

Galaxias y Cosmología

Compilado por: S. J. Arthur

4 de abril de 2012

Índice general

0.1. Prefacio	II
1. Nuestra Galaxia—La Vía Láctea	1
1.1. Historia de la Morfología de la Galaxia	1
1.2. El problema de la extinción	3
1.3. Poblaciones Estelares	3
1.4. Las componentes de la galaxia	5
1.5. La cinemática de la Vía Láctea	7
1.6. Las masas de las Galaxias	9
2. Otras Galaxias	11
2.1. Clasificación de las galaxias normales	11
2.2. Una selección de galaxias	13
2.3. Fotometría	14
2.4. Movimientos de gas y masas de galaxias de disco	15
2.5. Los brazos espirales	17
2.6. Ondas de densidad cinemáticas	21
3. Galaxias Activas y Cuasares	25
3.1. Núcleos de Galaxias	25
3.2. El descubrimiento de las galaxias activas	25
3.3. El Zoológico de galaxias activas	29
3.4. La fuente de energía de los NAGs	30
3.4.1. Modelo unificado de un núcleo de galaxia activa	31
3.5. Movimientos superlumínicos	32
4. Cosmología	35
4.1. Historia de las teorías del Universo	35
4.2. La expansión del Universo	36
4.3. Energía y densidad del Universo	39
4.4. La escalera de distancias	40
4.5. La gran explosión	41
4.6. El fondo de radiación de microondas	42

0.1. Prefacio

Estos capítulos constituyen una introducción a la estructura de nuestra galaxia, a la astronomía extragaláctica y la cosmología. El sistema de unidades que se utiliza es el sistema **cgs** que todavía utilizan los astrónomos. También en astronomía se utilizan otras unidades convenientes como el *parsec* para longitud y $km\ s^{-1}$ para velocidad. La conversión del sistema cgs y otras unidades al sistema SI es

	cgs	SI
masa	$10^3\ g$	1 kg
longitud	$10^2\ cm$	1 m
tiempo	1 s	1 s
densidad	$10^3\ g\ cm^{-3}$	$1\ kg\ m^{-3}$
velocidad	$1\ km\ s^{-1}$	$10^3\ m\ s^{-1}$
energía	$10^7\ erg$	1 N m
energía	1 eV	$1.602 \times 10^{-19}\ N\ m$
longitud	1 pc	$3.0865 \times 10^{16}\ m$
masa protón	m_H	$1.67 \times 10^{-21}\ kg$
masa solar	$1\ M_\odot$	$2 \times 10^{30}\ kg$
campo magnético	1 gauss	$10^{-4}\ tesla$

DATOS UTILES

constante de Boltzmann:	$k = 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$
constante gravitacional:	$G = 6.672 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-2}$
constante de Stefan-Boltzmann:	$\sigma = 5.67 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ s}^{-1}$
constante de Planck:	$h = 6.626 \times 10^{-27} \text{ erg s}$
velocidad de la luz:	$c = 3.0 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$
parsec:	$1 \text{ pc} = 3.086 \times 10^{18} \text{ cm}$
unidad astronómica:	$1 \text{ UA} = 1.496 \times 10^{13} \text{ cm}$
radio solar:	$R_{\odot} = 6.96 \times 10^{10} \text{ cm}$
radio de la Tierra:	$R_{\oplus} = 6.378 \times 10^8 \text{ cm}$
masa solar:	$M_{\odot} = 2.0 \times 10^{33} \text{ g}$
luminosidad solar:	$L_{\odot} = 3.826 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$
masa del protón:	$m_{\text{H}} = 1.67 \times 10^{-24} \text{ g}$
velocidad rotacional galactocéntrico del Sol:	$V_{\text{rot}} = 220 \text{ km s}^{-1}$
radio galactocéntrico del Sol:	$R_{\text{G}} = 8.5 \text{ kpc}$
energía de ionización de hidrógeno:	$I_{\text{H}} = 13.6 \text{ eV}$
coeficiente de recombinación:	$\alpha_{\text{B}} = 2.6 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
un año:	$1 \text{ año} = 3.1557 \times 10^7 \text{ s}$

Capítulo 1

Nuestra Galaxia—La Vía Láctea

1.1. Historia de la Morfología de la Galaxia

Si se observa el cielo oscuro se ve una banda casi continua de luz difusa que rodea la Tierra, inclinada a 62.6° con respecto al ecuador celeste. Todas las culturas humanas tienen su propio nombre para esta banda de luz, p. ej. el Río Celeste, el Camino Celeste, La Vía Láctea (del latín—camino de leche), la Galaxia (del griego—banda de leche). Fue Galileo en 1610 quien descubrió que esta Vía Láctea es una colección enorme de estrellas individuales. Desde ese entonces los astrónomos han tratado de descubrir la forma de la Vía Láctea y nuestra ubicación en la misma.

