



UNIVERSIDAD DE ANTIOQUIA
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES
INSTITUTO DE FÍSICA

ALINEAMIENTO DE AGNs CON SU ENTORNO A GRAN ESCALA

Daniel Esteban Montenegro Taborda

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Instituto de Física

Asesor: Sebastian Bustamante Jaramillo

Co-asesor: Juan Carlos Muñoz Cuartas



UNIVERSIDAD DE ANTIOQUIA
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES
INSTITUTO DE FÍSICA

ALINEAMIENTO DE AGNs CON SU ENTORNO A GRAN ESCALA

Daniel Esteban Montenegro Taborda

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Instituto de Física

Asesor: Sebastian Bustamante Jaramillo

Co-asesor: Juan Carlos Muñoz Cuartas

Medellín, Noviembre 2019

Este trabajo esta dedicado a todas las mujeres que han aportado de alguna manera en mi vida Mj. En especial para mis amadas abuela y madre. Por su lucha incansable para que todo esto se hiciera posible.

Alineamiento de AGNs con su entorno a gran escala

Autor: Daniel Montenegro

Asesor: Sebastian Bustamante Jaramillo

Co-asesor: Juan Carlos Muñoz Cuartas

La siguiente página web contiene información actualizada sobre este trabajo y temas relacionados:

<https://github.com/Daniel-Montenegro/Thesis>

Texto impreso en Medellín, Colombia

Primera Edición, marzo 2019

Resumen

Los actuales estudios y observaciones han mostrado una posible relación entre la evolución de los AGNs y el entorno cosmológico al cual pertenecen. En dirección de poder encontrar esta relación desde el punto de vista teórico, este trabajo estudia la relación entre la orientación del espín del BH hospedado en el AGN y la dirección del gradiente del potencial gravitacional. Para esto se usa un nuevo modelo de evolución de espín del BH, que incorpora además del régimen de acreción de gas coherente, usado en gran parte de las simulaciones actuales, el régimen de acreción de gas caótica, que representa de una manera general la evolución del espín del BH. Se usan dos simulaciones magneto hidrodinámicas, en una se considera el régimen de acreción de gas caótico y en la otra el régimen de acreción de gas coherente, las dos con alta resolución y a un $z = 0$.

Usando la relación entre la orientación del espín del BH \mathbf{J}_{bh} y la orientación del autovector $\tilde{\mathbf{e}}_3$, se encontró que la correlación entre estos dos vectores ($\cos \theta$) presenta una dependencia fuerte con la masa del BH. Se muestra que a medida que la masa del BH aumenta, pasa de ser $\langle |\cos \theta| \rangle \sim 0,5$ a tender a $\langle |\cos \theta| \rangle \rightarrow 0$, indicando una tendencia de desalineación entre el espín del BH y el gradiente del campo de densidad.

Agradecimientos

Infinitas gracias doy a todas las personas que contribuyeron de alguna forma a la formación y realización de mi proyecto de vida como Astrónomo. A los profesores que colaboraron a mi formación académica y personal, a mi familia por permitirme hacer lo que me gusta, por patrocinar y ayudar en mi proyecto de vida, en especial a mi adorada abuela Maria Virgelina Carvajal y mis amados padres John Mario Montenegro y Ledys Maria Taborda, sin la ayuda de ellos este sueño nunca hubiera sido posible. A ellos muy especialmente les dedico este trabajo.

Le agradezco en gran medida a todos los profesores que durante mi estancia en la Universidad de Antioquia me brindaron su saber y experiencia para indagar sobre los bellos detalles de la naturaleza. En especial agradezco inmensamente al profesor Juan Carlos Muñoz, por su compañía durante gran parte de mi formación académica y por la elaboración de este proyecto. De corazón agradezco a Sebastian Bustamente, que puso a disposición su conocimiento para investigar sobre este fantástico tema, y que dedicó de su valioso tiempo sin interés alguno. Por su inmensa paciencia y su pasión a la hora de enseñarme, le agradezco enormemente por acompañarme y permitirme conocer una pequeña parte de la grandeza del Universo.

Quiero dar las gracias a mi novia Manuela Vélez por su acompañamiento y apoyo incondicional en todo momento, por estar siempre pendiente de mi. También agradecer a mis amigos, grandes amigos

que hice durante mi carrera y los que le debo gran parte de mi formación como Astrónomo y persona, personas que siempre estuvieron dispuestos a ayudar. Le agradezco especialmente a Edward, Julio, Julian, Diego, Luis, Vanesa, Sebastian M., Federico y Mateo.

Sinceramente,

Daniel Montenegro

marzo 2019

Índice general

Índice de figuras	ix
1 Introducción	1
1.1 Preliminares	1
2 Cosmología y Formación de estructuras	5
2.1 Relatividad General en el ámbito cosmológico	5
2.2 Geometría	7
2.2.1 La Métrica	7
2.2.2 Ecuaciones de Friedmann	10
2.3 Formación de estructuras	12
2.3.1 Régimen lineal para la formación de estructuras	13
2.3.1.1 Régimen Newtoniano	13
2.3.2 Régimen no lineal para la formación de estructuras	15
2.3.2.1 Aproximación de Zeldovich	15
3 Teoría sobre AGN	21
3.1 Introducción a AGNs	22
3.1.1 Historia	22
3.1.2 Propiedades fundamentales de los cuásares	23
3.1.3 Cuásares, radio fuentes	24
3.1.3.1 Clasificación de las fuentes de radio.	24
3.1.3.2 Radiación Sincrotrón	24
3.2 Tipos de AGNs	25

ÍNDICE GENERAL

3.2.1	Objetos cuasiestelares (QSOs)	25
3.2.2	Galaxias Seyfert.	25
3.2.3	Radio galaxias	26
3.2.4	Variables Ópticamente Violentas	26
3.2.5	Objetos BL Lac	27
3.3	El Enigma Central: Agujero Negro	27
3.3.1	La existencia de los Agujeros Negros	28
3.3.2	Proceso de acreción	29
3.3.3	Generación de Jets	29
3.3.4	Formación de Lóbulos	31
3.4	Modelo Unificado	31
4	Modelo de Espín	33
4.1	Agujeros Negros Super Masivos (SMBHs)	33
4.1.1	Crecimiento de SMBHs	34
4.1.1.1	Fusión de BHs	34
4.1.1.2	Colapso de nubes de gas	35
4.1.1.3	Colisión de galaxias	35
4.2	Evolución de espín	36
4.2.1	Acreción de gas	36
4.2.1.1	Acreción de gas en discos desalineados	38
4.2.1.2	Alineamiento o anti-alineamiento del espín	41
4.2.1.3	Discos auto-gravitantes	44
4.2.2	Coalescencia de BH's	46
5	Algoritmo y modelación	49
5.1	Código Arepo	50
5.2	Caracterización del entorno	52
5.2.1	Método T-Web	53
5.3	Método de detección de subestructuras	56
5.3.1	Método de FoF	56
5.3.2	Algoritmo Subfind	57

6	Alineamiento de AGNs con su entorno a gran escala	59
6.1	Características de las simulaciones	59
6.1.1	Función de distribución de masa	60
6.1.2	Distribución de galaxias en el entorno cosmológico . . .	61
6.2	Alineamiento	65
6.3	Conclusiones	71
	Bibliografía	73

Índice de figuras

2.1	Mapa de las anisotropías	6
2.2	diferencial de línea simetría esférica	8
2.3	Tres espacios con curvatura constante	9
2.4	Comparación entre el modelo de N-cuerpos (a) y la aproximación de Zeldovich	19
3.1	Espectro combinado de varios QSOs	23
3.2	Los diferentes tipos de AGNs	27
3.3	Bosquejo del modelo de la estructura del núcleo del AGN	30
3.4	Simulación de un AGN	31
4.1	<i>Estructura del sistema BH y disco de acreción ambos rotantes y desalineados.</i>	38
4.2	Esquema del sistema donde se ha dado una región warp	39
4.3	Comparación entre un sistema que co-rotante y contra-rotante	41
4.4	Dependencia entre el radio de última órbita estable r_r con la eficiencia radiativa ϵ_{lso}	42
4.5	Proceso evolutivo de los espines del sistema	44
4.6	Modelo de evolución de espín considerando un sistema auto-gravitante	45
4.7	Sistema binario de BHs	47
5.1	Representación gráfica de la teselación de Voronoi y Delaunay	51
5.2	<i>El valor de los autovalores permiten clasificar el tipo de estructura en la cual se encuentran [10].</i>	54
5.3	Distribución del campo de sobre densidad	55

ÍNDICE DE FIGURAS

5.4	Esquema de cómo funciona el método de FoF	57
6.1	Funciones de distribución de masa <i>cosmo01</i>	62
6.2	Funciones de distribución de masa <i>cosmo02</i>	63
6.3	Relación Masa BH y Masa estelar	64
6.4	Histograma de los autovalores λ_i	64
6.5	Distribución de $\cos \theta$ para cada BH en la simulación de <i>cosmo01</i> .	66
6.6	Representación de la correlación entre el autovector tres $\tilde{\mathbf{e}}_3$ y el espín del BH \mathbf{J}_{bh}	67
6.7	Alineamiento entre el espín del BH y autovector $\tilde{\mathbf{e}}_3$ en función de M_{bh}	68
6.8	Alineamiento entre el espín del BH y autovector $\tilde{\mathbf{e}}_3$ en función de las variables $(\lambda_3, M_{bh}, M_{halo}$ y $M_{estelar})$	70

“Así como los ojos están formados para la astronomía, los oídos lo están para percibir los movimientos de la armonía.”

Platón

Capítulo

1

Introducción

Las observaciones del universo a gran escala nos inundan con una gran serie de dudas sobre el origen, constitución y el lugar que ocupamos en este inmenso Universo. Nuestra necesidad de encontrar respuesta nos ha puesto en el lugar donde estamos, nos ha permitido desarrollar una ciencia que pretende encontrar respuestas, respuestas a tantas dudas. En la actualidad las observaciones a gran escala nos ha permitido evidenciar una organización, una distribución de materia que abarca todo el universo, constituida por una innumerable aglomeración de galaxias. Esta estructura funciona además como conductos por donde fluye materia. Ahora, ¿este flujo de materia altera la orientación de los objetos dentro de él ?

1.1 Preliminares

El posible alineamiento entre el flujo de materia que circula a través del espacio por regiones de sobre densidad, constituidas por galaxias, pueden proporcionar gran información para entender los procesos de formación de galaxias. En este trabajo se pretende determinar si existe alguna relación entre el espín de Núcleos Activos de Galaxias (AGNs) con su entorno a gran escala. En la actualidad se ha

1. INTRODUCCIÓN

desarrollado estudios observacionales que investigan la evolución de AGNs en diferentes regiones del espacio. Estos estudios han dado como resultado que el plano de polarización de la luz proveniente del AGN está alineado con la estructura local del Universo. A su vez, la dirección del plano de polarización está asociada con la orientación del espín del AGN [19]. Sin embargo debido a los impedimentos observacionales, donde solo es posible tomar un instante de tiempo, se hace necesario un modelo computacional que permita ver lo que ocurre en varios instantes, y con ello entender en gran medida los procesos evolutivos del AGN, en especial su orientación. Los resultados acá obtenidos tendrían consecuencias interesantes para el entendimiento de los procesos de formación de las galaxias, debido a que el espín del AGN está íntimamente relacionado con procesos a muy grandes escalas, como formación de radio jets y eyección de masa por feedback del AGN, los cuales determinan propiedades fundamentales y globales de la galaxia anfitrión.

Las observaciones del universo a gran escala dejan ver una enmarañado sistema, una estructura que da cuenta de la distribución de materia y dinámica de la misma. La teoría de formación de estructuras [42] permite reconstruir la forma del universo observable y proporciona un entendimiento de los sucesos que dan cabida a esta formación. Como ya se ha dicho, estas estructuras funcionan como conductos por donde la materia fluye. Estas estructuras son a su vez una constitución de galaxias que se agrupan bajo la acción de un potencial gravitacional, esta idea permite plantear un modelo de clasificación que faculte la distinción de entornos y poder estudiar la dinámica al interior de cada uno. Usando la teoría de sistemas dinámicos [18], se desarrolla una clasificación que parte de tensor de deformación del cual se extrae los autovalores $(\lambda_1, \lambda_1, \lambda_1)$, los cuales proporcionan un criterio clasificación meramente dinámico, además se extrae los autovectores $(\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3)$, que dan información de la orientación del flujo del campo de densidad. [16] desarrolla un método de clasificación para la red cósmica T-Web, que permite clasificar cada punto del espacio en los cuatros posibles entornos: voids, sheet, filament y clusters.

La influencia del flujo de materia en el alineamiento del AGN solo es la primera parte del procesos de alineamiento. El modelo de espín estudia la evolución y alineamiento de los AGNs con procesos internos de la galaxia. [15] desarrolla un modelo de evolución de espín, el cual muestra la profunda relación entre la

evolución del espín de BH con la tasa de acreción de materia y la fusión de Agujeros Negros (BH). Sin embargo en este trabajo se va hacer uso de un modelo de evolución planteado por [9]. El cual incluye regímenes donde ocurren procesos de acreción caótica, esto al suponer modelos de auto-gravedad alrededor del disco de acreción del BH.

Es entonces el propósito de este trabajo determinar a partir de simulaciones cosmológicas hidrodinámicas (Illustris TNG AGN+ physics model) [38], y un modelo de evolución de espín de Agujeros Súper Masivos (SMBH) en AGNs, posibles relaciones entre la orientación del AGN y el entorno cosmológico al cual pertenece. Para determinar la posible relación, se calcula el valor del ángulo entre el espín de los BHs \mathbf{J}_{bh} y el autovector \vec{e}_3 correspondiente a cada BH.

Este escrito se organiza de la siguiente manera. las secciones 2 y 3 abarca el marco teórico, en la sección 2 se abarca lo correspondiente a la Cosmología y la formación de estructura, la sección 3 a la teoría de los AGNs. La teoría usada para la evolución del espín se encuentra consignada en la sección 4. La explicación de los métodos y simulaciones usadas para la obtención de la evolución del espín del AGN y la clasificación de entorno, son presentados en la sección 5. Por último los resultados más relevantes, los propósitos a futuro y la conclusiones son presentadas en la sección 6.

*“ El espacio dice cómo se mueve la materia.
La materia dice cómo se curva el espacio. ”*

J.A. Wheeler

Capítulo

2

Cosmología y Formación de estructuras

2.1 Relatividad General en el ámbito cosmológico

Al considerar un sistema donde interactúan dos ó más cuerpos con masa, la fuerza que intermedia entre las partículas es la fuerza de la gravedad. Es por eso que cuando se pretende abordar el estudio de la dinámica de este tipo de interacciones se debe remitir a la teoría de la gravedad. En la actualidad la mejor forma de reproducir la dinámica a gran escala del Universo es haciendo uso de la teoría de la Relatividad de Albert Einstein.

En el camino de estudiar la dinámica del universo, un paso obligado es conocer las ecuaciones de Einstein y por ende conocer sus soluciones, que son de gran importancia, porque relacionan la estructura del espacio-tiempo con su contenido de materia y su energía. La cosmología busca describir el funcionamiento del universo a muy grandes escalas, donde solo se consideran las contribuciones de las galaxias, estrellas y otros objetos de manera global y no sus efectos individuales, posibilitando la solución a las ecuaciones de Einstein.

Aunque la cosmología pueda describir los eventos a grandes escalas, es necesario introducir restricciones de simetría, que permitan reproducir el universo actual.

2. COSMOLOGÍA Y FORMACIÓN DE ESTRUCTURAS

Es por esto, que la cosmología parte de un principio y un postulado que son claves en la construcción de la teoría:

- El principio cosmológico, que habla sobre la distribución de la materia en el Universo a escalas del orden de cientos de megapársecs. Si se toma un punto cualquiera en el espacio, la distribución de materia alrededor de él será homogénea e isotrópico, e.i., desde cualquier punto del espacio, en cualquier dirección se va observar la misma distribución de materia [20].

Cuando se cuenta con un espacio el cuál es homogéneo e isótropo, este espacio presenta un máximo de simetría. Matemáticamente, se dice que la métrica es invariante bajo cualquier rotación o traslación.

¿Qué tan cierto puede llegar a ser esto? ¿el universo sí es homogéneo e isótropo? Cuando se observa el universo, la materia tiende a estar concentrada, las estrellas se concentran en galaxias, las galaxias en cúmulos de galaxias y a su vez estos cúmulos en otros súper cúmulos. Entonces, ¿que tan cierto es que el universo sea homogéneo? Para tener un universo homogéneo e isótropo se debe considerar observaciones a una escala mucho mayor (en el orden de 300 Mpcs), un ejemplo es la radiación cósmica de fondo, que corresponde a la radiación térmica proveniente del origen del universo, la cual tiene una anisotropía del orden de $\Delta T/T \sim 10^{-5}$ [7].

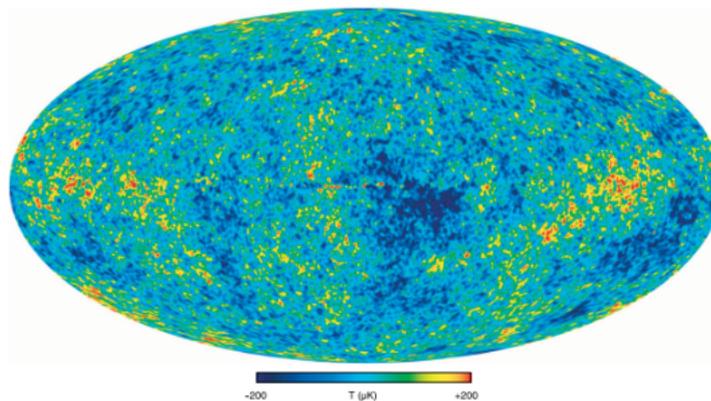


Figura 2.1: Mapa de las anisotropías de la radiación cósmica del Universo [4].

- El postulado Weyl trata sobre la dinámica de las sobre densidades en el Universo, el cual enuncia que a escalas cosmológicas la materia se comporta como un fluido perfecto, que se mueve a lo largo de geodésicas temporales [20].

El postulado de Weyl implica una idea muy importante en la cosmología, los observadores privilegiados. Estos observadores se encuentran en reposo con respecto al fluido, lo cual implica que su movimiento es con respecto a la evolución del universo. El nombre que se le da a estos observadores es el de observadores comóviles. Cuando se define este tipo de observadores también se define un tiempo cosmológico, que corresponde a la dirección temporal del observador comóvil.

2.2 Geometría

En esta sección, se pretende abarcar el tema concerniente a la construcción matemática que hace posible describir la dinámica del Universo. Se tomaron como referencia los libros: [20], [23], [3]. Si se desea profundizar en el tema, se recomienda seguir estos textos.

2.2.1 La Métrica

En la relatividad general la métrica permite definir distancias, ángulos y volúmenes en una variedad de Riemann. Además juega un papel importante porque convierte las coordenadas dependientes del observador $X^\mu = (t, x^i)$ en elementos de línea invariante

$$ds^2 = \sum_{\mu, \nu}^4 g_{\mu\nu} dX^\mu dX^\nu \equiv g_{\mu\nu} dX^\mu dX^\nu . \quad (2.1)$$

La métrica tiene una dependencia espacial y temporal $g_{\mu\nu}(t, \mathbf{x})$, entonces dependerá de donde se esté tomando y en que momento. Por esta dependencia espacio-temporal la métrica también dependerá de la distribución de la materia y la energía, debido a que esta debe reproducir los efectos de la gravedad.

La elección de la métrica responde al modelo del universo que se quiere describir. Para un universo homogéneo e isótropo se puede considerar un sistema con simetría esférica. La expresión para describir el diferencial de longitud entre dos puntos sobre la superficie de una esfera se escribe de la forma

$$dl^2 = R_c^2 d\theta^2 + R_c^2 \sin^2 \theta d\phi^2 , \quad (2.2)$$

2. COSMOLOGÍA Y FORMACIÓN DE ESTRUCTURAS

donde R_c es el radio de curvatura de la esfera. La figura (2.4) presenta el diferencial de línea para una simetría esférica.

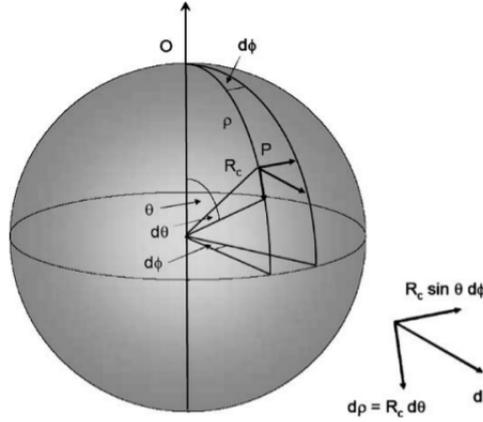


Figura 2.2: Representación del diferencial de línea para simetría esférica [23].

Usando la figura (2.4) se construye un arco ρ entre los puntos O y P cuya distancia es $\rho = \theta R_c$, entonces la ecuación (2.2) puede reescribirse de la forma

$$dl^2 = d\rho^2 + R_c^2 \sin^2 \left(\frac{\rho}{R_c} \right) d\phi^2. \quad (2.3)$$

Una forma alternativa de escribir la métrica es introduciendo una distancia

$$x = R_c \sin \left(\frac{\rho}{R_c} \right). \quad (2.4)$$

Al calcular el diferencial y elevando al cuadrado se obtiene

$$dx^2 = \left[1 - \sin^2 \left(\frac{\rho}{R_c} \right) \right] d\rho^2, \quad d\rho^2 = \frac{d^2}{1 - kx^2}, \quad (2.5)$$

donde $k = 1/R_c^2$ es el parámetro de curvatura.

Por lo tanto la métrica se puede escribir de la forma

$$dl^2 = \frac{dx^2}{1 - kx^2} + x^2 d\phi^2. \quad (2.6)$$

Se debe recordar que la constante de curvatura k puede representar tres tipos de geometrías: Cuando se tiene una curvatura positiva se obtiene simetría esférica cerrada, con curvatura cero se obtiene el espacio Euclideo plano y si es negativo se

tiene una geometría hiperbólica abierta. Ver figura (2.3).



Figura 2.3: Tres espacios con curvatura constante, esfera con curvatura positiva (izquierda), hiperboloide con curvatura negativa (centro) y plano con curvatura cero (derecha). <https://bit.ly/2Moqlnr>.

Extendiendo el diferencial de línea a tres dimensiones en termino de las coordenadas polar esférica (ρ, θ, ϕ) se llega a

$$dl^2 = d\rho^2 + R_c^2 \sin^2 \left(\frac{\rho}{R_c} \right) [d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2], \quad (2.7)$$

y como se hizo anteriormente también se puede llegar a la ecuación en términos de x, θ, ϕ

$$dl^2 = \frac{x^2}{1 - kx^2} + x^2 [d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2]. \quad (2.8)$$

Ahora se puede proceder a escribir la métrica considerando el tiempo y llegar a una métrica espacio-temporal

$$ds^2 = dt^2 - \frac{1}{c^2} dl^2. \quad (2.9)$$

Para un modelo del universo isotrópico, se tiene una función que permite describir como cambia la escala espacial entre dos observadores cualesquiera en un instante de tiempo t . $a(t)$ es conocido como el factor de escala y viene dada por

$$\rho(t) = a(t)r, \quad (2.10)$$

r es llamada la *coordenada radial de distancia comóvil*. Se establece que $a(t) = 1$ si $t = t_o$ que equivale al universo de hoy.

2. COSMOLOGÍA Y FORMACIÓN DE ESTRUCTURAS

Llamando R_c como el radio de curvatura para la presente época ($R_c(t_o)$), se obtiene que el radio de curvatura es:

$$R_c = a(t) R_e . \quad (2.11)$$

Sustituyendo ρ y R_c en la métrica (2.9) y considerando el diferencial de ángulo solido $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2$ se obtiene

$$ds^2 = dt^2 - \frac{a^2(t)}{c^2} [dr^2 + R_e^2 \sin^2(r/R_e) d\Omega^2] . \quad (2.12)$$

Esta es la métrica de Robertson-Walker. Es importante notar que $a(t)$ indica como cambia el espacio donde evoluciona el Universo y R_e describe la curvatura espacial del Universo en la presente época.

Otra forma de representar la métrica es usando *diametro angular comóvil* $r_1 = R_e \sin(r/R_e)$

$$ds^2 = dt^2 - \frac{a^2(t)}{c^2} \left[\frac{dr_1^2}{1 - kr_1^2} + r_1^2 d\Omega^2 \right] , \quad (2.13)$$

donde $k = 1/R_e^2$.

Retomando la ecuación inicial (2.1), el tensor métrico $g_{\mu\nu}$ sería

$$g_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{-a^2(t)}{1-kr^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -a^2(t) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -a^2(t) \sin^2(\theta) \end{bmatrix} . \quad (2.14)$$

Usando la métrica (2.14) y las ecuaciones de campo de Einstein es posible diseñar un modelo del Universo, modelo que puede ser construido a partir de las ecuaciones de Friedmann.

2.2.2 Ecuaciones de Friedmann

En Relatividad General, las ecuaciones de campo de Einstein brindan información muy importante sobre la relación entre la energía, masa y la geometría del espacio-tiempo, cuya relación es dada por

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} , \quad (2.15)$$

donde $R_{\mu\nu}$ es el tensor de Ricci, R es el escalar de Ricci, $g_{\mu\nu}$ es la métrica, Λ constante cosmológica y $T_{\mu\nu}$ es el tensor momentum-energía.

El tensor y escalar de Ricci se pueden calcular como

$$R_{\mu\nu} \equiv \partial_\lambda \Gamma_{\mu\nu}^\lambda - \partial_\nu \Gamma_{\mu\lambda}^\lambda + \Gamma_{\lambda\rho}^\lambda \Gamma_{\mu\nu}^\rho - \Gamma_{\mu\lambda}^\rho \Gamma_{\nu\rho}^\lambda, \quad (2.16)$$

$$R = R^\mu{}_\mu = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}, \quad (2.17)$$

donde

$$\Gamma^\nu{}_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} g^{\mu\sigma} (\partial_\beta g_{\sigma\alpha} + \partial_\alpha g_{\sigma\beta} - \partial_\sigma g_{\alpha\beta}). \quad (2.18)$$

Debido a la isotropía del espacio en la métrica de *Robertson-Walker*, no es necesario calcular las componentes $R_{i0} = R_{oi}$. Las componentes que no se hacen cero del tensor de Ricci son

$$R_{00} = -3 \frac{\ddot{a}}{a}, \quad (2.19)$$

$$R_{ij} = - \left[\frac{\ddot{a}}{a} + 2 \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + 2 \frac{k}{a^2} \right] g_{ij} \quad i, j = 0, 1, 2, \quad (2.20)$$

$$R_{\mu\nu} = R_{00} + R_{ij}, \quad (2.21)$$

y el escalar de Ricci queda

$$R = -6 \left[\frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + \frac{k}{a^2} \right]. \quad (2.22)$$

En cosmología cuando se pretende calcular el tensor momentum-energía, se considera un fluido perfecto. Tomando el tensor como la suma de sus componentes $T_{\mu\nu} = T_{ij} + T_{i0} + T_{0j} + T_{00}$, y debido a la isotropía se tiene que $T_{i0} = T_{0j} = 0$. Al considerar entonces la isotropía y la homogeneidad se tiene

$$T_{00} = \rho(t), \quad T_{i0} = 0, \quad T_{ij} = -P(t)g_{ij}(t, \mathbf{x}). \quad (2.23)$$

2. COSMOLOGÍA Y FORMACIÓN DE ESTRUCTURAS

Remplazando (2.23), (2.22) y (2.21) en la ecuación (2.15), se llega a dos ecuaciones escalares acopladas

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3P}{c^2} \right) + \frac{c^2 \Lambda}{3}, \quad (2.24)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} + 2 \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + 2k \left(\frac{c}{a} \right)^2 = 4\pi G \left(\rho - \frac{P}{c^2} \right) + c^2 \Lambda, \quad (2.25)$$

donde ρ es la densidad y P es la presión.

La importancia de estas ecuaciones radica en que permiten conocer la evolución del universo (homogéneo e isótropo) usando el factor de escala.

2.3 Formación de estructuras

Al observar el universo a gran escala, se evidencia que este posee alta simetría y homogeneidad, pero ¿qué pasa cuando se mira a escalas menores? A escalas menores que la cosmológicas, los sistemas son anisótropos e inhomogéneos, lo cual implica una alta complejidad. Por esto, es necesario realizar modelos que permitan reproducir las observaciones, asumiendo aproximaciones coherentes, haciendo que el grado de dificultad disminuya. El universo a escalas menores que las cosmológicas, presenta no linealidad en muchos fenómenos físicos; la formación de estructuras es un caso de ello. Para el régimen lineal de formación de estructuras se tiene que $\delta\rho \ll \bar{\rho}$, donde la perturbación de la densidad es mucho menor que la densidad media. Mientras que para el régimen no lineal se supone que la perturbación es aproximada o mayor a la densidad media ($\delta\rho \sim \bar{\rho}$).

Con el propósito de poder reconstruir la estructura del universo en cualquier instante t se considera lo siguiente:

Al observar el pasado, se debe pensar que existieron pequeñas desviaciones en la homogeneidad en el campo de densidad de materia. A medida que el tiempo pasa, estas desviaciones crecen, debido a la fuerza gravitacional. Esto fue generando una acumulación de materia cada vez mayor en regiones donde la sobre densidad y por ende el pozo de potencial gravitacional aumentaban, esto desencadenó la formación de estructuras, que dio origen a las primeras galaxias.

Se debe tener presente que la teoría del régimen lineal solo se cumple para desviaciones pequeñas del campo de densidad, o sea, para un universo muy joven o para escalas muy grandes, donde los modos del campo de densidad aun no se han acoplado. Para poder reproducir las estructuras del universo observable, es necesario considerar un teoría de régimen no lineal. Si se desea profundizar más en este tema, se recomienda abordar los libros: [32], [23], [12]. Los cuales fueron los textos de referencia.

2.3.1 Régimen lineal para la formación de estructuras

2.3.1.1 Régimen Newtoniano

En el régimen lineal la perturbación en la métrica $g_{\mu\nu}$ y su fuente $T_{\mu\nu}$ se escriben de la forma

$$g_{\mu\nu} \Rightarrow g_{\mu\nu} + \delta g_{\mu\nu} \quad T_{\mu\nu} \Rightarrow T_{\mu\nu} + \delta T_{\mu\nu}. \quad (2.26)$$

Al suponer que las perturbaciones son pequeñas es posible linealizar la ecuación de Einstein

$$\hat{\mathcal{L}}(g_{\mu\nu})\delta g_{\mu\nu} = \delta T_{\mu\nu}, \quad (2.27)$$

donde $\hat{\mathcal{L}}$ es un operador diferencial lineal que depende del espacio-tiempo.

Una forma simple de poder calcular la dinámica de las perturbaciones es teniendo en cuenta que el radio de la perturbación es menor al radio de Hubble. Al decir esto se puede despreciar los efectos relativistas y poder usar un tratamiento Newtoniano para las perturbaciones. Al suponer esto, se puede considerar la materia del universo como un fluido Newtoniano que colisiona. Esto implica que es posible usar las ecuaciones de un fluido Newtoniano:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) = 0, \quad \text{Ecuacion de continuidad} \quad (2.28)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla)v = -\frac{\nabla p}{\rho} - \nabla \Phi, \quad \text{Ecuacion de Euler} \quad (2.29)$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho. \quad \text{Ecuacion de Poisson} \quad (2.30)$$

$$(2.31)$$

2. COSMOLOGÍA Y FORMACIÓN DE ESTRUCTURAS

Al aplicar las pequeñas perturbaciones cuasiestáticas a la densidad ($\rho = \rho_o + \delta\rho$), velocidad ($v = \delta v$), presión ($p = p_o + \delta p$) y al potencial gravitacional ($\Phi = \Phi_o + \delta\Phi$). Se obtiene

$$\frac{\partial\delta\rho}{\partial t} + \rho_o \nabla \cdot (\delta v) = 0, \quad (2.32)$$

$$\frac{\partial\delta v}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right) \nabla \delta\rho + \nabla \delta\Phi = 0, \quad (2.33)$$

$$\nabla^2 \delta\Phi - 4\pi G \delta\rho = 0. \quad (2.34)$$

Ahora el propósito es poder resolver las ecuaciones con perturbaciones (2.32, 2.33, 2.34). La combinación de estas ecuaciones conducen a la ecuación de la perturbación que se parece a la una ecuación de onda plana. Para resolverla se puede suponer soluciones de ondas planas¹

$$\delta u_i = \delta_i e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}, \quad (2.35)$$

donde $\delta u_i = \delta\rho, \delta v, \delta\Phi$ y se entiende que δ_i equivale a las amplitudes.

Al considerar la inestabilidad gravitacional propuesta por Jeans, se puede obtener unos resultados interesantes sobre la formación de la estructura:

Para un fluido homogéneo e isotrópico, se tiene que a medida que el sistema evoluciona se van generando pequeños cambios en la densidad $\delta\rho$ y en la velocidad δv .

De igual manera se plantea que la aparición de una inhomogeneidad en la distribución de materia $\delta\rho$ generará un cambio en la fuerzas que preservan la homogeneidad. Entonces si $\delta\rho > 0$ la fuerza de gravitación F_g responsable del colapso, deberá ser mayor que la fuerza de presión F_p (responsable del no colapso), entonces $F_g > F_p$. Esta ultima afirmación da la condición necesaria para la formación de estructuras. Usando esta idea se puede determinar el radio necesario para el cuál se cumple la desigualdad, también conocido como el radio de Jeans λ .

¹Cuando se supone un universo plano, se consideró la aparición de las ondas planas

$$F_g \approx G\rho\lambda \quad y \quad F_p \approx \frac{v_s^2}{\lambda} \quad (2.36)$$

$$\lambda^2 > \frac{v_s^2}{G\rho}, \quad (2.37)$$

de una forma similar se puede llegar al tiempo gravitacional de caída libre

$$\tau_{f-f} \approx \frac{1}{(G\rho)^{1/2}}. \quad (2.38)$$

2.3.2 Régimen no lineal para la formación de estructuras

Cuando se observa el universo en sus etapas tempranas, antes de la era de la recombinación¹, se considera que las fluctuaciones δ en la materia eran despreciables ($\delta \ll 1$). La anterior aproximación solo permite resolver el régimen lineal, por ende no funciona al querer describir el Universo actual a escalas galácticas, donde se manifiesta una alta no linealidad. Sin embargo, si se pretende determinar la evolución dinámica y de las estructuras del Universo a escalas mayores como en la actualidad, donde $\delta \gg 1$, es necesario hacer uso de otro método o aproximación que permita reconstruir la dinámica del universo. Cabe resaltar que estos métodos o aproximaciones son altamente complicados y muchas veces no es posible llegar a soluciones analíticas, por esto se hace uso de los métodos numéricos que permiten encontrar aproximaciones a las soluciones.

Una forma de poder aproximar el comportamiento del régimen no lineal que presenta el Universo actualmente, es considerando la aproximación de Zeldovich, la cual provee una descripción apropiada del régimen quasi-lineal.

2.3.2.1 Aproximación de Zeldovich

Bajo el régimen no lineal, es posible llegar a resultados importantes de una forma analítica, asumiendo ciertas aproximaciones. Un caso particular es la aproximación

¹Instante en el universo donde la temperatura bajo lo suficiente para poder permitir la combinación de los electrones con los núcleos generando los primeros átomos. Antes de este instante se conoce como la época dominada por la radiación, electrones y protones libres.

2. COSMOLOGÍA Y FORMACIÓN DE ESTRUCTURAS

de Zeldovich, que además de presentar unos resultados muy congruentes con las observaciones, permite llegar a ellos de forma analítica.

Es posible usar la aproximación de Zeldovich si se supone que las escalas de la perturbación son menores que la distancia d_H (radio de Hubble), lo cual permite hacer un análisis Newtoniano. La aproximación Zeldovich además comienza con suponer un universo homogéneo, con densidad uniforme $\rho_b(t)$, el cual presenta pequeños crecimientos en las perturbaciones. Considerando la posición de cada porción del fluido $\mathbf{r}(t)$ en coordenadas Lagrangianas y relacionadas con la posición inicial \mathbf{q}

$$\mathbf{r}(t) = a(t)\mathbf{q}. \quad (2.39)$$

Bajo la aproximación lineal, lo necesario para poder reproducir un crecimiento en las perturbaciones es adicionar una función separable dependiente de t y \mathbf{q} , $f(t)\mathbf{p}(\mathbf{q}) = a(t)b(t)\mathbf{p}(\mathbf{q})$, que se puede representar de la forma

$$\mathbf{r}(t) = a(t)\mathbf{x}(t) = a(t)[\mathbf{q} + b(t)\mathbf{p}(\mathbf{q})] \quad (2.40)$$

donde \mathbf{x} representa la coordenada comovil, $a(t)\mathbf{q}$ la expansión cosmológica y $b(t)\mathbf{p}(\mathbf{q})$ la perturbación. Se sabe además que $b(t)$ describe la evolución de la perturbación en el régimen lineal. Por tanto la ecuación (2.40) es capaz de describir la evolución lineal.

Para poder demostrar que la ecuación (2.40) evoluciona linealmente, es necesario poder conocer cómo evolucionan las perturbaciones de la densidad de cada porción del fluido, bajo el régimen de la ecuación (2.40). Al considerar $\bar{\rho}$ como la densidad inicial sin perturbación, por conservación de la masa se obtiene lo siguiente

$$\underbrace{\rho(\mathbf{r}, t)d^3\mathbf{r}}_{\text{Masa en cualquier instante}} = \underbrace{\bar{\rho}d^3\mathbf{q}}_{\text{Masa inicial}}. \quad (2.41)$$

Por lo tanto

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \bar{\rho} \det(\partial q_i / \partial r_j) = \frac{\bar{\rho} / a^3}{\det(\partial x_j / \partial q_i)} = \frac{\rho_b(t)}{\det(\delta_{ij} + b(t)(\partial p_j / \partial q_i))}, \quad (2.42)$$

donde $\rho_b(t) = \bar{\rho} / a^3(t)$. Calculando el Jacobiano de primer orden de la perturbación

$$\frac{\delta \rho}{\rho} = \frac{(\rho - \rho_b)}{\rho_b} = -b(t) \nabla_{\mathbf{q}} \cdot \mathbf{p}. \quad (2.43)$$

Cuando se observa la solución de la teoría lineal se tiene

$$\frac{\delta \rho}{\rho} = g(t) = \sum_k \mathbf{A}_k \exp(i\mathbf{k} \cdot [\mathbf{q} + b(t_i)\mathbf{p}(\mathbf{q})]), \quad (2.44)$$

donde $g(t)$ describe la evolución del contraste de densidad, y \mathbf{A}_k es la transformada de Fourier del contraste de densidad inicial. Para un tiempo inicial se tiene que $b(t)\mathbf{p} \ll \mathbf{q}$, entonces

$$\mathbf{p}(\mathbf{q}) = \sum_k \frac{i\mathbf{k}}{k^2} \mathbf{A}_k \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{q}). \quad (2.45)$$

Esta última ecuación implica que la ecuación (2.40) sí es capaz de reproducir el régimen lineal. De igual manera, usando el resultado anterior es posible escribir $\mathbf{p}(\mathbf{q})$ de la forma

$$\mathbf{p}(\mathbf{q}) = \nabla_q \Phi_0(q), \quad (2.46)$$

donde

$$\Phi_0(q) = \sum_k \frac{\mathbf{A}_k \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{q})}{k^2}. \quad (2.47)$$

Usando una de las ecuaciones de Friedmann $\ddot{a} = -(4\pi G \rho_b a) / 3$ es posible escribir la ecuación

2. COSMOLOGÍA Y FORMACIÓN DE ESTRUCTURAS

$$\nabla_q^2 \Phi_0 = \frac{4\pi G a^2 (\rho - \rho_b)}{3ab\ddot{a}}. \quad (2.48)$$

Con ello se obtiene la forma del potencial gravitacional perturbado

$$\nabla_x^2 \phi = 4\pi G a^2 (\rho - \rho_b), \quad (2.49)$$

donde $\phi = 3a\ddot{a}\Phi_0$. Entonces Φ_0 es proporcional al potencial gravitacional de la teoría lineal y $\mathbf{p}(\mathbf{q})$ es proporcional al campo de velocidad peculiar de la teoría lineal.

Por lo tanto, $\mathbf{p}(\mathbf{q})$ es un gradiente de una función escalar, y el Jacobiano de la ecuación (2.42) da como resultado una matriz simétrica; la cual puede ser diagonalizada en cada punto \mathbf{q} , para producir un conjunto de autovalores $-\lambda_i(q)$. Ahora, si los autovalores del Jacobiano $(\partial p_i / \partial q_i)$ son de la forma $[-\lambda_1(\mathbf{q}), -\lambda_2(\mathbf{q}), -\lambda_3(\mathbf{q})]$ entonces la densidad de perturbación está dada por

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \frac{\rho_b(t)}{(1 - b(t)\lambda_1(\mathbf{q}))(1 - b(t)\lambda_2(\mathbf{q}))(1 - b(t)\lambda_3(\mathbf{q}))}. \quad (2.50)$$

Esta ecuación representa los cambios producidos por la deformación de un cubo infinitesimal, siendo consecuente con los cambios en la densidad. A medida que aumenta la perturbación, la función $b(t)$ también cambia con el tiempo; además el signo de los autovalores proporcionan información de la dinámica del sistema: Cuando se tiene que $\lambda_i > 0$, el autovalor va en dirección contraria al gradiente del campo de densidad, entonces colapsa. Mientras que si $\lambda_i < 0$, el autovalor va en la misma dirección del gradiente del campo de densidad, conllevando una expansión. Donde el gradiente del campo de densidad tiene la dirección del autovector e_i . Los autovalores se pueden diferenciar uno del otro, de la forma $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$. El valor particular de cada autovalor λ_i , proporciona información de la dinámica (colapso o expansión) de la materia en ciertas regiones del espacio, dando un criterio para la clasificación de las estructuras.

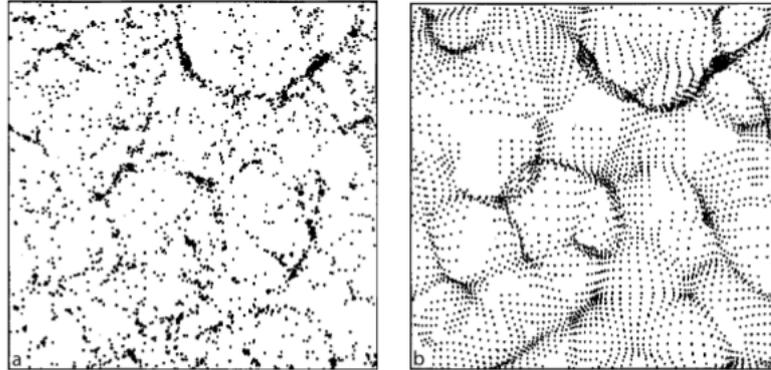


Figura 2.4: Comparación entre el modelo de N -cuerpos (a) y la aproximación de Zeldovich [12], para las mismas condiciones iniciales; Dejando ver la alta similitud y la buena aproximación del método de Zeldovich en el régimen no lineal.

“La verdad siempre se halla en la simplicidad y no en la multiplicidad y confusión de las cosas.”

Isaac Newton

Capítulo

3

Teoría sobre AGN

Al observar la luz de las galaxias en el óptico e infrarrojo cercano, se ve que su distribución de energía espectral es dominada mayormente por la radiación proveniente de las estrellas, con una pequeña contribución de polvo y gas. En una primera aproximación se puede asumir que el espectro de una estrella es equivalente al espectro de Planck, suponiendo además que el espectro de las galaxias es la superposición de espectros estelares, entonces el espectro de las galaxias sería la superposición de espectros de Planck, definidos en un rango de temperaturas.

Sin embargo, algunas galaxias presentan anomalías en sus espectros, mostrando una distribución de energía muy alta en comparación con los espectros de las galaxias típicas. Algunas enseñan líneas de emisión en zonas poco comunes, y otras en rangos muy amplios, desde las longitudes de onda del radio hasta rayos-X, y algunas hasta rayos gamma (ver figura 3.1). Estas emisiones se originan en regiones muy centrales de la galaxia, por lo cual se les dio el nombre de Núcleo Activo de Galaxias (AGN por sus siglas en inglés).

Se considera que el causante de la activación de los AGNs es la acreción de gas frío al interior del AGN durante un gran periodo de tiempo. La interacción entre galaxias puede provocar una perturbación en el potencial gravitacional, haciendo

3. TEORÍA SOBRE AGN

que el gas colapse hacia el interior de las galaxias y por ende a los BHs, esto producto de fuerzas de marea y torques gravitacionales.

En la actualidad existe una clasificación para los diferentes tipos de AGNs (ver sección 3.2). En específico están los cuásares que son objetos muy luminosos, donde su brillo puede superar por un factor de cien el brillo de su galaxia anfitriona. Los procesos que ocurren al interior de un AGN son los más energéticos en el ámbito de la astrofísica.

3.1 Introducción a AGNs

Los AGNs son considerados los motores centrales de las galaxias. Su actividad nuclear es producto de la acreción prolongada de materia hacia el interior del AGN.

Si se desea profundizar más en la teoría de los AGNs, se recomienda abordar los textos: [36] y [11]. Estos fueron los textos en que se basó este capítulo.

3.1.1 Historia

En la época de 1908, se observó que la galaxia NGC 1086 presentaba fuertes líneas de emisión que eran poco comunes. En 1943, Carl Seyfert a través de un análisis sistemático pudo identificar una nueva clase de galaxia, las cuales llevan su nombre. Estos núcleos de galaxias activas (Seyferts) presentan un alto brillo superficial, y su espectro en la región central está dominado por fuertes líneas de emisión y de alta extinción.

Los catálogos 3C y 3CR (Catálogos en infrarrojo)¹ permitieron encontrar objetos muy puntuales con líneas características de emisión. Esta alta emisión no permitía determinar la forma del objeto central que hospedaba la galaxia. Solo fue cuando se pudieron construir telescopios con un poder de resolución mayor que se pudo ratificar que eran fuentes puntuales. A medida que fue pasando el tiempo y se mejoraron las observaciones, se empezaron a encontrar más fuentes con estas características. A estos cuerpos se les denominó Cuásares².

¹Catálogo de observaciones hechas con el Cambridge four-element interferometer a una frecuencia de 159MHz

²Cuásar viene del inglés Quasars (quasi-stellar radio source)

Los cuásares son un tipo específico de AGNs. Sin embargo, una buena forma de conocer las propiedades y arquetipos de AGNs, es identificando las propiedades de los cuásares. Es por esto que a continuación se presenta una clasificación sobre los diferentes cuásares. La figura (3.1) presenta un espectro típico de AGN, cabe resaltar que dicha imagen es la superposición de espectros de QSOs

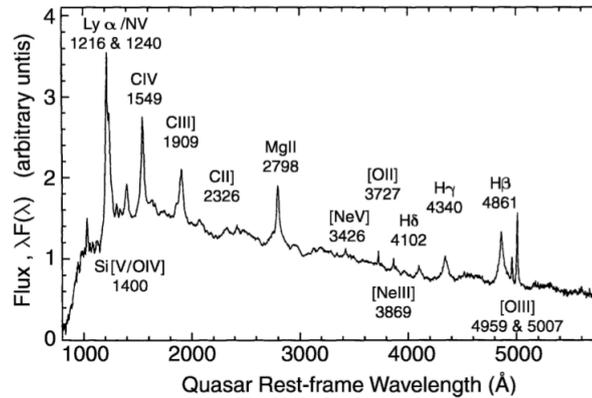


Figura 3.1: Espectro combinado de varios QSOs, usando las observaciones del Large Bright Quasar Survey [17].

3.1.2 Propiedades fundamentales de los cuásares

Por lo general los cuásares presentan una serie de características que son comunes en varios tipos de AGNs:

- Son fuentes de radio puntuales.
- Emite en todas las longitudes de onda, desde el radio a los rayos-X.
- El flujo de la fuente varía en casi todas las frecuencias y longitudes de onda.
- En general se encuentra que la escala de tiempo de variabilidad es más pequeña y su amplitud más grande, cuando se va ha frecuencias más altas.
- El espectro óptico es muy azul ($U - B < -0,3$). La mayoría de los cuásares presentan un corrimiento al rojo alto $z \lesssim 2$.
- El espectro continuo de un cuásar puede ser descrito por una ley de potencias, sobre un rango de frecuencias muy alto.

$$S_\nu \propto \nu^{-\alpha}, \quad (3.1)$$

3. TEORÍA SOBRE AGN

donde α indica el índice espectral: Cuando $\alpha = 0$ entonces se tiene un espectro plano, si $\alpha = 1$ se tiene un espectro en el cual la misma energía es emitida en cada intervalo de logarítmico de las frecuencias.

3.1.3 Cuásares, radio fuentes

La morfología de los cuásares en el régimen del radio depende de la frecuencia observada. La morfología del cuásar en una forma simple se puede ver constituida por varias fuentes extendidas y un núcleo central muy compacto (ver figura 3.4). En algunas ocasiones es posible observar fuentes extendidas llamadas lóbulos, que se extienden de manera casi simétrica a lo largo de una línea recta. Estos lóbulos se encuentra conectados con el núcleo central por medio de los jets, que es producto de las partículas cargadas provenientes del núcleo. El tamaño del sistema en general puede alcanzar hasta 1 Mpc de longitud.

3.1.3.1 Clasificación de las fuentes de radio.

Las fuentes de radio extendidas se dividen en dos tipos:

Fanaroff-Rile Tipo I (FR I), son fuentes más brillantes cerca al centro, su brillo superficial decrece hacia el exterior. Poseen una luminosidad típica de $L_\nu(1,4GHz) \lesssim 10^{32} \text{erg}^{-1} \text{Hz}^{-1}$.

Fanaroff-Rile Tipo II (FR II), son fuentes que presentan características contrarias a las (FR I). Su brillo incrementa hacia el exterior, presentando un brillo mayor que las (FR I), $L_\nu(1,4GHz) \gtrsim 10^{32} \text{ergs}^{-1} \text{Hz}^{-1}$, a menudo estas fuentes de radio presentan jets (Subsección 3.3.3).

3.1.3.2 Radiación Sincrotrón

La forma espectral y el alto grado de polarización de la luz proveniente del AGN, se interpreta de tal manera que la emisión de radio es resultado de la radiación sincrotrón¹ de electrones relativistas al interior del AGN. Dicha radiación es el producto de electrones que se propagan a través de un campo magnético a lo largo

¹Radiación electromagnética producida al someter a partículas cargadas a velocidades muy altas (cercanas a la velocidad de la luz).

de un helicoide, produciendo una fuerza de Lorentz, que los lanza en dirección perpendicular al campo magnético.

El grado de polarización de un conjunto de electrones depende de la complejidad del campo magnético. Si el campo es homogéneo la medida de polarización observada puede ser mayor al 75 %. La radiación sincrotrón sigue una ley de potencias, sí y solo sí la distribución de energía de los electrones también se comportan como una ley de potencias.

3.2 Tipos de AGNs

Es importante considerar que la diferencia entre los AGNs no radica necesariamente en su forma física. En el contexto de un modelo unificado de AGNs, la distinción entre diferentes tipos está relacionada con la dirección de la línea visual, entre la fuente (AGN) y el observador (Telescopio) (ver figura 3.2).

3.2.1 Objetos cuasistelares (QSOs)

Una pequeña cantidad de cuásares presentan un flujo inusual en el rango óptico del azul. La presencia de estos objetos en regiones fuera del rango del radio presenta un gran problema para poderlos observar, y siendo además fuentes muy puntuales.

Las propiedades ópticas de estos objetos son casi indistinguibles de los cuásares. En particular, tienen distribución de energías hacia el azul, resultado de la forma de búsqueda; además presentan fuertes y anchas líneas de emisión y en general un alto corrimiento al rojo. Por sus propiedades tan parecidas a los cuásares son llamados como *radio-quiet quasars ó quasi-stelar objects*, QSOs. Los QSOs son los AGNs de mayor luminosidad, la cual puede ser 1000 veces más que la luminosidad de la galaxia donde se hospeda.

3.2.2 Galaxias Seyfert.

Como se discutió anteriormente las galaxias Seyferts fueron los primeros AGNs descubiertos. La luminosidad de las Seyferts es considerablemente menor que la de los QSOs. Las observaciones en el óptico permiten identificar que las Seyferts

3. TEORÍA SOBRE AGN

son objetos que se encuentran en el centro de las galaxias espirales, presentando un núcleo extraordinariamente brillante, con líneas de emisión fuertes y anchas.

Se conocen dos tipos de galaxia Seyfert, las Tipo 1 y las Tipo 2: Las Tipo 1 presentan líneas de emisión muy anchas, lo que supone velocidades de rotación mayor. Las Tipo 2 presentan líneas de emisión más estrechas. Al observar el espectro en el óptico en las Seyfert 1 se identifica que son muy similares a los QSOs. No se conoce una diferencia física entre estos dos objetos, la única diferencia es debida a la luminosidad en sus núcleos.

3.2.3 Radio galaxias

Las radio galaxias son galaxias elípticas que tienen como huésped un AGN. Entre las radio galaxias más conocidas se encuentran Cygnus A y Centaurus A. Al igual que se hizo con las galaxias Seyferts, las radio galaxias también presentan una clasificación debida al ancho de sus líneas de emisión. Están las radio galaxias de línea ancha (BLRG) y las radio galaxias de línea estrecha (NLRG).

En general los dos tipos de radio galaxias se pueden considerar como radio fuerte Seyfert 1 y Seyfert 2, la única diferencia entre Seyfert y radio galaxia es la morfología de la galaxia donde están hospedadas.

3.2.4 Variables Ópticamente Violentas

Existe otra clase de QSOs, que están caracterizados por su fuerte y rápida variabilidad en su radiación óptica. Son conocidas como OVVs¹ (Variables Ópticamente Violentas). Estos objetos presentan una variabilidad en escala de tiempo de días. Además de su alta variabilidad, también presentan una muy alta polarización de la luz óptica y fuertes emisiones en radio. Estas fuentes presentan longitudes de onda fuera del rango óptico, aumentando su radiación con escalas de tiempo más cortas y amplitudes más grandes, a medida que se mueven a frecuencias más altas.

¹Del inglés Optically Violently Variables

3.2.5 Objetos BL Lac

Los BL Lacs son AGNs con una muy fuerte variabilidad en la radiación, como los OVVs, pero sin fuertes líneas de emisión y absorción, haciendo casi imposible la determinación de su corrimiento al rojo z . La luminosidad óptica de algunos BL Lacs cambia en varias magnitudes si se observa durante periodos de tiempo muy largos.

Algo notable de vez en cuando es el bajón en la luminosidad del AGN. A veces se observan líneas de emisión y luego aparece un BL Lac como un OVV. Por este extraño motivo a los OVVs y BL Lacs se les denomina Blazars. Los Blazars son fuentes de radio con variabilidad violenta y radiación energéticamente fuerte (radiación γ).

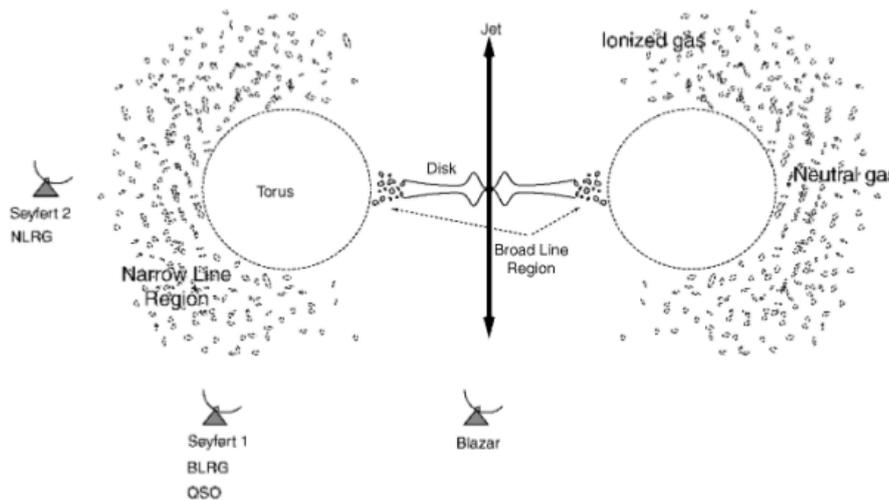


Figura 3.2: Los diferentes tipos de AGNs solo dan información de que lugar del AGN se está observando [36].

3.3 El Enigma Central: Agujero Negro

En la teoría de los AGNs, ha existido una duda sobre el proceder de la energía que estos emanan, en especial ¿Cómo es producida? Una de las primeras hipótesis que se propusieron plantea que dicha energía es originada por un objeto muy masivo en su interior, muy cercano al centro. El objeto propuesto lleva por nombre Agujero Negro

3. TEORÍA SOBRE AGN

Negro (BH, Black Hole), nombre que proviene del hecho tener una velocidad de escape mayor a la velocidad de la luz. Este es presentado como un objeto altamente compacto, que acreta materia de su alrededor. A continuación se presentan una serie de propiedades observacionales en los AGNs que argumentan la existencia de un BH:

- Se encuentran lóbulos formados por jets producto del AGN que alcanzan un tamaño mayor a 1 Mpc. Usando esta escala de longitud es posible medir el tiempo en que ha estado activa la fuente. Para esta escala de longitud se tiene que el tiempo de vida es mayor a 10^7 años.

-La luminosidad de los QSOs es aproximadamente $L_{bol} \sim 10^{47} erg/s$. Asumiendo que la luminosidad no cambia sustancialmente durante el tiempo de vida de la fuente, es posible medir la energía total radiada

$$E \gtrsim 10^{47} erg/s \times 10^7 yr \sim 3 \times 10^{61} erg . \quad (3.2)$$

-Para escalas de tiempo de días se tiene que la luminosidad de los AGNs varia en un %50. Estas variabilidades permiten encontrar un límite superior para la extensión espacial de la fuente. Para una fuente puntual se tiene que la extensión es $R \lesssim 1 \text{ día luz} \sim 3 \times 10^{15} \text{ cm}$.

3.3.1 La existencia de los Agujeros Negros

Usando la información observacional expuesta anteriormente y suponiendo que la producción de energía es de naturaleza gravitacional, es posible derivar la energía del AGN. Suponiendo lo anterior, la forma clásica más eficiente de transformación de energía es por medio de la fusión nuclear.

La fusión del hidrógeno, produce 8Mev/nucleon. La máxima eficiencia de fusión nuclear es $\epsilon \lesssim 0,81 \%$, donde ϵ es la fracción de masa del combustible que es convertido en energía. De acuerdo con la ecuación

$$E = \epsilon mc^2 , \quad (3.3)$$

3.3 El Enigma Central: Agujero Negro

la energía por fusión nuclear es $E = 3 \times 10^{61} \text{ erg}$. Entonces la masa que produce el combustible necesitaría ser

$$m = \frac{E}{\epsilon c^2} \sim 4 \times 10^{42} g \sim 2 \times 10^9 M_{\odot}. \quad (3.4)$$

Al suponer que la naturaleza de la energía inicialmente es meramente gravitacional, se tiene entonces que a medida que la materia cae dentro del BH pierde energía potencial, pero adquiere energía cinética. Al convertir la energía cinética en energía interna (calor) que será emitida en forma de radiación.

3.3.2 Proceso de acreción

A medida que el gas cae hacia un objeto compacto, las partículas de gas pierden energía potencial que a su vez se convierte en cinética. Considerando que el momentum angular del gas es no nulo, se tiene certeza que el gas no puede caer directamente hacia el objeto. A medida que este cae, siente una fricción por la interacción con las otras partículas circundantes, lo que se traduce en una transferencia de momentum, que dará como resultado la formación de un disco de acreción perpendicular al momentum angular del BH. La fricción en el disco será la responsable de disminuir la velocidad de rotación de las partículas, haciendo que estas caigan hacia el centro y sean acretadas por el BH.

De acuerdo con el teorema del virial, la mitad de la energía potencial se ha cambiado en energía cinética. Por tanto, la mitad de la energía se ha convertido en energía de rotación. Así, la mitad de la energía potencial se convirtió en energía interna.

La energía generada por la fricción viscosa en el disco no es suficiente para que el gas pueda escapar de allí, pero aun así es capaz de calentar el gas y producir un engrosamiento en el disco, como en la figura (3.2).

3.3.3 Generación de Jets

Los jets son producidos por partículas cargadas eyectadas desde el centro del AGN a velocidades relativistas. Estas partículas son aceleradas desde el núcleo del AGN en dos direcciones opuestas. Una hipótesis de este fenómeno es el impulso producido por la extracción de energía cinética de rotación del BH, a través del mecanismo

3. TEORÍA SOBRE AGN

de Blandford- Znajek [6]. Sin embargo este mecanismo no es claro aún, existen dos hipótesis que pretenden explicar la extracción de energía y momentum angular del BH rotante. La primera hipótesis argumenta que la extracción implica un cambio en el campo electromagnético generado por el BH, el cual origina corrientes que redireccionan las partículas cargadas que se acercan al BH, formando los jets. La segunda hipótesis se diferencia de la primera al argumentar que el campo electromagnético es generado por el plasma que orbita en el disco de acreción, cuyo cambio genera corrientes que también redireccionan las partículas cargadas que se acercan al BH (ver figura 3.3). La generación de jets es aún un problema abierto en la astrofísica.

Al observar un AGN es común ver que los jets producidos son extremadamente delgados y muy rectos. Lo cual implica que los procesos que lo generaron ocurrieron muy al interior del disco de acreción, donde el núcleo es el responsable de colimar estos rayos de alta energía. Una de las explicaciones para el mecanismo de colimación más aceptada en la actualidad es el modelo "acreción-eyección"[5]. Este mecanismo argumenta que el campo magnético presente en el disco de acreción que rodea al BH, puede enrollarse transfiriendo momentum angular del disco de acreción a lo largo de las líneas de campo y arrastrando el material con él, dando como resultado un material que sale colimado desde el BH.

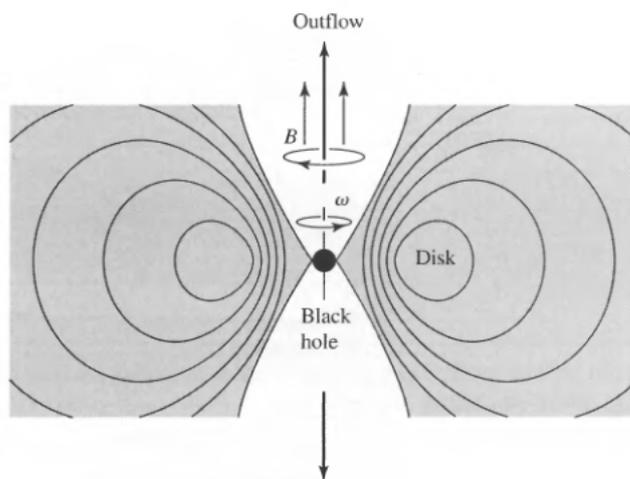


Figura 3.3: Bosquejo del modelo de la estructura del núcleo del AGN [11], donde se puede ver el mecanismo de Blandford- Znajek

3.3.4 Formación de Lóbulos

Cuando los jets expulsan las partículas altamente cargadas del núcleo, estas llevan consigo una energía cinética. A medida que se desplazan por el medio intergaláctico van perdiendo energía y se van desacelerando. Las partículas que van adelante del flujo de materia, son las que más siente la interacción con otras partículas y se van ralentizando de una forma más brusca, formando un frente de choque. Este frente de choque termaliza la energía cinética y calienta el material alrededor, lo que hace que se expanda y cree el lóbulo, como se observa en la figura (3.4).

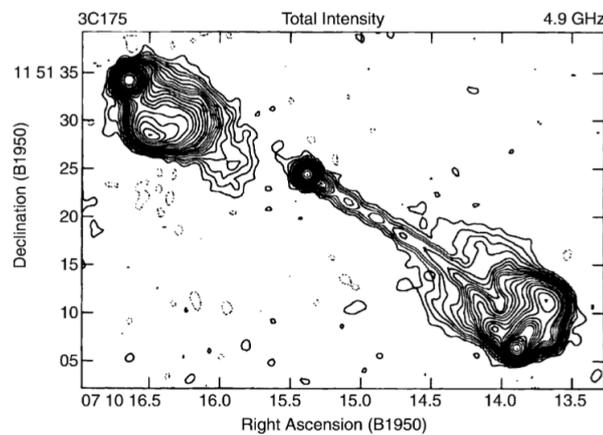


Figura 3.4: Simulación de un AGN [36]. En la parte central se encuentra el BH, los jets son por donde se desplaza la materia y los lóbulos son los grupos donde se aglomera la materia que viene del núcleo.

3.4 Modelo Unificado

Conforme a todo lo presentado, se puede identificar que los AGNs presentan cierta similitud, por tanto se ha pretendido construir un modelo que permita unificar la gran variedad de estos objetos. Esta clasificación va depender de las propiedades físicas que comparten los diferentes tipos de AGNs, entre estas propiedades están:

- Todos los AGNs hospedan un SMBH en su interior.
- Todos los AGNs tiene un disco de acreción que alimenta el BH.
- Todos los AGNs van a estar caracterizados por la masa del BH M_{BH} y de la rata de acreción \dot{m} . M_{BH} permite relacionar la luminosidad máxima del SMBH.

3. TEORÍA SOBRE AGN

- La morfología de la galaxia anfitriona también permite clasificar, como por ejemplo: Las radio galaxias están en galaxias espirales, mientras que las Seyferts en galaxias espirales.

Con estos criterios se pretende construir un modelo de clasificación más amplio, que permita albergar todos los tipos de AGNs y de los cuales se pueda construir un modelo unificado, que tenga en cuenta los procesos ya mencionados. Su motor central es un disco de acreción que orbita alrededor de un SMBH que gira. El AGN es alimentado por gas frío que colapsa por fuerzas de marea producto de la interacción con otra galaxia. Su energía es producto de la conversión de energía potencial gravitacional en radiación sincrotrón, la energía cinética rotacional del SMBH también aporta a la energía del AGN. La línea de visión del observador (ver figura 3.2) y la tasa de acreción de materia del AGN y del SMBH indican el tipo de AGN.

“Comprender las cosas que nos rodean es la mejor preparación para comprender las cosas que hay mas allá.”

Hipatia

Capítulo

4

Modelo de Espín

El espín¹ de BH se sospecha que es un parámetro relevante para la dinámica cerca al centro de las galaxias, se cree que su importancia influye en parte a la dicotomía que existe entre radio loud AGNs y radio quiet AGNs. Este será el responsable de decir si existe alguna relación entre los AGNs y el entorno que habitan. En esta sección se presentarán los modelos que dan pie al origen, evolución y alineamiento de los espines de los BHs.

4.1 Agujeros Negros Super Masivos (SMBHs)

Los SMBHs son objetos altamente masivos, que presenta un rango de masas entre $10^6 M_{\odot} \lesssim M_{BH} \lesssim 10^9 M_{\odot}$ [27]. Una de las evidencias que sugiere la existencia de los SMBHs, es que serían los causantes de la cantidad de energía que es emitida por los AGNs debido a la acreción de materia (mirar capitulo 3.3). Observaciones en regiones centrales de las galaxias, presentan un incremento en la razón masa-luminosidad [36], el cual no puede ser explicado por la presencia de poblaciones

¹El espín hace alusión al momentum angular, para los BHs rotantes se hace uso de la métrica de Kerr.

4. MODELO DE ESPÍN

estelares, indicando que hay un objeto muy masivo que no presenta una luminosidad considerable, permitiendo postular la existencia de un SMBH ubicado en la parte central de la galaxia.

La presencia de un SMBH en la galaxia solo influye dinámicamente en lugares cercanos a él (centrales). Usando la dispersión de las velocidades para estrellas cercanas al centro es posible encontrar un valor para la masa del objeto central,

$$r_{BH} = \frac{GM_{BH}}{\sigma^2} \quad (4.1)$$

donde σ es la dispersión de la velocidad, obtenida de medidas observacionales.

En el contexto cosmológico se considera que la mayoría de las galaxias hospedan un SMBH en su interior, muy cercano al centro. Donde su existencia es predicha por la teoría [36], consecuencia de la relatividad general y de la teoría de formación de galaxias.

La importancia de los SMBHs radica en su propiedad de acretar materia y convertirla en energía, esta energía liberada se conoce como feedback de agujero negro. Para galaxias grandes, el feedback es el responsable de que la galaxia deje de producir estrellas, debido a que este calienta el gas impidiendo el colapso gravitacional por parte de las nubes de gas, y por ende impidiendo la formación estelar [13].

Yendo en dirección de poder conocer la información sobre el espín del BH o SMBH, es necesario saber cómo se originan y evolucionan los BHs. Es imperativo por tanto entender la teoría que abarca la evolución y crecimiento de los BHs.

4.1.1 Crecimiento de SMBHs

El proceso de crecimiento de un SMBH está determinado por su tasa de acreción de masa. En la actualidad hay tres maneras posibles para el crecimiento del SMBH: fusión de BHs, colapso de nubes frías de gas que está alrededor galaxia y fusión entre galaxias [15].

4.1.1.1 Fusión de BHs

En fusión entre galaxias, se asume que los BHs van a dirigirse al centro de la galaxia por fricción dinámica de estrellas cercanas o fricción viscosa por gas cir-

4.1 Agujeros Negros Super Masivos (SMBHs)

cundante, Estas fricciones hacen que los BHs pierdan momentum angular, dando como resultando una disminución en la separación entre ellos, y posteriormente repercutir en una fusión [15]. También la pérdida de energía debido a emisión de las ondas gravitacionales hace que la distancia entre los dos cuerpos se vaya reduciendo. A medida que pasa el tiempo la amplitud y energía de las ondas gravitacionales aumenta a medida que la separación entre los BHs binarios es menor, dando como resultado la coalescencia entre los dos BHs [15].

4.1.1.2 Colapso de nubes de gas

Otra manera de acretar gas frío es por medio del método de radio-mode. Este mecanismo consiste en que el gas que es expulsado y calentado por la explosiones de supernovas o por el mismo SMBH, después de un largo tiempo se enfría y colapsa al centro de la galaxia, donde se encuentra con el BH [15].

4.1.1.3 Colisión de galaxias

La dinámica del universo y las observaciones, dejan ver que la interacción entre galaxias no es un fenómeno extraño, siendo la colisión entre ellas un resultado esperado. Las galaxias espirales en su interior, en especial en la parte más interior del disco, presentan una abundancia de gas frío, potencial para la formación de estrellas, crecimiento de un BH y activación de un AGN. El proceso de fusión entre galaxias se distingue por fusiones mayores y menores¹: las fusiones mayores están asociadas colisiones donde la masa de los dos cuerpos son equivalentes (Andromeda y Vía láctea), mientras en las fusiones menores la diferencia entre masas es considerable (Vía láctea y nube de magallanes). Cuando colisionan las dos galaxias, ya sea una fusión mayor o menor, producen un incremento en la formación estelar debido a la disponibilidad de gas frío de ambas galaxias. No todo el gas frío producto de la colisión se transforma en estrellas, parte de este gas cae al centro de la galaxia ya fusionada y empieza a alimentar a los BHs provenientes de cada galaxia, los cuales posteriormente se fusionaran (ver 4.1.1.1).

¹El proceso de fusión introduce un cambio en la morfología de las galaxias. Si es una fusión menor es posible que no altere la morfología de la galaxia más masiva, de manera considerable, mientras que las fusiones mayores transforma drásticamente la forma de las galaxias.

4. MODELO DE ESPÍN

4.2 Evolución de espín

La evolución del espín del SMBH está relacionada con la tasa de acreción de materia por parte del SMBH [21], y por la coalescencia de los BHs [14]. Al considerar el interior de un AGN, se tiene entonces una estructura compuesta por un disco de acreción que orbita alrededor de un SMBH. Suponer que tanto el SMBH como el disco de acreción rotan, implica un momentum angular (espín) tanto para el SMBH \mathbf{J}_{bh} , como para el disco de acreción \mathbf{J}_d . Los efectos relativistas producidos por el BH rotante, generan alrededor de él una torsión en el espacio-tiempo (Efecto Lense-Thirring). La torsión que actúa sobre ambos cuerpos rotantes conduce a alinear los espines, sin cambiar sus magnitudes [21].

El espín del SMBH puede ser definido como $\mathbf{J}_{bh} = |a|GM_{bh}^2/c$ [15], donde a (normalización del momentum angular del BH) es el parámetro de espín, acotado entre $-1 \leq a \leq 1$: Sí $a = -1$ el BH está rotando en dirección contraria al disco de acreción, sí $a = 1$ el BH y disco rotan en la misma dirección. \mathbf{J}_{bh} juega un papel crucial en regiones cercanas al BH, determina la eficiencia de convertir la materia en radiación en un disco de acreción, se cree además que su dirección está relacionada con la dirección del jet de AGN [15].

4.2.1 Acreción de gas

Como se expuso anteriormente, alrededor del SMBH existe un disco de acreción, que es originado por la conservación del momentum angular de una porción de gas que cae al disco de acreción. Siguiendo lo propuesto por [24], el gas que se encuentran el disco de acreción pierden momentum angular debido a torques producidos por los campos magnéticos y fricción viscosa, a medida que pierden momentum angular se van adentrando más en el disco, hasta llegar al borde interior del mismo. La órbita más interior es denominada como la última órbita estable (LSO por sus siglas en inglés). Si el gas se adentra en esta órbita será acreetada con seguridad por el BH. El radio para la LSO en términos del momentum angular del BH se puede reescribir de la forma [2]:

$$\hat{r}_{lso} = \frac{r_{lso}}{R_g} = 3 + Z_2 \pm [(3 - Z_1)(3 + Z_1 + 2Z_2)]^{1/2}, \quad (4.2)$$

donde R_g es el radio gravitacional, definido como la mitad del radio de Schwarzschild del BH,

$$R_g = R_{schw}/2 = \frac{GM_{bh}}{c}. \quad (4.3)$$

Para valores de $a < 0$ se toma el signo positivo de la ecuación (4.2), indicando que el BH rota de manera contraria al gas que está en la LSO, si $a > 0$ se toma el signo negativo de la ecuación (4.2), obteniendo lo contrario, el BH rota en la misma dirección del gas. Los parámetros Z_1 y Z_2 se escriben de la forma:

$$Z_1 = 1 + (1 - a^2)^{1/3} [(1 + a)^{1/3} + (1 - a)^{1/3}], \quad (4.4)$$

$$Z_2 = (3a^2 + Z_1^2)^{1/2}. \quad (4.5)$$

Un parámetro de gran importancia es la eficiencia radiativa del disco de acreción del BH ϵ_r . Este parámetro indica la fracción de energía liberada por la materia que rota alrededor del BH. Al suponer un BH que rota, la eficiencia radiativa dependerá del parámetro de espín a [30]:

$$\epsilon_r \equiv 1 - \sqrt{1 - \frac{2}{3} \frac{1}{\hat{r}_{lso}(a)}}, \quad (4.6)$$

en otras palabras: Entre más acreta el BH menos irradia este ó entre más irradia el BH menos acreta.

A medida que el material cae dentro de la LSO y posteriormente al BH, empieza transferir energía por unidad de masa \tilde{e}_{lso} y momentum por unidad de masa \tilde{l}_{lso} al BH. Al considerar la masa contenida en una región muy cerca a LSO como dM_0 , es posible calcular el cambio de la masa y del momentum angular del BH, de la forma [15]:

$$dM_{bh} = \frac{\tilde{e}_{lso}}{c^2} dM_0, \quad dJ_{bh} = \tilde{l}_{lso} dM_0. \quad (4.7)$$

La ecuación (4.7) se relaciona con la ecuación para el espín del BH total \mathbf{J}_{bh} de la forma:

$$\frac{da}{d \ln M_{bh}} = \frac{1}{M_{bh}} \frac{c^3 \tilde{l}_{lso}}{G \tilde{e}_{lso}} - 2a, \quad (4.8)$$

4. MODELO DE ESPÍN

La integral a esta ecuación es obtenida en [1], dando como resultado:

$$a^f = \frac{1}{3} \hat{r}_{lso}^2 \frac{M_{bh}}{M_{bh}^f} \left[1 - \left\{ 3 \hat{r}_{lso} \left(\frac{M_{bh}}{M_{bh}^f} \right)^2 - 2 \right\}^{1/2} \right], \quad (4.9)$$

cuando $M_{bh}^f/M_{bh} \leq \hat{r}_{lso}^{1/2}$, donde a^f y M_{BH}^f corresponden al parámetro de espín y masa final del BH. Si $M_{bh}^f/M_{bh} > \hat{r}_{lso}^{1/2}$ entonces el espín final siempre es igual a uno. La ecuación (4.9) determina la evolución del parámetro de espín a , durante el tiempo de acreción para un estado inicial de co-rotación ó contra-rotación del disco.

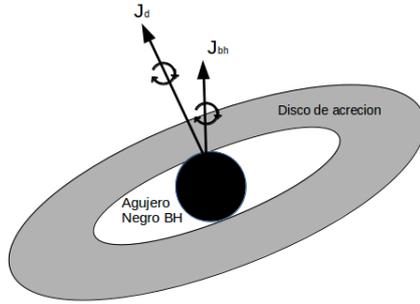


Figura 4.1: Estructura del sistema BH y disco de acreción ambos rotantes y desalineados.

4.2.1.1 Acreción de gas en discos desalineados

Siguiendo lo anteriormente expuesto, se tiene un disco de acreción que orbita alrededor de un BH. Los dos sistemas al estar rotando presentan un momentum angular J_{bh} y J_d . Gracias al análisis y resultados en 4.2.1 es posible asumir que la evolución del espín del BH, depende de la masa acretada por el mismo, ecuación (4.9). El proceso de acreción y la cantidad de masa acumulada trasciende el análisis que se pretende realizar, sin embargo es posible tener un estimativo de estos procesos a partir de lo siguiente: Considerar el caso más general, donde se tiene que el disco de acreción rota en un plano diferente al plano ecuatorial del BH (los espines están desalineados), (ver figura 4.1). Al considerar este sistema se tiene entonces, que el disco de acreción genera un torque entre el disco de acreción y el BH debido al efecto Lense-Thirring (LT), producto de la rotación del BH. El efecto LT puede

ser escrito de la forma:

$$\frac{\partial \mathbf{L}}{\partial t} = \boldsymbol{\Omega}_p \times \mathbf{L}, \quad (4.10)$$

donde \mathbf{L} es el momentum angular por unidad de área del disco y $\boldsymbol{\Omega}_p$ es rata de precesión, definida de la forma:

$$\boldsymbol{\Omega}_p = \frac{2G \mathbf{J}_{bh}}{c^2 R^3}, \quad (4.11)$$

donde R es la distancia al BH [34]. La viscosidad del disco determina la evolución de los espines, entre menos sea la viscosidad del disco, menor su tiempo de alineación, pero si es lo suficientemente alta, las partículas del interior generan otro disco deformado (warp) (ver figura 4.2), que se alinea con el espín del BH. Por tanto, se hace necesario introducir las escalas de tiempo que den información de la dinámica del sistema con alta viscosidad: Se introduce la escala de tiempo de acreción $t_{acc} \equiv R^2/\nu_1(R)$, que cuantifica el tiempo que demora el gas del disco en caer al BH; la escala de tiempo warp $t_{warp} \equiv R^2/\nu_2(R)$, equivale al tiempo de difusión de las perturbaciones verticales, e.i. el warp [9].

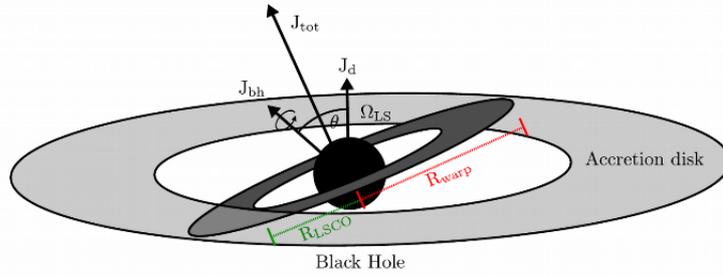


Figura 4.2: Esquema del sistema donde se ha dado una región warp. Se observan los diferentes espines de cada objeto, el radio warp, radio de la LSO. [9]

Sin embargo, el plano ecuatorial del disco warp¹ no mantiene la misma dirección, este precesa al rededor del plano ecuatorial de BH. El tiempo de precesión esta definido como [15]:

$$t_{prec} = \frac{2\pi}{\boldsymbol{\Omega}_p(R)}. \quad (4.12)$$

¹disco interno que es deformado por los torque de marea producto de la alta viscosidad en el disco de acreción.

4. MODELO DE ESPÍN

Las escalas de tiempo permiten indicarnos si el torque producto del efecto LT, puede alinear los espines. La condición necesaria para el alineamiento es $t_{prec} \lesssim t_{warp}$ [29]. A partir de estas, es posible obtener el tamaño del disco deformado R_{warp} , en términos del radio de Schwarzschild R_{Schw} , el cual se puede escribir de la forma [40]:

$$\frac{R_{warp}}{R_{Schw}} = 3,6 \times 10^3 a^{5/8} \left(\frac{M_{bh}}{10^8 M_{\odot}} \right)^{1/8} f^{-1/4} \left(\frac{\nu_2}{\nu_1} \right)^{-5/8} \alpha^{-1/2}, \quad (4.13)$$

donde $f \equiv L/L_{Edd}$ es el radio de Eddington, $L_{Edd} = 4\pi GM_{bh}c/\kappa$ es la luminosidad de Eddington, con $\kappa \sim 0,3[cm^2g^{-1}]$ siendo el scattering por opacidad de los electrones, y $L = \epsilon_r \dot{M}c^2$ es la luminosidad, con \dot{M} la rata de acreción total y α es parámetro de viscosidad Shakura–Sunyaev.

La región warp (región deformada ubicada dentro del disco warp) proporciona bastante información sobre la evolución del BH. De esta región se puede inferir la cantidad de materia acretada por el BH \dot{M}_{bh} . La materia acretada lleva consigo momentum angular el cual también es consumido por el BH [40]. La masa warp se calcula a partir de $M_{warp} = \dot{M}t_{acc}(R_{warp})$, donde el tiempo de acreción en la región warp se calcula de la forma:

$$t_{acc} = \frac{R_{warp}^2}{\nu_1} = 3 \times 10^6 a^{7/8} \left(\frac{M_{bh}}{10^8 M_{\odot}} \right)^{11/8} \times f^{-3/4} \left(\frac{\nu_2}{\nu_1} \right)^{-7/8} \alpha^{-3/2} \text{ yr.} \quad (4.14)$$

La relación entre las viscosidades ν_1 y ν_2 determina el tipo de proceso, acreción ó alineación del warp. Para un disco delgado se debe cumplir que $H/\alpha < a \ll 1$. En este trabajo se considera la relación $\nu_2/\nu_1 = 2(1 + 7\alpha)/(\alpha^2(4 + a^2))$ [31], la cual cumple la condición $\nu_2/\nu_1 \approx 1/\alpha^2$ [33]. Bajo la relación asumida se obtiene que $t_{warp} < t_{acc}$, lo cual implica que el disco de la región warp se alinea con el plano ecuatorial del BH en una escala de tiempo menor que la escala de tiempo de acreción de masa. Anteriormente se había dicho que calcular la masa acretada por el BH no era trivial, sin embargo es posible suponer que la masa warp equivale a la masa acretada en un único episodio M_d , al usar la ecuación (4.15) [9] se puede determinar la masa final del BH, necesaria para calcular la evolución del espín del BH (4.9)

$$M_d = \frac{M_{bh}^f - M_{bh}}{1 - \epsilon_r}. \quad (4.15)$$

4.2.1.2 Alineamiento o anti-alineamiento del espín

Los procesos que ocurren con respecto a la acreción de gas (sec 4.2.1) determinan la evolución del espín del sistema en general \mathbf{J}_{tot} . Recordando lo mencionado en la parte inicial de esta sección, se puede decir que el parámetro de espín a también juega un papel importante en el proceso de alineamiento, proporcionando la dirección de rotación del sistema disco-BH. [21] propone que para máxima contra-rotación¹ $a = -1$, con radio de órbita estable $r_{lso} = 9$, y para máxima co-rotación² $a = 1$ con $r_{lso} = 1$ (ver figura 4.3). Al usar la ecuación (4.6) se obtiene que la eficiencia radiativa ϵ_r depende inversamente de r_{lso} (ver figura 4.4), entonces si r_{lso} crece, la eficiencia ϵ_r disminuye. Como ya se había expuesto, ϵ_r indica cuanta materia es expulsada en forma de energía, entonces conforme ϵ_r crece, menos aporta al momentum angular y al proceso de acreción del sistema. Por lo tanto al ser el sistema contra-rotante el que experimenta una eficiencia radiativa menor, producto del gran tamaño de la órbita r_{lso} (ver figura 4.4), es el proceso que más aporta al momentum angular y por ende a la evolución del espín.

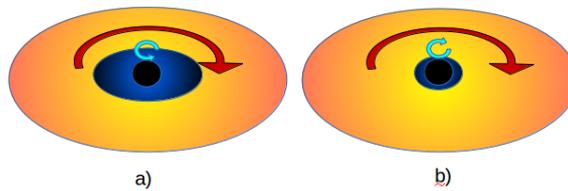


Figura 4.3: Comparación entre un sistema que co-rotante (b) y contra-rotante (a). Se observa que cuando es contra-rotante ($a \rightarrow -1$) el radio $r_{lso} \rightarrow 9$, y de forma contraria si es co-rotante ($a \rightarrow 1$) el radio $r_{lso} \rightarrow 1$.

¹El BH rota en dirección contraria al disco

²El BH rota en la misma dirección del disco

4. MODELO DE ESPÍN

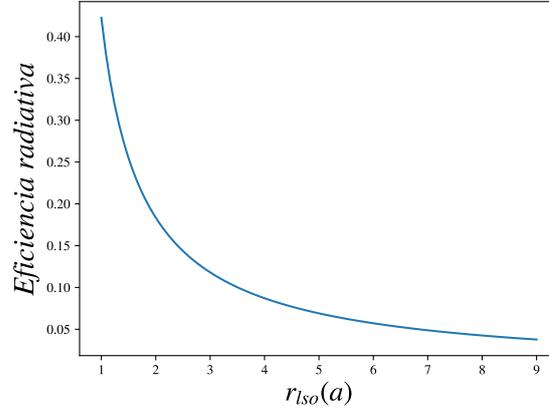


Figura 4.4: Dependencia entre el radio de última órbita estable r_r con la eficiencia radiativa ϵ_{lso} , se observa que cuando r_{lso} es mínimo la eficiencia es máxima, que corresponde a la máxima co-rotación $a = 1$, indicando que gran parte del material se pierde y no contribuye al espín del sistema. Al observar el otro caso, pasa todo lo contrario, siendo el sistema contra-rotante $a = -1$ el que mejor contribuye a la evolución del espín.

Definiendo el espín del sistema de la forma:

$$\mathbf{J}_{tot} = \mathbf{J}_{bh} + \mathbf{J}_d \quad (4.16)$$

donde \mathbf{J}_d es el momentum angular o espín de la región warp, se define el ángulo de desalineación θ como el ángulo entre espines \mathbf{J}_{bh} y \mathbf{J}_d , el cual se obtiene del producto escalar entre los dos espines ($\mathbf{J}_{bh} \cdot \mathbf{J}_d$), el cual está acotado entre $-1 \leq \cos \theta \leq 1$, donde si $\cos \theta \rightarrow -1$ indica un anti-alineamiento, y si $\cos \theta \rightarrow 1$ indica un alineamiento [21]. Al considerar la derivada temporal del producto escalar de \mathbf{J}_{bh} se obtiene lo siguiente [21]:

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{J}_{bh} \cdot \mathbf{J}_{bh}) = \frac{d}{dt}(J_{bh}^2) = 0 \Rightarrow J_{bh} = cte. \quad (4.17)$$

Esta ecuación indica que \mathbf{J}_{bh} se mueve sobre una esfera. Bajo la suposición anterior es posible concluir que el espín del BH se termina alineando con el espín total.

$$\frac{d}{dt}(\cos \theta_{bh}) \geq 0, \quad (4.18)$$

donde θ_{bh} es el ángulo entre \mathbf{J}_{bh} y \mathbf{J}_{tot} , entonces θ_{bh} debe estar definido entre $(0, \pi/2)$ para que se cumpla la condición de la derivada. Esta condición implica que siempre habrá un alineamiento, a medida que θ_{bh} disminuye en el tiempo, el $\cos \theta_{bh}$ aumenta, hasta llegar a su valor máximo ($\cos(0) = 1$) que indica un alineamiento perfecto, total.

Al saber eventualmente que el momentum angular total y el espín del BH se alinearan, proporciona gran información de la evolución del espín, sin embargo es necesario conocer si el espín del disco se terminará alineando o anti-alineando, para ello, miremos los criterios que dan cabida a ello. Partiendo de la magnitud del momentum angular total

$$J_{tot}^2 = J_{bh}^2 + J_d^2 - 2J_{bh}J_d \cos(\pi - \theta) \quad (4.19)$$

El anti-alineamiento ($\theta \rightarrow \pi$) ocurre si y solo si $\mathbf{J}_{bh}^2 > \mathbf{J}_{tot}^2$, que equivale a [21]:

$$\cos \theta < -\frac{\mathbf{J}_d}{2\mathbf{J}_{bh}}. \quad (4.20)$$

Por lo tanto, gracias a este criterio es posible indicar si el sistema BH-disco está alineado/anti-alineado: si $\theta > \pi/2$ y $2\mathbf{J}_{bh} > \mathbf{J}_d$ el BH está anti-alineado, si $2\mathbf{J}_{bh} < \mathbf{J}_d$ hay alineamiento, el cual siempre ocurre cuando el momentum angular del disco sobrepasa al del BH [21].

La magnitud del momentum angular del disco está dado por [9]:

$$J_d = \int_{warp} \Sigma_d \Omega_k(R) R^2 dS \approx M_d (GM_{bh} R_{warp})^{1/2}, \quad (4.21)$$

donde Σ es la densidad superficial del disco, Ω_k es la frecuencia de Kepler y la integral va sobre todo la superficie de la región warp. Se ha asumido que todo el gas que va cayendo al BH esta circulando sobre todo el disco, entonces el momentum angular debería distribuirse sobre toda la región warp. Este argumento permite encontrar una relación entre el momentum angular del disco y el BH [21].

$$\frac{J_d}{2J_{bh}} \approx \frac{M_d}{aM_{bh}} \left(\frac{R_{warp}}{R_{Schw}} \right)^{1/2} \quad (4.22)$$

Este criterio posibilita evaluar cada episodio de acreción, con lo cual se puede conocer si hay alineamiento o anti-alineamiento antes de que se acrete el disco [9].

4. MODELO DE ESPÍN

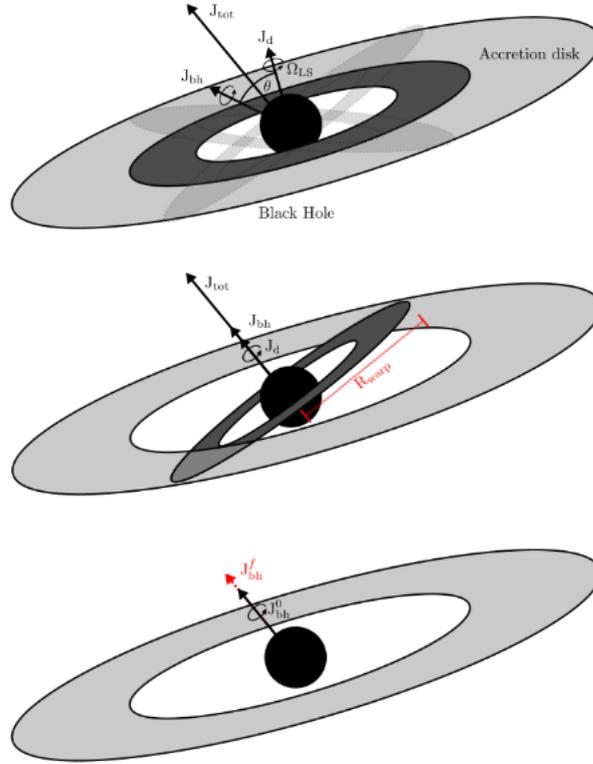


Figura 4.5: Proceso evolutivo de los espines del sistema. En la figura superior, se tiene el caso inicial donde se formó la región warp, la cual está precesando. La figura del medio presenta el momento en que la región warp se estabiliza, alineando su espín con el espín del BH. La figura inferior muestra el momento final, donde todo los espines se alinean y la masa del disco interno ha sido acreetada [9].

4.2.1.3 Discos auto-gravitantes

Cuando se llega al caso en el cual la tasa de acreción del sistema es muy alta se genera un disco de acreción aun más grande, los efectos de auto-gravedad no son despreciables [9]. En las regiones más externas del disco de acreción se empieza a formar una zona donde la gravedad es comparable o mayor al potencial gravitacional generado por el BH, permitiendo el colapso de pequeñas parcelas de gas (figura 4.6). Esta región externa comienza a formar estrellas muy masivas que evolucionan rápidamente, que al explotar como súper novas generan vientos violentos que perturban el sistema, en especial que afectan la dinámica del disco interior de forma caótica.

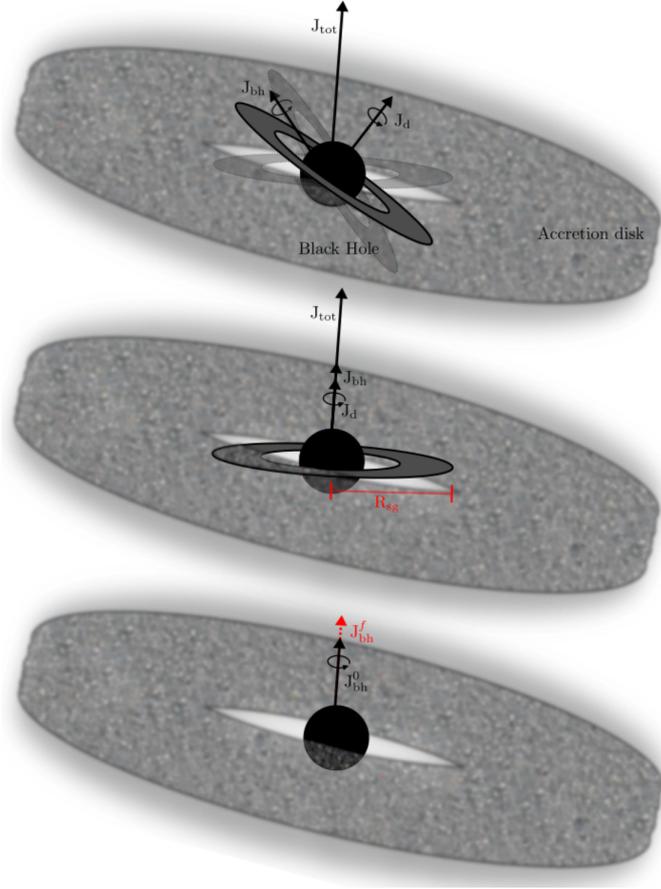


Figura 4.6: Modelo de evolución de espín considerando un sistema auto-gravitante, en la parte exterior a la región warp se forma una distribución de gas, la cual es gobernada por una dinámica auto-gravitante [9].

Para entender este suceso se hace uso del criterio de estabilidad de Toomre, el cual compara el soporte rotacional del disco contra su propia gravedad [9]:

$$Q \equiv \frac{c_s \Omega_k}{\pi G \Sigma_d}, \quad (4.23)$$

donde c_s es la velocidad del sonido en el gas. En el caso en que $Q \leq 1$ el disco es inestable, esto conduce a la definición un radio de auto-gravedad R_{sg} , el cual debe cumplir que $Q(R_{sg}) = 1$. El radio de auto-gravedad es determinado por [15]:

$$\frac{R_{sg}}{R_{Schw}} = 1,5 \times 10^3 \epsilon^{8/27} \left(\frac{M_{bh}}{10^8 M_\odot} \right)^{-26/27} f^{-8/27} \alpha^{14/27} \quad (4.24)$$

4. MODELO DE ESPÍN

Debido a que Q es un parámetro que decrece monótonamente a medida que crece el radio, la parte exterior al R_{sg} , donde no se cumple el criterio de estabilidad de Toomre, está sujeta a fragmentación, mientras que en la parte interior que sí se cumple la condición se genera un disco estable. Solo el material que se encuentra dentro del radio de warp puede transferir momentum angular de forma eficiente, es por eso que solo se incluye los efectos de auto-gravedad si $R_{sa} \leq R_{warp}$. Si se cumple la relación anterior, se debe obtener la relación de la masa que contribuye al momentum angular del sistema, dada por [15]:

$$M_{sg} = 2,13 \times 10^5 \epsilon^{-5/27} \left(\frac{M_{bh}}{10^8 M_{\odot}} \right)^{23/27} f^{5/27} \alpha^{-2/17} M_{\odot}. \quad (4.25)$$

Ahora con los valores de M_{sg} y R_{sg} que al remplazarlos por M_d y R_{warp} , se puede obtener la evolución del espín del BH en el régimen de auto-gravedad.

4.2.2 Coalescencia de BH's

La otra forma de poder cambiar la dirección y magnitud del espín del BH es a partir de fusiones entre sistemas binarios de BHs (ver figura 4.7). Este fenómeno es común en procesos de formación jerárquicos, en los cuales dos galaxias colisionan, generando un pozo de potencial donde los dos BHs pertenecientes a cada galaxia van a terminar cayendo, y posteriormente fusionándose debido a la fricción dinámica y emisión de ondas gravitacionales. Entonces al fusionarse los dos BHs, la dirección de cada uno se combina, generando un nuevo espín. Una forma de calcular el espín resultante de la fusión, es usando el ajuste analítico de [35]:

$$a = \frac{1}{(1+q)^2} (a_1 + a_2 q^2 + \ell q), \quad (4.26)$$

donde a_1 es el parámetro de espín del BH más masivo, a_2 equivale al parámetro de espín del menos masivo, q es la razón entre las masas $q = M_2/M_1 \leq 1$ y $\ell = \mathbf{l}/(M_1 M_2)$, donde \mathbf{l} es la diferencia entre el momentum angular orbital \mathbf{L} con el momentum angular de las ondas gravitacionales \mathbf{J}_{og} , en un instante antes de la fusión $\mathbf{l} = \mathbf{J} - \mathbf{J}_{og}$.

La norma de ℓ se obtiene de forma analítica [35]:

$$\ell = \frac{s_4}{(1+q^2)^2} (a_1^2 + a_2^2 q^4 + 2\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2 q^2) \quad (4.27)$$

$$+ \frac{s_5 \mu + t_0 + 2}{1+q^2} (a_1 \cos \phi_1 + a_2 q^2 \cos \phi_2) \quad (4.28)$$

$$+ 2\sqrt{3} + t_2 \mu + t_3 \mu^2, \quad (4.29)$$

donde $\phi_1(\phi_2)$ son los ángulos entre $a_1(a_2)$ y $\vec{\ell}$, y $\mu = q/(1+q)^2$. Al igual que [35], se considera que la dirección de $\vec{\ell}$ es paralela a la dirección del momentum angular $\mathbf{L} = \mathbf{L}_1 + \mathbf{L}_2$ antes de la fusión, el cual es un vector medido en la simulación. Para tener el valor de \mathbf{L} es necesario calcular el centro de masa del sistema binario \mathbf{r}_{com} , con esta posición se evalúa el momentum angular de los dos BHs relativo al centro de masa. Se tiene además los valores de los coeficientes: $s_4 = -0,129$, $s_5 = -0,384$, $t_0 = -2,686$, $t_2 = -3,454$ y $t_3 = 2,353$ [35].

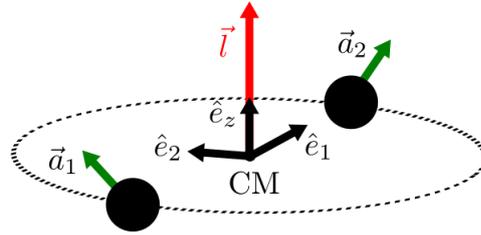


Figura 4.7: Sistema binario de BHs, donde cada uno tiene un espín característico y la contribución de cada uno conlleva a un momentum angular del sistema $\vec{\ell}$ [9].

"Supuestamente el cerebro humano es algo parecido a una libreta que se adquiere en la papelería: muy poco mecanismo y muchas hojas en blanco"

Alan Turing

Capítulo

5

Algoritmo y modelación

En la búsqueda de poder conocer sobre el alineamiento de los SMBH en AGNs con su entorno, se hace necesario el uso de modelos computacionales que sean capaces de reproducir los fenómenos físicos que ocurren en el Universo a gran escala y en los AGNs. Para nuestro propósito se hace uso de una serie de simulaciones cosmológicas auto-consistentes, que son capaces de simular la evolución de los espines de los SMBHs, su tasa de acreción y el feedback producido, entre otras propiedades de las galaxias. Las simulaciones se realizaron usando el código Magneto-hidrodinámico para N-cuerpos AREPO [38], que hace uso de mallas¹ adaptativas, haciendo seguimiento a las propiedades del gas. Sin embargo, también se hace uso de otros métodos computacionales que permiten conocer cómo se distribuye la materia en el universo y mejor aun, permiten hacer una clasificación y estructuración. El método usado para la clasificación de estructuras en el universo es el T-Web [18], capaz de clasificar las regiones del Universo usando un modelo de sistemas dinámicos. Para el modelo de detección de sub estructuras se hace uso del código Arepo, que emplea el método de subfind [37], este permite localizar zonas

¹Las mallas hace referencia a una discretización del espacio, que da como resultado una cuadrícula.

5. ALGORITMO Y MODELACIÓN

de sobre densidad, identificando la presencia de halos de materia oscura, grupos y cúmulos de galaxias.

5.1 Código Arepo

En la astrofísica se hace necesario poder contrastar los modelos teóricos con las observaciones. Por eso se emplea los modelos computacionales que parten de modelos teóricos y buscan poder reproducir los resultados observacionales. En búsqueda de poder reproducir los procesos que ocurren en el universo, se considera la dinámica de fluidos, y con ello los modelos hidrodinámicos. Los modelos más sobresalientes en este ámbito son: hidrodinámica de la partícula suavizada (SPH) [28] e hidrodinámica Euleriana basada en mallas [39] con refinamiento adaptativo de las mallas (AMR). A pesar de ser los modelos más usados en la hidrodinámica presentan una serie de falencias:

- SPH ofrecen precisión de bajo orden para el tratamiento de discontinuidades de contacto, y en algunos casos suprime inestabilidades de los fluidos.
- Mallas Eulerianas no producen invariantes galileanos, implicando que los resultados son sensibles a grandes cambios en velocidades del fluido.

Arepo toma lo mejor de cada método hidrodinámico y mejora sus falencias. En general el código *Arepo* introduce una nueva forma de modelación hidrodinámica continua de mallas dinámicas [38]:

La precisión del código viene determinada mayormente por su forma de diseñar las mallas (grid). Se define la malla bajo la teselación de Voronoi de un conjunto de puntos que se distribuyen espacialmente.

El método de Voronoi es el método de interpolación más simple, que se basa en la distancia euclídea. Permite crear celdas de tal forma que la región encerrada por esta es lo más cerca posible a sus celdas vecinas. Los polígonos se diseñan al unir los puntos entre sí, trazando luego una mediatriz entre los segmentos de unión. La intersección de las mediatrices dan como resultado los polígonos y por lo tanto la malla (ver figura 5.1). Cada celda en la malla lleva consigo variables de fluido que se conservan (masa, momentum y energía total).

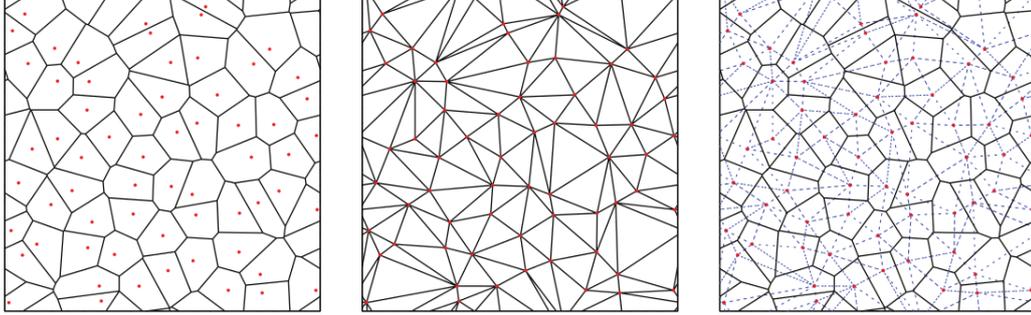


Figura 5.1: Representación gráfica de la teselación de Voronoi y Delaunay. En esta gráfica se puede ver la doble topología del digrama de Voronoi, pues es equivalente topológicamente a la teselación de Delaunay. El panel al lado izquierda representa la teselación de Voronoi, el panel del centro a la teselación de Delaunay y el panel del lado derecho es la superposición de las dos teselaciones (línea punteada es teselación Delaunay y línea continua teselación de Voronoi).

La importancia de usar el método de Voronoi en simulaciones es que permite que los puntos en la malla se muevan con el fluido a la velocidad del fluido, esto garantiza que a medida que transcurren los pasos numéricos se actualice la información del fluido en la celda. Este método posibilita solucionar el problema de no invariabilidad galileana que emergía del método de la malla de Euler. Al solucionar esto se impide la alta sensibilidad en el cambio de las velocidades, haciendo que la dinámica del sistema sea consistente, y por ende se obtengan valores no sesgados para el espín de los BHs y su disco de acreción.

Este método permite que en las regiones donde hay una mayor sobre densidad de materia, se genere una mayor cantidad de celdas, proporcionando una modelación más precisa. Dando como resultado una mejor respuesta a la dinámica del fluido. El objetivo principal de la simulación es poder solucionar las ecuaciones del fluido de manera muy precisa, para ello hace uso de las ecuaciones de Euler, que son leyes de la conservación de la masa, energía y momentum, que toma la forma de un sistema de ecuaciones diferenciales parciales hiperbólicas. [38] reescribe de forma compacta las ecuaciones de conservación del fluido de la siguiente forma:

Se introduce el vector de estado

$$\vec{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \vec{v} \\ \rho e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \vec{v} \\ \rho u + \frac{1}{2} \rho \vec{v}^2 \end{pmatrix}, \quad (5.1)$$

5. ALGORITMO Y MODELACIÓN

donde ρ es la densidad del fluido, \vec{v} es el campo de velocidad y $e = u + \vec{v}^2/2$ es la energía por unidad de masa. el parámetro u indica la energía térmica por unidad de masa. Las cantidades del fluido son dependientes del espacio y del tiempo $\vec{U}(\vec{x}, t)$, se define además la función de flujo

$$\vec{F}(\vec{U}) = \begin{pmatrix} \rho\vec{v} \\ \rho\vec{v}\vec{v}^T + P \\ (\rho e + P)\vec{v} \end{pmatrix}, \quad (5.2)$$

donde P es la presión del fluido. Por tanto la ecuación de Euler se puede escribir de forma compacta como

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{F}. \quad (5.3)$$

En el código *Arepo* se considera una discretización del fluido cómo un conjunto de volúmenes finitos, donde cada celda se identifica bajo el uso de un contador " i ". Cada celda contiene la información de la masa m_i , momentum p_i y la energía E_i .

$$\mathbf{Q}_i = \begin{pmatrix} m_i \\ p_i \\ E_i \end{pmatrix} = \int_{V_i} \vec{U} d\vec{V}. \quad (5.4)$$

Usando la ecuación de Euler, es posible calcular la razón de cambio de \mathbf{Q}_i en el tiempo, al usar el teorema de Gauss

$$\frac{d\mathbf{Q}_i}{dt} = - \int_{\partial V_i} [\vec{F}(\vec{U}) - \vec{U}\vec{w}^T] d\vec{n}, \quad (5.5)$$

donde \vec{w} es la velocidad de cada partícula y \vec{n} es el vector normal a la superficie.

El esquema presentado por [38] indica cuales son los pasos (algoritmia) que sigue el código. Parte del vector de estado del fluido para cada celda \mathbf{Q}_i y al hacerlo evolucionar es capaz de dar los resultados de no invarianza galileana y buena resolución.

5.2 Caracterización del entorno

Al recordar lo mencionado en la sección (2.3), es posible decir que las simulaciones computacionales, son capaces de reproducir la estructura del Universo, donde

estructura hace referencia a una organización u ordenamiento de la materia, a causa del potencial gravitacional. Las sobre densidades en el Universo permiten encontrar y caracterizar los diferentes tipos de estructuras.

5.2.1 Método T-Web

Al considerar el método propuesto por [18] es posible argumentar lo siguiente: Asumiendo la teoría concerniente a los sistemas dinámicos, se realiza un análisis de estabilidad local para orbitas de prueba en cada celda que resulta de la discretización del volumen de la simulación, y alrededor de halos de materia oscura. Donde cada una de las partículas de prueba se mueven por acción de un potencial gravitacional ϕ .

La ecuación de movimiento que describe la trayectoria de la partícula en coordenadas comóviles está dada por

$$\ddot{x} = -\nabla\phi. \quad (5.6)$$

Al asumir que el potencial gravitacional ϕ está actuando en el centro de masa (\bar{x}_i) produciendo un máximo local, da como resultado lo siguiente:

$$\nabla\phi(\bar{x}_i) = 0. \quad (5.7)$$

Con esto es posible linealizar la ecuación de movimiento en los puntos donde es máximo (\bar{x}_i)

$$\ddot{x}_i = -T_{ij}(\bar{\mathbf{x}}_k)(x_j - \bar{x}_{k,j}), \quad (5.8)$$

donde T_{ij} es el tensor de marea dado por el Hessiano del potencial gravitacional

$$T_{ij} = \frac{\partial^2\phi}{\partial r_i \partial r_j}. \quad (5.9)$$

Este tensor de marea puede ser representado por una matriz real simétrica 3x3, con autovalores $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$ y autovectores $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$. Los autovalores son de gran importancia a la hora de clasificar el entorno cosmológico, estos son los indicadores de la estabilidad de la orbita de las partículas de prueba, que se mueven en la dirección del autovector [32], [18].

5. ALGORITMO Y MODELACIÓN

Para la clasificación de estructuras se usó el código de T-web realizado por Jaime Forero, el cual se encuentra de forma libre en <https://github.com/astroandes/TV-Web>.

Al usar la teoría de [42], que se estudió en la sección (2.3.2.1), es posible definir una clasificación a partir de los autovalores en cada región del espacio:

i) Vacíos (voids): Región del espacio donde los tres autovalores λ son negativos (órbita estable), indicando una divergencia o expansión en esa región.

ii) Hoja (sheet): Región donde hay un autovalor positivo $\lambda_1 > 0$ y dos negativos $\lambda_2 \leq \lambda_3 < 0$, esto indica un colapso en una dirección del espacio mientras que en las otras dos hay una expansión.

iii) Filamentos (filament): Región del espacio donde solo hay un autovalor negativo $\lambda_3 \leq 0$, indicando que hay un colapso en dos direcciones y expansión en una.

iv) Nudo (knot, cluster): Región donde los tres autovalores son positivos, dando como resultado un colapso en las tres direcciones, formando una región de convergencia.

En la figura (5.2), es posible observar los cuatro casos donde se representan los tipos de estructuras dependiendo del autovalor.

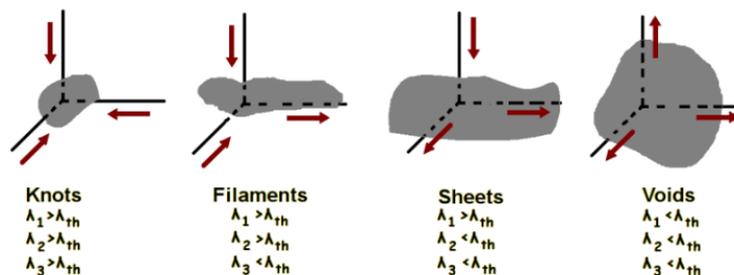


Figura 5.2: El valor de los autovalores permiten clasificar el tipo de estructura en la cual se encuentran [10].

5.2 Caracterización del entorno

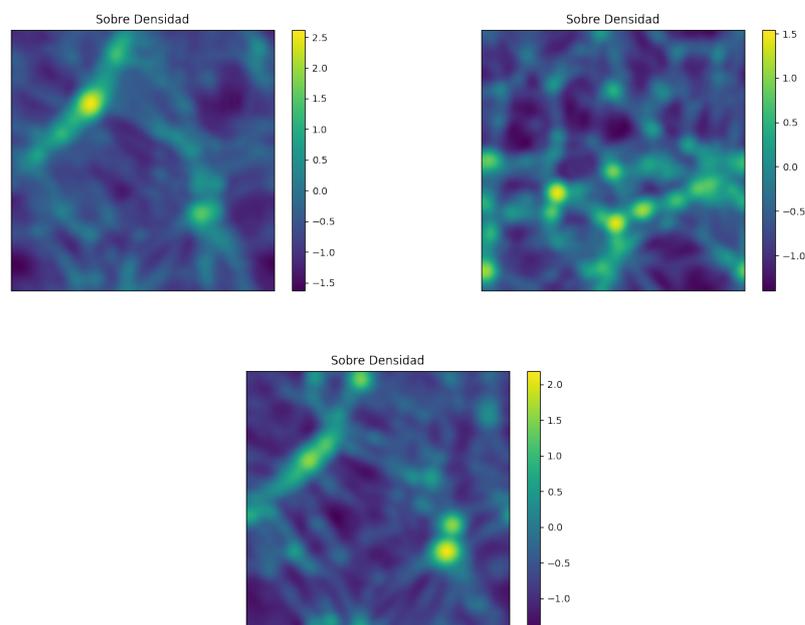


Figura 5.3: *Distribución del campo de sobre densidad, resultado del modelo T-Web, las figuras son cortes en el eje z a diferentes alturas. La figura superior izquierda representa un corte inferior, la superior derecha un corte medio y la inferior da cuenta del corte superior.*

Lo destacable de este método es su análisis meramente dinámico, lo cual le da más importancia que los métodos que usan principios meramente geométricos, permitiendo identificar zonas de igual densidad pero con propiedades dinámicas de estabilidad diferente. La desventaja de este procedimiento es su dependencia de los máximos locales (hablando del campo de densidad). Ya que estos máximos solo son posibles al interior de los halos de materia oscura, implica un problema en la resolución y precisión en el método, ya que no se analiza todas las regiones del espacio. Para dar solución a este problema se aplica un suavizado gaussiano a los máximo encontrados.

El código que se esta implementando para la clasificación del entorno, hace uso del valor "límite" λ_{th} para la clasificación [8], pasando de ser $\lambda_{th} = 0$ a $\lambda_{th} = 0,265$. Se hace uso de este valor límite, porque es capaz de trazar de muy buena forma la red cósmica.

5.3 Método de detección de subestructuras

Una vez se obtiene la clasificación del entorno a gran escala (red cósmica), es necesario poder conocer cómo se distribuye la materia en el interior de estas estructuras, por esto se hace necesario un criterio para clasificación de sub-estructuras. La continuidad de la distribución de materia en el universo implica un problema a la hora de caracterizar la materia en dichas sub-estructuras. Poder discretizar la distribución de materia en el espacio posibilita hacer uso de modelos computacionales, capaces de identificar las estructuras internas.

5.3.1 Método de FoF

Es uno de los métodos más usados para la detección de estructuras en simulaciones cosmológicas, FoF proviene de las siglas *friend of friend*, debido a la comparación entre vecinos o “amigos”. Es usado en gran medida para la comparación de modelos computacionales de la distribución de materia en el Universo.

El método FoF se basa en encontrar intercepciones entre volúmenes definidos alrededor de partículas (ver figura 5.4). La región de vinculación se define como esferas de radio R_i concéntricas a la partícula, dada por la expresión [10]:

$$R_i = b\ell, \quad (5.10)$$

donde b es el parámetro de vinculación y ℓ es la distancia promedio entre las partículas.

Este método consiste en ubicarse en cada partícula y calcular su región de vinculación, posteriormente calcular la región de vinculación de las partículas vecina o amigas, con esto se determinan las intercepciones y posibilita la identificación de la estructura. Estas estructuras serán caracterizadas por la cantidad y ubicación de las partículas vinculadas.

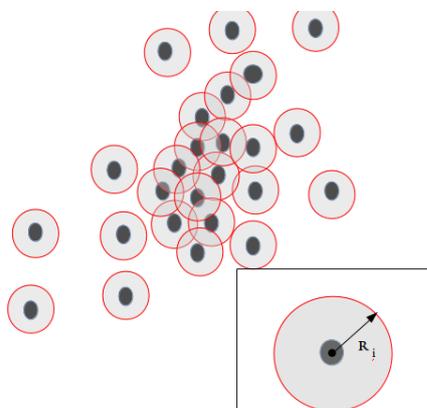


Figura 5.4: Esquema de cómo funciona el método de FoF, consiste en determinar que partículas interactúan entre sí a partir de la intersección de regiones de vinculación.

5.3.2 Algoritmo Subfind

Subfind es un método computacional usado para extraer de forma refinada las subestructuras en simulaciones cosmológicas. Esta herramienta es más precisa que FoF pero presenta un costo computacional mayor, sin embargo el uso de los dos métodos permiten optimizar la clasificación de las estructuras. El primer paso que realiza el método *subfind* es calcular las densidades de las posiciones para todas las partículas en un grupo. Esto se realiza usando SPH, con una escala de suavizado a una distancia del n vecino más cercano, y la densidad es calculada por la interpolación del núcleo sobre sus vecinos. Se considera cualquier región que presente una sobre densidad para ser una candidata a subestructura, e.i. se define una región contenida o encerrada por un contorno de isodensidad que traspasa un punto de silla. Para obtener estas regiones se parte de algún núcleo local de sobre densidad, se desplaza alrededor del núcleo de forma concéntrica evaluando la sobre densidad, a medida que se aleja del centro el umbral global de densidad va disminuyendo, una vez haya un aumento en este umbral se indicando una intersección con otra región de sobre densidad. El lugar donde ocurre la intersección permite definir el contorno de dicha sobre densidad. Es necesario tener en cuenta que los contornos entre dos regiones se unen en un punto de silla, dando como resultado un cambio en la topología de contorno de la isodensidad.

La importancia de este método es que permite clasificar de forma refinada una

5. ALGORITMO Y MODELACIÓN

gran variedad de subestructura, que dan como resultado una lista de candidatos a subhalos. Para una mejor descripción de este método se recomienda [37].

La mejor forma de optimizar el proceso de determinación de estructuras y subestructuras, es encontrar el máximo de densidad con el método de FoF y a partir de allí usar *subfind* para determinar las sub-estructuras alrededor de este núcleo.

"Bien sé que soy mortal, una criatura de un día. Pero si mi mente observa los serpenteantes caminos de las estrellas, entonces mis pies ya no pisan la Tierra, sino que al lado de Zeus mismo me lleno con ambrosía, el divino manjar."

Ptolomeo.

Capítulo

6

Alineamiento de AGNs con su entorno a gran escala

En esta sección se presentan los resultados obtenidos en la búsqueda de un posible alineamiento entre el espín de los AGNs con el entorno cosmológico al cual pertenecen. Con este fin se hace uso de dos simulaciones cosmológicas (*cosmo01* y *cosmo02*) y el método de clasificación de estructuras T-Web. A continuación se presentan las características de las simulaciones y los resultados obtenidos.

6.1 Características de las simulaciones

Haciendo uso del modelo físico de Illustris TNG AGN + physics model¹, cuyo physics model implementa el modelo de evolución de espín planteado por [9], se realizan dos simulaciones *cosmo01* y *cosmo02*. Estas simulaciones tienen consigo una serie de variables que evolucionan con la simulación, las cuales permiten describir la dinámica de cada galaxia. Entre las variables que nos interesa están: el

¹Simulación cosmológica a gran escala de formación de galaxias <http://www.illustris-project.org>. TNG AGN+ physics model, hace referencia a simulaciones hidrodinámicas que involucran AGNs y toda la física que ello conlleva.

6. ALINEAMIENTO DE AGNS CON SU ENTORNO A GRAN ESCALA

espín del BH, momentum angular del halo, momentum angular del disco de acreción del BH, masa del BH, masa del halo, masa de la galaxia, masa estelar que contiene el halo y la rata de acreción de materia en el disco de acreción y del BH. Estas simulaciones se corrieron en una caja cosmológica con un tamaño de 25Mpc/h, con 2×512^3 partículas (entre materia oscura y gas) ofreciendo una resolución de $m_{DM} = 12,4 \times 10^6 M_{\odot}$, $m_g = 17,7 \times 10^5 M_{\odot}$, donde m_{DM} es la masa por partícula de materia oscura y m_g es la masa por partícula de gas en la simulación. En las simulaciones se tiene alrededor de 1200 SMBHs, donde 60 de ellos son más masivos que $10^8 M_{\odot}$ a un redshift $z = 0$.

cosmo01 presenta acreción de gas bajo el régimen caótico y *cosmo02* acreción de gas bajo el régimen coherente. La acreción caótica asume que la distribución de momentum angular del gas acretado, puede estar orientado en una dirección aleatoria (ver la sección 4.2.1.3). La acreción coherente por otra parte es propia del modelo tradicional de alineamiento de espín, la distribución de momentum angular del gas acretado está orientado en la misma dirección (ver sección 4.2.1).

