

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA

TRABAJO FINAL DE LICENCIATURA

**Análisis de Re-Simulaciones de
regiones subdensas de la Estructura
en Gran Escala del Universo**

Autor:
Agustín RODRÍGUEZ M.

Directores:
Dante PAZ
Federico STASYSZYN

20 de julio de 2020



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

Universidad Nacional de Córdoba

Resumen

Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación

Licenciado en Astronomía

Análisis de Re-Simulaciones de regiones subdensas de la Estructura en Gran Escala del Universo

by Agustín RODRÍGUEZ M.

Se identificaron las regiones más subdensas, llamadas vacíos cosmológicos, en una simulación cosmológica. Se los clasificó en función de su perfil de densidad como tipo R (aquellos en proceso de expansión, con un contraste de densidad integrado que crece continuamente) y los vacíos tipo S (aquellos con paredes sobredensas en proceso de colapso). Se seleccionaron 2, uno de cada tipo, y fueron resimulados con mayor resolución, incluyendo gas y modelos astrofísicos subgrid. Se estudiaron las propiedades bariónicas de los halos identificados en estos entornos y se realizó una comparación con los halos de ambientes de densidad media.

Se encontró que los halos del void S son más pequeños, con menor contenido bariónico y más calientes que los halos del void R y que de una región de densidad media. Al mismo tiempo, las partículas estelares en el void S presentan un entorno local más rico en gas que el void R y la región media. Estas diferencias encontradas, podrían deberse a diferentes historias evolutivas de los halos, ya que la dinámica de los voids S y R es diferente.

También se estudiaron los diagramas de fases (presión-temperatura) de los vacíos. Se clasificó el gas en cuatro fases (difuso-condensado-WHIM-caliente) y se compararon los diagramas de fases de los voids con los de una simulación cosmológica completa. Para el modelo de formación estelar y feedback utilizado, se encontró que en términos generales, los vacíos son representativos del estado del gas en el universo a $z \sim 3$ aunque las diferentes fases del gas son similares a las del universo a diferentes redshifts. El void tipo S es representativo del universo a $z \sim 3,2$ y el void tipo R es similar al universo a $z \sim 3,2$ solo en su fracción de gas condensado. El resto del gas es similar al del universo a $z \sim 2,7$ (difuso), $z \sim 2,5$ (caliente), $z \sim 2,3$ (WHIM).

Palabras Claves: Estructura en gran escala del Universo - Vacíos Cosmológicos - Astronomía extragaláctica - Simulaciones numéricas - Resimulaciones

Universidad Nacional de Córdoba

Abstract

Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación

Licenciado en Astronomía

Análisis de Re-Simulaciones de regiones subdensas de la Estructura en Gran Escala del Universo

by Agustín RODRÍGUEZ M.

The most sub-dense regions, called cosmological voids, were identified in a cosmological simulation. They were classified according to their density profile as type R (those in the process of expansion, with an integrated density contrast that grows continuously) and type S voids (those with overdense walls in the process of collapse). Two were selected, one of each type, and were resimulated with higher resolution, including gas and subgrid astrophysical models. The baryonic properties of the halos identified in these environments were studied and a comparison with the halos of medium density environments was made.

It was found that void S halos are smaller, with less baryonic content and warmer than void R halos and from a medium density region. At the same time, the stellar particles in the void S present a local environment richer in gas than the void R and the media region. These differences found, could be due to different evolutionary histories of the halos, since the dynamics of the S and R voids are different.

Phase diagrams (pressure-temperature) of the voids were also studied. The gas was classified into four phases (diffusion-condensate-WHIM-hot) and the phase diagrams of the voids were compared with those of a complete cosmological simulation. For the star formation model used, it was found that in general terms, the voids are representative of the state of the gas in the universe at $z \sim 3$ although the different phases of the gas are similar to those of the universe at different redshifts. The S-type void is representative of the universe at $z \sim 3,2$ and void type R is similar to the universe at $z \sim 3,2$ only in its condensed gas fraction. The rest of the gases are similar to the universe at $z \sim 2,7$ (diffuse), $z \sim 2,5$ (hot), $z \sim 2,3$ (WHIM).

Índice general

Resumen	iii
Abstract	v
I Marco teórico y herramientas	1
1 Introducción	3
1.1 Modelo Cosmológico Estándar	3
1.2 Inhomogeneidades en el Universo	5
1.2.1 Inestabilidades Gravitatorias	5
1.2.2 Teoría de perturbaciones lineales	7
1.2.3 Función de correlación	7
1.3 Redshift Cosmológico	8
1.4 Estructuras en el Universo y Vacíos Cosmológicos	9
2 Herramientas Numéricas	11
2.1 Simulaciones Numéricas	11
2.1.1 Dinámica de macro partículas fiduciales	12
2.1.2 Generación de condiciones iniciales	12
2.1.3 Limitaciones	14
2.1.4 Simulación	15
2.2 Física Bariónica	16
2.2.1 Hidrodinámica de partículas suavizadas	16
2.2.2 Modelos Astrofísicos <i>Subgrid</i>	17
2.3 Re-simulaciones	19
2.4 Halos de materia oscura	20
2.5 Algoritmo de identificación de Vacíos Cosmológicos	20
II Generación de datos y análisis	23
3 Resimulaciones de Vacíos Cosmológicos	25
3.1 Simulación Base	25
3.2 Identificación de Vacíos	26
3.3 Voids Resimulados	27
3.4 Simulación de Comparación	32
3.5 Perfiles	33
3.5.1 Cálculo de perfiles implementando SPH	33
4 Propiedades de los halos	35
4.1 Halos y resolución	35
4.2 Análisis de perfiles	37

4.3	Análisis de regiones	38
4.3.1	Funciones de Masa	40
4.3.2	Cortes en masa	40
4.3.3	Parámetro de Espín	41
4.3.4	Estudio de bariones	41
4.3.5	Temperatura	42
4.3.6	Densidades	44
4.4	Entornos Locales	45
4.4.1	Funciones de Correlación	46
5	Estudio de Diagramas de Fases	51
5.1	Diagrama de Fases	51
5.2	Perfiles del gas	52
5.3	Universos prístinos	55
6	Resumen y Conclusiones	61
A	Simulaciones utilizadas	65
	Bibliografía	67

Índice de figuras

1.1 Fondo de Microondas y Universo local	6
1.2 Sloan	10
2.1 Limitaciones CI	15
3.1 Snapshots simulación	25
3.2 Campo de velocidad	26
3.3 vacíos identificados	27
3.4 contraste de densidad de vacíos identificados	28
3.5 perfiles de densidad de voids	28
3.6 Condiciones iniciales resimulación	29
3.7 resimulación	30
3.8 Comparación de simulación original y resimulación	31
3.9 voids resimulados	31
3.10 Simulación de referencia	32
3.11 Contraste de densidad integrada de voids resimulados	33
3.12 Contraste de densidad diferencial de voids resimulados	34
4.1 Gráfico de Control	36
4.2 Fracción de bariones/materia oscura (perfil)	37
4.3 Fracción de estrellas/gas (perfil)	38
4.4 Contraste de densidad Δ_{back}	39
4.5 Función de masa	40
4.6 parámetros de espin	42
4.7 Fracción de gas/materia oscura	42
4.8 Fracción de bariones/materia oscura	43
4.9 Temperaturas de halos	43
4.10 Densidades de halos	44
4.11 Radios de halos	45
4.12 Densidad local de las estrellas	46
4.13 Correlación estrella-estrella	48
4.14 Correlación estrella-materia oscura	48
4.15 Correlación estrella-gas	49
5.1 Diagrama de fases	52
5.2 Perfiles del gas por fases	53
5.3 Estructura trazada por fases del gas	54
5.4 Diagramas de fases de voids y universo a alto redshift	55
5.5 Comparación voids y universo a alto redshift I	57
5.6 Comparación voids y universo a alto redshift II	58

Índice de cuadros

4.1 Cantidad de halos identificados en los diferentes voids para los tres cortes en masa	41
5.1 Fracciones de gas por fases en voids y universo	56
A.1 Simulaciones utilizadas	65
A.2 estrellas obtenidas a $z = 0$ en las simulaciones hidrodinámicas .	65

Constantes Físicas

Constante Gravitación	$G = 4,299 \cdot 10^9 Mpc M_{\odot}^{-1} (km/s)^2$
Constante Hubble	$H_0 = 100h km s^{-1} Mpc^{-1}$
Masa solar	$M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{33} g$
Parsec	$pc = 3,086 \cdot 10^{18} cm$

Parte I

Marco teórico y herramientas

Capítulo 1

Introducción

1.1 Modelo Cosmológico Estándar

El paradigma Λ CDM constituye hasta la actualidad el modelo cosmológico más aceptado. Este modelo utiliza la teoría de la relatividad general de Einstein para la descripción de la dinámica del mismo. Se construye sobre el *Principio Cosmológico*, que es la premisa de que el Universo es homogéneo e isótropo en gran escala. La isotropía implica que se observan las mismas propiedades físicas (ej. densidad de materia, temperatura, etc.) en todas direcciones, mientras que la homogeneidad implica que cualquier observador, no importando su ubicación, va a observar estas mismas propiedades.

La existencia de galaxias o grupos de estas contradicen la supuesta *homogeneidad*. Debemos entender este principio tan sólo en un sentido estadístico. La Isotropía se fundamenta en las observaciones del Fondo de Microondas (CMB) donde las fluctuaciones de temperatura son del orden de $\sim 10^{-5}$, en escalas angulares de $\sim 7^\circ$, es decir que el CMB es altamente isótropo (Planck Collaboration y col., 2014). Si pensamos en la homogeneidad, a escalas de ~ 200 Mpc/h encontramos que las propiedades estadísticas de conteos de galaxias son iguales Peebles (1969).

La métrica de Friedmann-Lemaitre-Robertson-Walker (FLRW) describe un Universo bajo el principio cosmológico que se expande o contrae en función del tiempo. En coordenadas esféricas, el elemento de línea puede expresarse de la siguiente manera:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2(\theta)d\phi^2) \right] \quad (1.1)$$

La variable k describe la geometría del Universo. Un valor de $k = +1$ corresponde a un Universo con curvatura positiva, un valor de $k = 0$ es un Universo plano y un valor de $k = -1$ es el caso de una curvatura negativa.

La dinámica del Universo viene dada por el factor de escala $a(t)$. Para resolver entonces la evolución del Universo se aplica esta métrica a las ecuaciones de campo de Einstein

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} - g_{\mu\nu}\Lambda = 8\pi GT_{\mu\nu} \quad (1.2)$$

donde $R_{\mu\nu}$ es el tensor de curvatura de Ricci, R el escalar de curvatura, Λ la constante cosmológica, G la constante de gravitación universal y $T_{\mu\nu}$ el tensor de energía-momento.

Para resolver estas ecuaciones, es necesario un modelo para el tensor energía-momento. El modelo más sencillo es el de un fluido ideal, que es

caracterizado en cada punto por su densidad ρ y su presión p en un sistema en reposo. La forma para un tensor de estas características es:

$$T_{\mu\nu} = (\rho + p)U_\mu U_\nu + pg_{\mu\nu} \quad (1.3)$$

con U_μ la cuadri-velocidad del fluido. Bajo la hipótesis de isotropía y homogeneidad, la densidad ρ y la presión p sólo pueden ser funciones del tiempo.

Con esta descripción simplificada de la materia, podemos resolver las ecuaciones de campo 1.2. Las expresiones que se obtienen son dos y son conocidas como las ecuaciones de *Friedmann-Lemaître*.

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{a^2} \quad (1.4)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} \quad (1.5)$$

El factor H se denomina constante de Hubble y es la tasa de expansión del Universo.

La ecuación de Friedmann relaciona la tasa en la que crece el factor de escala $a(t)$ con el contenido de energía en el Universo. Utilizando esta ecuación, se encuentra la densidad de energía crítica ρ_c

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (1.6)$$

que es la densidad de energía para la cual el Universo carece de curvatura (Universo plano, $k = 0$).

La conservación de la energía significa que

$$\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0 \quad (1.7)$$

donde aplicando la métrica de LFRW y el modelo de fluido perfecto se obtiene una ecuación para la conservación de la energía

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0 \quad (1.8)$$

En general, la presión de un fluido se relaciona con su densidad en función de una constante ω que caracteriza a la ecuación de estado.

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

Los constituyentes principales del Universo son: la radiación o materia relativista, para lo cual $\omega = \frac{1}{3}$, la materia no relativista libre de presión con $\omega = 0$ y la constante cosmológica (o energía de vacío) para la cual $\omega = -1$. Para obtener la evolución de la densidad de energía de cada componente se introduce entonces la ecuación de estado en las ecuaciones de Friedmann y se encuentra que:

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

Comúnmente, las ecuaciones cosmológicas se escriben en términos de los parámetros de densidad cósmica:

$$\Omega_i(t) = \frac{\rho_i(t)}{\rho_c(t)} \quad (1.11)$$

donde actualmente, bajo el paradigma Λ CDM, se consideran que los 3 fluidos que componen principalmente el Universo son (Planck Collaboration y col., 2014):

- materia oscura fría, $\Omega_{DM} \sim 0,25$
- materia bariónica, $\Omega_{BAR} \sim 0,05$
- energía oscura, $\Omega_{\Lambda} \sim 0,7$

1.2 Inhomogeneidades en el Universo

Una manera de caracterizar las inhomogeneidades en la distribución de materia del Universo es mediante el contraste adimensional de densidad, definido como:

$$\delta(\mathbf{r}, t) = \frac{\rho(\mathbf{r}, t) - \bar{\rho}(t)}{\bar{\rho}(t)} \quad (1.12)$$

donde la $\rho(\mathbf{r}, t)$ denota la densidad de materia en un punto \mathbf{r} a un dado tiempo t , y $\bar{\rho}(t)$ es la densidad media de materia a ese tiempo.

De esta manera, el contraste adimensional de densidad permite caracterizar al Universo en zonas *subdensas*, que son aquellas donde la densidad del Universo es menor que la densidad media, y en zonas *sobredensas*, donde el Universo adopta una densidad mayor que la densidad media de materia. Este contraste también puede definirse como contraste de galaxias, halos, etc.

1.2.1 Inestabilidades Gravitatorias

Sabemos por las observaciones de la radiación de fondo de microondas, que el Universo temprano era altamente homogéneo. Esta radiación, conocida como CMB (Cosmic-Microwave-Background radiation) constituye una de las observaciones más importantes para la construcción de los modelos cosmológicos modernos.

Puede observarse en la figura 1.1 a la izquierda una imagen de la radiación de fondo de microondas (Planck Collaboration y col., 2014) y a la derecha una imagen del catálogo *Two-degree-Field Galaxy Redshift Survey* (Colless y col., 2001) que muestra el Universo local (a bajo redshift). Las perturbaciones de densidad del Universo actual son lo suficientemente altas como para formar cúmulos de miles de galaxias en regiones de Megaparsecs (Mpc/h) y zonas desprovistas de galaxias en regiones del mismo orden de magnitud. Por otro lado, el CMB presenta perturbaciones temperatura de $\frac{\delta T}{T} \sim 10^{-5}$ en grandes escalas angulares de $\sim 7^\circ$ lo cual es representativo de un Universo prácticamente homogéneo.

El Universo evolucionó de manera de pasar de ser altamente homogéneo en el pasado a convertirse en un Universo con altas inhomogeneidades. La

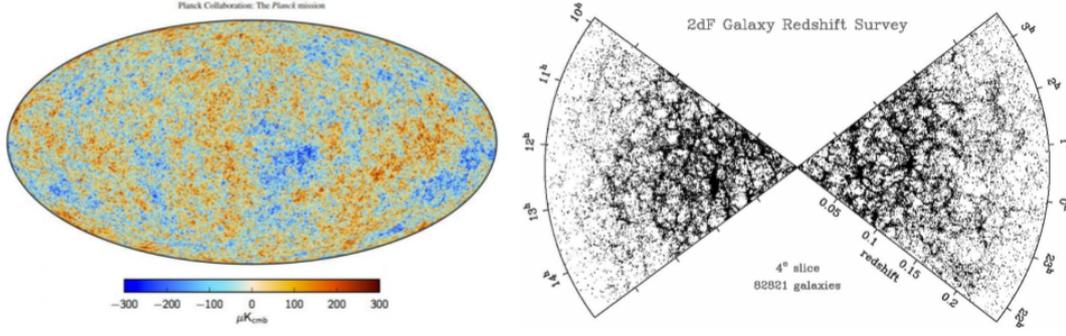


FIGURA 1.1: Izquierda: Mapa de las variaciones en temperatura del espectro de radiación de fondo de microondas. El mapa está representado en coordenadas angulares. Colores rojos representan las temperaturas altas y colores azules temperaturas bajas. Las fluctuaciones son del orden de $\sim 10^{-5} K$. (Planck Collaboration y col., 2014). Derecha: Universo cercano, relevamiento espectroscópico 2dF. La dirección radial es el redshift y el ángulo polar es la ascensión recta (Colless y col., 2001)

evolución de las perturbaciones gravitatorias que, junto a procesos hidrodinámicos generaron las estructuras que se observan en la actualidad se describen con las siguientes ecuaciones.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{3\dot{a}}{a}\rho + \frac{1}{a}\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1.13)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\mathbf{u} \cdot \nabla}{a} \mathbf{u} + \frac{\dot{a}}{a} \mathbf{u} = -\frac{1}{\bar{\rho} a} \nabla P - \frac{1}{a} \nabla \Phi \quad (1.14)$$

$$\nabla^2 \Phi(\mathbf{x}, t) = 4\pi G a^2(t) \bar{\rho} \delta(\mathbf{x}, t) \quad (1.15)$$

$$p = \omega \rho \quad (1.16)$$

La ecuación 1.13 es conocida como la ecuación de continuidad, que expresa simplemente la conservación de la masa. La segunda ecuación, 1.14 es conocida como ecuación de la conservación del momento o ecuación de Euler. Esta ecuación vectorial detalla el movimiento de las partículas, en el lado derecho tenemos un término que responde al potencial gravitacional (Φ) y un término que responde a la presión (P). Estos gradientes son llamados *términos fuentes* de la ecuación de Euler. La ecuación 1.15 relaciona el potencial gravitacional generado por una distribución inhomogénea de materia (δ) que depende del tiempo y de la posición. Finalmente la ecuación 1.16 relaciona a la presión (p) con la densidad de materia (ρ) donde a diferentes tipos de materia (gas, materia oscura, etc) corresponden diferentes valores de ω .

Como puede verse en el conjunto de ecuaciones presentado, este constituye un sistema acoplado y no lineal. La resolución de estas ecuaciones para el estudio de la evolución de las perturbaciones de densidad es de gran dificultad y sólo puede resolverse analíticamente para casos que requieren

un alto grado de simplificación y aproximación, para lo demás es menester el uso de otras herramientas como las simulaciones numéricas, sobre las que nos explayaremos en la siguiente sección.

1.2.2 Teoría de perturbaciones lineales

Es posible obtener un resultado analítico para las ecuaciones 1.13, 1.14, 1.15 al realizar una aproximación lineal, válida para casos restringidos pero de suma importancia, como veremos más adelante.

Se consideran pequeñas perturbaciones de densidad sobre un Universo homogéneo ($\delta \ll 1$). Para trabajar con las ecuaciones 1.13 1.14 primero se escriben en términos del contraste δ y luego se consideran términos de primer orden en δ y \mathbf{u} . De esta manera, manipulando algebraicamente las ecuaciones se obtienen las siguientes relaciones para la evolución del contraste de densidad (Peebles, 1980)

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} + \frac{2\dot{a}}{a} \frac{\partial \delta}{\partial t} = 4\pi G \bar{\rho} \delta \quad (1.17)$$

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} + \frac{1}{a} \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1.18)$$

Para resolver el sistema compuesto por estas últimas ecuaciones, en conjunto con las 1.14, 1.15 1.16, se propone una solución de la forma:

$$\delta(\mathbf{x}, t) = D(t)S(\mathbf{x}) \quad (1.19)$$

es decir, se separa la parte temporal ($D(t)$) de la parte espacial ($S(\mathbf{x})$).

De aquí en adelante se hará un abuso de notación y la parte espacial ($S(\mathbf{x})$) del contraste adimensional de densidad $\delta(\mathbf{x}, t)$ se denominará $\delta(\mathbf{x})$. Si se realizá sobre la parte espacial del contraste adimensional de densidad una expansión en el espacio de Fourier de las frecuencias espaciales, la $\delta(\mathbf{x})$ adopta la siguiente forma:

$$\delta(\mathbf{x}) = \sum_{i=0}^{\infty} \hat{\delta}(\mathbf{k}) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} \quad (1.20)$$

donde $\hat{\delta}$ indica la transformada de fourier de δ .

De modo que se puede representar al Universo como una superposición de ondas de diferentes fases, cuyas amplitudes están caracterizadas por un espectro de potencias.

$$P(k) = \langle |\hat{\delta}(k)|^2 \rangle \quad (1.21)$$

1.2.3 Función de correlación

Como se vió la evolución del Universo amplifica las perturbaciones de densidad, produciendo de esta manera las diferentes estructuras del Universo. Existen herramientas que permiten cuantificar estas perturbaciones y el grado de estructura. Una de estas herramientas es la función de correlación. Las galaxias tienden a formar grupos debido a su atracción gravitatoria. Se

puede pensar entonces que la probabilidad de encontrar una galaxia en alguna región \mathbf{x} del Universo no es independiente del lugar en donde este. Es decir, es más probable encontrar una galaxia en la vecindad de otra, que lejos de esta.

Si las galaxias se distribuyeran homogéneamente y \hat{n} es la densidad promedio de galaxias, entonces la probabilidad de encontrar una galaxia en un elemento de volumen dV viene dada por:

$$P_1 = \hat{n}dV \quad (1.22)$$

Se define la función de correlación bipuntual $\xi(r)$ como la probabilidad conjunta de que dos galaxias sean encontradas en elementos de volumen diferentes dV_1, dV_2 separados una distancia r .

$$dP = \hat{n}^2 dV_1 dV_2 [1 + \xi(r)] \quad (1.23)$$

La expresión anterior es equivalente a pensar en la probabilidad conjunta de que una galaxia se encuentre en el elemento de volumen dV separada una distancia r de otra galaxia (Peebles, 1993).

$$dP = \hat{n}[1 + \xi(r)]dV \quad (1.24)$$

A través de la función de correlación se puede cuantificar el grado de estructura del Universo. Esta puede ser utilizada no sólo para correlacionar galaxias, sino que también para correlacionar cualquier tipo de objetos (ej. cúmulos, grupos, etc.), e incluso para realizar correlaciones cruzadas (ej. galaxia-cúmulo, void-galaxia, etc.).

1.3 Redshift Cosmológico

El corrimiento hacia el rojo (*redshift*) es un fenómeno que ocurre en el Universo debido a la expansión de este, que produce que el espectro de luz emitido por estas se observe desplazado hacia longitudes de onda grandes en el espectro electromagnético. Aquellas galaxias que se encuentren más distantes presentan un mayor corrimiento hacia el rojo. Podemos a partir del redshift estimar una distancia o una época en la que la luz de una galaxia fue emitida. En base al factor de crecimiento $a(t)$ el redshift se define como:

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t_1)} \quad (1.25)$$

donde z es el redshift, t_0 la edad actual del Universo y t_1 es la edad del Universo en el momento en que fue emitida la luz de la galaxia observada. Por lo tanto, vemos que el redshift depende del factor de crecimiento y por lo tanto de la cosmología utilizada. Para un modelo de Universo LFRW podemos encontrar la siguiente relación entre el corrimiento hacia el rojo y la edad del

Universo (Longair, 2008):

$$t(z) = \frac{2}{3H_0\Omega_m^{0,5}(1+z)^{1,5}} \quad (1.26)$$

Debido a que el redshift es un efecto medible, normalmente se lo utiliza como un indicador de distancia o de edad del Universo. Para obtener directamente la distancia o la edad, uno deberá asumir una cosmología.

1.4 Estructuras en el Universo y Vacíos Cosmológicos

Las inhomogeneidades mencionadas en la sección anterior permiten distinguir entonces diferentes estructuras en el Universo. La figura 1.2 presenta la distribución de galaxias del Universo cercano obtenida por el relevamiento *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) (York y col., 2000). En ella podemos ver como la distribución de galaxias en el Universo genera diferentes tipos de estructuras. Por un lado, la materia parecería formar una red cósmica, donde se pueden apreciar zonas de alta y baja densidad. Las regiones de alta densidad atraen a la materia hacia allí mediante la gravedad, por lo que el flujo general de materia es desde las zonas subdensas a las zonas sobredensas.

Las zonas sobredensas constituyen grandes acumulaciones de galaxias, como los cúmulos o nodos de la red cósmica. Estas regiones están conectadas por filamentos, que tienen formas de estructuras elongadas de densidades intermedias. Los filamentos juegan el rol de ser los transportadores del material hacia los grandes nodos (Bond, Strauss y Cen, 2010). Se puede apreciar también como las regiones sobredensas del Universo rodean zonas subdensas, conocidas como *cosmic voids* (vacíos cosmológicos). Estas regiones de baja densidad constituyen la mayor parte del volumen del Universo y se vuelven mayores a medida que el Universo evoluciona debido a que su materia es atraída gravitatoriamente por las estructuras de más alta densidad (Sheth y van de Weygaert, 2004).

Típicamente se definen con contrastes de densidad (1.12) de $\delta \simeq -0,9$. No existe un consenso en cuanto a la forma de estos, aunque la tendencia general es que se tornen estructuras esféricas a medida que evoluciona el Universo (Sheth y van de Weygaert, 2004). Debido a esto, y a la simplicidad que implica, muchos algoritmos de identificación adoptan el criterio de buscar subdensidades esféricas (Padilla, Ceccarelli y Lambas, 2005; Ruiz y col., 2015).

En base a los perfiles y dinámica de los voids, estos son clasificados en los trabajos de Ceccarelli y col. (2013) y Paz y col. (2013) en voids de tipo S o tipo R. Los tipo S presentan paredes muy sobredensas que se encuentran en proceso de colapso, esto produce que típicamente sean más chicos que los tipo R. Por otro lado, los R son aquellos que se encuentran en un constante proceso de expansión.

Existen diversos estudios realizados con catálogos de diferentes relevamientos sobre las propiedades de las galaxias que habitan estos entornos subdensos. Estos carecen de galaxias brillantes y su estructura interna es trazada fundamentalmente por galaxias débiles (Alpaslan y col., 2014). En general, la dinámica interna de los vacíos es expansiva (Sheth y van de Weygaert, 2004) por lo que las galaxias dentro de estos ambientes perciben una

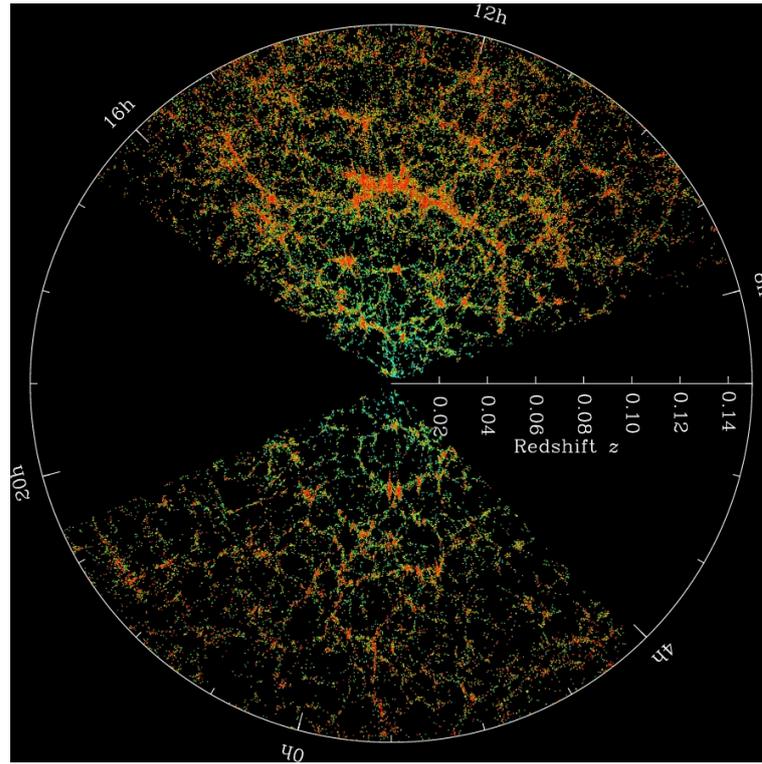


FIGURA 1.2: Universo cercano, relevamiento espectroscópico SDSS. La dirección radial es el redshift, donde se alcanza una distancia de $z \sim 0,14$ y el ángulo polar es la ascensión recta. La proyección de galaxias corresponde a un ancho de $2,5^\circ$ de ascensión recta.

constante de Hubble mayor. Debido a la mayor tasa de expansión en estas regiones, el colapso de estructuras y la acreción de masa de los halos de materia oscura es sensiblemente menor a la ocurrida en entornos sobredensos. De esta manera la formación de estructuras dentro de los vacíos es más lenta que en otros ambientes (Kreckel y col., 2016; Tomita, 2000). Esto otorga a las galaxias en voids propiedades muy características. Ceccarelli, Padilla y Lambas (2008) encuentran que estas son azules y con tasas altas de formación estelar. Estudios como el de Habouzit y col. (2019) sugieren que existe un déficit de estrellas en los halos de regiones subdensas, al mismo tiempo que las galaxias de estos entornos, si bien son más pequeñas que en regiones más densas, presenta una $sSFR$ (tasa de formación estelar específica) mayor. Estos antecedentes que sugieren que existe una modulación de la estructura en gran escala en estas propiedades astrofísicas, más allá del entorno local, son los antecedentes directos que estimulan la realización de este trabajo.

Capítulo 2

Herramientas Numéricas

Con el paso de los años los métodos numéricos se han vuelto cada vez más importantes para la astronomía y la ciencia en general. En parte, debido a que los grandes *surveys* modernos (relevamientos) obtienen datos de millones de objetos astronómicos para lo cual, es importante el manejo estadístico y de herramientas numéricas para su tratamiento. Por otro lado, el desarrollo de supercomputadoras ha vuelto factible la realización de simulaciones numéricas que resuelvan sistemas complejos de ecuaciones que no pueden tener tratamientos analíticos.

En este capítulo presentaremos las técnicas numéricas que fueron utilizadas a lo largo de este trabajo. Por un lado presentaremos algunas cuestiones teóricas sobre las que se plantea el problema de la evolución del universo desde un punto de vista numérico. Veremos algunos puntos importantes para la realización de simulaciones y particularmente de re-simulaciones que son las herramientas principales con las que se realizó este proyecto. Para finalizar, se introducirán algunos puntos básicos de los algoritmos de identificación de estructuras en simulaciones, en particular, para la identificación de *halos* y vacíos cosmológicos.

2.1 Simulaciones Numéricas

En el capítulo anterior se desarrollaron algunos aspectos del modelo cosmológico Λ CDM. De acuerdo a este modelo, el $\sim 85\%$ del contenido de materia en el universo es lo que denominamos *materia oscura* y tan sólo un $\sim 15\%$ está constituido por *materia bariónica*. Entonces es esperable que la dinámica del universo este dominada por lo que le ocurra a la materia oscura, y es por esto que una gran cantidad de estudios astronómicos se basan en el estudio de sólo materia oscura. Para simular la dinámica de por ejemplo un grupo de galaxias se puede encarar desde el punto de vista de la interacción de sus halos de materia oscura. El problema de esto es que implica resolver las ecuaciones de movimiento de una cantidad enorme de partículas. Aún en el caso de querer simular la dinámica de las estrellas en una galaxia se requieren una cantidad de $\sim 10^{10} - 10^{12}$ partículas (suponiendo que cada una representa una estrella tipo sol). Integrar las ecuaciones de movimiento de esta cantidad de partículas era imposible hace algunos años y al día de la fecha es el límite de partículas que pueden llegar a manejar las supercomputadoras más modernas, por lo que se han desarrollado aproximaciones para poder representar la dinámica por un número disminuido de partículas, a las que llamaremos *macro-partículas fiduciales*.

2.1.1 Dinámica de macro partículas fiduciales

Para representar sistemas complejos constituidos por muchas partículas, como por ejemplo un gas, no es necesario conocer la posiciones y velocidad de cada partícula del mismo, ya que es *inmanejable* tal cantidad de información. En estos casos es suficiente considerar partículas con propiedades idénticas en un sentido estadístico. Este es el enfoque que se utiliza para el tratamiento de muchos problemas astrofísicos, aproximándolos como medios continuos. En este caso se describe el medio con las ecuaciones de la hidrodinámica.

Así la evolución de un ensamble de partículas de tales características viene dada por la física estadística. El número de partículas N por unidad de volumen con posiciones $\mathbf{x}(x_1, x_2, x_3)$ y velocidades $\mathbf{u}(u_1, u_2, u_3)$ entre $\mathbf{x}+\mathbf{dx}$ y $\mathbf{u}+\mathbf{du}$ al tiempo t viene dada por

$$dN = f(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t) \mathbf{dxdu} \quad (2.1)$$

Sea \mathbf{F} una fuerza que actúa sobre el medio. Desde un punto de vista estadístico, tal ensamble de partículas puede tratarse mediante la evolución de la *ecuación de Boltzman*.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u_i \frac{\partial f}{\partial u_i} + F_i \frac{\partial f}{\partial u_i} = \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{coll} \quad (2.2)$$

donde el término de la derecha representa el cambio debido a colisiones. Si se considera un sistema *no colisional* este término se vuelve cero.

A partir de esta ecuación pueden deducirse las ecuaciones de la hidrodinámica (*Numerical Methods in Astrophysics: An Introduction 2007*) mediante las cuales se puede estudiar la evolución de las fluctuaciones de densidad, tal como se menciona en la sección 1.2.1. Para estudios cosmológicos, es posible tratar las partículas de estrellas o materia oscura como no colisionales (Springel, 2016) y es por esto que se vuelve factible la realización de simulaciones numéricas. En un medio no colisional, la dinámica de una partícula esta dominada por el potencial *global* del sistema, siendo poco importantes las interacciones con los cuerpos cercanos. Cuando este es el caso, podemos entonces representar un conjunto de partículas por una *macro partícula fiducial* que representará estadísticamente a un ensamble de partículas. Por ejemplo, incluso en las simulaciones cosmológicas más modernas las partículas tienen masas de $\sim 10^6 M_\odot$, es decir que una partícula *estelar* representa a una población de millones de estrellas tipo sol. Por supuesto que estas restricciones de resolución implican que trabajar con partículas de este tipo sea válido sólo para ciertas escalas. Este planteo del problema no será correcto si se quiere por ejemplo estudiar alguna sección interna de una galaxia, pero si lo será si se estudian los movimientos de galaxias en un cúmulo, donde se desprecian los movimientos internos de las estrellas de las galaxias.

2.1.2 Generación de condiciones iniciales

Tal como se vio en la sección 1.2.2 la ecuación 1.20 permite representar a el contraste de densidad del universo como una superposición de ondas de Fourier cuya amplitud viene dada por un espectro de potencias. Este espectro caracteriza el nivel de fluctuaciones a una dada escala espacial y puede medirse a través de relevamientos de galaxias.

Generar condiciones iniciales para una simulación, consiste entonces en reproducir mediante una distribución de partículas el estado del universo temprano, para luego integrar las ecuaciones de movimiento de estas partículas, evolucionando así el universo desde un estado temprano a alto redshift al universo tal como lo conocemos hoy.

De modo que en general, se utiliza la teoría de perturbaciones lineales para generar el nivel de perturbaciones inicial, ya que a un redshift suficientemente alto, el universo aún está en un régimen lineal y es válida esta aproximación. Se generan entonces perturbaciones que tienen una amplitud conocida por el espectro de potencias pero una fase aleatoria. El hecho de que no sea factible medir las fases de las perturbaciones del universo hace que no sea posible simular el universo *real* que habitamos. Por lo cual es importante resaltar que las simulaciones no constituyen una materialización del universo *real*, sino que una realización de un universo *estadísticamente similar*.

Luego es posible escribir las fluctuaciones de densidad en el espacio de Fourier donde la fluctuación en una escala k es:

$$\hat{\delta}(k) = \delta_k e^{i\phi_k} \quad (2.3)$$

La probabilidad de tener una fluctuación con una cierta fase y amplitud sigue una distribución exponencial en δ_k^2 y uniforme en la fase (Padmanabhan, 1993):

$$P(\delta_k, \phi_k) = \frac{1}{2\sigma_k^2\pi} \exp\left(-\frac{\delta_k^2}{\sigma_k^2}\right) \delta_k d(\delta_k^2) d\phi_k \quad (2.4)$$

$$\sigma_k^2 = \langle |\hat{\delta}_k|^2 \rangle = P(k) \quad (2.5)$$

Si se escribe la perturbación 2.3 como $\delta(k) = a_k + ib_k$ se puede demostrar que la ecuación 2.4 se transforma en una distribución Gaussiana para a_k y b_k (Padmanabhan, 1993). Observaciones del CMB permiten ver que las fluctuaciones de este son Gaussianas, dando sustento a la teoría. Al mismo tiempo, esta probabilidad de fluctuaciones es predicha por las teorías modernas de inflación (Peebles, 1993).

A partir de una distribución homogénea de partículas se desea obtener una distribución que este levemente perturbada, cuyas fluctuaciones de densidad sean representativas de las de un universo temprano. Para esto se utiliza la *Aproximación de Zel'Dovich* (Zel'Dovich, 1970). Esta consiste en obtener las posiciones $\mathbf{x}(t)$ (denominadas posiciones eulerianas) a partir de las posiciones \mathbf{q} en una grilla homogénea (denominadas posiciones lagrangianas). La aproximación toma la forma dada por:

$$\mathbf{x}(t) = \mathbf{q} + D(t)\mathbf{S}(\mathbf{q}) \quad (2.6)$$

La ecuación 1.17 se puede resolver numéricamente para obtener el valor de $D(t)$. Esto es lo que comúnmente se denomina *Growth Factor* (Factor de crecimiento). Este valor cuantifica el crecimiento de las perturbaciones y depende de la cosmología que se adopte al resolver las ecuaciones de campo.

El campo de desplazamiento $\mathbf{S}(\mathbf{q})$ puede escribirse como el gradiente de

un potencial (Zel'Dovich, 1970), y se puede demostrar que este potencial viene dado, a menos de una constante, por las fluctuaciones de densidad (δ_0) Knebe (2005).

$$\mathbf{S}(\mathbf{q}) = -\nabla\Psi \quad (2.7)$$

$$\nabla^2\Psi \sim \delta_0 \quad (2.8)$$

En el espacio de Fourier esta última ecuación adopta una forma muy simple de:

$$\hat{\Psi} \sim \frac{\hat{\delta}_0(k)}{k^2} \quad (2.9)$$

Con lo enumerado hasta aquí se tienen todos los elementos para generar condiciones iniciales para una simulación. En resumen los pasos son los siguientes:

- Dado un espectro de potencias $P(k)$ se obtiene la dispersión σ_k para la forma funcional de la función distribución de las fluctuaciones a diferentes escalas espaciales.
- Si se representa $\delta(k) = a_k + ib_k$ las probabilidades de a_k y b_k dependen de generar números aleatorios que sigan una distribución Normal.
- Habiendo generado las fluctuaciones se puede obtener el campo $\hat{\Psi}$ siguiendo la ecuación 2.9.
- Lo siguiente es antitransformar $\hat{\Psi}$ para obtener el campo en el espacio real Ψ .
- Calculando el gradiente $\nabla\Psi$ se obtiene el campo de desplazamiento **S**. 2.7

Finalmente, para obtener las velocidades iniciales se deriva la ecuación 2.6.

$$\dot{\mathbf{x}} = \dot{D}\mathbf{S}(\mathbf{q}) \quad (2.10)$$

Dadas estas posiciones y velocidades iniciales para las partículas, puede realizarse una simulación numérica integrando sus ecuaciones de movimiento.

2.1.3 Limitaciones

Este método tiene limitaciones que deben ser tenidas en cuenta a la hora de llevarlo a la práctica. Estas son dos y vienen dadas por la cantidad de partículas que uno desee simular y por el volumen donde uno distribuya las partículas. Normalmente estas se distribuyen en una caja de un cierto volumen, denominada *box* cosmológico.

Debido a que se reproduce una función en el espacio de Fourier, las frecuencias más largas que se pueden generar vienen limitadas por la región de

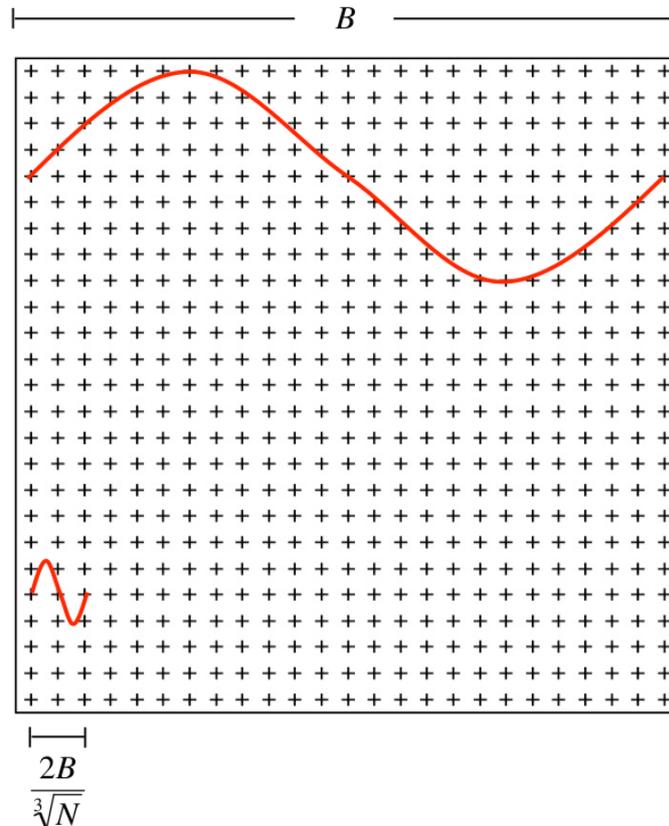


FIGURA 2.1: Esquema ilustrativo de las limitaciones que existen a la hora de realizar simulaciones en un *box* de tamaño B . Las cruces representan las partículas y en rojo las frecuencias máxima y mínima que pueden representarse para describir en el espacio de Fourier esta distribución de partículas. *Créditos: Alexander Knebe.*

periodicidad, que es el tamaño del *box* que se simule. Por otro lado, las frecuencias más cortas que podemos reproducir están limitadas por el criterio de Nyquist, y esto será inversamente proporcional a la distancia media entre partículas $\sim 1/\sqrt[3]{N}$. Al simular más partículas se alcanza una frecuencia de Nyquist menor. La figura 2.1 ilustra lo recientemente explicado. En rojo están marcadas las dos frecuencias límites de este caso, y las cruces son las partículas.

2.1.4 Simulación

Hasta aquí se ha explicado como generar condiciones iniciales para una simulación. Estas condiciones iniciales comprenden a las posiciones y velocidades iniciales de las partículas. Lo siguiente entonces es integrar las ecuaciones de movimiento, para lo cual se utilizan códigos de N-cuerpos.

En el caso de que sólo se simulen partículas de materia oscura, esta se moverá sólo por el campo gravitatorio generado por todas ellas. Este campo gravitatorio produce un potencial gravitatorio que genera a su vez una fuerza. La manera más sencilla de integrar las ecuaciones de movimiento de las

partículas consiste en calcular la fuerza que cada una de las partículas ejerce sobre el resto. De esta manera se calculan las aceleraciones que sufre cada partícula y se realiza la integración. El problema de este método radica en que la cantidad de cuentas que deben ser realizadas por paso de integración ($\sim N^2$) se vuelve inmanejable cuando el número de partículas es grande. De modo que se han desarrollado diversos métodos para calcular los potenciales gravitatorios de manera que sean computacionalmente menos costosos. Algunos de ellos son el *partícula-partícula*, *Particle Mesh*, *TreePm*, *técnicas de Fourier*, etc. Una discusión introductoria y elegante de los diferentes métodos puede encontrarse en Springel (2016).

2.2 Física Bariónica

Los procesos astrofísicos que le ocurren a la materia bariónica son de una enorme complejidad y dependen de una amplísima gama de escalas. Por lo que implementarlos en un código numérico requiere de un buen grado de aproximaciones que varían con las escalas que uno quiera estudiar.

Principalmente en el universo los bariones se encuentran en estado gaseoso. A diferencia de la materia oscura, el gas se mueve no sólo dominado por la gravedad sino que también lo hace debido a los gradientes de presión que generan fuerzas. Si se quiere integrar las ecuaciones de movimiento no sólo de partículas de materia oscura, sino que también partículas de gas, esto presenta una primera dificultad, ya que se debe ser capaz de generar a partir de partículas discretas campos *contínuos*, que puedan ser derivados para calcular propiedades como la presión. Existen diversas maneras de hacer esto, una de las más importantes es lo que se conoce como **Smooth particle hydrodynamics** (SPH) o en español, *Hidrodinámica de partículas suavizadas*.

2.2.1 Hidrodinámica de partículas suavizadas

Gingold y Monaghan (1977) desarrollaron una manera de representar propiedades continuas de fluidos a través del uso de partículas. Esta técnica que originalmente se pensó para el uso de códigos magnetohidrodinámicos, pronto se popularizó para el uso de cálculos astrofísicos. La idea es simple y consiste en interpolar las propiedades en el espacio mediante el uso de una función de suavizado (*Kernel*). Se representa entonces cualquier campo $\mathbf{F}(\mathbf{r})$ de la siguiente manera:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \int \mathbf{F}(\mathbf{r}') W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) d\mathbf{r}' \quad (2.11)$$

La función W es el *Kernel Interpolator*, normalmente se utilizan funciones que tengan un dominio finito, de soporte compacto. Un ejemplo de Kernel interpolatorio frecuentemente usado es el *spline cúbico* dado por la ecuación:

$$W_{3D}(q) = \frac{8}{\pi} \begin{cases} 1 - 6q^2 + 6q^3, & 0 \leq q \leq \frac{1}{2}, \\ 2(1 - q)^3, & \frac{1}{2} < q \leq 1, \\ 0, & q > 1 \end{cases} \quad (2.12)$$

donde $q = \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{2h}$.

La variable h se conoce como longitud de suavizado y es el *ancho* del kernel. Para ser factible implementar este método en un código numérico se debe discretizar la integral 2.11. Para partículas con una masa m_j y una densidad ρ_j puede asignarse un *volumen característico* $V_j \sim m_j/\rho_j$ que se utiliza como diferencial de volumen, entonces la ecuación 2.11 se aproxima de la siguiente manera (Springel, 2016):

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) \simeq \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} F_j W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j, h) \quad (2.13)$$

La sumatoria anterior es una integral en el sentido *Monte Carlo*. Para tener una buena estima del valor del campo \mathbf{F} en el punto \mathbf{r} se debe efectuar la suma sobre una cantidad adecuada de partículas. La necesidad de utilizar un *Kernel* compacto es la de no recorrer todas las partículas para realizar integrales como la 2.13 y de esta manera el cálculo no sea numéricamente tan *costoso*. Por lo tanto, se utiliza un número significativamente menor de partículas y este dependerá del *Kernel* que se utilice. Para interpolar con la función 2.12 normalmente se utilizan las ~ 30 vecinas obteniendo una buena estima del campo Springel (2005). Códigos más modernos como **GIZMO** utilizan las 56 vecinas más cercanas (Hopkins, 2015).

2.2.2 Modelos Astrofísicos Subgrid

La técnica de SPH permite crear campos continuos para calcular propiedades que influyan en el movimiento de las partículas de gas, como por ejemplo la presión. Existen procesos sumamente complejos que producen que los bariones colapsen y formen nebulosas, a su vez estas formen estrellas que luego explotan como supernovas, estas aumentan la temperatura del gas circundante, y ocurren muchos otros procesos a escalas mucho más allá de las que pueden resolver las computadoras más modernas. Debido a que interacciones de estas escalas no pueden resolverse directamente en simulaciones cosmológicas, se implementan otras alternativas para poder estudiar las propiedades bariónicas del universo.

Para poder reproducir fenómenos astrofísicos en simulaciones cosmológicas se utilizan los que se conocen como modelos *sub-grid*. La idea es reproducir fenómenos que ocurren más allá del nivel de resolución de la simulación. Estos modelos intentan reproducir en un sentido estadístico las propiedades bariónicas del universo.

La cantidad de modelos es muy amplia y abarca una amplia gama de complejidad. Aquí se explican los principios básicos sobre los que se calculan propiedades bariónicas en el modelo de Springel y Hernquist (2003). La idea es que las partículas de SPH tienen una *parte* de población condensada (c) que se encuentra en presión de equilibrio y otra *parte* caliente (h). Las nubes frías o población condensada proveen el material disponible para la formación estelar. En estas partículas *híbridas* sólo la población caliente esta sujeta a las ecuaciones de la hidrodinámica. La parte fría interactúa bajo gravedad y participa en los intercambios de energía y masa con la fase caliente. De modo que la densidad total de una partícula de gas es la suma de las densidades de las dos poblaciones.

$$\rho = \rho_h + \rho_c \quad (2.14)$$

Se modelan entonces 3 procesos que intercambian masa y energía entre las 2 fases.

- **Formación Estelar:**

$$\frac{d\rho_\star}{dt} = \frac{\rho_c}{t_\star} - \beta \frac{\rho_c}{t_\star} \quad (2.15)$$

t_\star representa un tiempo característico en que las nubes frías convierten estrellas y β es la fracción de las estrellas másivas que se forman. Estas estrellas instantáneamente explotan como supernovas. Tanto β como t_\star son parámetros del modelo. Nótese que la fracción β que produce supernovas va a generar instantáneamente un intercambio de energía mediante una retroalimentación, que de aquí en adelante denominaremos *feedback*.

- **Calentamiento por *feedback***

$$\frac{d}{dt}(\rho_h u_h)|_{SN} = \epsilon_{SN} \frac{d\rho_\star}{dt} = \beta u_{SN} \frac{\rho_c}{t_\star} \quad (2.16)$$

ϵ_{SN} es la cantidad de energía que libera una supernova y es otro parámetro del modelo. El calentamiento producido por las supernovas aumenta la energía interna (u) de las partículas cercanas, calentando de esta manera la fase caliente de las partículas.

Este aumento de temperatura va a producir que las nubes frías se evaporen, retornando de esta manera material a la fase caliente.

$$\frac{d\rho_c}{dt_\star} = A\beta \frac{\rho_c}{t_\star} \quad (2.17)$$

donde A es la eficiencia de evaporación y también constituye un parámetro del modelo.

- **Crecimiento de nubes frías:**

$$\frac{d\rho_c}{dt}|_{TI} = -\frac{d\rho_h}{dt}|_{TI} = \frac{1}{u_h - u_c} \Lambda_{net}(\rho_h, u_h) \quad (2.18)$$

La fase caliente va a producir procesos radiativos que van a generar un enfriamiento (*cooling*) del gas, de esta manera el gas caliente se transforma en gas frío. Este proceso va a depender de la *Función de cooling* Λ_{net} que se implemente.

De esta manera el modelo lo que produce es un intercambio entre las fases de gas que es autoregulatorio y reproduce estadísticamente propiedades astrofísicas del universo. En un esquema general, cuando la población de gas frío sea lo suficientemente grande se formaran estrellas. Estas producirán supernovas que reinsertarán energía al ambiente por *feedback* calentando de esta manera el gas. Este gas caliente comenzará a radiar y de esta manera se enfriará, aumenta la población caliente, y el ciclo se reanuda.

El esquema aquí presentado es el correspondiente a Springel y Hernquist (2003) y constituye uno de los más simples modelos *subgrid*. El mecanismo de *feedback* aquí comentado comprende lo que se conoce como *feedback térmico* ya que produce un calentamiento del gas circundante. Existen muchos modelos que reproducen otros fenómenos que aquí se ignoran como por

ejemplo la formación de agujeros negros supermasivos, introduciendo otros tipos de feedback más complejos (Vogelsberger y col., 2013). Estos son los que se denominan *feedback cinéticos* ya que permiten desplazamientos del gas producto de vientos producidos por ejemplo por *jets*.

2.3 Re-simulaciones

En la sección 2.1.3 se indicaron cuales eran las limitaciones que existen a la hora de realizar simulaciones y estas eran el tamaño del *box* y la cantidad de partículas que se utilicen. Un *box pequeño* con una cantidad *grande* de partículas, será una simulación de mucha resolución. La resolución se refiere a la masa de las partículas que se tenga, si esta masa disminuye entonces se gana resolución, ya que va a poder muestrear una misma estructura con más partículas, obteniéndose así mayor grado de detalles.

Cuanto más partículas se quiera simular, mayor sera el tiempo de cómputo que se requiera para integrar las ecuaciones de movimientos. Existen casos en que se requiere mucha resolución en sólo una región del *box* y para ello se utiliza la técnica de re-simulación o simulaciones *Zoom-in*. Por ejemplo, simular un cúmulo y tener mucha resolución en la galaxia central y el resto de las galaxias miembros del grupo tenerlas sólo para que ejerzan efectos tidales sobre la central.

En general, la resimulación consiste en identificar en una simulación de baja resolución una región de interés, y luego volver a realizar la simulación pero obteniendo mayor resolución en esa región. Entonces realizar una re-simulación consta de al menos dos etapas. Primero se genera una simulación *base* y luego se realiza la re-simulación en todo el *box* original, con mayor resolución en alguna región.

Para poder realizar esto se tienen que modificar las condiciones iniciales y agregar mayor cantidad de partículas en la región de interés. Por lo cual es necesario identificar en las condiciones iniciales de la simulación *base* que partículas son las que al final de la simulación evolucionan formando la estructura de interés. Una vez identificadas estas partículas, en la región donde se encuentran se agrega mayor cantidad de partículas. Como la masa de la región de interés se conserva, es importante notar que en la nueva región, que va a tener mayor densidad de partículas, la masa de estas va a tener que ser menor.

Para entonces realizar la re-simulación es necesario mantener los mismos modos de frecuencias originales de la simulación *base* y agregar al mismo tiempo modos de frecuencias de escalas menores, de modo que en la zona de interés al haber una mayor densidad de partículas estas sean sensibles a estas nuevas perturbaciones. Lo que se obtiene entonces es que las partículas de la región externa a la resimulación se moverán debido a las perturbaciones de frecuencias chicas y las partículas de la zona de interés se moverán debido a estas pero también a las perturbaciones de frecuencias grandes .

Luego se vuelven a integrar las ecuaciones de movimientos de todas las partículas y el resultado final es la obtención de mayor resolución en la región de interés.

2.4 Halos de materia oscura

Las partículas de materia oscura forman estructuras virializadas que se conocen como *halos*. Es en estas regiones donde los bariones colapsan para formar las galaxias. Por lo cual las estructuras trazadas por halos de materia oscura en las simulaciones deben ser análogas a aquellas trazadas por galaxias.

Existen diversos códigos numéricos que identifican los halos en simulaciones y estos se construyen sobre diferentes fundamentos teóricos. Algunos códigos identifican regiones esféricas sobredensas con algún criterio límite de densidad, son los denominados SOF (*spherical overdensity finders*) (Press y Schechter, 1974). Otros algoritmos utilizan criterios geométricos, los FOF (*Friends of friends*) (Davis y col., 1985). Los códigos FOF conectan partículas vecinas que se encuentren a alguna determinada distancia (normalmente una fracción de la distancia media entre partículas).

A lo largo de este trabajo utilizamos el código ROCKSTAR desarrollado por Behroozi, Wechsler y Wu (2013) para la identificación de los halos de materia oscura en las simulaciones.

2.5 Algoritmo de identificación de Vacíos Cosmológicos

Para identificar vacíos existen diferentes criterios, nosotros utilizamos el método de (Ruiz y col., 2015) donde los voids se definen como estructuras esféricas cuyo contraste de densidad integrado, definido por:

$$\Delta(r) = \frac{3}{r^3} \int_0^r \delta(r') r'^2 dr', \quad (2.19)$$

sujeto a la condición $\Delta \leq -0,9$.

El algoritmo trabaja de la siguiente manera:

- Se comienza realizando una teselación de Voronoi sobre el catálogo de halos o galaxias. Esta teselación consiste en calcular para cada punto trazador (halos) la región que esta más cerca de este que de otro trazador.
- Se estima el campo de densidad, que consistirá en $\rho_{celda} = \frac{1}{volumen.celda}$.
- Luego se elegirá como voids candidatos a aquellas celdas que contengan una $\delta_{celda} < -0,8$
- Se calcula el contraste de densidad integrada 2.19 en esferas de radios crecientes centradas en los candidatos tomando el mayor radio que cumpla $\Delta \leq -0,9$
- Mediante una caminata aleatoria alrededor de los trazadores se relocaliza un nuevo centro, desde donde se comienza a integrar el contraste Δ nuevamente. Si este satisface $\Delta \leq -0,9$ a un radio mayor, se lo fija como nuevo centro.

El procedimiento anterior se realiza iterativamente hasta lograr convergencia. Los vacíos identificados se caracterizan mediante su radio, centro, y

velocidad de desplazamiento, calculada utilizando la velocidad media de las partículas en su interior.

Parte II

Generación de datos y análisis

Capítulo 3

Resimulaciones de Vacíos Cosmológicos

3.1 Simulación Base

Se realizó una simulación de sólo materia oscura, la que llamaremos simulación *base*, en un *box* cosmológico de 500 Mpc/h de lado con 512^3 partículas. Se adoptó una cosmología de $\Omega_M = 0,276$, $\Omega_{BAR} = 0,045$, $\Omega_\Lambda, H_0 = 72,8(Km/s)/(Mpc/h)$. Se utilizó el código **MUSIC** (Hahn y Abel, 2011) para la generación de condiciones iniciales (a $z = 50$) mientras que la integración se llevó al cabo con el código **GIZMO** (Hopkins, 2015). Sobre esta simulación se identificaron los halos de materia oscura utilizando el identificador de halos **ROCKSTAR** (Behroozi, Wechsler y Wu, 2013).

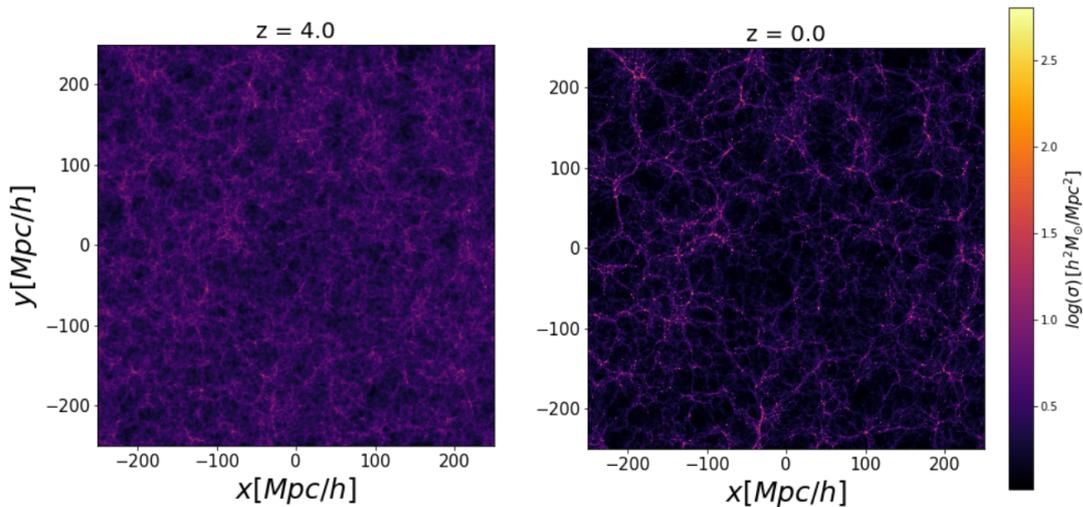


FIGURA 3.1: Imagen correspondiente a dos *snapshots* de la simulación *base*. Ambas corresponden a la densidad proyectada σ de un corte transversal de 5 Mpc/h. A la izquierda: Simulación a $z=4$. Derecha: simulación a $z=0$. Los contrastes de densidad de la figura de la izquierda se ven amplificados en el *snapshot* de la derecha formando así filamentos, nodos y vacíos.

La figura 3.1 presenta dos *snapshots* (resultados de la simulación) de la misma a diferentes redshifts, uno a $z = 4$ (izquierda) y otro a $z = 0$ (derecha). Estas figuras representan cortes transversales de 5 Mpc/h de profundidad, proyectados. La escala de colores representa las zonas de mayor densidad

de materia oscura en colores violetas y las zonas de baja densidad son aquellas de color negro. Se observa como la estructura evoluciona claramente a medida que pasa el tiempo. La simulación a $z = 4$ presenta un universo mucho más homogéneo que a $z = 0$. Se puede apreciar como los contrastes de densidad ya sean densos o subdensos se amplifican desde $z = 4$ a $z = 0$ formando así filamentos, nodos y vacíos.

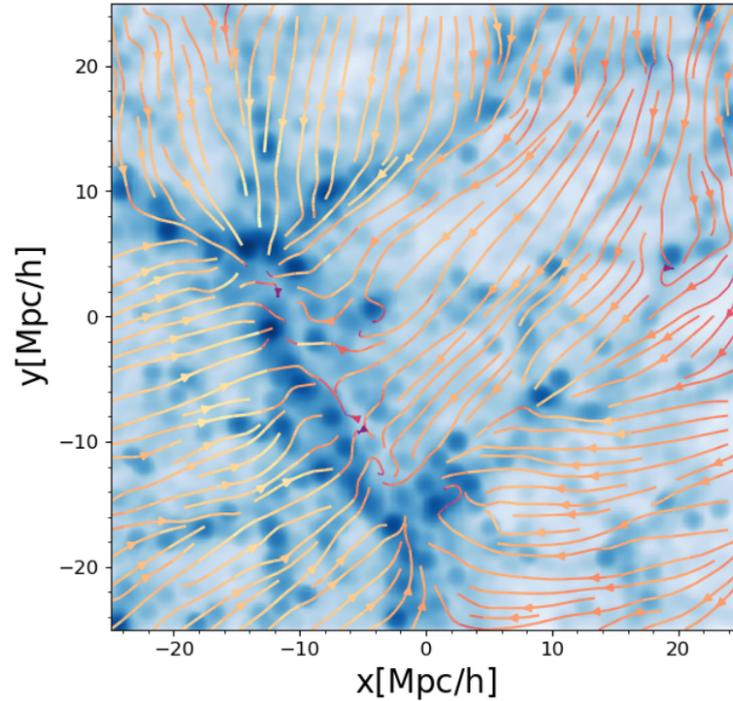


FIGURA 3.2: Líneas de campo de velocidad de una región de la simulación *base*. Los colores de las líneas corresponden a la intensidad de velocidad. El cálculo es sobre una región de 5 Mpc/h de profundidad.

Tal como se mencionó en la sección 1.4 la zonas de más alta densidad atraen la materia por medio de su intenso potencial gravitacional. Con motivo de ilustrar este comportamiento se identificó una región de alta densidad y se calculó el campo de velocidad del entorno. Esto se muestra en la figura 3.2 donde podemos ver como las líneas del campo de velocidad se dirigen hacia las zonas más oscuras que corresponden a regiones de alta densidad. En la escala de colores de las líneas se representa la intensidad de la velocidad. Se aprecia entonces que el campo alcanza su mayor intensidad en las proximidades de las zonas densas, siendo menores en las regiones subdensas.

3.2 Identificación de Vacíos

Con el algoritmo descrito en la sección 2.5 se identificaron los voids de la simulación *base* utilizando el catálogo de halos con más de 20 partículas. Los voids identificados corresponden a los trazados por halos con una masa mayor o igual a $1,4 \cdot 10^{12} M_{\odot}/h$. Sobre este catálogo se identificaron 1384 voids. La figura 3.3 es un corte transversal de la simulación donde las esferas marcan algunos de los voids identificados en la simulación.

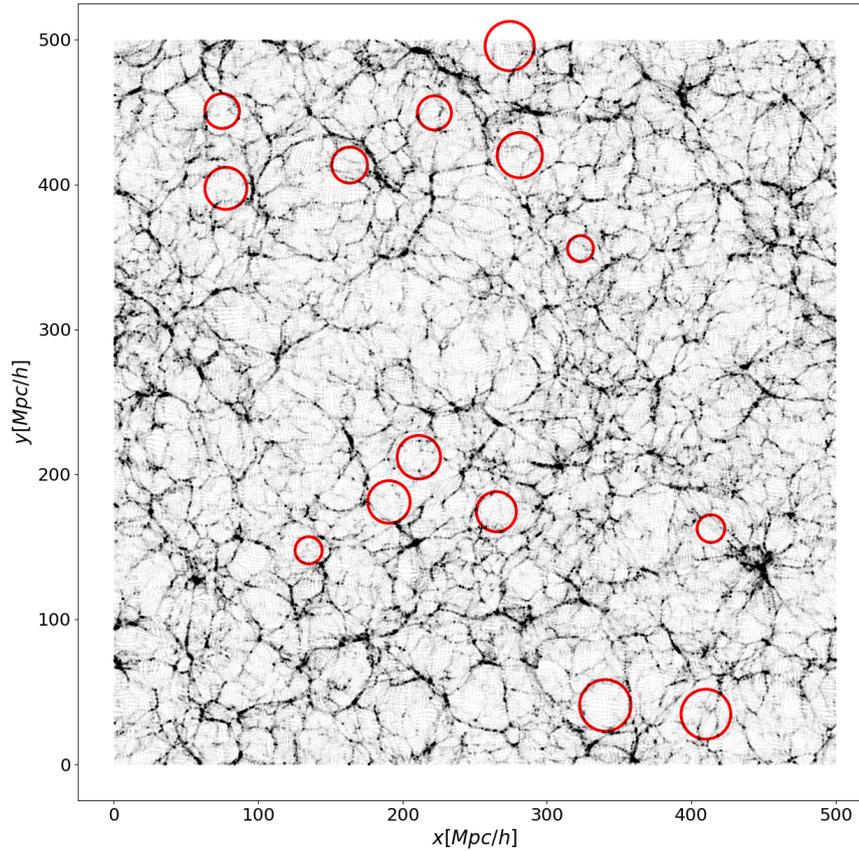


FIGURA 3.3: Los puntos negros son las partículas de materia oscura de la simulación *base*. La figura es un corte transversal de 5 Mpc/h de la simulación. Los círculos rojos marcan algunos de los voids identificados.

Con el catálogo de voids construido se construyeron los perfiles de densidad integrada (Δ) que pueden verse en la figura 3.4. Cuando se observan los perfiles Δ los voids tienen dos tipos de comportamiento. Aquellos que alcanzan una densidad integrada superior a la media del universo ($\Delta = 0$) para luego decrecer hasta estabilizarse, y aquellos que crecen en densidad integrada lentamente. Los primeros son los denominados voids **Tipo S** y los segundos los denominados **Tipo R**. (Ceccarelli y col., 2013).

De la muestra de ~ 1300 voids se seleccionaron 2, uno tipo S y uno R. Los perfiles de los voids seleccionados se presentan en la figura 3.5. Los radios de estos son de $r_S = 9,75$ Mpc/h y $r_R = 9,5$ Mpc/h.

Estos dos voids fueron seleccionados para realizar sus respectivas resimulaciones. Se seleccionaron de manera tal que tengan las características más representativas de los voids S y R, para que de esta forma sean lo más representativos posibles de la población general de cada tipo de vacío.

3.3 Voids Resimulados

Para realizar las resimulaciones se identificaron las partículas desde el centro del void hasta una distancia tal que el contraste de densidad integrado

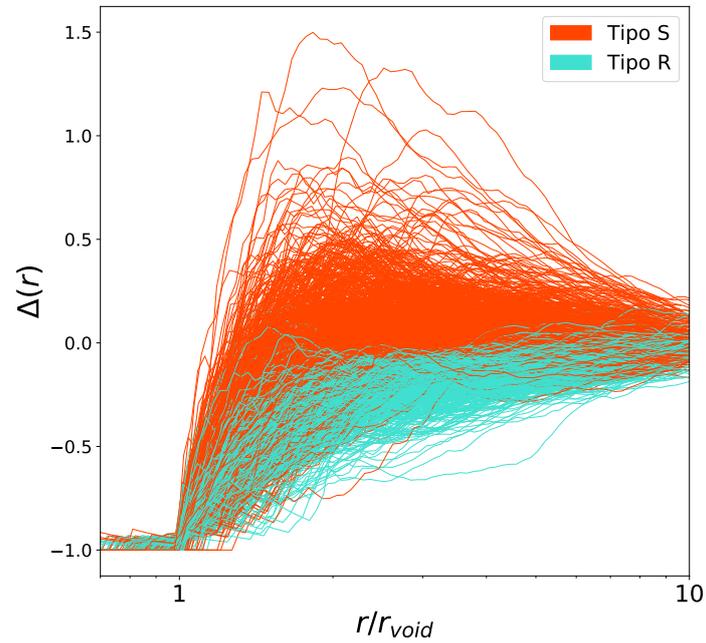


FIGURA 3.4: Perfiles de contraste de densidad integrada de los 1384 voids identificados en la simulación. Los colores separan a los voids de tipo S (naranja) y los voids de tipo R (turquesa). Todos los radios están normalizados a 1.

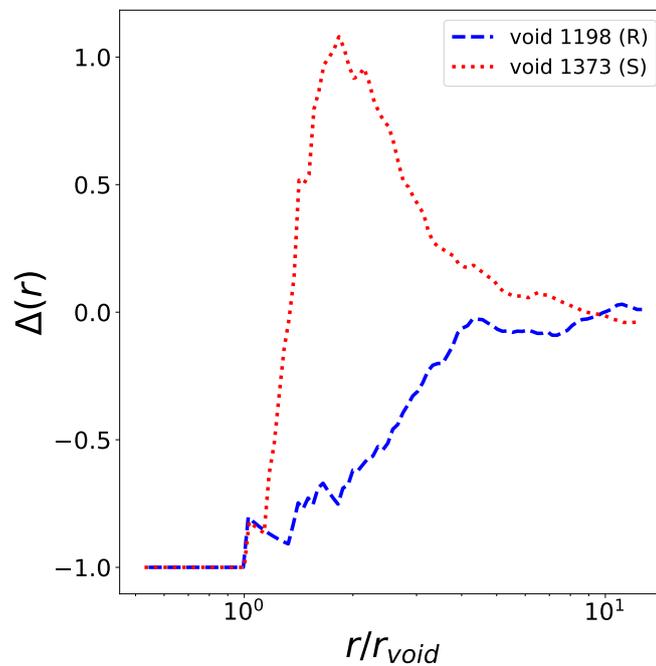


FIGURA 3.5: Perfiles de contraste de densidad integrada de los 2 voids identificados para ser resimulados. Ambos son los trazados por los halos identificados. La línea de puntos roja indica el perfil correspondiente al void tipo S. En azul y a trazos el void tipo R.

sea $\Delta \sim 0$. Esto se hizo para evitar un flujo de partículas de entre zonas de diferente nivel de resolución. Si la región resimulada es de una densidad menor, habrá un flujo de partículas desde la zona resimulada a la región externa, por el contrario si la región resimulada es de una densidad mayor podrían introducirse partículas tidales en el interior. El problema que esto produce es que los métodos numéricos que se utilizan para la integración de las ecuaciones de movimiento de las partículas aumentan los errores cuando se integran partículas de masas muy diferentes. Por lo que se buscó que los bordes de la región resimulada sean de una densidad lo más parecida a la densidad *media* del universo para reducir este tipo de problemas.

Las partículas correspondientes a la región a resimular se identificaron en la condición inicial, y se *encerraron* por capas de partículas con masas progresivamente mayores, de modo de reducir sistemáticamente los errores de integración en estas regiones al generar una especie de *gradiente* de resolución. Esto se presenta en la figura 3.6. Se pueden ver allí 4 regiones, la violeta interna representa partículas de masas $\sim 9 \cdot 10^8 M_\odot/h$, la región 2 son masas de $\sim 10^9 M_\odot/h$, la región 3 son masas de $\sim 10^{10} M_\odot/h$ y en la región 4 tenemos masas de $\sim 10^{11} M_\odot/h$. Estas capas disminuyen la posibilidad de que las partículas más externas de la zona 4 ingresen a la zona 1, que es la región que nos interesa.

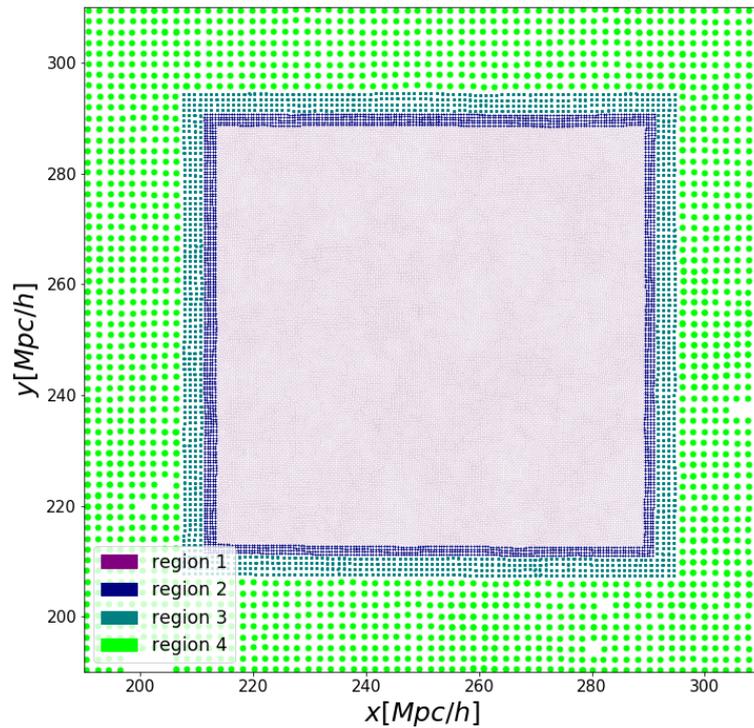


FIGURA 3.6: Corte transversal de 3 Mpc/h de la condición inicial de la resimulación. Los diferentes colores indican partículas de diferente masa. La región 1 incluye a las partículas de alta resolución (color violeta). Las regiones 2,3 y 4 se corresponden a las partículas tidales de masas mayores.

En la simulación *base* la masa por partícula es de $7,1 \cdot 10^{10} M_\odot/h$, entonces la resolución de la región externa de la resimulación es menor. Esto no es importante ya que lo que nos interesa de esta región es que reproduzca los

efectos tidales en la zona 1. En la región 1, no sólo introducimos partículas de materia oscura de menor masa sino que también introducimos partículas de gas.

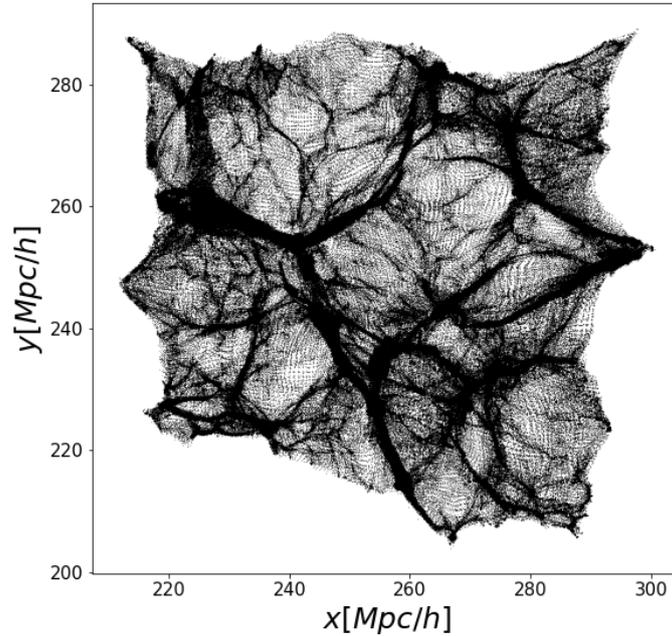


FIGURA 3.7: Partículas de materia oscura de la zona de alta resolución de la resimulación del void S. La región corresponde a un corte transversa de 5 Mpc/h en el centro de la simulación.

Luego se generaron las condiciones iniciales nuevas con el código **MUSIC** (Hahn y Abel, 2011) y la integración se llevó al cabo con **GIZMO** (Hopkins, 2015) que simula la gravitación y realizó un tratamiento SPH del gas, implementando en la región resimulada mecanismos de formación estelar y *feedback*. En la tabla A.1 del apéndice se presentan los datos de las simulaciones y resimulaciones utilizadas para este trabajo. Las resimulaciones realizadas están constituidas por partículas de materia oscura, gas, estrellas y partículas tidales.

El resultado del *box* resimulado se presenta en la figura 3.7. Se observa que los bordes son deformados producto de las interacciones tidales. Estas regiones presentan errores de integración, por lo cual para el análisis desarrollado en las próximas secciones se evitó trabajar con las partículas que se encuentren cerca de los bordes.

En la figura 3.8 se compara la región original de la simulación *base* (izquierda) con su resimulación (derecha). Se graficaron allí las partículas de materia oscura. Ambas son un corte transversal de 4 Mpc/h. Se observa que la estructura general es la misma en ambas simulaciones, pero la resimulación presenta mayor resolución.

En la figura 3.9 se presenta el gas contenido en ambos voids. Los vacíos se marcan con el círculo amarillo. Ambas secciones pasan por el centro de los voids y la sección transversal se corresponden al diámetro de los voids

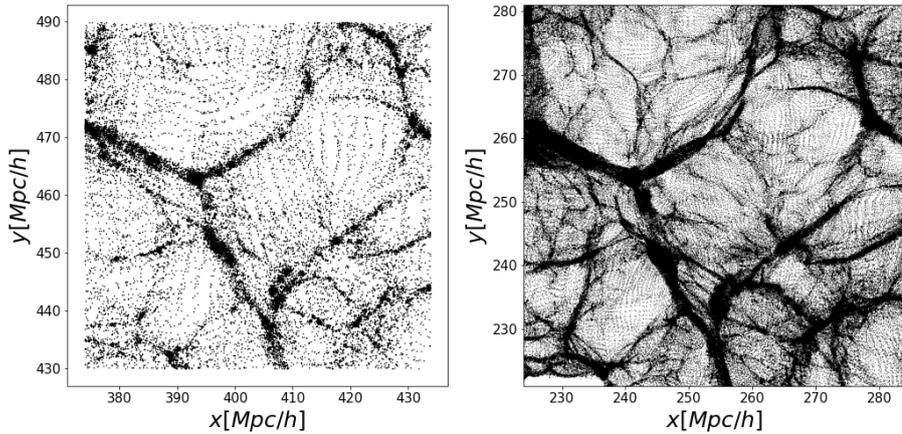


FIGURA 3.8: A la izquierda: Corte transversal de 4 Mpc/h. correspondiente a la región identificada en la simulación *basee* para ser resimulada. A la derecha: Corte transversal de 4 Mpc/h de la resimulación realizada.

proyectados sobre el eje z . Los gráficos fueron realizados con el código público **SPH-VIEWER** (Benitez-Llambay, 2015). Este código permite estimar los campos de densidad a partir de la implementación de la técnica de SPH utilizando las longitudes de suavizado h de las partículas.

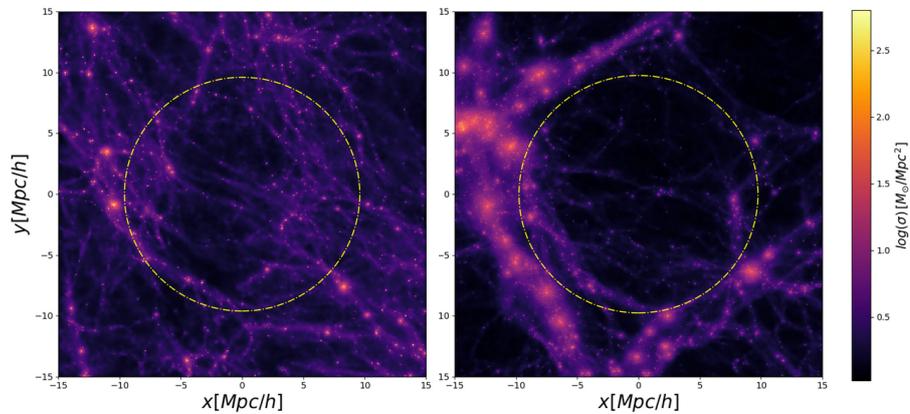


FIGURA 3.9: Densidad proyectada por el gas en los voids resimulados. Ambas regiones comprenden una sección transversal del diámetro de cada void centradas en el centro de los vacíos. A la izquierda el void R. A la derecha el void S. En amarillo-rayado-punteado se marca el void.

En la figura 3.9 puede apreciarse como las resimulaciones permiten la obtención de subestructura dentro de los voids. Podemos ver como estos están atravesados por una fina red de filamentos y ciertos halos. En el caso del void R (izquierda), vemos como este carece de una pared sobredensa a diferencia del void S (derecha) donde vemos que esta envuelto por una gran sobredensidad con grandes nodos.

3.4 Simulación de Comparación

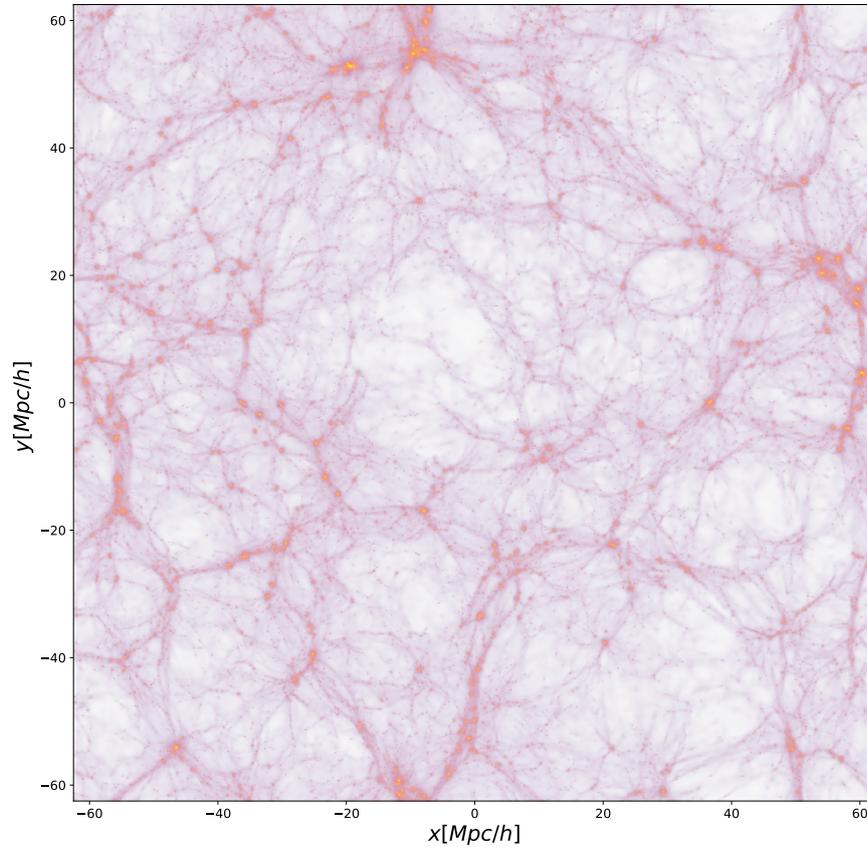


FIGURA 3.10: Simulación de referencia (Ref). Corte transversal de 10 Mpc/h. En colores rojos la materia oscura, en grises el gas. Las densidades están suavizadas mediante SPH.

Para poder comparar las propiedades de los voids se realizó una simulación cosmológica de la misma resolución que los vacíos. Esta simulación comprende un *box* de 125 Mpc/h de lado con 512^3 partículas de gas y 512^3 de materia oscura. Al igual que las resimulaciones se implementaron los modelos de formación estelar y *feedback*. La figura 3.10 presenta un corte transversal de la simulación, donde se graficaron las partículas de materia oscura (rojos) y las de gas (grises). Para el caso del gas, se calcularon las densidades espaciales utilizando SPH mediante la longitud de suavizado h .

Los motivos por los cuales es fundamental que la simulación de comparación tenga exactamente la misma resolución que las resimulaciones es debido a que los modelos *sub-grid* implementados son muy sensibles a la resolución de las simulaciones (Springel y Hernquist, 2003). Esta simulación, al igual que las resimulaciones, se realizó con los códigos **GIZMO** y **MUSIC**.

Los detalles de esta simulación se encuentran en la tabla A.1. De aquí en adelante nos referiremos a esta simulación como 'Ref'.

3.5 Perfiles

Tal como se señaló en la sección 2.5 los voids se identificaron en base al contraste de densidad integrado (ecuación 2.19). Luego de realizar la resimulación los perfiles no deben verse afectados significativamente, aunque efectos secundarios son esperables. En la figura 3.11 se presentan los perfiles para las resimulaciones y para la simulación *base*. Estos perfiles están construidos teniendo en cuenta las partículas (son perfiles de la *masa*), a diferencia de los de la figura 3.5 que se realizaron sobre los halos.

Se puede apreciar entonces que existe un fuerte sesgo entre el perfil trazado por los halos de materia oscura y los perfiles trazados por las partículas de los voids, es decir aquellos trazados por la masa. En el caso de los voids estudiados, el contraste de densidad en masa integrada es de $\Delta \sim -0,5$ en el radio del void, mientras que en la identificación sobre halos era de $\Delta = -0,9$.

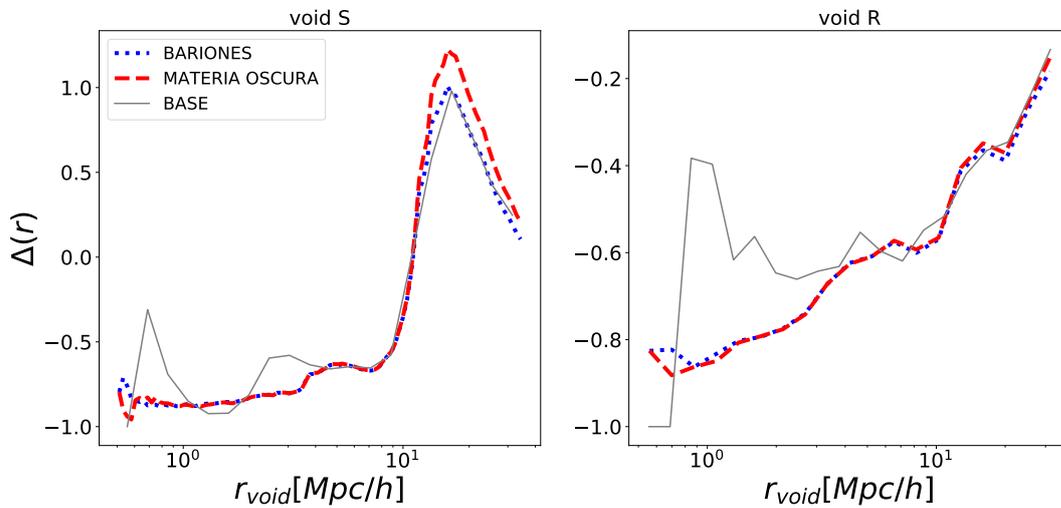


FIGURA 3.11: Perfiles del contraste de densidad integrada trazada por la masa de los voids resimulados y de la simulación *base*. En rojo-rayado el perfil trazado por la materia oscura, en azul-punteado el trazado por las partículas de gas y la línea continua negra se corresponde con el trazado por las partículas de materia oscura de la simulación *base*

Tanto para el void R como el S se observa una tendencia mínima a que la materia oscura mantenga un contraste más alto que los bariones. Más allá de esto, se observa que las diferencias entre los perfiles trazados por las resimulaciones y la simulación *base* son mínimas, significando así que la estructura recuperada en las resimulaciones es en esencia la *misma* que la de la simulación *base*.

3.5.1 Cálculo de perfiles implementando SPH

Si bien en este trabajo se identificaron los voids mediante el contraste de densidad integrada (2.19), es habitual encontrar en la literatura trabajos donde estos se identifican y estudian mediante el contraste de densidad diferencial (1.12). En esta sección se construyeron los perfiles de este contraste de densidad pero implementando la técnica de SPH para muestrear el gas.

Para esto se construyeron esferas a diferentes radios del void y se ubicaron puntos equidistantes. Sobre estos se calculó la densidad de gas, utilizando

el kernel interpolatorio 2.12. Luego se calculó la densidad promedio de cada esfera.

Para obtener una estima de la dispersión se utilizó la técnica *jackknife* (Efron y Gong, 1983). Las esferas sobre las que se calculan las densidades en cada *intervalo* radial se muestrean sobre 48 puntos. De modo que se generaron 48 realizaciones *jackknife* del cálculo de la densidad. Los contrastes presentados en la figura 3.12 corresponden al calculado con la densidad media en cada esfera con su *dispersión jackknife*.

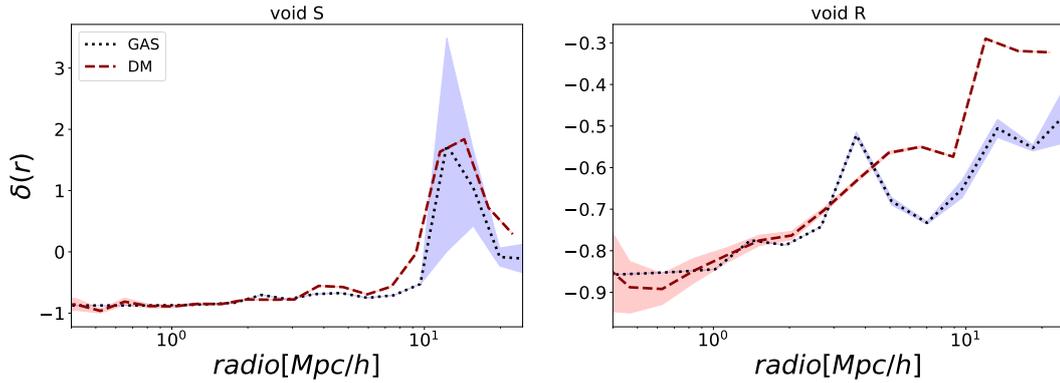


FIGURA 3.12: Perfil del contraste de densidad de los voids resimulados, trazados por la masa. En rojo-rayado el trazado por la materia oscura. En azul-punteado el trazado por el gas. Las densidades de gas fueron calculadas con SPH.

La densidad de materia oscura se calculó con las n -partículas que caen en un intervalo de radio, y la dispersión es $\epsilon = \sqrt{n}/V$.

Pareciera que al igual que en el caso del contraste de densidad integrado, la materia oscura presenta un mayor grado de contraste. Aunque las incertezas en estos cálculos son grandes. Es importante tener en cuenta que en el caso de la figura 3.11 se consideran todos los bariones (gas y estrellas) y en 3.12 sólo se estudia el gas, aunque la masa estelar es significativamente menor a la de gas por lo que no es esperable que al incluirla se presenten diferencias significativas.

La dispersión del gas, en el caso de la pared del void S es muy amplia. Esto se debe a que el gas puede presentar densidades muy variables. El gas que se encuentre en los halos va a presentar densidades varios órdenes de magnitud mayores que el que se encuentre fuera de estos y longitudes de suavizado también significativamente menores (en halos). Por lo tanto, estas diferencias son las que generan una gran dispersión.

Capítulo 4

Propiedades de los halos

En este capítulo se presenta un análisis de los halos de materia oscura y sus diferentes propiedades bariónicas. En la sección 1.4 se señaló que las galaxias de ambientes subdensos presentan propiedades que las diferencian de aquellas en entornos más densos. Es por esto que es esperable que estas diferencias se manifiesten en propiedades de los halos de materia oscura y su contenido bariónico. Con esto en mente, se identificaron los halos de materia oscura en los vacíos y se realizó una comparación entre las propiedades de los halos dentro de los voids y en las regiones externas.

4.1 Halos y resolución

Para la identificación de halos en las simulaciones, se utilizó el código público **ROCKSTAR** (*Robust Overdensity Calculation using K-Space Topologically Adaptive Refinement*) (Behroozi, Wechsler y Wu, 2013). El código identifica los halos sobre las partículas de materia oscura de las simulaciones. La salida del identificador incluye diversas propiedades de los halos encontrados, como la posición del halo, cantidad de partículas o el radio virial R_{vir} , que es aquella distancia donde una esfera de ese radio engloba 200 veces la densidad media del universo.

Para conocer que partículas componen cada halo, se pueden buscar en la simulación que partículas se encuentran a una cierta distancia del centro del halo (dato otorgado por **ROCKSTAR**). Siguiendo esta idea se elaboró un código que identifique, a partir del centro de los halos, las partículas que se encuentren a $2 R_{vir}$. Así se estima la población de partículas de gas, estrellas y materia oscura de los halos.

Teniendo en cuenta que la cantidad de halos identificados ($\sim 10^6$) en cada void y la cantidad de partículas de las simulaciones ($\sim 6 \times 10^7$) es importante que los códigos que traten esta cantidad de datos incluyan mecanismos de paralelización para optimizar el tiempo en que realizan las tareas. El código desarrollado para trabajar sobre las partículas de los halos se implementó sobre la interfaz de programación OpenMP para el desarrollo de tareas en multiprocesos.

Debido a que el identificador **ROCKSTAR** trabaja sólo sobre la materia oscura, hay un sesgo en la masa de los halos que construye. El catálogo de halos que se obtiene con el código es de estructuras de al menos 10 partículas de materia oscura, pero como vimos en la sección 2.2.1 las propiedades de las partículas de SPH se distribuyen sobre una región que alcanza a la n -ésima vecina más cercana. En el caso de **GIZMO**, $n = 56$ partículas. De modo que para halos de menos de 56 partículas, la 56-vecina de alguna de las

partículas SPH del halo va a estar fuera de este, mientras que para un halo de más de 56 partículas de SPH la 56-vecina de las partículas de gas va a estar dentro del halo. De modo que las partículas de gas que pertenezcan a un halo que tenga menos de 56 partículas SPH van a tener parte de su masa fuera del halo. En este trabajo se utilizaron aquellos halos que contengan al menos 56 partículas de gas.

La figura 4.1 presenta la relación de masa de bariones y materia oscura en función de la cantidad de partículas de gas de los halos. La línea blanca punteada representa a la fracción cosmológica $\Omega_{bar}/\Omega_{dm} \sim 0,18$. Se puede observar que para halos de pocas partículas la relación M_{BAR}/M_{DM} se aleja mucho del valor teórico cosmológico. Esto puede deberse a problemas de resolución de la simulación. La línea amarilla señala 56 partículas, podemos ver que mas allá de este valor la fracción M_{BAR}/M_{DM} comienza a parecerse al valor teórico. Por lo cual vemos que los halos más allá de esta línea comienzan a estar bien *resueltos* en su contenido bariónico y el tratamiento de este tipo de halos va a estar libre de los problemas observados para los halos chicos.

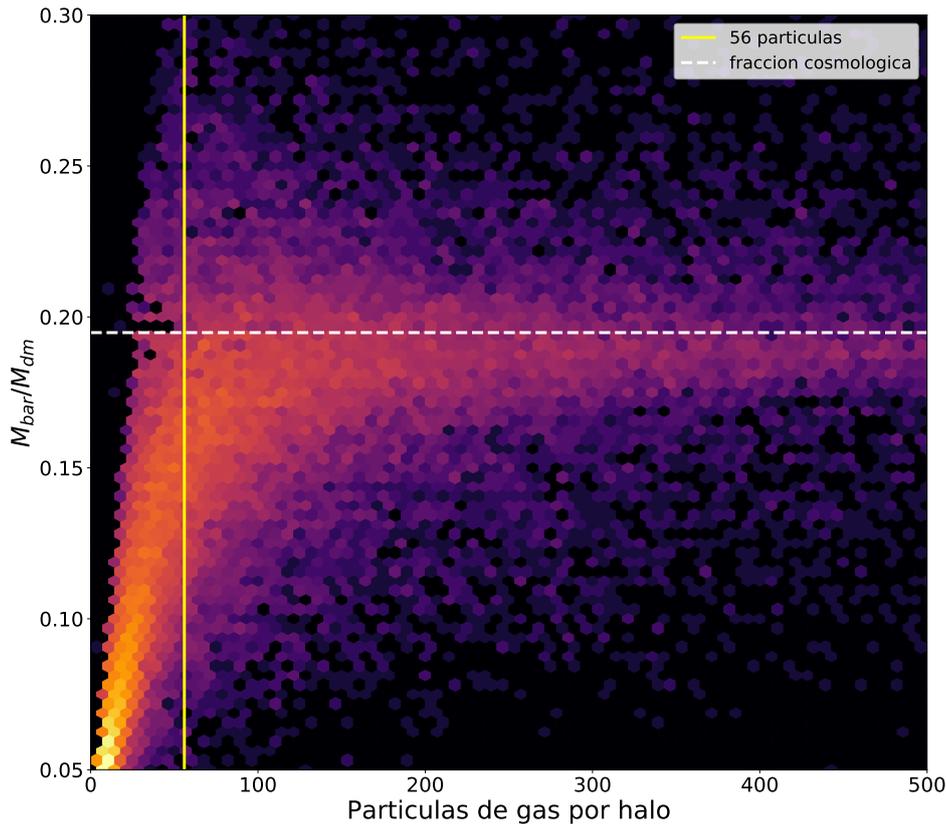


FIGURA 4.1: Fracción de masa bariónica sobre materia oscura de los halos en función del número de partículas de gas del halo. La línea continua amarilla indica 56 partículas de gas. La línea blanca-rayada indica la fracción de bariones cosmológica.

4.2 Análisis de perfiles

Debido a que las propiedades de las galaxias, y por lo tanto de los bariones, tiene una dependencia con el entorno se estudió la fracción de masa como distancia al centro del void. Se seleccionaron aquellos halos que contengan al menos 56 partículas de gas siguiendo el criterio establecido en la sección anterior y se contruyó el gráfico de la figura 4.2.

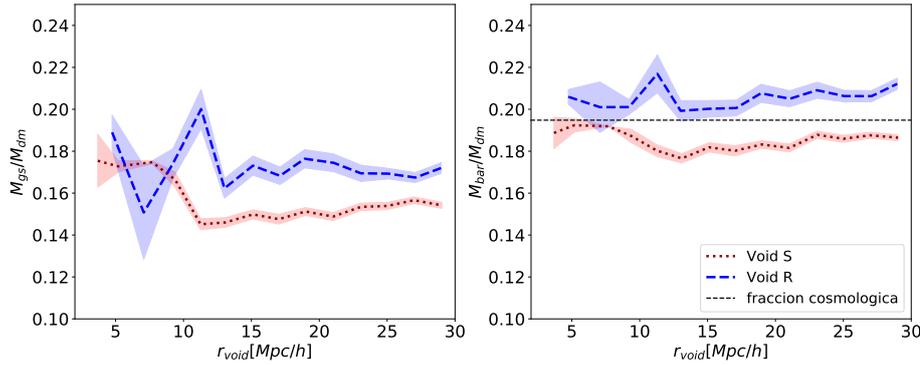


FIGURA 4.2: Izquierda: fracción de masa de gas sobre materia oscura para los halos de los voids en función de la distancia al centro del void. Derecha: fracción de masa barionica (gas y estrellas) sobre masa de materia oscura en función del centro del void. En azul-rayado el void R. En rojo-punteado el void S. La línea negra punteada corresponde a la fracción cosmológica.

La figura de la izquierda corresponde a la media calculada sobre las fracciones de gas para poblaciones de halos seleccionados en intervalos de distancias al centro del void. La figura de la derecha representa la fracción de bariones, donde el contenido bariónico comprende tanto al gas como las estrellas. Las líneas fueron contruidas teniendo en cuenta la media de cada fracción en cada intervalo de distancia y la estima de la incerteza (región sombreada) corresponde a σ/\sqrt{n} , donde σ es la desviación estándar y n el número de datos en cada bin.

La tendencia general observada es que los halos del void R tienen una fracción mayor de gas o bariones. Estas tendencias son estadísticamente significativas. En el caso del void R sus fracciones bariónicas están por encima de la media cosmológica en todo el rango de distancias estudiado y en el S el comportamiento es el inverso.

En la figura 4.3 se presenta la proporsión de estrellas sobre gas, para halos con al menos una partícula estelar. En este caso, para halos *dentro* de ambos voids ($r_{\text{voids}} \sim 9\text{Mpc}/h$) la tendencia es que el void R tenga mayor fracción de estrellas por masa de gas. Esta tendencia se invierte en la pared de los voids y a partir de allí los halos del void S presentan una fracción mayor de estrellas.

Estos comportamientos podrían deberse entonces a que en las regiones externas de los voids, los halos del void S formaron sus estrellas antes que los halos del void R. Es por esto, que presentan una mayor proporción de estrellas sobre gas. Aunque esta idea podría explicar que los halos del void S tengan menor proporción de gas sobre materia oscura, debido a que podría

haberlo utilizado para formar estrellas, no permite explicar porque la fracción total de bariones sobre materia oscura es menor.

El comportamiento dentro del void, si bien tiene una señal más débil, también es consistente porque vemos que el void R pareciera tener una menor fracción de gas sobre materia oscura, pero una mayor fracción estelar sobre gas, pudiendo señalar que el void R formó más estrellas que el S, y por esto perdió su gas.

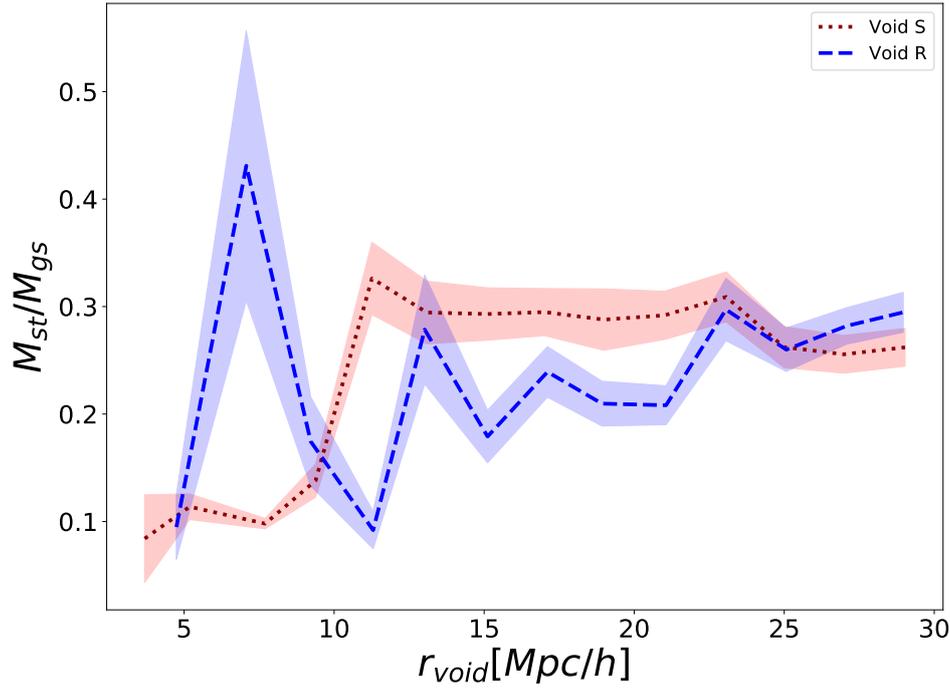


FIGURA 4.3: Fracción de masa estelar sobre gas para los dos voids en función de la distancia al centro del void. En azul-rayado el void R y en rojo-punteado el void S.

4.3 Análisis de regiones

El propósito de este estudio es identificar que propiedades tienen los halos que pertenezcan a los voids que sean diferentes de las propiedades de halos de entornos más densos. Para seleccionar halos que puedan ser representativos de un ambiente de densidad media del universo (región *homogénea*) se utilizó el contraste de densidad integrado. En este caso la integración se realizó inversamente, es decir, desde *fuera del void* hacia su interior.

Se define:

$$\Delta_{back}(r) = \int_{out}^{in} \delta(r) dr \quad (4.1)$$

Los límites de integración son $in = 0 Mpc/h$ y $out = 30 Mpc/h$. Es decir que la integración se realizó desde una distancia de $\sim 3 R_{void}$ hasta su interior. El límite externo de integración (*out*) no deben estar lo suficientemente cerca del

borde de la simulación para de esta manera evitar estar cerca de partículas tidales, ya que como se mencionó en la sección 3.3 estas regiones no están bien resueltas.

La figura 4.4 presenta el contraste de densidad integrado $\Delta_{back}(r)$ desde la región externa de los voids hacia sus interiores. De esta manera observamos que en la región perteneciente a $25 - 30 Mpc/h$ el contraste de densidad es prácticamente cero, con lo cual es similar a una región *homogénea*.

La región *externa* utilizada a lo largo de este trabajo para comparar con el ambiente de los voids está compuesta por la zona de $25 - 30 Mpc/h$ de ambos vacíos. Es decir que se mezclaron las propiedades de esta región de ambos voids y se utilizaron siempre como una única muestra de *región externa*.

Para seleccionar los halos pertenecientes al void, se fue un poco más allá del radio de cada void. Esto se debe a que la resolución de las simulaciones realizadas no es suficientemente alta como para obtener una cantidad estadísticamente significativa de halos si se realiza un corte en $\sim 9 Mpc/h$ (que fueron los tamaños originales de los voids identificados). De modo que se relajó un poco el criterio de la definición de void. Se clasificó como halos *del void* aquellos que esten a una distancia tal que $\Delta(r) < -0,7$. Esta condición se cumple a diferentes radios para cada void, siendo así $r'_S = 10 Mpc/h$ y $r'_R = 13 Mpc/h$.

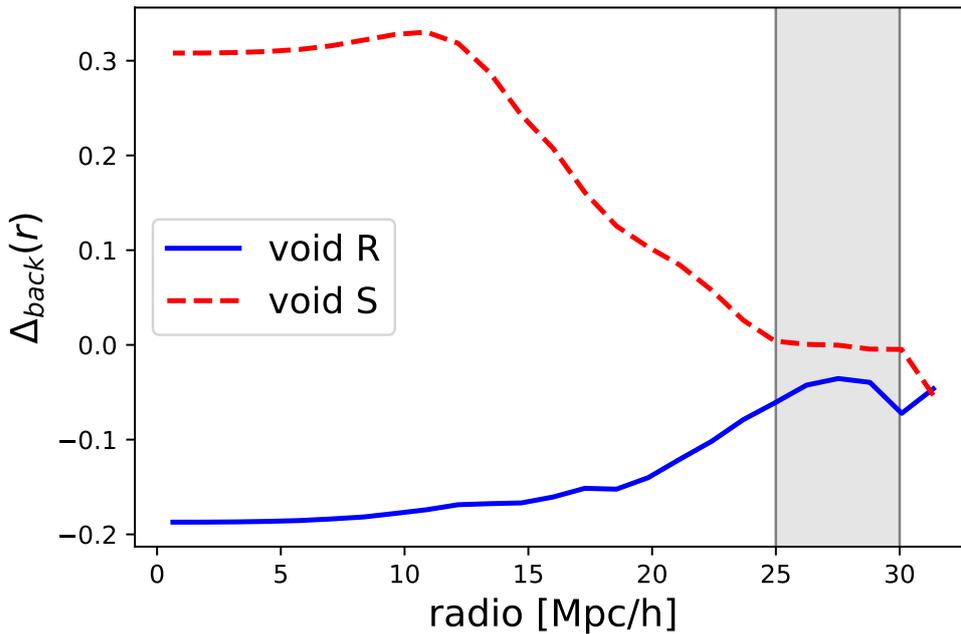


FIGURA 4.4: Densidad integrada Δ_{back} de los voids según definición 4.1 en función de la distancia a los centros de los vacíos. En azul continuo el void R. En rojo-rayado el void S. La zona gris comprende a la región externa $25-30 Mpc/h$, donde $\Delta_{back} \sim 0$

4.3.1 Funciones de Masa

La función de masas de los halos permite conocer como es la distribución de masa de estos. Los halos más masivos son menos frecuentes que los halos de menor masa. En la figura 4.5 se presentan las funciones de masa para los 3 ambientes analizados, ambos voids y la zona externa. Estas se computan calculando el número de halos que existen en diferentes intervalos de masa. Estas funciones de masa corresponden a sólo masa de materia oscura, es decir que no hemos tenido en cuenta los bariones. Como se puede ver, las funciones de masa varían mucho entre los ambientes de los voids y la región externa.

En región que abarca los halos más pequeños las tres funciones de masa presentan el mismo comportamiento, pero a medida que vemos la región de halos de mayor masa los voids comienzan a apartarse de la función de la región externa. Esto significa que estos ambientes subdensos no han llegado a evolucionar lo suficiente como para formar halos más masivos.

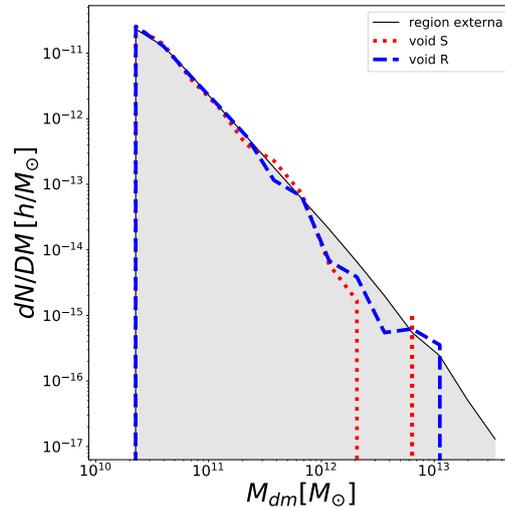


FIGURA 4.5: Función de masa de los halos. Sombreada la función para la región externa. La línea azul-rayada corresponde a el void R. La roja-punteada a los halos del void S.

Puede verse que la diferencia más notable entre los halos del void y de la región externa, es que en los ambientes subdensos no se forman halos muy masivos. Esto es consistente con las propiedades de galaxias observadas en catálogos y es debido a que justamente se identificaron los voids como regiones donde el contraste de densidad de halos con algún corte en masa ($1,4 \times 10^{12} M_{\odot}$ en este trabajo) vale $\delta < 0,9$. Los estudios de galaxias en vacíos señalan que estas son por lo general galaxias *enanas*, a las que les corresponden halos de baja masa (Alpaslan y col., 2014).

4.3.2 Cortes en masa

Para estudiar la dependencia de los halos con el entorno y al mismo tiempo explorar si existe correlación con la masa de los halos, se separaron los halos por rangos de masa. De esta manera se identificaron los halos realizando 3 cortes indicados en la tabla 4.1. El criterio para realizar los cortes fue el de mantener significancia estadística. De realizar más cortes la cantidad de

halos en cada uno habría sido chica como para analizar propiedades globales de las poblaciones. A lo largo de este trabajo nos referiremos a estos cortes como:

- Corte 1: halos de $M < 1,2 \times 10^{11} M_{\odot}$ ($n_p \leq 120$)
- Corte 2: halos de $1,2 \times 10^{11} M_{\odot} < M < 2,9 \times 10^{11} M_{\odot}$ ($120 < n_p \leq 300$)
- Corte 3: halos de $2,9 \times 10^{11} M_{\odot} < M < 7,8 \times 10^{11} M_{\odot}$ ($300 < n_p \leq 800$)

Donde n_p es el número de partículas.

	Corte 1	Corte 2	Corte 3
Void S	48	73	48
Void R	111	92	36

CUADRO 4.1: Cantidad de halos identificados en los diferentes voids para los tres cortes en masa

4.3.3 Parámetro de Espín

Uno de los parámetros que calcula **ROCKSTAR** es el Espín (λ) de los halos. Este permite cuantificar la contribución de la rotación de un halo a mantener el equilibrio (Peebles, 1969). Es la fracción entre la velocidad angular del halo y la que debería tener el mismo para mantenerse en equilibrio debido a su rotación. De modo que aquellos halos con mayor parámetro de espín tendrán mayores velocidades de rotación. Cuanto menor sea λ más importante será la dispersión de velocidades para mantener el equilibrio.

$$\lambda = \frac{L\sqrt{E}}{GM^{\frac{5}{2}}} \quad (4.2)$$

En la ecuación anterior L es el momento angular del halo, M la masa, G la constante de gravitación universal, E es la energía de ligadura del sistema.

Para los 3 cortes en masa propuestos se observaron las distribuciones de λ de la figura 4.6. De izquierda a derecha se ubican los cortes en masa 1,2 y 3. Por lo presentado en esta figura, no parecería existir una dependencia entre el espín de los halos con el ambiente en el que se encuentran, al menos para los halos de nuestra muestra. Si bien los datos obtenidos para ambos vacíos son significativamente menos que aquellos que muestrean las regiones externas, estos parecerían comportarse de la misma manera.

4.3.4 Estudio de bariones

En la figura 4.7 se presenta la fracción de masa de gas sobre materia oscura de los halos con los diferentes cortes de masa y diferentes ambientes. Se observa una tendencia clara en los primeros dos cortes de masa a que los halos del void S presentan una menor cantidad de gas en relación a la materia oscura en comparación al void R. Los halos de fuera de los voids presentan un comportamiento medio entre el de los vacíos. Para el tercer corte en masa las distribuciones parecen comportarse similarmente. Como en este caso sólo estamos mirando las partículas de gas se podría pensar

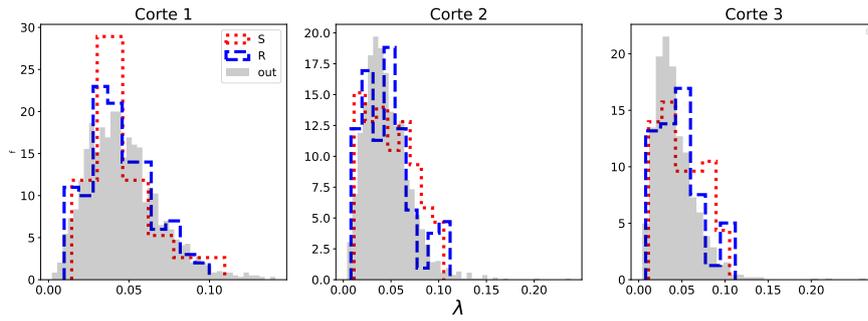


FIGURA 4.6: Histogramas de los parámetros de espín (λ) calculados por **ROCKSTAR** para los halos de las resimulaciones. De izquierda a derecha esta separado por los cortes en masa 1,2 y 3 cuyos valores se indican en la tabla 4.1. En rojo-punteado se presenta el histograma para el void S y en azul-rayado para el void R. El histograma sombreado corresponde a la región externa.

que el void S tiene entonces una menor fracción de gas sobre materia oscura debido a que formó estrellas. Para explorar esta idea se calculó la fracción bariones sobre materia oscura de los halos.

Las distribuciones de la fracción de bariones sobre materia oscura se presentan en la figura 4.8 y se aprecia que en términos generales el comportamiento es similar al de la figura 4.7 donde sólo se consideró el gas. Por lo tanto, el menor contenido de gas de los halos del void S no puede deberse a una mayor formación estelar y quizás tenga origen en procesos evolutivos de los halos en estos entornos.

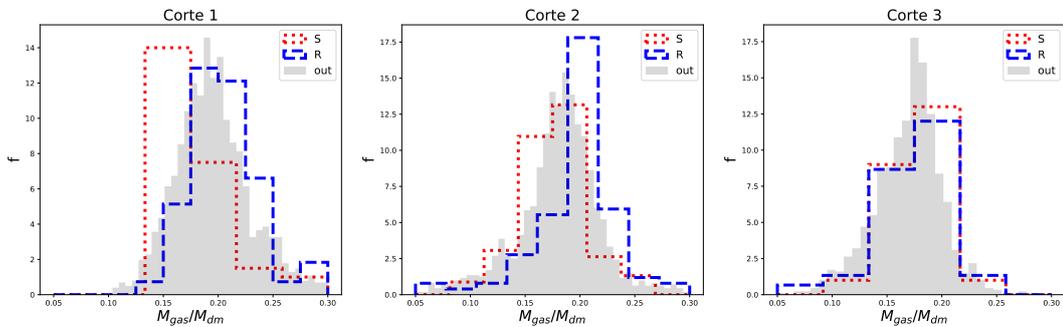


FIGURA 4.7: Fracción de gas sobre materia oscura para los 3 cortes en masa de la tabla 4.1. En rojo-punteado se presenta el histograma para el void S y en azul-rayado para el void R. El histograma sombreado corresponde a la región externa.

4.3.5 Temperatura

Una propiedad importante para caracterizar el gas es su temperatura. Para tener una medida general de la temperatura de los halos se calculó la media de las temperaturas de las partículas de gas que los componen. En la figura 4.9 se presenta la temperatura de los halos estimadas con este criterio. De izquierda a derecha tenemos las distribuciones de temperaturas de los tres

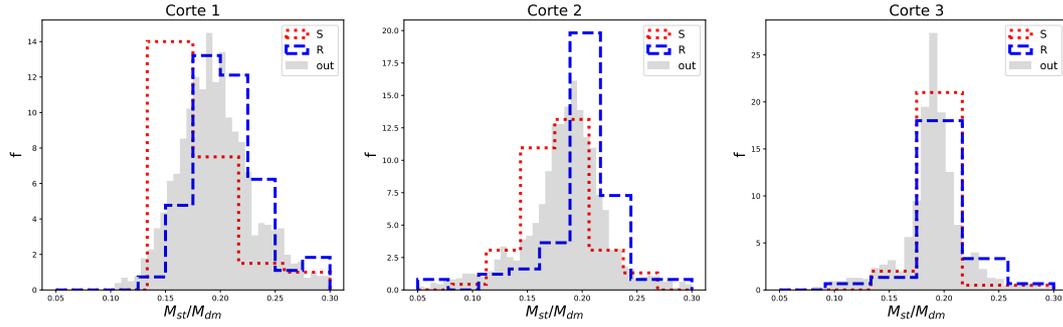


FIGURA 4.8: Fracción de bariones (gas y estrellas) sobre materia oscura para los 3 cortes en masa de la tabla 4.1. En rojo-punteado se presenta el histograma para el void S y en azul-rayado para el void R. El histograma sombreado corresponde a la región externa.

cortes en masa realizados. Podemos visualizar una tendencia en las primeras dos regiones (pero fundamentalmente en la primera) a que los halos del void S están más calientes que los halos del void R. En el tercer corte en masa las temperaturas estimadas para los halos de los voids y para la región externa parecen ser compatibles.

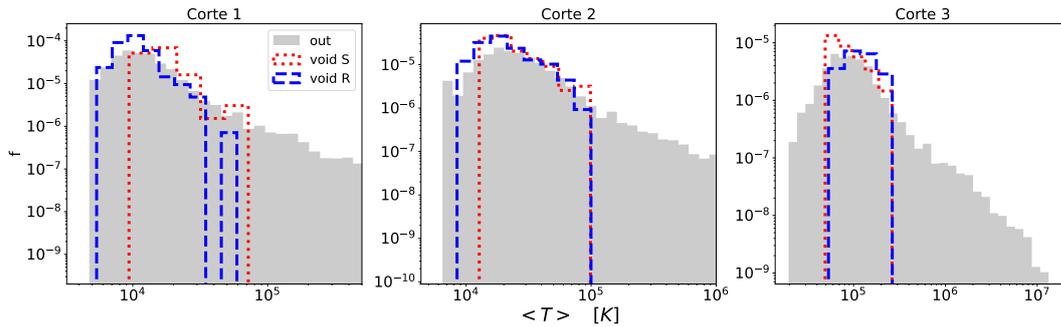


FIGURA 4.9: Distribuciones de temperatura promedio de las partículas de gas en los halos. En rojo-punteado se presenta el histograma para el void S y en azul-rayado para el void R. El histograma sombreado corresponde a la región externa.

Una posible explicación para las diferencias encontradas entre el void S y el R en cuanto a la temperatura y contenido de gas de los halos, es que hayan experimentado una tasa de fusiones (*mergers*) diferentes. Las fusiones de halos pueden producir que un halo pierda gas y al mismo tiempo el gas que conserve el halo aumente su temperatura. Debido a que la dinámica de los voids S y R es fundamentalmente diferente ya que unos se hayan en expansión (R) y otros en contracción (S), es esperable que la historia de fusiones de sus halos sea diferente.

Recordemos que las diferencias observadas corresponden a los primeros dos cortes en masa. Esto podría ser debido a que las fusiones de halos chicos tienen una mayor frecuencia y por lo tanto los mecanismos responsables de estos efectos (aumento de temperatura-perdida de gas) tienden a actuar de manera más activa. Esta podría ser la razón por la cual no se observan

muchas diferencias entre las propiedades de los halos en el tercer corte en masa.

4.3.6 Densidades

Otra propiedad interesante de los halos es su densidad. Debido a que no se cuenta con la resolución suficiente para construir sus perfiles de densidad, se contruyó una estimación promedio de la misma. En la figura 4.10 se indica las densidades calculadas de gas y materia oscura de los halos (ρ_{gs} y ρ_{dm}). Esta densidad es la masa sobre el volumen del halo, donde utilizamos el modelo de halos esféricos de $2 R_{vir}$.

Observando las densidades de gas en los halos, el void S parecería tener halos más densos que el R. Esta tendencia es marginal para los primeros dos cortes en masa pero bastante clara para el tercer corte. Los halos fuera del void pueden alcanzar densidades tanto menores como mayores pero esto se debe a que la muestra es significativamente mayor. No se percibe una tendencia sistemática a un comportamiento característico de estos. Al observar la densidad de materia oscura, los halos del void S alcanzan densidades mayores en los tres cortes en masa.

En la figura 4.11 se presenta la distribución de radios viriales para los tres cortes en masa. Vemos que sistemáticamente los halos del void S tienden a tener radios menores que los del void R. De modo que el hecho de que sus radios viriales sean menores es lo que produce que este void alcance densidades mayores.

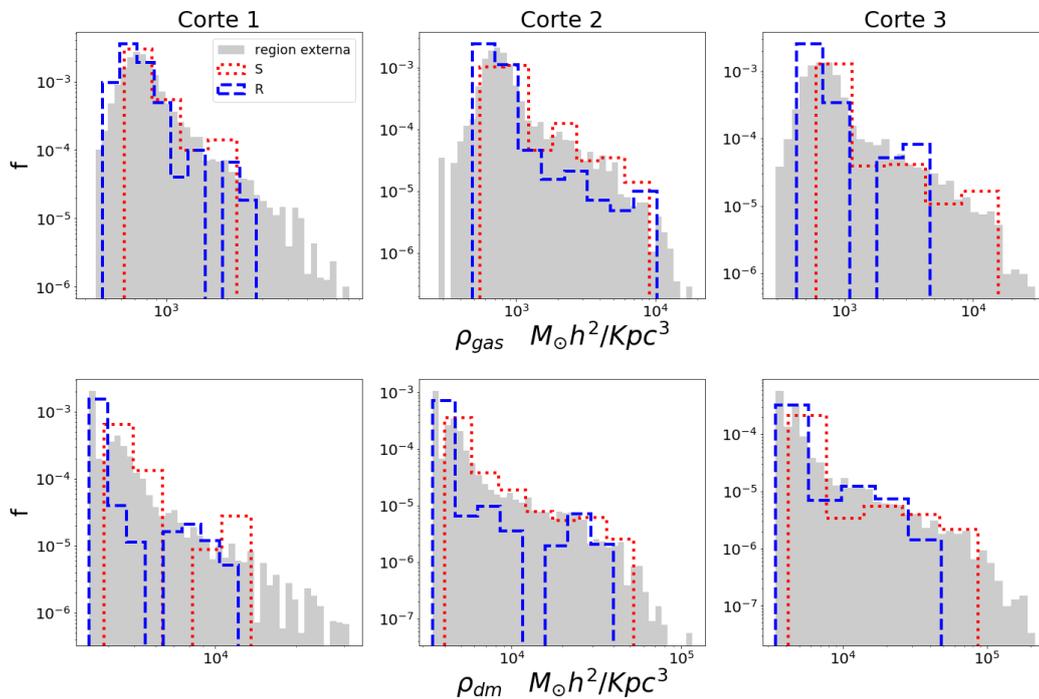


FIGURA 4.10: Densidad media de gas y materia oscura en los voids y en al región externa, separando en los cortes de masa indicados en 4.1. En azul-rayado el void R, en rojo-punteado el void S y en gris la densidad de la región externa.

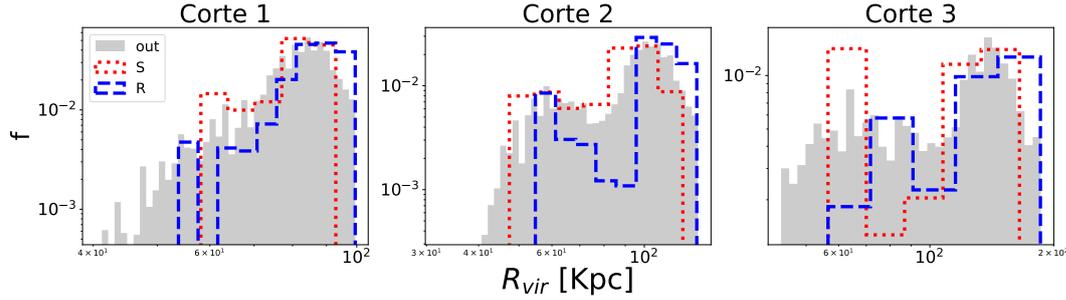


FIGURA 4.11: Distribución de los radios viriales de los halos en los voids y en la región externa, separando en 3 cortes de masa indicados en 4.1. En azul rayado el void R, en rojo-punteado el void S y sombreado en gris la región externa.

Si bien la señal encontrada en la figura 4.10 es muy débil, parecería indicar que los halos del void S son más densos que los del void R, y esto es compatible con lo señalado respecto a que puede deberse a una diferente historia de fusiones.

4.4 Entornos Locales

Un enfoque complementario a lo desarrollado hasta aquí es estudiar el entorno de las estrellas, independientemente de las propiedades de los halos. Si bien es esperable que las partículas estelares formen parte de halos, conceptualmente es algo diferente. Se estudió entonces el entorno local de las estrellas observando las densidades de materia oscura, gas y estrellas mismas. De esta manera se buscó cuantificar si la formación estelar en las regiones subdensas presenta características particulares en comparación de la contraparte de una mayor densidad.

Para realizar esto se desarrolló un código que identifique las estrellas en cada región (voids-externas) y calcule la distancia a la n -ésima vecina. Al igual que con el código que trabaja sobre los halos, se utilizaron técnicas de paralelización para la optimización del mismo. Se identificaron ~ 5000 estrellas en la región *interna* al void S, ~ 13000 en el R y $\sim 5 \cdot 10^5$ en la región externa de ambos vacíos.

Teniendo en cuenta que se cuenta con casi 10 veces más partículas de gas o materia oscura que partículas de estrellas (ver apéndice tabla A.2), estimamos las densidades locales utilizando la distancia a la 50-vecina más cercana para el gas y la materia oscura (ρ_{gs} y ρ_{dm}) y la 5-vecina más cercana para las estrellas (ρ_{st}). Los resultados se presentan en la figura 4.12. Se presentan entonces la densidad de estrellas, gas y materia oscura alrededor de las partículas estelares de la simulación. A la izquierda en la figura 4.12 se presenta el entorno estelar. No se observan diferencias significativas entre los voids y afuera de estos, aunque pareciera existir una leve señal de que el void R presenta una mayor densidad estelar aunque lejos de ser significativa.

La densidad de gas se presenta en la figura central. Se tiene aquí que el void R y la región externa se comportan prácticamente igual. El caso del void S es más interesante porque pareciera existir una tendencia a ser más denso en gas.

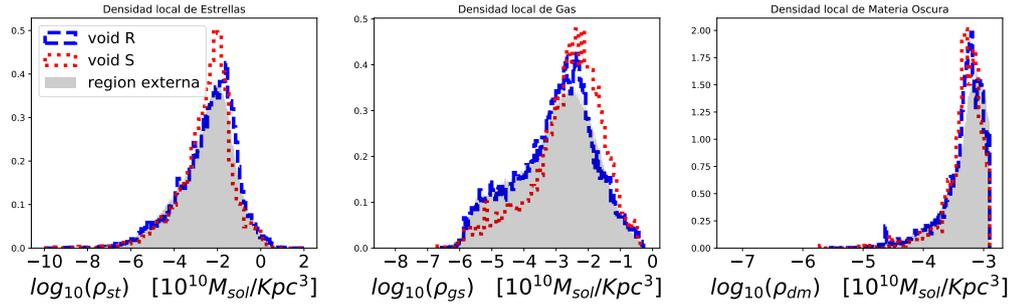


FIGURA 4.12: Densidad local de estrellas, gas y materia oscura alrededor de estrellas, estimada con la distancia a las partículas vecinas. A la izquierda densidad de estrellas estimada con la distancia a la quinta vecina más cercana. En la figura central la densidad de gas estimada con la 50-vecina más cercana y a la derecha la densidad de materia oscura estimada con la 50-vecina. La distribución sombreada corresponde a la región externa de los voids. La línea roja-punteada corresponde al void S y la azul-rayada al void R.

Para estudiar la materia oscura se realizó un corte para eliminar aquellas partículas que presenten una densidad mucho más allá de la longitud de *softening* o parámetro de ablandamiento (l_s) de la simulación. Este parámetro impide la divergencia del potencial gravitacional cuando dos partículas se aproximan a una distancia mínima. De esta manera se evitan potenciales singulares. Por lo tanto a estas escalas existen imprecisiones en cuanto a la integración de las partículas. De modo que el corte se realizó en lo que corresponde a una densidad local estimada en un radio de $\sim 2l_s$. Tenemos entonces el resultado a la derecha de la figura 4.12 donde se observa una leve tendencia en los voids a ser menos densos que la región externa. Particularmente el void S siendo menos denso que el R.

El estudio del entorno local aquí representado no es del todo robusto ya que se cuantifica la densidad utilizando una cantidad fija de partículas vecinas y esto no permite estimar la densidad en más de una escala. Aún bajo esta limitación, se observó una tendencia del void S a tener una mayor densidad de gas alrededor de sus estrellas, lo cual cuadra con lo señalado en la sección anterior ya que como se observó los halos del void S tienen una mayor temperatura. Si el gas se encuentra cercano a las estrellas (como parecería indicar este análisis de la densidad local) el *feedback* de estas lo calentará, siendo de esta manera levemente más caliente que el del void R o la región externa.

4.4.1 Funciones de Correlación

Para complementar el estudio de los entornos locales, se calcularon las funciones de correlación de los diferentes tipos de masa alrededor de las estrellas. Para lo cual se utilizó el estimador de Davis y Peebles (1983)

$$\xi(r) = \frac{NN(r)}{NR(r)} - 1 \quad (4.3)$$

donde $NN(r)$ es el número de pares separados una distancia r sobre los datos y $NR(r)$ es el número de pares separados una distancia r que existirían

si las partículas se distribuyeran homogéneamente. Para utilizar este estimador se podrían generar una cantidad aleatoria de puntos que sigan una distribución homogénea y calcular los pares NR. Otra alternativa es calcular el número teórico de pares que debería existir en un elemento de volumen. Se utilizó este segundo enfoque por resultar más exacto.

Lo primero entonces es calcular la *densidad de pares teórica* que llamaremos ρ_{pt} . Se utilizó la simulación Ref para calcular la densidad de estrellas, gas y materia oscura de una región de densidad *media* del universo. Esto se realizó dividiendo el número n de partículas por el volumen del box ($125^3(Mpc/h)^3$). Con estas densidades, se calcula la densidad de pares ρ_{pt} que vendrá dada por la cantidad de estrellas a partir de la cual se mida la correlación, que llamaremos *trazadoras*.

Las estrellas trazadoras serán entonces:

- 4891 en el void S
- 16936 en el void R
- 250666 en la región externa

Entonces la densidad de pares teórica es el número de trazadoras por la densidad de partículas de cada tipo. Con esta densidad de pares, para calcular la correlación en función de la distancia r , se cuentan pares en función del radio (NN) y NR será entonces igual a $V(r) * \rho_{pt}$.

En la figura 4.13 se presenta la función de correlación de partículas estelares. Para radios de entre $\sim 10 - 100$ Kpc la función de correlación se comporta como una ley de potencias.

La figura 4.14 presenta la correlación de la materia oscura alrededor de las estrellas. Aquí el comportamiento es de ley de potencias para escalas mayores a ~ 10 Kpc. Esto se debe a que a escalas menores estamos por debajo del *softening* por lo que el comportamiento de la materia oscura deja de estar bien resuelto. Lo que se puede deducir es que las estrellas habitan halos que tienen menor correlación de materia oscura en el void S que en el R y esto puede deberse a que estas estrellas están habitando halos de menor masa.

Comparar la correlación estelar y de materia oscura presenta el mismo comportamiento general, tanto para los voids como para la región externa. El void S presenta una menor correlación y las estrellas de la región externa presentan una mayor correlación.

La función de correlación de las estrellas con el gas se presenta en la figura 4.15. La correlación del void R presenta un comportamiento muy similar al de la región externa. En el void S la función de correlación es mayor para escalas menores a ~ 10 Kpc y cae a escalas de ~ 30 Kpc.

El hecho de que la función de correlación muestre a escalas chicas que las estrellas del void S tengan mayor correlación con el gas que los otros entornos es consistente con lo señalado en la sección anterior, ya que estimando la densidad local con las 50 partículas vecinas el void S mostraba una densidad mayor que los otros entornos y las densidades correspondientes eran a escalas de $\sim 1-2$ Kpc.

El comportamiento a escalas mayores es muy interesante. Para entender este comportamiento sería pertinente abordarlo desde el punto de vista de estudiar los perfiles de densidad de los halos, cuestión que excede los propósitos de este trabajo final.

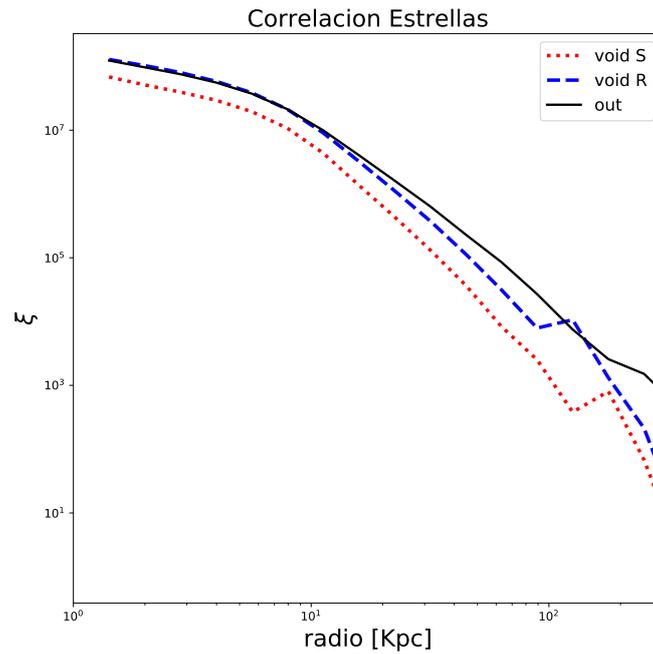


FIGURA 4.13: Función de correlación de partículas estelares alrededor de estrellas. La línea continua negra representa a la correlación medida en la región externa. En azul-rayado medida para el void R, en rojo-punteado para el S.

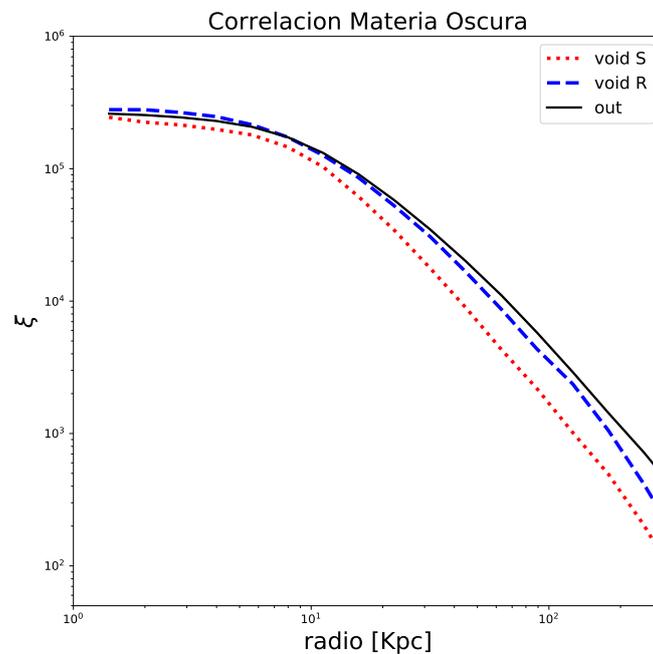


FIGURA 4.14: Función de correlación de partículas de materia oscura alrededor de estrellas. La línea continua negra representa a la correlación medida en la región externa. En azul-rayado medida para el void R, en rojo-punteado para el S.

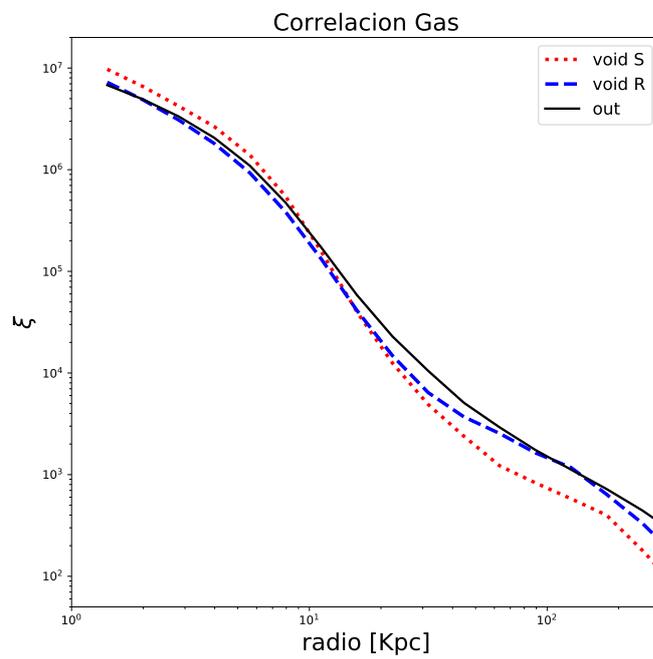


FIGURA 4.15: Función de correlación de partículas de gas alrededor de estrellas. La línea continua negra representa a la correlación medida en la región externa. En azul-rayado medida para el void R, en rojo-punteado para el S.

Capítulo 5

Estudio de Diagramas de Fases

5.1 Diagrama de Fases

Las propiedades de los bariones pueden ser estudiadas observando los diagramas de fases, como el de la figura 5.1 donde las partículas de SPH se graficaron en el espacio de densidad y temperatura. Los procesos astrofísicos que ocurren a medida que el universo va evolucionando producen que las partículas de gas experimenten cambios en su densidad y temperatura. El colapso de los halos genera aumentos de densidad en el gas, el feedback de supernovas eleva la temperatura del gas, la radiación del gas caliente produce un decrecimiento de la temperatura, etc.