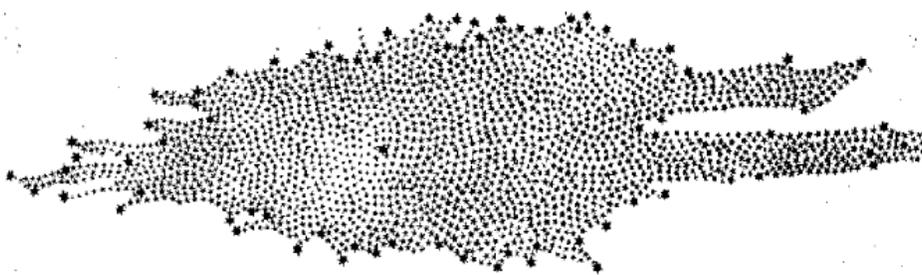


Figura 1.1: El mapa de la Vía Láctea de los Herschel (1785).

En 1785 William y Carolina Herschel produjeron un mapa de la Vía Láctea basado en conteos del número de estrellas que podían observar en 683 regiones del cielo. En su análisis supusieron *(i)* que todas las estrellas tienen aproximadamente la misma magnitud absoluta *(ii)* que la densidad de estrellas en el espacio es esencialmente constante *(iii)* que no hay nada entre las estrellas para oscurecerlas, y *(iv)* que podían ver hasta los bordes de la distribución estelar.

De sus datos concluyeron que el Sol se ubica muy cerca al centro de la distribución estelar y que las dimensiones medidas a lo largo del plano del disco de estrellas son unas 5 veces más grandes que la dimensión vertical.

Jacobus Kapteyn (entre 1901 y 1922) también usó el método de conteo de estrellas, esta vez de placas fotográficas. Estimó las distancias basado en la paralaje y movimientos propios de estrellas cercanas. También ignoró el efecto de la absorción interestelar. Su modelo es un esferoide achatado con densidad estelar que decrece con distancia desde el centro del sistema. El Sol se ubica a 650 pc del centro y a 38 pc arriba del plano Galáctico.

Harlow Shapley (entre 1915 y 1921) estimó las distancias a 93 cúmulos globulares utilizando las

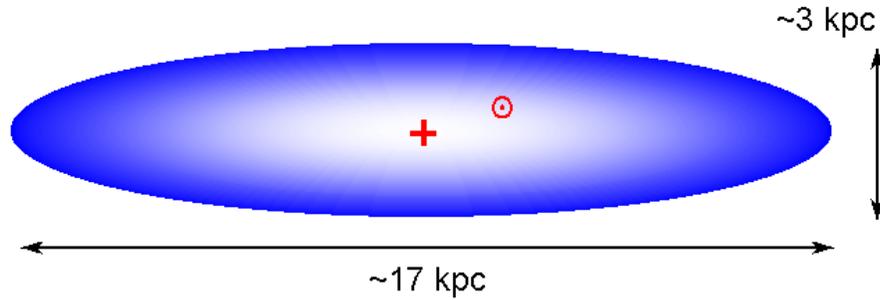


Figura 1.2: El modelo de Kapteyn (1922).

estrellas variables tipo RR Lyrae y W Virginis. Estas estrellas son fáciles de reconocer en los cúmulos debido a su variación periódica en luminosidad. Con una calibración de la relación periodo-luminosidad para tales estrellas cercanas se puede estimar la distancia a las estrellas más lejanas. Las estrellas variables que Shapley observó se encuentran en cúmulos globulares. Por lo tanto, la distancia a la estrella da la distancia al cúmulo.

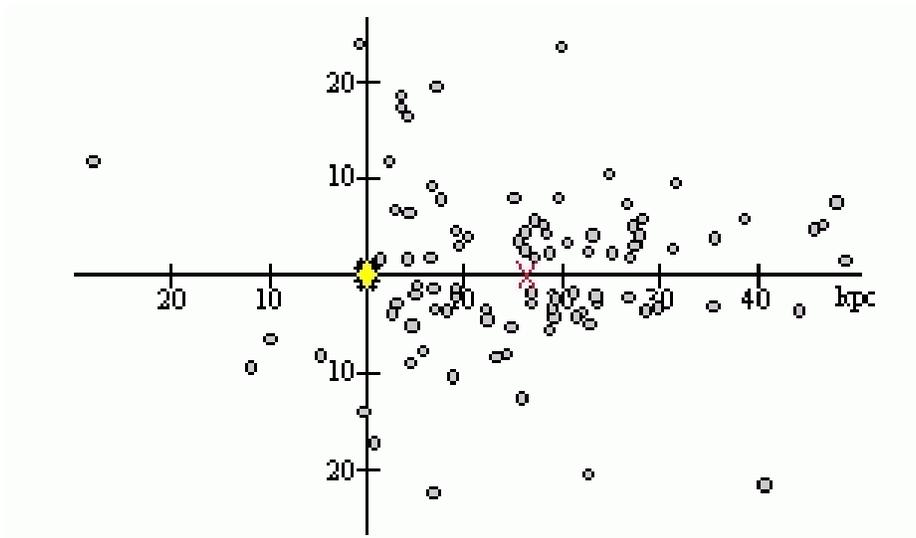


Figura 1.3: Distribución de cúmulos globulares según Shapley.

Shapley notó dos hechos acerca de distribución de los cúmulos globulares: (i) están distribuidos tanto arriba como debajo del plano de la Galaxia (ii) están concentrados en la región del cielo centrado en la constelación de Sagitario. El concluyó que los cúmulos globulares forman un subsistema centrado en la Vía Láctea, el Sol se ubica a 16 kpc del centro de la Galaxia que tiene diámetro de unos 100 kpc.

El diámetro de la Galaxia según Shapley es 10 veces el de Kapteyn. Shapley ubica al Sol alejado del centro Galáctico mientras Kapteyn lo ubica muy cerca al centro de la distribución de estrellas. Hoy en día sabemos que los dos modelos son erróneos: el modelo de Kapteyn es demasiado chico y el Sol está demasiado cerca al centro mientras que el modelo galáctico de Shapley es demasiado grande. La razón es que ninguno de los modelos tomó en cuenta los efectos de la extinción interestelar debido al gas y polvo. Kapteyn no podía ver las estrellas en las regiones más lejanas de la Vía

Láctea debido a los efectos de extinción en el disco de la Galaxia. Shapley no tenía tantos problemas de extinción en sus observaciones de las estrellas en los cúmulos globulares. Sin embargo, en su caso fue la calibración con estrellas variables tipo Cefeida cercanas que donde no tomó en cuenta el efecto de la extinción y por lo tanto sobreestimó las distancias a los cúmulos.

1.2. El problema de la extinción

El espacio interestelar está lleno de gas y polvo. El polvo absorbe y dispersa la luz (el efecto total se llama extinción), lo que hace que objetos muy lejanos se vean menos brillantes. Si no se toma en cuenta lleva a sobreestimaciones de distancias calculadas a partir de luminosidades.

La extinción modifica la magnitud aparente de una estrella y por lo tanto la ecuación de módulo de distancia se debe modificar. Para una longitud de onda dada ahora tenemos

$$m_{\lambda} = M_{\lambda} + 5 \log_{10} d - 5 + \alpha_{\lambda} , \quad (1.1)$$

donde d está en parsec y α_{λ} representa el número de magnitudes de absorción o dispersión a lo largo de la línea de visión. Dado que la luz roja no se dispersa tanto como la luz azul, la luz de una estrella se enrojece conforme viaja por el medio interestelar. También significa que α_{λ} no es una constante, es decir, depende de la longitud de onda. Asimismo, α_{λ} tiene que estar relacionada con la profundidad óptica del material a lo largo de la línea de visión y por lo tanto es diferente hacia diferentes objetos. En general, el cambio de magnitud aparente debido a la extinción es aproximadamente igual a la profundidad óptica por la línea de visión $\alpha_{\lambda} = 1.086\tau_{\lambda}$ donde el cambio fraccional en la intensidad de la luz observada está dada por

$$\frac{I_{\lambda}}{I_{\lambda,0}} = e^{-\tau_{\lambda}} . \quad (1.2)$$

La forma de la curva de extinción nos dice mucho sobre la composición de los granos de polvo. El pico en medio de la curva se debe a carbono en forma de grafito y otras características se deben a silicatos o a moléculas orgánicas llamadas hidrocarburos aromáticos policíclicos por que tienen estructuras con anillos de benceno. La cantidad de enrojecimiento permite estimar la cantidad de extinción. En general, en el disco de la Galaxia hay una tasa de extinción a longitudes de onda visibles de una magnitud por kiloparsec, pero puede variar mucho dependiendo de la línea de visión.

1.3. Poblaciones Estelares

Un resultado del trabajo de Shapley sobre la estructura de la Vía Láctea y del trabajo de Baade (1944) sobre la galaxia espiral Andrómeda es que las estrellas de alta metalicidad (elementos más pesados que el helio), llamadas *Población I* difieren de las estrellas de baja metalicidad, llamadas *Población II* en cuanto a su distribución espacial en la galaxia.

Baade tomó placas fotográficas con un filtro azul y un filtro rojo. Resultó que el disco de la galaxia Andromeda (M31) se ve azul, mientras que el esferoide (el bulbo y el halo) se ve rojo. Además los diagramas H-R que construyó para el disco se parecían a los de los cúmulos abiertos galácticos, mientras que los diagramas H-R para el esferoide se veían como los de los cúmulos globulares. