.
- Einasto, M., Tago, E., Jaaniste, J., Einasto, J., and Andernach, H. (1997). The supercluster-void network I. The supercluster catalogue and large-scale distribution. , 123.
- El-Ad, H. and Piran, T. (1997). Voids in the Large-Scale Structure. , 491:421–435.
- El-Ad, H., Piran, T., and Dacosta, L. N. (1997). A catalogue of the voids in the IRAS 1.2-Jy survey. , 287:790–798.
- Frisch, P., Einasto, J., Einasto, M., Freudling, W., Fricke, K. J., Gramann, M., Saar, V., and Toomet, O. (1995). Evolution of the supercluster-void network. , 296:611.
- Geller, M. J. and Huchra, J. P. (1989). Mapping the universe. *Science*, 246:897–903.
- Giovanelli, R. and Haynes, M. P. (1985). A 21 CM survey of the Pisces-Perseus supercluster. I - The declination zone +27.5 to +33.5 degrees. , 90:2445–2473.
- Goldberg, D. M. and Vogeley, M. S. (2004). Simulating Voids. , 605:1–6.

- Gonzalez, A. H., Zaritsky, D., Simard, L., Clowe, D., and White, S. D. M. (2002). Tests of the Las Campanas Distant Cluster Survey from Confirmation Observations for the ESO Distant Cluster Survey. , 579:577–586.
- Gott, III, J. R., Jurić, M., Schlegel, D., Hoyle, F., Vogeley, M., Tegmark, M., Bahcall, N., and Brinkmann, J. (2005). A Map of the Universe. , 624:463–484.
- Gottlöber, S., Lokas, E. L., Klypin, A., and Hoffman, Y. (2003). The structure of voids. , 344:715–724.
- Granett, B. R., Neyrinck, M. C., and Szapudi, I. (2008). An Imprint of Superstructures on the Microwave Background due to the Integrated Sachs-Wolfe Effect. , 683:L99.
- Hahn, O. and Abel, T. (2011). Multi-scale initial conditions for cosmological simulations. , 415:2101–2121.
- Hahn, O., Porciani, C., Carollo, C. M., and Dekel, A. (2007). Properties of dark matter haloes in clusters, filaments, sheets and voids. , 375:489–499.
- Hamaus, N., Sutter, P., Lavaux, G., and Wandelt, B. D. (2014). Testing cosmic geometry without dynamic distortions using voids. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2014(12):013.
- Hamaus, N., Sutter, P. M., and Wandelt, B. D. (2014a). Universal Density Profile for Cosmic Voids. *Physical Review Letters*, 112(25):251302.
- Hamaus, N., Sutter, P. M., and Wandelt, B. D. (2014b). Universal Density Profile for Cosmic Voids. *Physical Review Letters*, 112(25):251302.
- Hamaus, N., Wandelt, B. D., Sutter, P. M., Lavaux, G., and Warren, M. S. (2014c). Cosmology with Void-Galaxy Correlations. *Physical Review Letters*, 112(4):041304.
- Hinshaw, G., Larson, D., Komatsu, E., Spergel, D. N., Bennett, C. L., Dunkley, J., Nolte, M. R., Halpern, M., Hill, R. S., Odegard, N., Page, L., Smith, K. M., Weiland, J. L., Gold, B., Jarosik, N., Kogut, A., Limon, M., Meyer, S. S., Tucker, G. S., Wollack, E., and Wright, E. L. (2013). Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Parameter Results. , 208:19.
- Hoffman, Y. and Shaham, J. (1982). On the origin of the voids in the galaxy distribution. , 262:L23–L26.
- Hogg, D. W. (1999). Distance measures in cosmology. *ArXiv Astrophysics e-prints*.
- Hotchkiss, S., Nadathur, S., Gottlöber, S., Iliev, I. T., Knebe, A., Watson, W. A., and Yepes, G. (2015). The Jubilee ISW Project - II. Observed and simulated imprints of voids and superclusters on the cosmic microwave background. , 446:1321–1334.
- Hoyle, F. and Vogeley, M. S. (2002). Voids in the Point Source Catalogue Survey and the Updated Zwicky Catalog. , 566:641–651.

- Hoyle, F. and Vogeley, M. S. (2004a). Voids in the Two-Degree Field Galaxy Redshift Survey. , 607:751–764.
- Hoyle, F. and Vogeley, M. S. (2004b). Voids in the Two-Degree Field Galaxy Redshift Survey. , 607:751–764.
- Hoyle, F., Vogeley, M. S., and Pan, D. (2012). Photometric properties of void galaxies in the Sloan Digital Sky Survey Data Release 7. , 426:3041–3050.
- Hubble, E. (1929). A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. *Proceedings of the National Academy of Science*, 15:168–173.
- Icke, V. (1984). Voids and filaments. , 206:1P–3P.
- Jennings, E., Li, Y., and Hu, W. (2013). The abundance of voids and the excursion set formalism. , 434:2167–2181.
- Jing, Y. P. and Börner, G. (1998). The Three-Point Correlation Function of Galaxies Determined from the Las Campanas Redshift Survey. , 503:37–47.
- Jing, Y. P., Börner, G., and Suto, Y. (2002). Spatial Correlation Functions and the Pairwise Peculiar Velocity Dispersion of Galaxies in the Point Source Catalog Redshift Survey: Implications for the Galaxy Biasing in Cold Dark Matter Models. , 564:15–22.
- Kaiser, N. (1987). Clustering in real space and in redshift space. , 227:1–21.
- Kauffmann, G. and Fairall, A. P. (1991). Voids in the distribution of galaxies - an assessment of their significance and derivation of a void spectrum. , 248:313–324.
- Kerscher, M., Szapudi, I., and Szalay, A. S. (2000). A Comparison of Estimators for the Two-Point Correlation Function. , 535:L13–L16.
- Kirshner, R. P., Oemler, Jr., A., Schechter, P. L., and Sackett, S. A. (1981). A million cubic megaparsec void in Bootes. , 248:L57–L60.
- Lahav, O., Lilje, P. B., Primack, J. R., and Rees, M. J. (1991). Dynamical effects of the cosmological constant. , 251:128–136.
- Lambas, D. G., Lares, M., Ceccarelli, L., Ruiz, A. N., Paz, D. J., Maldonado, V. E., and Luparello, H. E. (2016). The sparkling Universe: the coherent motions of cosmic voids. , 455:L99–L103.
- Lares, M., Luparello, H. E., Maldonado, V., Ruiz, A. N., Paz, D. J., Ceccarelli, L., and Garcia Lambas, D. (2017). Voids and superstructures: correlations and induced large-scale velocity flows. , 470:85–94.
- Lavaux, G. and Wandelt, B. D. (2012). Precision Cosmography with Stacked Voids. , 754:109.

- Li, B., Zhao, G.-B., and Koyama, K. (2012). Haloes and voids in $f(R)$ gravity. , 421:3481–3487.
- Liang, Y., Zhao, C., Chuang, C.-H., Kitaura, F.-S., and Tao, C. (2016). Measuring baryon acoustic oscillations from the clustering of voids. , 459:4020–4028.
- Luparello, H., Lares, M., Lambas, D. G., and Padilla, N. (2011). Future virialized structures: an analysis of superstructures in the SDSS-DR7. , 415:964–976.
- Nadathur, S., Hotchkiss, S., Diego, J. M., Iliev, I. T., Gottlöber, S., Watson, W. A., and Yepes, G. (2016). Universal void density profiles from simulation and SDSS. In van de Weygaert, R., Shandarin, S., Saar, E., and Einasto, J., editors, *The Zeldovich Universe: Genesis and Growth of the Cosmic Web*, volume 308 of *IAU Symposium*, pages 542–545.
- Neyrinck, M. C. (2008). ZOBOV: a parameter-free void-finding algorithm. , 386:2101–2109.
- Norberg, P., Baugh, C. M., Hawkins, E., Maddox, S., Madgwick, D., Lahav, O., Cole, S., Frenk, C. S., Baldry, I., Bland-Hawthorn, J., Bridges, T., Cannon, R., Colless, M., Collins, C., Couch, W., Dalton, G., De Propris, R., Driver, S. P., Efstathiou, G., Ellis, R. S., Glazebrook, K., Jackson, C., Lewis, I., Lumsden, S., Peacock, J. A., Peterson, B. A., Sutherland, W., and Taylor, K. (2002). The 2dF Galaxy Redshift Survey: the dependence of galaxy clustering on luminosity and spectral type. , 332:827–838.
- Padilla, N. D., Ceccarelli, L., and Lambas, D. G. (2005a). Spatial and dynamical properties of voids in a Λ cold dark matter universe. , 363:977–990.
- Padilla, N. D., Ceccarelli, L., and Lambas, D. G. (2005b). Spatial and dynamical properties of voids in a Λ cold dark matter universe. , 363:977–990.
- Pan, D. C., Vogeley, M. S., Hoyle, F., Choi, Y.-Y., and Park, C. (2012). Cosmic voids in Sloan Digital Sky Survey Data Release 7. , 421:926–934.
- Paz, D., Lares, M., Ceccarelli, L., Padilla, N., and Lambas, D. G. (2013). Clues on void evolution-II. Measuring density and velocity profiles on SDSS galaxy redshift space distortions. , 436:3480–3491.
- Peacock, J. A., Cole, S., Norberg, P., Baugh, C. M., Bland-Hawthorn, J., Bridges, T., Cannon, R. D., Colless, M., Collins, C., Couch, W., Dalton, G., Deeley, K., De Propris, R., Driver, S. P., Efstathiou, G., Ellis, R. S., Frenk, C. S., Glazebrook, K., Jackson, C., Lahav, O., Lewis, I., Lumsden, S., Maddox, S., Percival, W. J., Peterson, B. A., Price, I., Sutherland, W., and Taylor, K. (2001). A measurement of the cosmological mass density from clustering in the 2dF Galaxy Redshift Survey. , 410:169–173.

- Peebles, P. J. E. (1973). Statistical Analysis of Catalogs of Extragalactic Objects. I. Theory. , 185:413–440.
- Peebles, P. J. E. (1974). Statistical Analysis of Catalogs of Extragalactic Objects.IV. Cross-Correlation of the Abell and Shane-Wirtanen Catalogs. , 28:37.
- Penzias, A. A. and Wilson, R. W. (1965). A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. , 142:419–421.
- Perlmutter, S., Turner, M. S., and White, M. (1999). Constraining Dark Energy with Type Ia Supernovae and Large-Scale Structure. *Physical Review Letters*, 83:670–673.
- Pisani, A., Sutter, P. M., Hamaus, N., Alizadeh, E., Biswas, R., Wandelt, B. D., and Hirata, C. M. (2015). Counting voids to probe dark energy. , 92(8):083531.
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., Arnaud, M., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Banday, A. J., Barreiro, R. B., Bartlett, J. G., and et al. (2016a). Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. , 594:A13.
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., Arnaud, M., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Banday, A. J., Barreiro, R. B., Bartlett, J. G., and et al. (2016b). Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. , 594:A13.
- Plionis, M. and Basilakos, S. (2002). The size and shape of local voids. , 330:399–404.
- Ricciardelli, E., Quilis, V., and Varela, J. (2014). On the universality of void density profiles. , 440:601–609.
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., Clocchiatti, A., Diercks, A., Garnavich, P. M., Gilliland, R. L., Hogan, C. J., Jha, S., Kirshner, R. P., Leibundgut, B., Phillips, M. M., Reiss, D., Schmidt, B. P., Schommer, R. A., Smith, R. C., Spyromilio, J., Stubbs, C., Suntzeff, N. B., and Tonry, J. (1998). Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. , 116:1009–1038.
- Ruiz, A. N., Paz, D. J., Lares, M., Luparello, H. E., Ceccarelli, L., and Lambas, D. G. (2015). Clues on void evolution - III. Structure and dynamics in void shells. , 448:1471–1482.
- Schaap, W. E. (2007). *DTFE: the Delaunay Tessellation Field Estimator*. PhD thesis, Kapteyn Astronomical Institute [EMAIL]w_schaap@live.nl/[EMAIL].
- Schaap, W. E. and van de Weygaert, R. (2000). Continuous fields and discrete samples: reconstruction through Delaunay tessellations. , 363:L29–L32.
- Seldner, M., Siebers, B., Groth, E. J., and Peebles, P. J. E. (1977). New reduction of the Lick catalog of galaxies. , 82:249–256.

- Shandarin, S., Feldman, H. A., Heitmann, K., and Habib, S. (2006). Shapes and sizes of voids in the Lambda cold dark matter universe: excursion set approach. , 367:1629–1640.
- Shandarin, S. F. and Zeldovich, Y. B. (1989). The large-scale structure of the universe: Turbulence, intermittency, structures in a self-gravitating medium. *Reviews of Modern Physics*, 61:185–220.
- Shapley, H. and Ames, A. (1930). Extension of the Coma-Virgo Supergalaxy. *Harvard College Observatory Bulletin*, 880:1–2.
- Shectman, S. A., Landy, S. D., Oemler, A., Tucker, D. L., Lin, H., Kirshner, R. P., and Schechter, P. L. (1996). The Las Campanas Redshift Survey. , 470:172.
- Sheth, R. K. and van de Weygaert, R. (2004a). A hierarchy of voids: much ado about nothing. , 350:517–538.
- Sheth, R. K. and van de Weygaert, R. (2004b). A hierarchy of voids: much ado about nothing. , 350:517–538.
- Springel, V. (2005). The cosmological simulation code GADGET-2. , 364:1105–1134.
- Strauss, M. A., Weinberg, D. H., Lupton, R. H., Narayanan, V. K., Annis, J., Bernardi, M., Blanton, M., Burles, S., Connolly, A. J., Dalcanton, J., Doi, M., Eisenstein, D., Frieman, J. A., Fukugita, M., Gunn, J. E., Ivezić, Ž., Kent, S., Kim, R. S. J., Knapp, G. R., Kron, R. G., Munn, J. A., Newberg, H. J., Nichol, R. C., Okamura, S., Quinn, T. R., Richmond, M. W., Schlegel, D. J., Shimasaku, K., SubbaRao, M., Szalay, A. S., Vanden Berk, D., Vogeley, M. S., Yanny, B., Yasuda, N., York, D. G., and Zehavi, I. (2002). Spectroscopic Target Selection in the Sloan Digital Sky Survey: The Main Galaxy Sample. , 124:1810–1824.
- Sutter, P. M., Elahi, P., Falck, B., Onions, J., Hamaus, N., Knebe, A., Srisawat, C., and Schneider, A. (2014). The life and death of cosmic voids. , 445:1235–1244.
- Sutter, P. M., Lavaux, G., Wandelt, B. D., and Weinberg, D. H. (2012a). A First Application of the Alcock-Paczynski Test to Stacked Cosmic Voids. , 761:187.
- Sutter, P. M., Lavaux, G., Wandelt, B. D., and Weinberg, D. H. (2012b). A Public Void Catalog from the SDSS DR7 Galaxy Redshift Surveys Based on the Watershed Transform. , 761:44.
- Tully, R. B., Courtois, H., Hoffman, Y., and Pomarède, D. (2014). The Laniakea supercluster of galaxies. , 513:71–73.
- Tully, R. B., Courtois, H. M., Dolphin, A. E., Fisher, J. R., Héraudeau, P., Jacobs, B. A., Karachentsev, I. D., Makarov, D., Makarova, L., Mitronova, S., Rizzi, L., Shaya, E. J., Sorce, J. G., and Wu, P.-F. (2013). Cosmicflows-2: The Data. , 146:86.
- Tully, R. B., Courtois, H. M., and Sorce, J. G. (2016). Cosmicflows-3. , 152:50.

- Tully, R. B., Shaya, E. J., Karachentsev, I. D., Courtois, H. M., Kocevski, D. D., Rizzi, L., and Peel, A. (2008). Our Peculiar Motion Away from the Local Void. , 676:184–205.
- van de Weygaert, R. and Platen, E. (2011). Cosmic Voids: Structure, Dynamics and Galaxies. In *International Journal of Modern Physics Conference Series*, volume 1 of *International Journal of Modern Physics Conference Series*, pages 41–66.
- Vogeley, M. S., Park, C., Geller, M. J., Huchra, J. P., and Gott, III, J. R. (1994). Topological analysis of the CfA redshift survey. , 420:525–544.
- Wang, H., Mo, H. J., Jing, Y. P., Guo, Y., van den Bosch, F. C., and Yang, X. (2009). Reconstructing the cosmic density field with the distribution of dark matter haloes. , 394:398–414.
- Wang, H., Mo, H. J., Yang, X., and van den Bosch, F. C. (2012). Reconstructing the cosmic velocity and tidal fields with galaxy groups selected from the Sloan Digital Sky Survey. , 420:1809–1824.
- Watkins, R., Feldman, H. A., and Hudson, M. J. (2009). Consistently large cosmic flows on scales of $100h^{-1}\text{Mpc}$: a challenge for the standard ΛCDM cosmology. , 392:743–756.
- Weinberg, S. (1972). *Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity*.
- Wojtak, R., Powell, D., and Abel, T. (2016). Voids in cosmological simulations over cosmic time. , 458:4431–4442.
- Yang, X., Mo, H. J., van den Bosch, F. C., and Jing, Y. P. (2005). A halo-based galaxy group finder: calibration and application to the 2dFGRS. , 356:1293–1307.
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, Jr., J. E., Anderson, S. F., Annis, J., Bahcall, N. A., Bakken, J. A., Barkhouser, R., Bastian, S., Berman, E., Boroski, W. N., Bracker, S., Briegel, C., Briggs, J. W., Brinkmann, J., Brunner, R., Burles, S., Carey, L., Carr, M. A., Castander, F. J., Chen, B., Colestock, P. L., Connolly, A. J., Crocker, J. H., Csabai, I., Czarapata, P. C., Davis, J. E., Doi, M., Dombeck, T., Eisenstein, D., Ellman, N., Elms, B. R., Evans, M. L., Fan, X., Federwitz, G. R., Fiscelli, L., Friedman, S., Frieman, J. A., Fukugita, M., Gillespie, B., Gunn, J. E., Gurbani, V. K., de Haas, E., Haldeman, M., Harris, F. H., Hayes, J., Heckman, T. M., Hennessy, G. S., Hindsley, R. B., Holm, S., Holmgren, D. J., Huang, C.-h., Hull, C., Husby, D., Ichikawa, S.-I., Ichikawa, T., Ivezić, Ž., Kent, S., Kim, R. S. J., Kinney, E., Klaene, M., Kleinman, A. N., Kleinman, S., Knapp, G. R., Korienek, J., Kron, R. G., Kunszt, P. Z., Lamb, D. Q., Lee, B., Leger, R. F., Limmongkol, S., Lindenmeyer, C., Long, D. C., Loomis, C., Loveday, J., Lucinio, R., Lupton, R. H., MacKinnon, B., Mannery, E. J., Mantsch, P. M., Margon, B.,

- McGehee, P., McKay, T. A., Meiksin, A., Merelli, A., Monet, D. G., Munn, J. A., Narayanan, V. K., Nash, T., Neilsen, E., Neswold, R., Newberg, H. J., Nichol, R. C., Nicinski, T., Nonino, M., Okada, N., Okamura, S., Ostriker, J. P., Owen, R., Pauls, A. G., Peoples, J., Peterson, R. L., Petravick, D., Pier, J. R., Pope, A., Pordes, R., Prosapio, A., Rechenmacher, R., Quinn, T. R., Richards, G. T., Richmond, M. W., Rivetta, C. H., Rockosi, C. M., Ruthmansdorfer, K., Sandford, D., Schlegel, D. J., Schneider, D. P., Sekiguchi, M., Sergey, G., Shimasaku, K., Siegmund, W. A., Smee, S., Smith, J. A., Snedden, S., Stone, R., Stoughton, C., Strauss, M. A., Stubbs, C., SubbaRao, M., Szalay, A. S., Szapudi, I., Szokoly, G. P., Thakar, A. R., Tremonti, C., Tucker, D. L., Uomoto, A., Vanden Berk, D., Vogeley, M. S., Waddell, P., Wang, S.-i., Watanabe, M., Weinberg, D. H., Yanny, B., Yasuda, N., and SDSS Collaboration (2000). The Sloan Digital Sky Survey: Technical Summary. , 120:1579–1587.
- Zehavi, I., Blanton, M. R., Frieman, J. A., Weinberg, D. H., Mo, H. J., Strauss, M. A., Anderson, S. F., Annis, J., Bahcall, N. A., Bernardi, M., Briggs, J. W., Brinkmann, J., Burles, S., Carey, L., Castander, F. J., Connolly, A. J., Csabai, I., Dalcanton, J. J., Dodelson, S., Doi, M., Eisenstein, D., Evans, M. L., Finkbeiner, D. P., Friedman, S., Fukugita, M., Gunn, J. E., Hennessy, G. S., Hindsley, R. B., Ivezić, Ž., Kent, S., Knapp, G. R., Kron, R., Kunszt, P., Lamb, D. Q., Leger, R. F., Long, D. C., Loveday, J., Lupton, R. H., McKay, T., Meiksin, A., Merrelli, A., Munn, J. A., Narayanan, V., Newcomb, M., Nichol, R. C., Owen, R., Peoples, J., Pope, A., Rockosi, C. M., Schlegel, D., Schneider, D. P., Scoccimarro, R., Sheth, R. K., Siegmund, W., Smee, S., Snir, Y., Stebbins, A., Stoughton, C., SubbaRao, M., Szalay, A. S., Szapudi, I., Tegmark, M., Tucker, D. L., Uomoto, A., Vanden Berk, D., Vogeley, M. S., Waddell, P., Yanny, B., and York, D. G. (2002). Galaxy Clustering in Early Sloan Digital Sky Survey Redshift Data. , 571:172–190.
- Zel'dovich, Y. B. (1970). Gravitational instability: An approximate theory for large density perturbations. , 5:84–89.
- Zwicky, F. (1933). Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, 6:110–127.