Debido a estos procesos astrofísicos, el gas va atravesando diferentes regiones del diagrama de fases, delimitadas por densidad y temperatura (líneas punteadas de la figura 5.1). Estas regiones representan a partículas de gas que comparten ciertas propiedades físicas en términos generales. Diversos autores utilizan diferentes criterios para clasificar al gas en distintas fases (Schaal y col., 2016, Martizzi y col., 2019). En este trabajo se adoptó el criterio utilizado por Huang y col. (2019) debido a que su simplicidad permite captar de manera general el comportamiento de las partículas de SPH.

De esta manera el gas se encuentra en el universo en 4 fases divididas por una temperatura de $T = 10^5 K$ y una densidad δ_{th} definida por Kitayama y Suto (1996) que es aquella sobredensidad en la que los halos se encuentran virializados (Davé y col., 2010).

$$\delta_{th} = 6\pi^2(1 + 0,4093(1/f_\Omega - 1)^{0,9052} - 1 \quad (5.1)$$

$$f_\Omega = \frac{\Omega_m(1+z)^3}{\Omega_m(1+z)^3 + (1 - \Omega_m - \Omega_\Lambda)(1+z)^2 + \Omega_\Lambda} \quad (5.2)$$

- **Gas difuso:** Este gas es primordial, de baja densidad y baja temperatura. La mayoría de este se encuentra en una curva que establece un balance entre enfriamiento adiabático y calentamiento por fotoionización.
- **WHIM (*warm-hot intergalactic medium*):** Las partículas de gas de esta región se encuentran ionizadas y a bajas densidades ya que son desplazadas aquí debido a que en el proceso de colapso de los halos son calentadas por *shocks* y frenan su caída a los halos.
- **Condensado:** Esta fase contiene gas frío que se encuentra dentro de los halos. Es el gas que puede comenzar un proceso de formación estelar.

- Caliente: Este gas se encuentra dentro de los halos, procesos astrofísicos como *shocks* y *feedbacks* elevan su temperatura.

Se utilizó entonces la simulación *Ref* para calcular las fracciones de cada fase de gas en el universo a $z = 0$. Se obtuvieron las proporciones presentadas en la tabla 5.1.

Cabe destacar que una quinta región se debe al gas con formación estelar (Martizzi y col., 2019; Huang y col. (2019)). Este es gas dentro de los halos (condensado). La resolución obtenida en nuestras simulaciones hace que en general las partículas pasen de estar condensadas a convertirse en estrellas, sin permanecer mucho tiempo en la región de formación estelar. Esto produce que la cantidad de partículas de SPH con formación estelar sea muy baja (~ 200) y se decidió omitir esta región en el análisis siguiente.

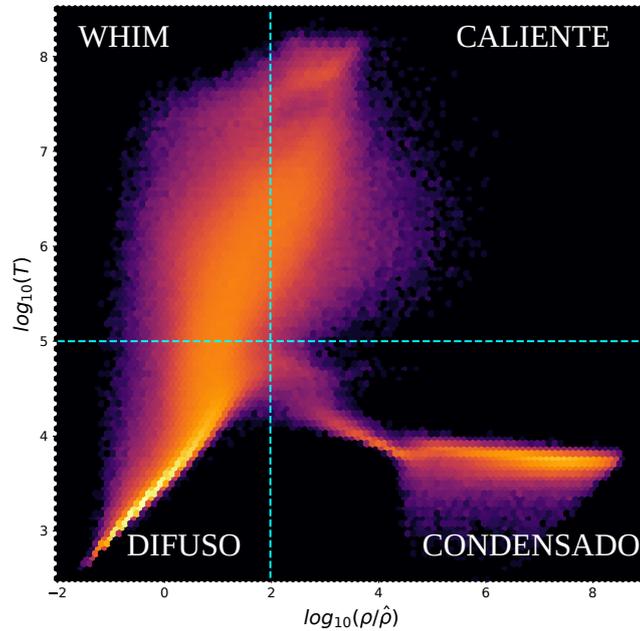


FIGURA 5.1: Diagrama de Fase (densidad-temperatura) de la simulación cosmológica *Ref*. $\hat{\rho}$ es la densidad media bariónica del universo. Las líneas punteadas marcan los límites que dividen al gas en sus diferentes fases (difuso-condensado-caliente-WHIM).

5.2 Perfiles del gas

Tal como se señaló en la sección anterior, el gas en el universo se encuentra en diferentes *fases* según sus propiedades físicas. Las características físicas de las partículas de SPH van a depender del entorno en el que se encuentren. De modo que las diferentes fases del gas trazan de manera diferente las estructuras del universo, en particular los perfiles de los vacíos cosmológicos.

La tabla 5.1 contiene las fracciones del gas en cada fase (f_{fase}) en el universo actual, medidas con la simulación *Ref*. Con esta información es posible

conocer la densidad media de cada fase $\hat{\rho}_{fase}$ que viene dada por:

$$\hat{\rho}_{fase} = \rho_{crit} \Omega_{bar} f_{fase} \quad (5.3)$$

Conociendo la densidad media de las fases es posible calcular el contraste de densidad siguiendo la ecuación 1.12 y de esta manera se construyen los perfiles de la figura 5.2.

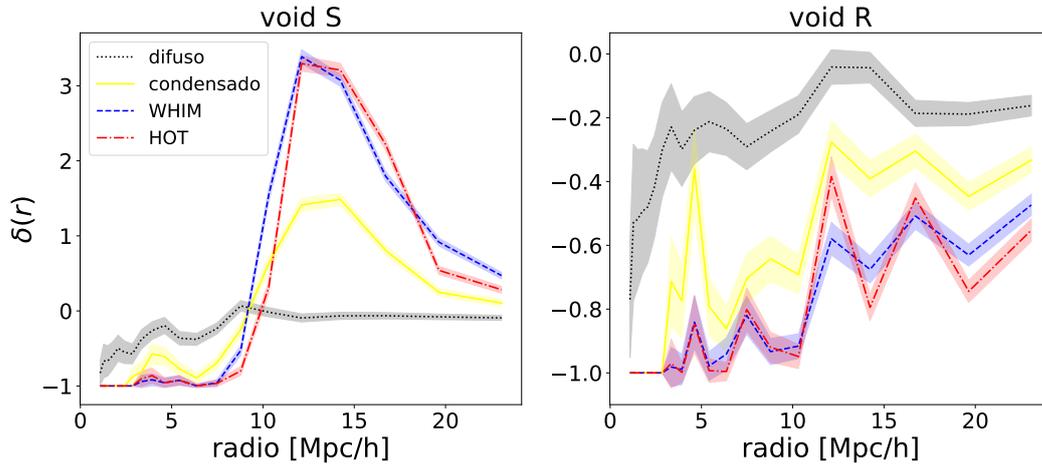


FIGURA 5.2: Contraste de densidad diferencial adimensional del gas en sus diferentes fases en función de la distancia al centro del void. A la izquierda en el void S y a la derecha en el void R. El gas difuso corresponde a las líneas negras-punteadas, el gas condensado a las líneas amarillas-continuas, la fase WHIM se representa con líneas azules-rayadas y el gas caliente en rojo-rayadas-punteadas.

Es interesante observar que las diferentes fases del gas trazan la estructura de manera muy diferente. En el caso del void S puede verse como el gas *WHIM* y *caliente* trazan la pared del vacío de una manera muy pronunciada, mientras que el gas *condensado* es sensible a la pared pero de manera menos intensa. El gas *difuso* parece ser insensible a la estructura ya que casi no presenta variaciones a lo largo del perfil, sólo en el centro del void dentro de ~ 5 Mpc/h se observa un decrecimiento significativo de este perfil.

El perfil del void R presenta un crecimiento continuo desde el centro del vacío hacia el exterior. En el caso del gas difuso el comportamiento parece ser similar al void S ya que crece fuertemente hasta ~ 5 Mpc/h pero luego parece estabilizarse, más allá de un leve pico en el radio del void ($r \sim 10$) Mpc/h. Las demás fases del gas trazan el perfil de una manera similar marcando un continuo crecimiento.

Una diferencia importante parece ser marcada por el gas condensado y el gas de alta temperatura (en sus dos fases *Caliente* y *WHIM*). Para el void S el gas condensado tiene un contraste menos intenso, mientras que para el void R el gas condensado tiene un contraste siempre mayor que el gas caliente y WHIM. Esto podría deberse a que el void S tiene una pared de gran densidad, donde se concentran los procesos de formación estelar, que mediante el feedback se encargan de calentar el gas, marcando de esta manera el contraste de densidad intenso que se observa para el gas en sus fases caliente y WHIM.

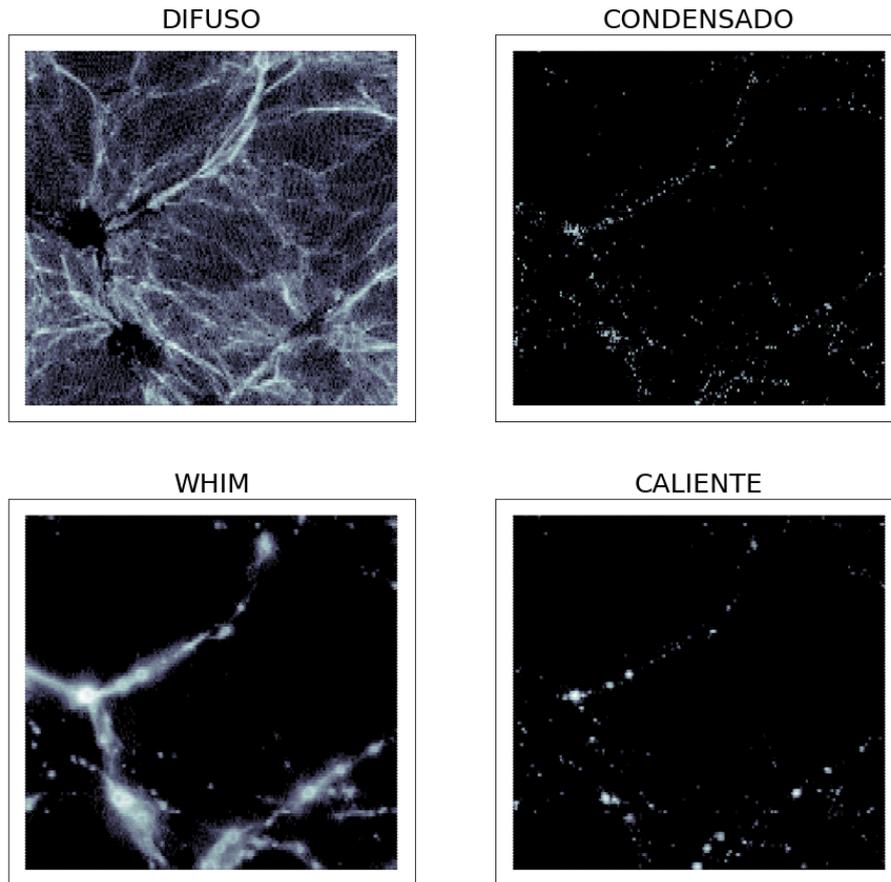


FIGURA 5.3: Distribución de las partículas de gas de la simulación del void S, separadas por sus 4 fases. Es un corte transversal de 4 Mpc/h que pasa por el centro del vacío. Arriba a la izquierda el gas difuso. Arriba a la derecha el gas condensado. Abajo a la izquierda el gas WHIM y abajo a la derecha el gas caliente. Las diferentes fases del gas trazan de diferente manera la estructura de la simulación.

También es notable que el void R se comporta como el interior del void S ($r < 10Mpc/h$). Podemos ver como el gas difuso internamente en el void S se encuentra por encima del gas condensado, mientras que las fases caliente y WHIM tienen un contraste más negativo.

En la figura 5.3 se presenta un corte transversal que pasa por el centro del void S donde puede verse donde se encuentra el gas de cada fase. Se puede observar que el contraste es más ténue en el gas difuso, que se encuentra tanto en las estructuras filamentosas como en la región interna que pertenece al centro del void. El gas *condensado* y *caliente* se encuentra en regiones localizadas de los filamentos, en los halos. Esto es así ya que el gas a alta densidad que se encuentra colapsado en los halos de materia oscura. El gas *WHIM* se encuentra en la estructura filamentosa que circunda al void. Este gas es calentado en el proceso de colapso de los halos por lo cual es esperable que se halle entonces cerca de los mismos.

5.3 Universos prístinos

Las galaxias que habitan los voids tienen una historia de formación estelar y evolución química diferentes de aquellas que habitan entornos de más alta densidad (Hahn y col., 2007; Hoeft y col., 2006). Esto puede entenderse ya que los voids poseen un flujo de halos hacia las paredes de los mismos (Paz y col., 2013), por lo que la historia evolutiva de los halos y sus fusiones va a ser diferente de aquellos halos que habiten entornos de más alta densidad. En particular es esperable que la tasa de fusiones de galaxias sea menor en los voids, de esta manera, las galaxias que habiten estos entornos serán menos evolucionadas.

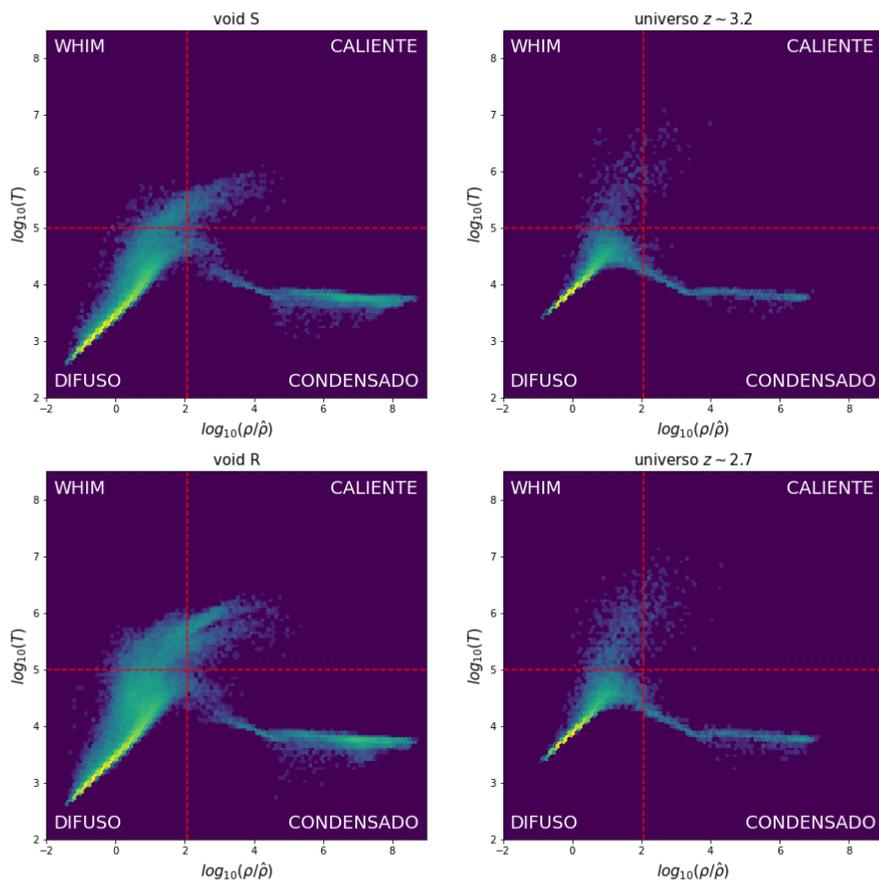


FIGURA 5.4: Diagramas de fases (densidad-temperatura) para ambos voids y para el universo a los redshifts donde presentan mayor similitud a los vacíos. El void S (arriba a la izquierda) mantiene su mayor similitud con un universo a $z = 3,2$ (arriba a la derecha). El void R (abajo a la derecha) mantiene mayor similitud con un universo a $z = 2,7$ (abajo a la derecha). Las líneas rojas marcan los límites divisorios de las diferentes fases del gas (difuso-condensado-WHIM-caliente).

Estas propiedades observadas de las galaxias que habitan los voids permiten pensar a estos como universos prístinos, en el sentido de que las galaxias que habitan tales ambientes podrían ser representativas de la población de galaxias de un universo temprano a alto redshift (Kreckel y col., 2016).

Con motivo de cuantificar esta idea se estudiaron los diagramas de fases, para evaluar en que medida las fracciones de bariones en cada fase del gas dentro de los voids (a $z = 0$) puede compararse con las fracciones de bariones del universo temprano. Es esperable que el universo temprano presente un mayor contenido de gas *difuso* y menor contenido de gas dentro de los halos, ya sea en su fase de *condensado* o *caliente*. La figura 5.4 presenta a la derecha los diagramas de fases del universo a $z \sim 3,2$ y $\sim 2,7$ donde efectivamente se observa lo señalado. La mayor parte del gas ocupa la región correspondiente a gas *difuso* (un $\sim 85\%$) en comparación del universo a $z = 0$ donde el gas difuso ocupa un $\sim 45\%$.

-	void S	void R	Ref $z \sim 3,2$	Ref $z \sim 2,7$	Ref $z = 0$
difuso	86.3	81.2	87.2	82.6	44.7
WHIM	1.6	4.2	2.2	4.2	24.5
caliente	2.3	4.5	1.1	2.3	16.5
condensado	9.8	10.1	9.5	10.9	14.3

CUADRO 5.1: Porcentajes de gas localizado en los voids y en el universo a diferentes redshifts, separado por sus cuatro fases (difuso-condensado-caliente-WHIM). Los porcentajes correspondientes al universos son los indicados por Ref, la simulación cosmologica de $125Mpc/h$ de lado.

De modo que puede realizarse una comparación estudiando fracciones de bariones dentro de los voids a $z = 0$ con una región homogénea del universo a diferentes redshifts para ver donde las fracciones de gas de los voids son representativas de las del universo en general. Para realizar el cálculo se utilizó la simulación Ref.

Se utilizaron las partículas correspondientes a la región más interna del void. Como criterio, se utilizaron aquellas que se encuentren en un radio para el cual el contraste de densidad integrado en masa sea $\Delta < -0,6$. Esto se corresponde a los radios $r_S = 8,1Mpc/h$ y $r_R = 8,8Mpc/h$ para los diferentes voids. Con las partículas seleccionadas dentro de estos radios se construyeron los diagramas de fase de la figura 5.4 (izquierda).

Para realizar la comparación, se identificaron a que fase de gas corresponde cada partícula de gas en cada *snapshot* de la simulación Ref y se calculó así la fracción (f_i , $i = fase$) de cada fase de gas en cada redshift simulado. Con estas fracciones se realizó la comparación con los interiores de los voids utilizando el error cuadrático como medida de diferencia.

$$\epsilon = \sum_{i=fases} (f_i^{void} - f_i^{univ})^2 \quad (5.4)$$

De esta manera se construyó la figura 5.5 donde se presenta el error cuadrático ϵ de las diferencias de las fracciones de gas en cada fase para los voids y el universo, en función del redshift de la simulación. Siempre los voids $z = 0$. Se observa que el universo a $z \sim 2,9$ se asemeja al void R, mientras que a $z \sim 3,2$ se asemeja al void S, en este último caso, las similitudes son

mayores. La tabla 5.1 presenta las fracciones de las fases en los diferentes voids y en el universo a $z = 0$, a $z = 3,2$ y a $z = 2,7$.

Una primera vista a la figura 5.4 permite apreciar la similitud de los diagramas de fases. Prácticamente hay una carencia de partículas calientes a diferencia del diagrama 5.1. Esto se debe a que en el universo a $z \sim 3$ los halos no han terminado de colapsarse y los que lo hicieron son pequeños. Esto produce que no hayan formado una cantidad suficiente de estrellas como para calentar el entorno. En el caso de los voids, al ser ambientes subdensos el proceso de formación de los halos se retrasa respecto al universo en general. De esta manera, los halos en voids son menores que en otros ambientes, retrasando su formación estelar y permitiendo que se parezcan a los de un universo a $z \sim 3$

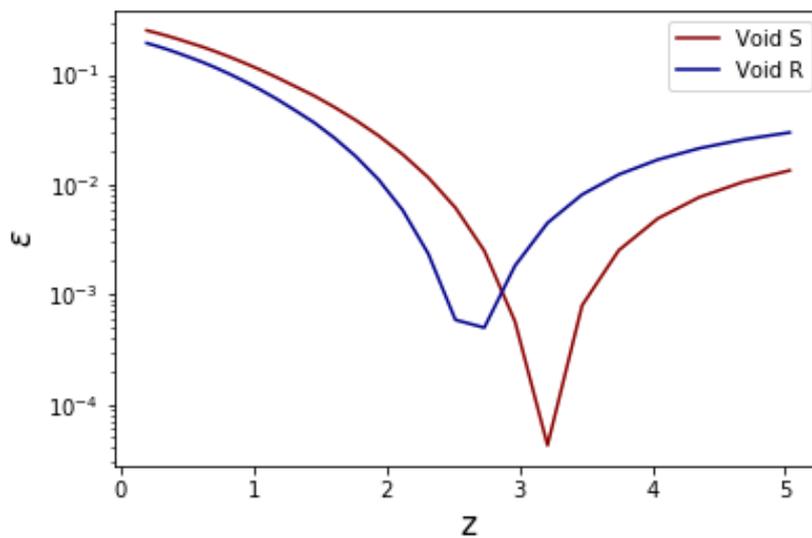


FIGURA 5.5: Evolución del error cuadrático (5.4) de las fracciones de gas del universo a diferentes redshifts en comparación a los voids. En el eje horizontal se indica el redshift. La línea roja representa la evolución para el void S y en línea azul el void R.

Para estudiar si la fracción de gas en cada fase se parece al universo al mismo redshift se construyó la figura 5.6 donde se presenta la diferencia cuadrática de *cada fase de gas* entre los voids y la muestra de referencia (simulación Ref.) en función del redshift. Se encontró que la fracción de gas condensado, en ambos voids, es muy similar a la fracción encontrada en el universo a $z \sim 3,2$. En el caso del void S, las fracciones de gas en las demás fases también son representativas de las de un universo a $z \sim 3,2$ pero en el caso del void R las demás fases son representativas de un universo a $z \sim 2,5$. Estas diferencias se deben a que el contenido de las fracciones de gas en ambos voids no son las mismas. El void R contiene una fracción de gas caliente (en fase WHIM y caliente) del $\sim 9\%$ mientras que el S un $\sim 4\%$. De modo que el universo debe estar más caliente para parecerse al void R que al S. Nuestras simulaciones presentan el pico de formación estelar a $z \sim 3,5$. Entonces las diferencias encontradas pueden deberse a que el universo debió haber formado más estrellas y estar de esta manera más caliente para

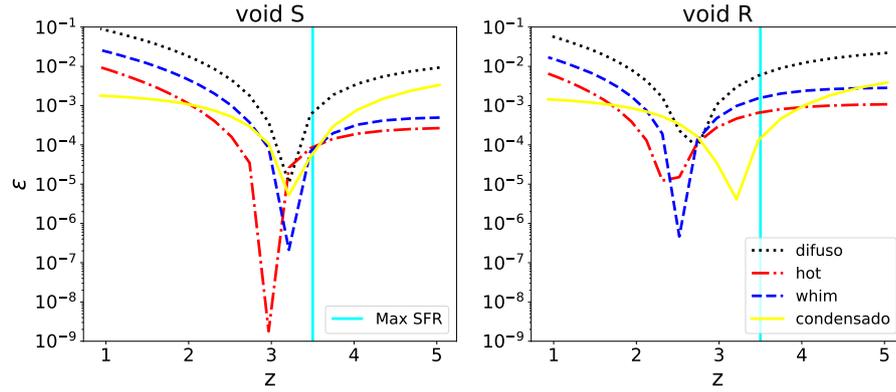


FIGURA 5.6: Evolución del error cuadrático (5.4) de las fracciones de gas del universo a diferentes redshifts en comparación a los voids. Las fracciones se comparan independientemente. En el eje horizontal se indica el redshift. En negro punteado el gas difuso, en amarillo continuo el gas condensado, en azul rayado el gas WHIM y en rojo rayado-punteado el gas caliente. La línea celeste vertical indica el redshift del pico de máximo de formación estelar de la simulación.

parecerse al R, y por esto las fracciones de gas caliente son similares a las de un universo a $z \sim 2,5$.