En las simulaciones hay variables que dan información sobre la dinámica entre galaxias, que arrojan criterios suficientes para decidir si lo obtenido está en relación con las observaciones [19]. Conforme a esto, se realiza un análisis a la distribución de masa de los halos, BHs y de masa estelar del halo, y además se busca ver cómo se relaciona *Masa BH - Masa estelar*.

Debido a efectos de resolución en la simulación, no todos los halos hospedan un BH en su interior, fue necesario descartar los halos que no cumplen con esta condición. Esto reduce la cantidad de galaxias a estudiar, sin embargo es suficiente para realizar un análisis adecuado.

6.1.1 Función de distribución de masa

La función de masa es uno de los parámetros de control más contundentes en el análisis de los modelos y simulaciones. Bajo la teoría de formación y evolución de galaxias se tiene que los objetos con baja masa son más abundantes [22], los procesos evolutivos muestran que al inicio se cuentan con un gran número de galaxias poco masivas y a medida que evoluciona el sistema estas galaxias se fusionan

entre si, dando origen a galaxias cada vez más masivas [36]. Con base a esto la distribución de masa de las galaxias (halos, BHs y masa estelar) debe decrecer a medida que se aumentan las masas, i.e., la cantidad de objetos disminuye a medida que aumenta la masa, es menos probable encontrar BHs y galaxias muy masivas.

Al observar las figuras (6.1 y 6.2), es posible concluir que los resultados de la simulación son congruentes con la teoría y con las observaciones. Para desprestigiar los posibles errores producto de la baja resolución en galaxias de baja masa, solo se consideraran sistemas en los cuales la masa estelar sea mayor a $5 \times 10^8 M_{\odot}$. Este criterio hace que la distribución de masa para los halos de cuenta de la relación que existe entre la masa del halo y la masa estelar. A medida que aumenta la masa del halo aumenta la masa estelar del halo.

A parte de la función de distribución de masa, es posible usar otros criterios que dan información de la simulación y de su veracidad.

La teoría sobre la formación de galaxias indica la existencia de una relación lineal entre la masa estelar de una galaxia y la masa del BH huésped [25] i.e., las galaxias que poseen una masa estelar considerable poseen también un BH con una masa considerable. Por tanto las simulaciones debe reproducir este resultado teórico y observacional. Al observar las figuras (6.3), es posible ver que las simulaciones bajo este criterio, reproducen lo esperado.

6.1.2 Distribución de galaxias en el entorno cosmológico

La distribución de las galaxias en el entorno cosmológico son determinantes en el resultado final de este trabajo. Es necesario entonces poder concluir que los resultados obtenidos por las simulaciones reproduzcan las observaciones. Haciendo uso de método de T-Web, se extraen los autovalores λ_i , los autovectores \vec{e}_i y el campo de densidad δ .

Como se explico en la sección (5.2.1), los autovalores son los responsables de clasificar los entornos permitiendo asignar las galaxias en un entorno específico.

Al observar la distribución de BHs en las simulaciones, se observa que gran parte de los BHs se ubican en clusters o filamentos. Este resultado puede ser contrastado con los valores de los autovalores λ_i , ver figura (6.4), de lo cual se puede decir lo siguiente: $\lambda_1 \geq 0$, $\lambda_2 \geq 0$ y λ_3 esta acotado entre $-10 \leq \lambda_3 \leq 10$,

6. ALINEAMIENTO DE AGNS CON SU ENTORNO A GRAN ESCALA

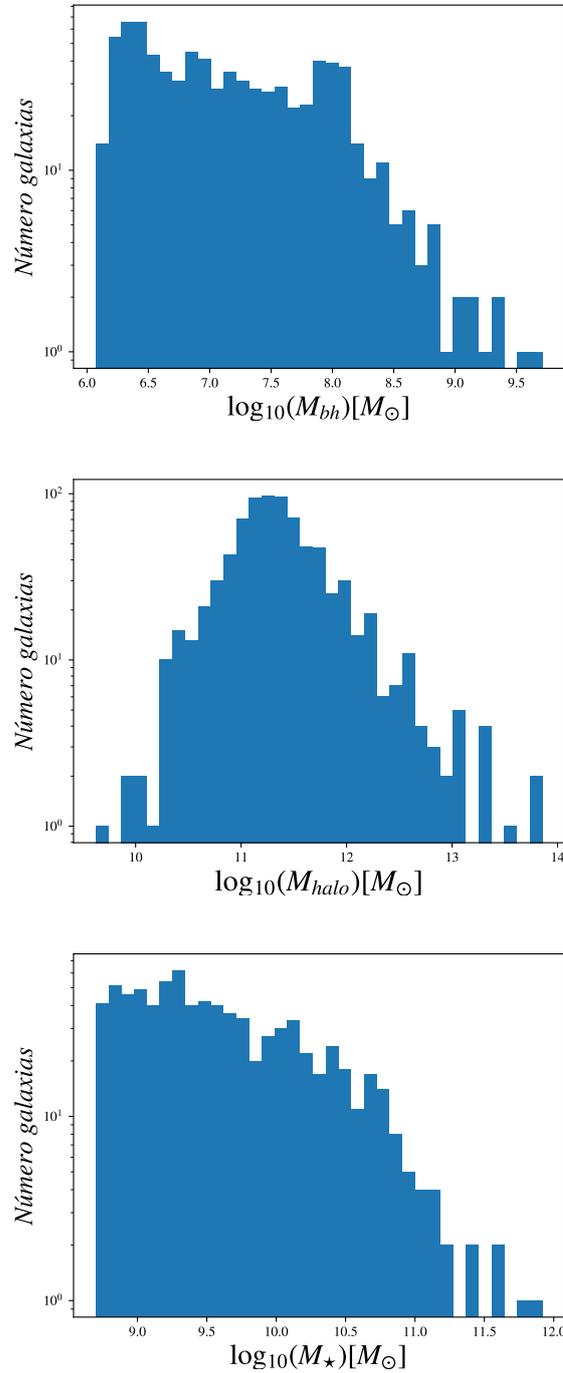


Figura 6.1: Funciones de distribución de masa para agujeros negros, halos y masa estelar, esta información da cuenta del número de objetos con una masa determinada, esto se realizó para cosmo01.

6.1 Características de las simulaciones

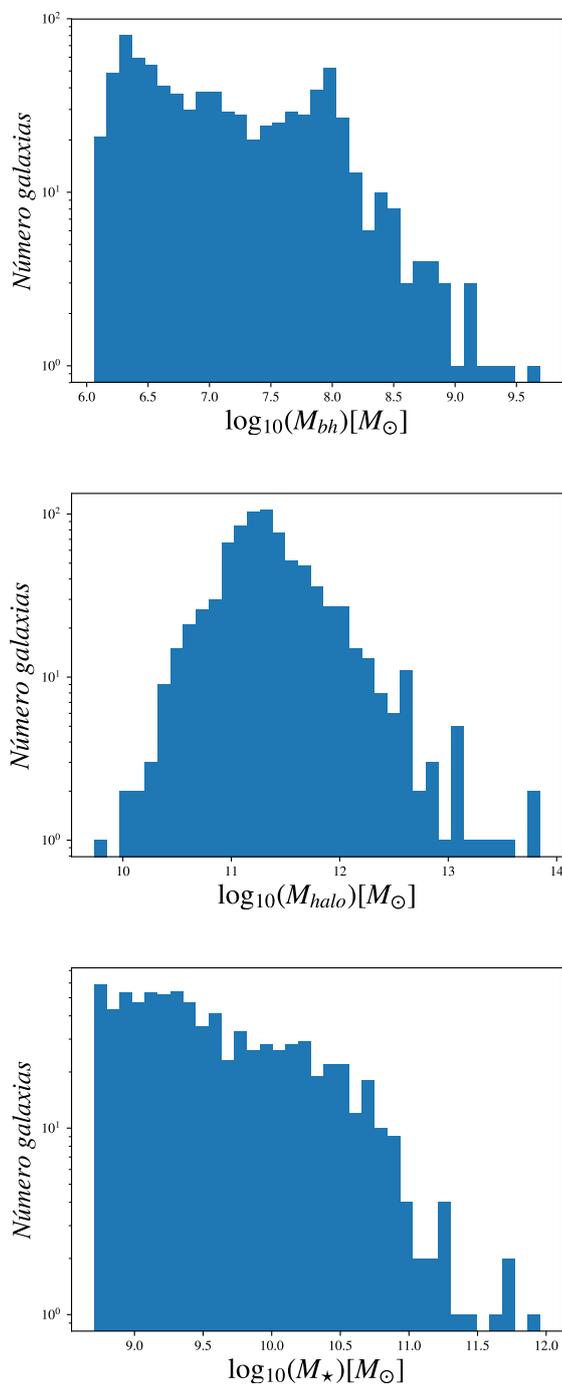


Figura 6.2: Funciones de distribución de masa para agujeros negros, halos y masa estelar; esta información da cuenta del número de objetos con una masa determinada, esto se realizó para cosmo02.

6. ALINEAMIENTO DE AGNS CON SU ENTORNO A GRAN ESCALA

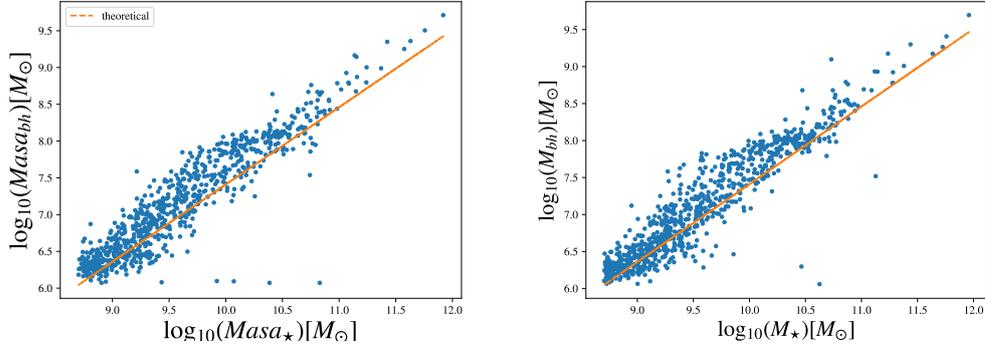


Figura 6.3: Relación Masa BH y Masa estelar, según los resultados observacionales hay una dependencia lineal entre la masa del BH y la masa estelar para cada galaxia. La imagen de la derecha pertenece a cosmo01 y el de la izquierda a cosmo02. La línea naranja es la teórica [26], con la cual se puede asegurar que la simulación es consistente con lo observacional.

mayormente con valores positivos, indicando que gran parte de las galaxias de las simulaciones se encuentran en clusters o filamentos.

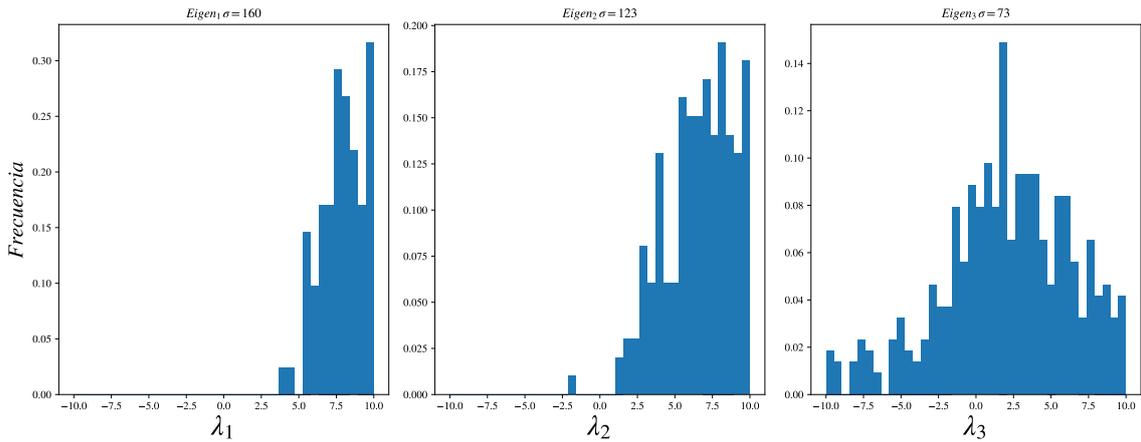


Figura 6.4: Histograma de los autovalores λ_i , que proporcionan información acerca de la clasificación y dinámica de la simulación a gran escala. Estos autovalores son obtenidos del método de T-Web, calculando la diagonal de la matriz Hessiana.

6.2 Alineamiento

En esta sección se presentan los resultados que permitan concluir si existe alguna relación entre la orientación del espín del BH y su entorno. Se mostrarán los resultados logrados con diferentes variables (momentum angular de BHs, discos de acreción, halos y entorno), encaminados a comparar los resultados y poder dar respuesta a la pregunta central de este proyecto.

Recordando la estructura de las galaxias, en la cual se afirma que todas cuentan con un halo y en su interior presentan un BH [36]. Se consideran entonces diferentes variables que permitan conocer los procesos que ocurren en cada galaxia: Para los halos se estudiarán la masa estelar contenida en el halo, posición y momentum angular; para los AGN se estudiarán el SMBH y el disco de acreción del SMBH, del SMBH se extrae la masa, espín y posición; del disco de acreción el momentum angular. Estas variables fueron calculadas usando la teoría de evolución de espín (ver capítulo 4) y usando el modelo de simulaciones hidrodinámicas (ver capítulo 5) que reproduce la evolución y formación de galaxias.

Para estudiar la alineación se utiliza como variable el $\cos(\theta)$, el cual está acotado entre -1 y 1 (ver sección 4.2.1.2). Partiendo de esto se argumenta que hay alineamiento si y solo si $\cos(\theta) \rightarrow 1$, anti-alineamiento si $\cos(\theta) \rightarrow -1$, ortogonalidad si $\cos(\theta) \rightarrow 0$ y si $\cos(\theta) \rightarrow \pm 0,5$ es completamente aleatorio.

A continuación procedemos a presentar una serie de resultados que permitirán responder la pregunta central de esta tesis. Identifiquemos cómo se comporta $\cos \theta$ en la simulación, para esto se determinará la distribución de ángulos de alineamientos (ver figura 6.5).

Valiéndonos de los resultados obtenidos de las simulaciones y la teoría de evolución de espín, se considera que la simulación que da cuenta de los sucesos de una forma física más general y coherente es la simulación con acreción caótica. Por lo tanto a partir de acá los resultados reportados serán los obtenidos con *cosmo01*.

Los valores que se obtengan de θ son de gran importancia, ya que éstos son los responsables de indicar si hay o no alineamiento. Por tanto observemos que ocurre con la distribución de $\cos \theta$ para diferentes autovalores λ_i .

6. ALINEAMIENTO DE AGNS CON SU ENTORNO A GRAN ESCALA

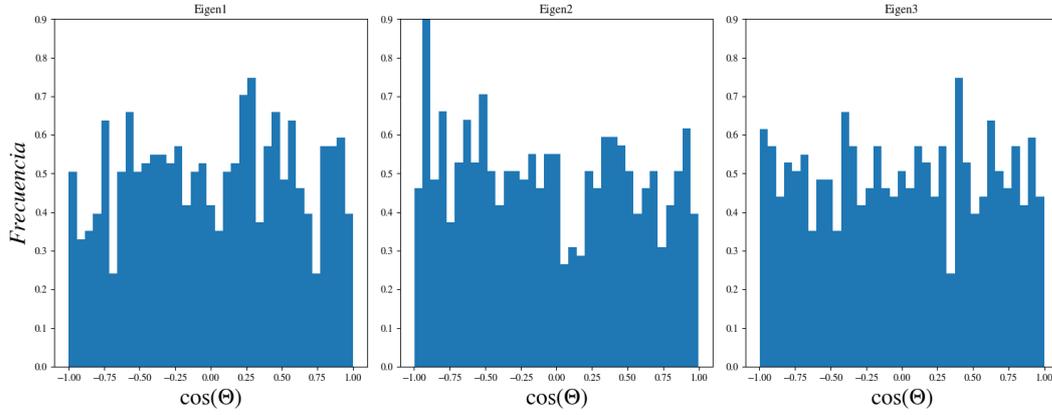


Figura 6.5: Distribución de $\cos\theta$ para cada BH en la simulación de cosmo01. Se observa una gran aleatoriedad debida que no se cuenta con un gran número de datos y porque se está considerando BHs alineados y no alineados.

Al observar la figura (6.5) se evidencia una gran aleatoriedad en la distribución de $\cos\theta$, la razón de ello es que la distribución considera tanto BHs alineados como no alineados. Además se evidencia que para los tres autovalores ocurre lo mismo, una gran aleatoriedad. Para deshacernos de este problema es necesario estudiar el comportamiento de los BHs en regiones específicas de la simulación.

Ahora en búsqueda de encontrar una relación más directa para el alineamiento se estudiarán entornos particulares, y ver si existe alguna relación entre el parámetro de alineamiento $\cos\theta$ y las variables relacionadas con el entorno, como lo son la masa del BH, la masa estelar del halo, masa del halo y autovectores, en especial λ_3 . La teoría de formación de galaxias y estructuras muestra que en regiones de sobre densidad (clusters o filamentos) las galaxias presentan una mayor cantidad de masa con respecto a las galaxias que se encuentran en regiones de baja densidad [43], lo cual se puede traducir en una relación directa entre el entorno y la masa de los BHs. Es entonces la masa el criterio usado para encontrar el posible alineamiento.

La figura (6.6) da cuenta de la discretización que se pretende hacer para reconocer la variable que permita analizar más en detalle el alineamiento de los BHs con su entorno, siendo la masa la variable que mejor relaciona tal alineamiento, en especial las masas de los BHs. Se estiman tres rangos de masas de BHs para la discretización: Rango 1 equivale a masas de BHs entre $(10^6 - 10^7)M_\odot$, Rango 2 masas entre $(10^7 - 10^8)M_\odot$ y Rango 3 masas entre $(10^8 - 10^{10})M_\odot$.

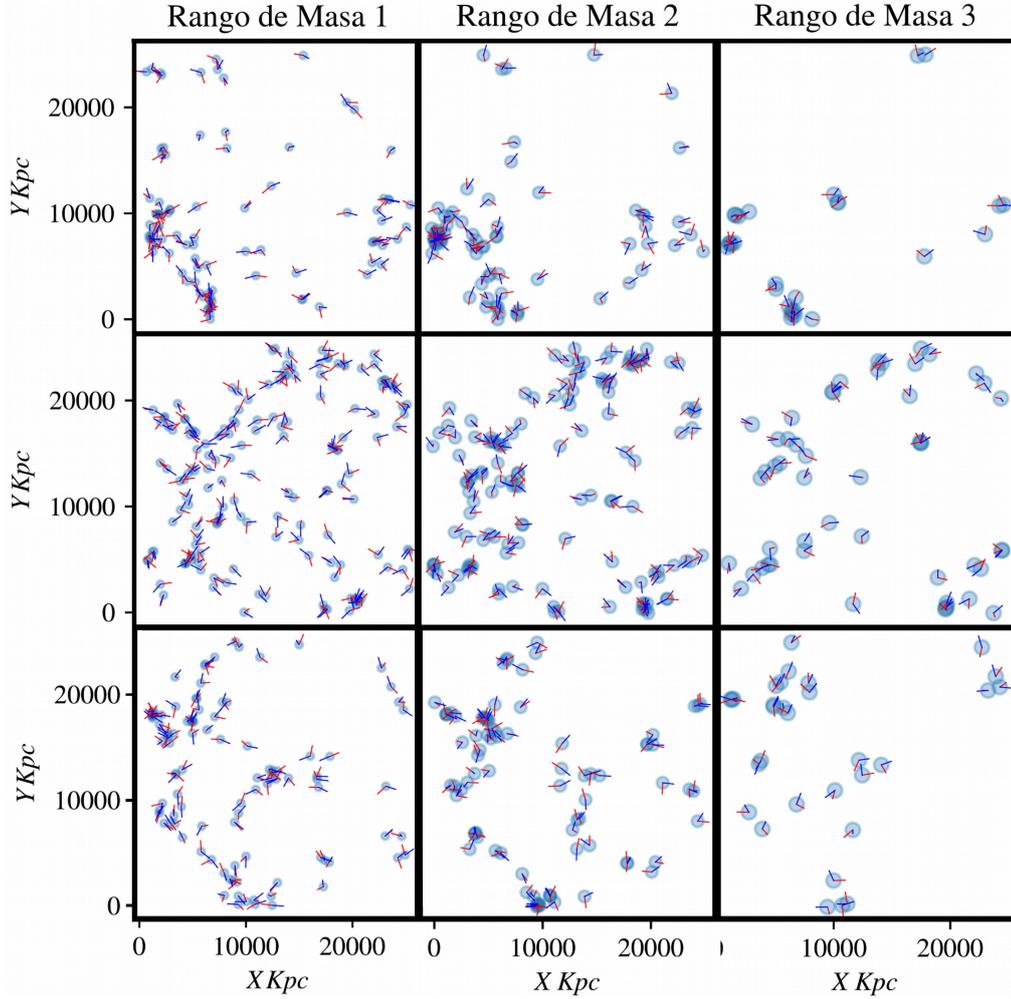


Figura 6.6: Representación de la correlación entre el autovector tres \tilde{e}_3 (Azul) y el espín del BH \mathbf{J}_{bh} (Rojo). En esta figura se proyectan los vectores en el plano x, y . La figura presenta tres columnas, cada una de ellas relaciona un rango de masas, Rango 1 equivale a masas de BHs entre $(10^6 - 10^7)M_\odot$, Rango 2 masas entre $(10^7 - 10^8)M_\odot$ y Rango 3 masas entre $(10^8 - 10^{10})M_\odot$. Cada columna de rango consta de tres figuras, donde cada celda representan tres cortes en la caja de la simulación, cortes hechos en el eje z , La primera fila indica un corte interior, BHs entre $(0 - 8,3) \times 10^3 kpc$, la segunda fila un corte intermedio, entre $(8,3 - 16,6) \times 10^3 kpc$, la ultima fila representa el corte superior, entre $(16,6 - 25) \times 10^3 kpc$.

6. ALINEAMIENTO DE AGNS CON SU ENTORNO A GRAN ESCALA

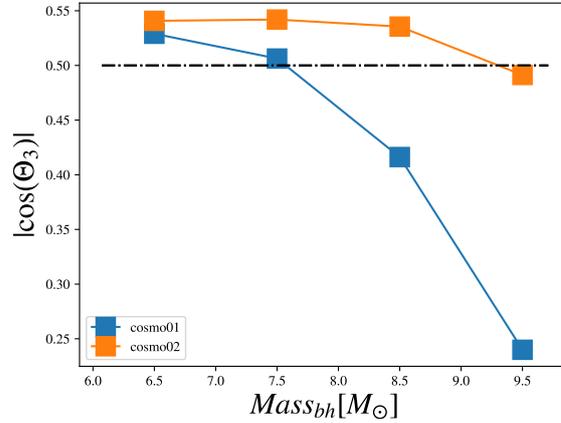


Figura 6.7: Alineamiento entre el espín del BH y autovector \vec{e}_3 en función de M_{bh} . Se hace una comparación entre los datos obtenidos usando los dos regímenes. La línea y puntos azules son el resultado del régimen caótico, las líneas y puntos naranjas son el resultado para el régimen coherente.

Para entrar a analizar el alineamiento se busca la relación con la masa o con el mismo autovalor λ_3 . La teoría de formación de estructuras (sección 5.2.1) indica que las regiones donde se forman filamentos está determinada por el valor del autovalor λ_3 , al estudiar la dinámica del flujo de materia en las estructuras, se estima que en filamentos hay una mayor concentración de materia en una dirección, esto puede suponer que los objetos inmersos en esa región tienden a alinearse en la dirección del flujo de materia. No solo en los filamentos se debería esperar algún tipo de alineación, se puede suponer que en regiones de alta densidad de materia, donde la materia apunta hacia una misma dirección debería ocurrir también algún tipo de alineación o desalineación. La figura (6.4) indica que la mayoría de los BHs de las simulación van a estar en filamentos o clusters.

Uno de los criterios por los cuales no se presentó un análisis sobre *cosmo02*, son los resultados obtenidos, no se logra constatar una clara tendencia de alineamiento o desalineamiento. Al observar la figura (6.7) se puede ver que la mediana en los diferentes rangos de masas de los BHs para la simulación *cosmo02* siempre está cercana a 0.5, con lo cual no se tiene certeza de lo que está ocurriendo, mientras que para la simulación *cosmo01* si se observa un cambio, una tendencia a que el espín del BH y la dirección del autovector e_3 se desalineen.

La figura (6.8) representa el resultado final de este trabajo. Se presentan cuatro figuras, cada figura contiene a su vez dos gráficas, la gráfica superior de cada figura muestra la mediana para un rango de datos (λ_3 , M_{bh} , M_{halo} y $M_{estelar}$), además se muestra los percentiles al 25 % y 75 %, que brinda información de la distribución de los datos para cada rango; la gráfica inferior muestra los valores de la mediana para cada rango.

Al observar las figura (6.8) se evidencia una clara relación entre la masa y el criterio de alineación ($\cos \theta$). Se observa en especial, una fuerte tendencia de desalineación que ocurre al relacionar el entorno y la masa del BH, es decir, para BHs masivos $\langle |\cos \theta| \rangle \rightarrow 0,2$. Contrastando estos resultados con [41], el cual estudia la relación del entorno con el espín del halo. Se evidencia que el modelo presentado en este trabajo es capaz de reproducir los datos obtenidos por [41] y además reproduce las predicciones hechas en las observaciones [19].

Entonces, se puede afirmar que la dinámica del entorno o de las estructuras a gran escala sí afecta algunos procesos internos en las galaxias, en particular, el campo de densidad que fluye a través de los filamentos o clusters influye en la orientación de los espines de los BHs hospedados en estos entornos. Por tanto se puede afirmar que el espín de los BHs \mathbf{J}_{bh} tienden a desalinearse con el autovector \vec{e}_3 para masas grandes.

6. ALINEAMIENTO DE AGNS CON SU ENTORNO A GRAN ESCALA

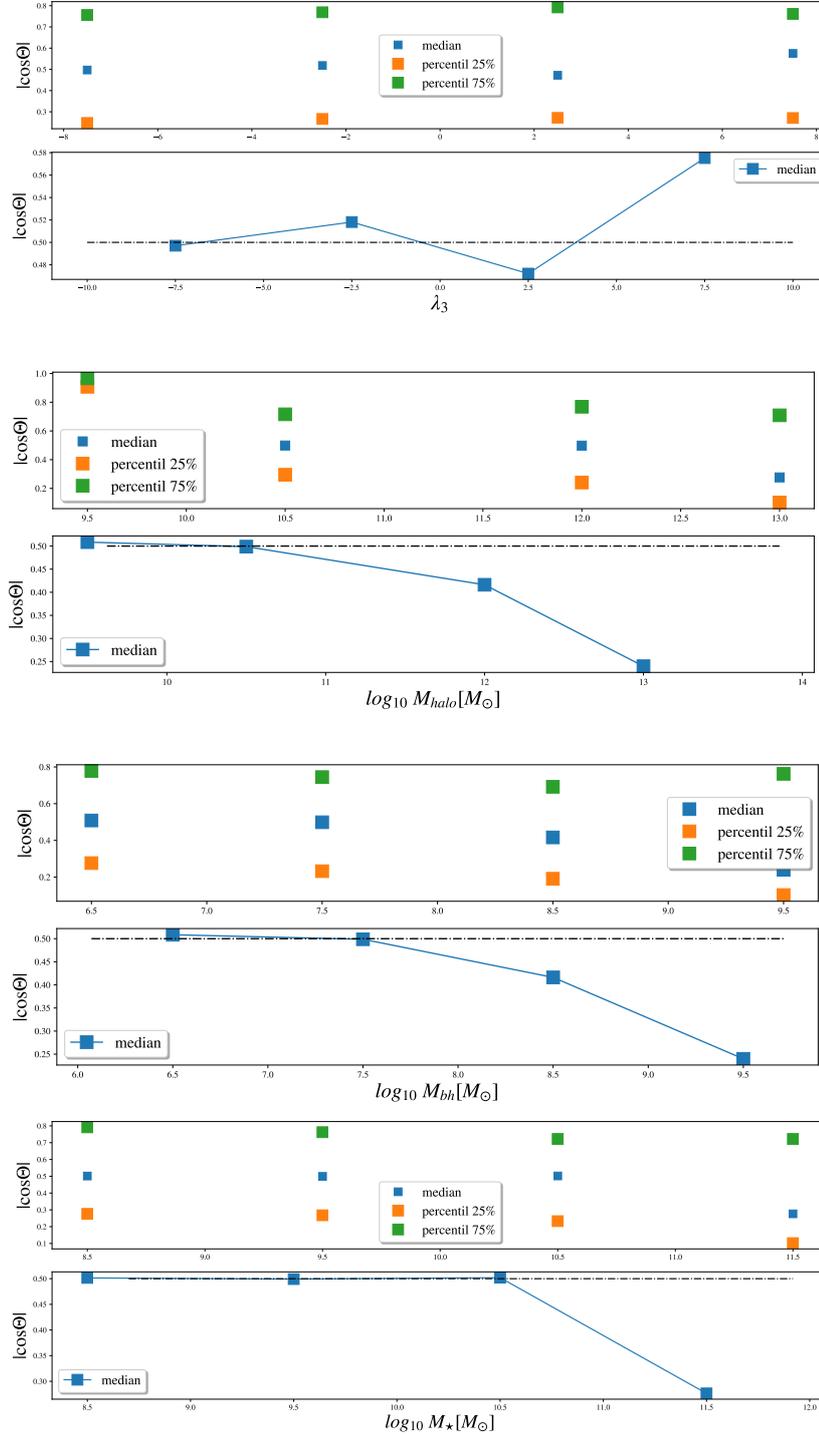


Figura 6.8: Alineamiento entre el espín del BH y autovector \vec{e}_3 en función de las variables (λ_3 , M_{bh} , M_{halo} , $M_{estelar}$). Se tienen 4 figuras, cada figura contiene dos gráficas, las gráficas superiores muestran el valor de la mediana para varios rangos de datos, donde además se muestra los percentiles al 25% y 75%. la gráfica inferior muestra solamente los valores de la mediana para cada rango.

6.3 Conclusiones

Durante todo este trabajo, se ha encaminado en un objetivo específico, encontrar un posible alineación entre el entorno cosmológico y los AGNs. En esta sección se resumirán los resultados obtenidos a lo largo de este trabajo.

En este trabajo se presentó un modelo de evolución de espín, a partir del cual se pretende encontrar algún tipo de alineación entre el entorno cosmológico y la orientación del AGN. Se hizo uso de las simulaciones cosmológicas hidrodinámicas presentadas en [9]. El criterio de alineamiento está basado en el valor obtenido del $|\cos \theta|$ para diferentes variables en la simulación (λ_3 , M_{bh} , M_{halo} y $M_{estelar}$).

Al usar los datos obtenidos de las simulaciones *cosmo01* y *cosmo02* se evidencia que los procesos que ocurren bajo la acreción caótica dan cuenta de una tendencia de desalineación fuerte, en especial en función de la masa. Para la acreción coherente no se evidencia un posible tendencia de alineamiento o desalineamiento, los resultados no permiten concluir.

La figura (6.8) deja ver que para los BHs masivos, la dirección del gradiente del campo de densidad y la orientación del espín de los BHs tienden a desalinearse, se pasa de tener una aleatoriedad en los valores que indican un alineamiento ($\langle |\cos \theta| \rangle \rightarrow 0,5$) a presentar una dirección privilegiada a medida que aumenta la masa ($\langle |\cos \theta| \rangle \rightarrow 0,2$), indicando una desalineación.

De lo expuesto anteriormente se puede concluir que hay un posible relación entre la masa y el espín del BH. Debido a la relación que existe entre la masa y el entorno, se puede concluir por tanto que sí hay evidencia que apunta a una relación entre el entorno cosmológico y la orientación del AGN. Se podría afirmar que el campo de densidad de materia que circula a través de las estructuras, sí afecta la orientación de los AGNs y esto se observa en gran medida para AGNs masivos.

Bibliografía

- [1] J. M. Bardeen. Kerr metric black holes. *Nature*, 226:64, 1970. 38
- [2] J. M. Bardeen, W. H. Press, and S. A. Teukolsky. Rotating black holes: locally nonrotating frames, energy extraction, and scalar synchrotron radiation. *The Astrophysical Journal*, 178:347–370, 1972. 36
- [3] D. Baumann. *Cosmology Part III Mathematical Tripos*. Firts edition, 2010. 7
- [4] C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, L. Page, D. N. Spergel, G. S. Tucker, E. Wollack, E. L. Wright, C. Barnes, M. R. Greason, R. S. Hill, E. Komatsu, M. R. Nolta, N. Odegard, H. V. Peiris, L. Verde, and J. L. Weiland. First-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap)* observations: Preliminary maps and basic results. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 148:1, 2003. 6
- [5] R. D. Blandford and D. G. Payne. Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 199:883–903, 1982. 30
- [6] R. D. Blandford and R. L. Znajek. Electromagnetic extraction of energy from kerr black holes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 179: 433–456, 1977. 30
- [7] J. R. Bond and G. Efstathiou. The statistics of cosmic background radiation fluctuations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 226: 655–687, 1987. 6

BIBLIOGRAFÍA

- [8] S. Bustamante and J. E. Forero-Romero. Tensor anisotropy as a tracer of cosmic voids. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 453:497–506, 2015. 55
- [9] S. Bustamante and V. Springel. Spin evolution of supermassive black holes in a cosmological context. *in prep.* 3, 39, 40, 43, 44, 45, 47, 59, 71
- [10] S Bustamante. *El lugar de la Vía Láctea y Andrómeda en la red cósmica*. PhD thesis, Instituto de física. Universidad de Antioquia, Enero 2013. ix, 54, 56
- [11] B.W. Carroll and Ostlie D.A. *An Introduction to Modern Astrophysics*. Pearson Education, Great Britain, second edition, 2007. ISBN 0-321-44284-9. 22, 30
- [12] P. Coles and F. Lucchin. *Cosmology The Origin and Evolution of Cosmic Structure*. John Wiley and Sons, London, second edition, 2002. ISBN 0-471-48909-3. 13, 19
- [13] Darren J. Croton, Volker Springel, Simon D. M. White, G. De Lucia, C. S. Frenk, L. Gao, A. Jenkins, G. Kauffmann, J. F. Navarro, and N. Yoshida. The many lives of active galactic nuclei: cooling flows, black holes and the luminosities and colours of galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 365:11–28, 2006. 34
- [14] Y. Dubois, M. Volonteri, and J Silk. Black hole evolution – iii. statistical properties of mass growth and spin evolution using large-scale hydrodynamical cosmological simulations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 440:1590–1606, 2015. 36
- [15] N. Fanidakis, C. M. Baugh, A. J. Benson, R. G. Bower, S Cole, C. Done, and C. S. Frenk. Grand unification of agn activity in the cdm cosmology. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 410:53–74, 2011. 2, 34, 35, 36, 37, 39, 45, 46

- [16] J. E. Forero–Romero, Y. Hoffman, S. Gottlöber, A. Klypin, and G. Yepes. Properties of dark matter haloes in clusters, filaments, sheets and voids. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 396:1815–1824, 2009. 2
- [17] P. J. Francis, P. C. Hewett, C. B. Foltz, F. H. Chaffee, R. J. Weymann, and S. L. Morris. A high signal-to-noise ratio composite quasar spectrum. *Astrophysical Journal*, 373:465–470, 1991. 23
- [18] O. Hahn, C Porciani, C. M. Carollo, and A. Dekel. Properties of dark matter haloes in clusters, filaments, sheets and voids. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 375:489–499, 2007. 2, 49, 53
- [19] D. Hutsemékers, L. Braibant, V. Pelgrims, and D. Sluse. Alignment of quasar polarizations with large-scale structures. *Astronomy Astrophysics*, 572:A18, 2014. 2, 60, 69
- [20] B. Janssen. *Teoría de la Relatividad General*. Granada, first edition, 2013. 6, 7
- [21] A. R. King, S. H. Lubow, G. I. Ogilvie, and J. E. Pringle. Aligning spinning black holes and accretion discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 363:49–56, 2005. 36, 41, 42, 43
- [22] Cheng Li and Simon D. M. White. The distribution of stellar mass in the low-redshift universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 398: 2177–2187, 2009. 60
- [23] M.S Longair. *Galaxy Formation*. Springer, New York, second edition, 2008. ISBN 978-3-540-73477-2. 7, 8, 13
- [24] D. Lynden-Bell. Galactic nuclei as collapsed old quasars. *Nature*, 223:690–694, 1969. 36
- [25] A. Marconi and L. K Hunt. The relation between black hole mass, bulge mass, and near-infrared luminosity. *The Astrophysical Journal Letters*, 589, 2003. 61

BIBLIOGRAFÍA

- [26] N. J. McConnell and C. P. Ma. Revisiting the scaling relations of black hole masses and host galaxy properties. *The Astrophysical Journal*, 764:184, 2013. 64
- [27] H. Mo, F. van den Bosch, and S. White. *Galaxy formation and evolution*. CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, New York, first edition, 2010. ISBN 978-0-511-72962-1. 33
- [28] J. J. Monaghan. Smoothed particle hydrodynamics. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 30:543–574, 1992. 50
- [29] P. Natarajan and P. J. Armitage. Warped discs and the directional stability of jets in active galactic nuclei. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 309:961–968, 1999. 40
- [30] I. D. Novikov and K. S. Thorne. *Black Holes (Les astres occlus)*. Gordon and Breach, New York, first edition, 1973. ISBN 0 677 15610 3. 37
- [31] G. I. Ogilvie. The non-linear fluid dynamics of a warped accretion disc. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 304:557–578, 1999. 40
- [32] T. Padmanabhan. *Structure Formation in the Universe*. Cambridge University Press, Great Britain, first edition, 1995. ISBN 0-521-42486-0. 13, 53
- [33] J. C. B. Papaloizou and J. E. Pringle. The time-dependence of non-planar accretion discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 202: 1181–1194, 1983. 40
- [34] J. E. Pringle. A simple approach to the evolution of twisted accretion discs. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 258:811–818, 1992. 39
- [35] L. Rezzolla, E. Barausse, E. N. Dorband, C. Pollney, D. and Reisswig, J. Seiler, and S. Husa. Final spin from the coalescence of two black holes. *Physical Review D*, 78:044002, 2008. 46, 47
- [36] P. Schneider. *Extragalactic Astronomy and Cosmology An Introduction*. Springer, New York, first edition, 2006. ISBN 10 3-540-33174-3. 22, 27, 31, 33, 34, 61, 65

- [37] V. Springel, S. D. White, G. Tormen, and G. Kauffmann. Populating a cluster of galaxies—i. results at $z=0$. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 328:726–750, 2018. 49, 58
- [38] Volker Springel. E pur si muove: Galilean-invariant cosmological hydrodynamical simulations on a moving mesh. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 401:791–851, 2010. 3, 49, 50, 51, 52
- [39] J. M. Stone, T. A. Gardiner, P. Teuben, J. F. Hawley, and J. B. Simon. Athena: a new code for astrophysical mhd. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 178:137, 2008. 50
- [40] M. Volonteri, M. Sikora, and J. P. Lasota. Black hole spin and galactic morphology. *The Astrophysical Journal*, 667:704, 2007. 40
- [41] P. Wang, Q. Guo, X. Kang, and N. I. Libeskind. The spin alignment of galaxies with the large-scale tidal field in hydrodynamic simulations. *The Astrophysical Journal*, 866:138, 2018. 69
- [42] Y.B. Zeldovich. Gravitational instability: an approximate theory for large density perturbations. *Astronomy and Astrophysics*, 5:84–89, 1970. 2, 54
- [43] C. Zhao, F. S. Kitaura, C. H. Chuang, F. Prada, G. Yepes, and C. Tao. Halo mass distribution reconstruction across the cosmic web. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 451:4266–4276, 2015. 66