La línea vertical celeste de la figura 5.6 se corresponde al máximo de formación estelar global de la simulación Ref. Para ambos voids se observa que la fase condensada a $z = 0$ alcanza su máxima similitud a la proporsión de gas de un universo a $z \sim 3,2$. Por otro lado, puede verse que la fase caliente adquiere su máxima similitud a menor redshift que la fase WHIM en ambos voids. Si bien en el void S las similitudes ocurren a redshifts más altos que en el R, los desfases entre el máximo de la fase Caliente y WHIM son parecidos en tiempos relativos. Lo que se está evidenciando es que la relación entre la fase caliente y fase WHIM no es la misma que con la del universo, ya que si así fuese se tendrían las máximas similitudes a igual z .

Lo más llamativo de estos gráficos, es que los picos correspondientes a gas difuso, caliente y WHIM, se encuentran considerablemente desplazados del pico de gas condensado en el caso del void R. Este comportamiento no es apreciable en el void S, donde sólo tenemos un desplazamiento en el pico del gas caliente pero poco significativo. De esta manera, el void S es representativo en su contenido bariónico al estado de universo a $z \sim 3,2$, pero no así el void R, ya que este sólo es representativo de un universo a $z \sim 3,2$ en cuanto a su contenido de gas condensado, mientras que las demás fases del gas son representativas de un universo a $z \sim 2,5$.

En el void R existe entonces algún mecanismo que produce que se desplace en tiempo el proceso de condensación en comparación a los procesos de calentamiento del gas. Esto quizás se explique con las diferentes historias evolutivas de los vacíos, ya que los voids tipo R se encuentran en procesos de expansión continua. De esta manera este comportamiento puede producir que si bien ambos tuvieron en el pasado un proceso de formación estelar similar (por eso ambos presentan similitudes en su fracción condensada), el hecho de que el R haya experimentado una expansión retrase los mecanismos encargados de calentar el gas, como el feedback.

Un mecanismo interesante para explicar estas diferencias es que la expansión del void R suprime los mecanismos de enfriamiento del gas (*cooling*). Esta idea es una manera de explicar por que este void se mantiene más caliente que el void S. De ser así, el comportamiento observado con las fracciones de gas podrían ser representativos de la población general de voids S y R.

Como puede apreciarse en la figura 5.4 el gas difuso parece comportarse como una ley de potencia entre la densidad y la temperatura. Esto fue estudiado por Hui y Gnedin (1997). Existe una relación que modela los procesos de contracción adiabática y calentamiento por fotoionización de la forma

$$T = T_0(1 + \delta)^{\gamma-1} \quad (5.5)$$

La relación 5.5 modela entonces el comportamiento del gas poco denso del IGM. Para realizar una comparación más certera de los diagramas de fase de los voids en contraposición a los del universo a diferentes redshift sería necesario estudiar como cambia la pendiente γ en función de la evolución del universo. El problema con esto es que la misma es muy dependiente del modelo de ionización que se utilice (Hui y Gnedin, 1997). En esta simulación se utilizó un modelo de fondo de ionización uniforme, pero para encarar un estudio de comparación de diagramas de fases debería utilizarse modelos más complejos que permitan modelar los procesos de ionización en el universo a alto redshift con mayor grado de detalle.

Capítulo 6

Resumen y Conclusiones

En este trabajo se abordó el estudio del gas y estrellas en las regiones más subdensas del universo utilizando simulaciones numéricas. Se estudiaron estos ambientes desde diferentes aspectos, en particular, las propiedades bariónicas de los halos. Por otro lado observamos los ambientes locales de las estrellas en las diferentes regiones con motivo de ver si es posible caracterizar la formación estelar con propiedades locales. Por último se estudiaron los diagramas de fases de los vacíos cosmológicos y las diferentes fases del gas en estos ambientes.

Para realizar estos estudios se utilizaron 4 simulaciones cosmológicas. Por un lado una simulación de sólo materia oscura, de un box de 500 Mpc/h de lado donde se identificaron los voids. Sobre los vacíos identificados se seleccionaron 2, uno tipo S y uno tipo R según el criterio de Ceccarelli y col. (2013) y se realizaron resimulaciones de los mismos. Para las resimulaciones de los vacíos se incluyó física bariónica, para poder estudiar el gas y la formación estelar. También se utilizó una simulación de 125 Mpc/h de lado, con física bariónica y la misma resolución que las resimulaciones de los vacíos para poder llevar al cabo comparaciones.

Dentro de las propiedades de los halos en los vacíos cosmológicos se encontraron algunas tendencias que podrían ser significativas. Estudiando las fracciones de gas sobre materia oscura en función de la distancia al centro del void se observó que los halos del void R tienen una mayor proporsión que el void S. Al mirar la fracción de estrellas sobre gas el void R tiene una mayor proporsión en las zonas internas y una menor proporsión (respecto al void S) a medida que aumenta la distancia al centro del vacío. Esta señal podría estar indicando que las *paredes* del void S y su zona externa convirtieron su gas en estrellas. Por otro lado, el void R presentaría en este caso una formación estelar más tardía y por esto no formó tantas estrellas como el S.

Esta idea también se ve apoyada por el análisis de los halos en diferentes cortes de masa. Especialmente para halos de baja masa ($< 10^{11} M_{\odot}$) donde también se observaron fracciones menores de bariones sobre materia oscura en el void S respecto al R.

Las temperaturas estimadas para los halos, presentan una tendencia a que los halos en el voids S son más calientes, especialmente para los halos más chicos ($< 10^{11} M_{\odot}$). Estos factores parecen ser consistentes con pensar que los halos del void S presentan una mayor tasa de fusiones, que por un lado producen que estos pierdan parte de su gas y por otro se estimulen mecanismos de formación estelar.

Esta idea es interesante y será explorada en un futuro analizando los arboles de fusión de halos en las simulaciones para determinar si es factible

con lo propuesto.

Se encontró que las densidades promedio de gas y materia oscura en los halos del void S eran mayores y esto es debido a que los halos de estos voids son más pequeños que los halos del void R.

Estudiando el entorno local de las estrellas, se encontró que en el void S el gas se encuentra más agrupado cerca de las estrellas en comparación del void R y la región externa a los vacíos. Las funciones de correlación de estrellas y materia oscura alrededor de las estrellas indican mayor correlación en el void R (muy similar a la región externa), respecto al S. Esto es señal de que las estrellas están habitando halos de menor masa en el void S, lo cual es consistente con lo señalado hasta aquí.

Se realizó una comparación de los diagramas de fases del gas (densidad-temperatura) en los voids y en el universo a diferentes redshifts. Separando el gas en cuatro fases (*difuso-condensado-caliente-WHIM*) y comparando las fracciones de cada fase en el void y el universo se encontró que en términos generales, los voids son representativos de un universo a $z \sim 3$. Pese a esto, al comparar el gas individualmente en cada fase, el comportamiento de los voids es muy diferente. Por un lado, la fracción de gas condensado en ambos vacíos es representativa de la de un universo a $z \sim 3,2$. El resto de las fases de gas presenta diferencias significativas en ambos vacíos. El void S presenta sus fases WHIM y difusa similares a las de un universo a $z \sim 3,2$ y la de gas caliente levemente desplazada, siendo parecida a la del universo a $z \sim 3$. El void R presenta todas sus fases más desfazadas, siendo estas representativas de un universo a $z \sim 2,7$ (gas difuso), $z \sim 2,5$ (gas caliente) y $z \sim 2,3$ (gas WHIM).

Estas diferencias se deben, por un lado a que el void R está más caliente que el S. Necesitando de esta manera que el universo tenga una mayor fracción de gas caliente y WHIM para ser parecido al void. De esta manera un universo más evolucionado mantiene los mecanismos de calentamiento del gas (*shocks* y *feedback*) activos durante más tiempo, aumentando sus fracciones calientes-WHIM, siendo de esta manera el void R representativo de un universo más antiguo que el S.

Una hipótesis para explicar estos desfases es que debido a que el void R se mantiene en expansión, se supriman los mecanismos de enfriamiento del gas. Si el gas no puede radiar se mantendrá más caliente y así se podría entender que el void R presente en general temperaturas más altas para el gas.

Si bien es esperable que las fracciones obtenidas para las fases del gas o el pico de máximo de formación estelar de la simulación tengan una fuerte dependencia con el modelo de formación estelar y *feedback* utilizado, las diferencias comparativas encontradas entre los diferentes ambientes deberían seguir manteniéndose utilizando otros parámetros y modelos para la física bariónica.

Como trabajo a futuro se plantea la pregunta de si las diferencias de propiedades encontradas para los halos en nuestras simulaciones pueden ser representativas de los voids en general. Otras ideas interesantes son las de explorar como los diferentes mecanismos de *feedback* y formación estelar pueden afectar estas propiedades. Para abarcar estas preguntas, se estudiarían otras re-simulaciones que ya están siendo realizadas. Por otro lado

este estudio puede realizarse en simulaciones hidrodinámicas de alta resolución y complementarse con observaciones de los grandes relevamientos de galaxias.

Apéndice A

Simulaciones utilizadas

La cosmología utilizada en todas las simulaciones fue de:

- $\Omega_M = 0,276$
- $\Omega_{bar} = 0,045$
- $\Omega_\Lambda = 0,724$
- $h = 0,726$

-	n_{dm}	n_{gs}	$m_{dm} [M_\odot]$	$m_{gs} [M_\odot]$	$box [Mpc]$
Base	512^3	-	$7,1 \times 10^{10}$	-	500
Void S	$3,0 \times 10^7$	$3,0 \times 10^7$	$9,3 \times 10^8$	$1,8 \times 10^8$	77
Void R	$3,6 \times 10^7$	$3,6 \times 10^7$	$9,3 \times 10^8$	$1,8 \times 10^8$	82
Ref	512^3	512^3	$9,3 \times 10^8$	$1,8 \times 10^8$	125

CUADRO A.1: Datos sobre las simulaciones utilizadas. n_{dm} , n_{gs} hacen referencia a la cantidad de partículas de materia oscura y gas que se utilizaron para realizar las simulaciones. Las cantidades m_{dm} y m_{gs} son las masas de cada partícula.

Simulaciones a $z=0$

-	n_{dm}	n_{gs}	n_{st}
Void S	$3,0 \times 10^7$	$2,7 \times 10^7$	$2,5 \times 10^6$
Void R	$3,6 \times 10^7$	$3,3 \times 10^7$	$2,8 \times 10^6$
Ref	$1,3 \times 10^8$	$1,2 \times 10^8$	1×10^7

CUADRO A.2: Datos de las simulaciones hidrodinámicas a $z=0$. Se indican el número de partículas de materia oscura, gas y estrellas (n_{dm} , n_{gs} , n_{st}).

Bibliografía

- Alpaslan, M. y col. (2014). «Galaxy and Mass Assembly (GAMA): fine filaments of galaxies detected within voids.» En: *MNRAS* 440, págs. L106-L110. doi: [10.1093/mnrasl/slu019](https://doi.org/10.1093/mnrasl/slu019). arXiv: [1401.7331](https://arxiv.org/abs/1401.7331) [astro-ph.CO].
- Behroozi, Peter S., Risa H. Wechsler y Hao-Yi Wu (2013). «The ROCKSTAR Phase-space Temporal Halo Finder and the Velocity Offsets of Cluster Cores». En: *APJ* 762.2, 109, pág. 109. doi: [10.1088/0004-637X/762/2/109](https://doi.org/10.1088/0004-637X/762/2/109). arXiv: [1110.4372](https://arxiv.org/abs/1110.4372) [astro-ph.CO].
- Benitez-Llambay, Alejandro (2015). *py-sphviewer: Py-SPHViewer v1.0.0*. doi: [10.5281/zenodo.21703](https://doi.org/10.5281/zenodo.21703). URL: <http://dx.doi.org/10.5281/zenodo.21703>.
- Bond, Nicholas A., Michael A. Strauss y Renyue Cen (2010). «Crawling the cosmic network: identifying and quantifying filamentary structure». En: *MNRAS* 409.1, págs. 156-168. doi: [10.1111/j.1365-2966.2010.17307.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17307.x). arXiv: [1003.3237](https://arxiv.org/abs/1003.3237) [astro-ph.CO].
- Ceccarelli, L., N. Padilla y D. G. Lambas (2008). «Large-scale modulation of star formation in void walls». En: *MNRAS* 390.3, págs. L9-L13. doi: [10.1111/j.1745-3933.2008.00520.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2008.00520.x). arXiv: [0805.0790](https://arxiv.org/abs/0805.0790) [astro-ph].
- Ceccarelli, L. y col. (2013). «Clues on void evolution - I. Large-scale galaxy distributions around voids». En: *MNRAS* 434.2, págs. 1435-1442. doi: [10.1093/mnras/stt1097](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1097). arXiv: [1306.5798](https://arxiv.org/abs/1306.5798) [astro-ph.CO].
- Colless, Matthew y col. (2001). «The 2dF Galaxy Redshift Survey: spectra and redshifts». En: *MNRAS* 328.4, págs. 1039-1063. doi: [10.1046/j.1365-8711.2001.04902.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04902.x). arXiv: [astro-ph/0106498](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0106498) [astro-ph].
- Davé, Romeel y col. (2010). «The intergalactic medium over the last 10 billion years - I. Ly α absorption and physical conditions». En: *MNRAS* 408.4, págs. 2051-2070. doi: [10.1111/j.1365-2966.2010.17279.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17279.x). arXiv: [1005.2421](https://arxiv.org/abs/1005.2421) [astro-ph.CO].
- Davis, M. y P. J. E. Peebles (1983). «A survey of galaxy redshifts. V. The two-point position and velocity correlations.» En: *APJ* 267, págs. 465-482. doi: [10.1086/160884](https://doi.org/10.1086/160884).
- Davis, M. y col. (1985). «The evolution of large-scale structure in a universe dominated by cold dark matter». En: *APJ* 292, págs. 371-394. doi: [10.1086/163168](https://doi.org/10.1086/163168).
- Efron, Bradley y Gail Gong (1983). «A Leisurely Look at the Bootstrap, the Jackknife, and Cross-Validation». En: *The American Statistician* 37.1, págs. 36-48. ISSN: 00031305. URL: <http://www.jstor.org/stable/2685844>.
- Gingold, R. A. y J. J. Monaghan (1977). «Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars.» En: *MNRAS* 181, págs. 375-389. doi: [10.1093/mnras/181.3.375](https://doi.org/10.1093/mnras/181.3.375).
- Habouzit, Melanie y col. (2019). «Properties of galaxies and supermassive black holes in cosmic voids». En: *arXiv e-prints*, arXiv:1912.06662, arXiv:1912.06662. arXiv: [1912.06662](https://arxiv.org/abs/1912.06662) [astro-ph.GA].

- Hahn, Oliver y Tom Abel (2011). «Multi-scale initial conditions for cosmological simulations». En: *MNRAS* 415.3, págs. 2101-2121. doi: [10.1111/j.1365-2966.2011.18820.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18820.x). arXiv: [1103.6031](https://arxiv.org/abs/1103.6031) [astro-ph.CO].
- Hahn, Oliver y col. (2007). «The evolution of dark matter halo properties in clusters, filaments, sheets and voids». En: *MNRAS* 381.1, págs. 41-51. doi: [10.1111/j.1365-2966.2007.12249.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12249.x). arXiv: [0704.2595](https://arxiv.org/abs/0704.2595) [astro-ph].
- Hoefl, Matthias y col. (2006). «Dwarf galaxies in voids: suppressing star formation with photoheating». En: *MNRAS* 371.1, págs. 401-414. doi: [10.1111/j.1365-2966.2006.10678.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10678.x). arXiv: [astro-ph/0501304](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0501304) [astro-ph].
- Hopkins, Philip F. (2015). «A new class of accurate, mesh-free hydrodynamic simulation methods». En: *MNRAS* 450.1, págs. 53-110. doi: [10.1093/mnras/stv195](https://doi.org/10.1093/mnras/stv195). arXiv: [1409.7395](https://arxiv.org/abs/1409.7395) [astro-ph.CO].
- Huang, Shuiyao y col. (2019). «The robustness of cosmological hydrodynamic simulation predictions to changes in numerics and cooling physics». En: *MNRAS* 484.2, págs. 2021-2046. doi: [10.1093/mnras/stz057](https://doi.org/10.1093/mnras/stz057). arXiv: [1810.12946](https://arxiv.org/abs/1810.12946) [astro-ph.GA].
- Hui, Lam y Nickolay Y. Gnedin (1997). «Equation of state of the photoionized intergalactic medium». En: *MNRAS* 292.1, págs. 27-42. doi: [10.1093/mnras/292.1.27](https://doi.org/10.1093/mnras/292.1.27). arXiv: [astro-ph/9612232](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9612232) [astro-ph].
- Kitayama, Tetsu y Yasushi Suto (1996). «Semianalytic Predictions for Statistical Properties of X-Ray Clusters of Galaxies in Cold Dark Matter Universes». En: *APJ* 469, pág. 480. doi: [10.1086/177797](https://doi.org/10.1086/177797). arXiv: [astro-ph/9604141](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9604141) [astro-ph].
- Knebe, Alexander (2005). «How to Simulate the Universe in a Computer». En: *PASA* 22.3, págs. 184-189. doi: [10.1071/AS04059](https://doi.org/10.1071/AS04059). arXiv: [astro-ph/0412565](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0412565) [astro-ph].
- Kreckel, Kathryn y col. (2016). «The Void Galaxy Survey: Galaxy Evolution and Gas Accretion in Voids». En: *The Zeldovich Universe: Genesis and Growth of the Cosmic Web*. Ed. por R. van de Weygaert y col. Vol. 308. IAU Symposium, págs. 591-599. doi: [10.1017/S1743921316010644](https://doi.org/10.1017/S1743921316010644).
- Longair, Malcolm S. (2008). *Galaxy Formation*.
- Martizzi, Davide y col. (2019). «Baryons in the Cosmic Web of IllustrisTNG - I: gas in knots, filaments, sheets, and voids». En: *MNRAS* 486.3, págs. 3766-3787. doi: [10.1093/mnras/stz1106](https://doi.org/10.1093/mnras/stz1106). arXiv: [1810.01883](https://arxiv.org/abs/1810.01883) [astro-ph.CO].
- Numerical Methods in Astrophysics: An Introduction* (2007).
- Padilla, N. D., L. Ceccarelli y D. G. Lambas (2005). «Spatial and dynamical properties of voids in a Λ cold dark matter universe». En: *MNRAS* 363.3, págs. 977-990. doi: [10.1111/j.1365-2966.2005.09500.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09500.x). arXiv: [astro-ph/0508297](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0508297) [astro-ph].
- Padmanabhan, T. (1993). *Structure Formation in the Universe*.
- Paz, Dante y col. (2013). «Clues on void evolution-II. Measuring density and velocity profiles on SDSS galaxy redshift space distortions». En: *MNRAS* 436.4, págs. 3480-3491. doi: [10.1093/mnras/stt1836](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1836). arXiv: [1306.5799](https://arxiv.org/abs/1306.5799) [astro-ph.CO].
- Peebles, P. J. E. (1969). «Origin of the Angular Momentum of Galaxies». En: *APJ* 155, pág. 393. doi: [10.1086/149876](https://doi.org/10.1086/149876).
- (1980). *The large-scale structure of the universe*.
- (1993). *Principles of Physical Cosmology*.

- Planck Collaboration y col. (2014). «Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results». En: *AAP* 571, A1, A1. doi: [10.1051/0004-6361/201321529](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321529). arXiv: [1303.5062](https://arxiv.org/abs/1303.5062) [[astro-ph.CO](#)].
- Press, William H. y Paul Schechter (1974). «Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation». En: *APJ* 187, págs. 425-438. doi: [10.1086/152650](https://doi.org/10.1086/152650).
- Ruiz, Andrés N. y col. (2015). «Clues on void evolution - III. Structure and dynamics in void shells». En: *MNRAS* 448.2, págs. 1471-1482. doi: [10.1093/mnras/stv019](https://doi.org/10.1093/mnras/stv019). arXiv: [1501.02120](https://arxiv.org/abs/1501.02120) [[astro-ph.CO](#)].
- Schaal, Kevin y col. (2016). «Shock finding on a moving-mesh - II. Hydrodynamic shocks in the Illustris universe». En: *MNRAS* 461.4, págs. 4441-4465. doi: [10.1093/mnras/stw1587](https://doi.org/10.1093/mnras/stw1587). arXiv: [1604.07401](https://arxiv.org/abs/1604.07401) [[astro-ph.CO](#)].
- Sheth, Ravi K. y Rien van de Weygaert (2004). «A hierarchy of voids: much ado about nothing». En: *MNRAS* 350.2, págs. 517-538. doi: [10.1111/j.1365-2966.2004.07661.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.07661.x). arXiv: [astro-ph/0311260](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0311260) [[astro-ph](#)].
- Springel, Volker (2005). «The cosmological simulation code GADGET-2». En: *MNRAS* 364.4, págs. 1105-1134. doi: [10.1111/j.1365-2966.2005.09655.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09655.x). arXiv: [astro-ph/0505010](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0505010) [[astro-ph](#)].
- (2016). «High Performance Computing and Numerical Modelling». En: *Saas-Fee Advanced Course* 43, pág. 251. doi: [10.1007/978-3-662-47890-5_3](https://doi.org/10.1007/978-3-662-47890-5_3). arXiv: [1412.5187](https://arxiv.org/abs/1412.5187) [[astro-ph.GA](#)].
- Springel, Volker y Lars Hernquist (2003). «Cosmological smoothed particle hydrodynamics simulations: a hybrid multiphase model for star formation». En: *MNRAS* 339.2, págs. 289-311. doi: [10.1046/j.1365-8711.2003.06206.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06206.x). arXiv: [astro-ph/0206393](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0206393) [[astro-ph](#)].
- Tomita, Kenji (2000). «Distances and Lensing in Cosmological Void Models». En: *APJ* 529.1, págs. 38-46. doi: [10.1086/308277](https://doi.org/10.1086/308277). arXiv: [astro-ph/9906027](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9906027) [[astro-ph](#)].
- Vogelsberger, Mark y col. (2013). «A model for cosmological simulations of galaxy formation physics». En: *MNRAS* 436.4, págs. 3031-3067. doi: [10.1093/mnras/stt1789](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1789). arXiv: [1305.2913](https://arxiv.org/abs/1305.2913) [[astro-ph.CO](#)].
- York, Donald G. y col. (2000). «The Sloan Digital Sky Survey: Technical Summary». En: *AJ* 120.3, págs. 1579-1587. doi: [10.1086/301513](https://doi.org/10.1086/301513). arXiv: [astro-ph/0006396](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0006396) [[astro-ph](#)].
- Zel'Dovich, Y. B. (1970). «Reprint of 1970A&A.....5...84Z. Gravitational instability: an approximate theory for large density perturbations.» En: *AAP* 500, págs. 13-18.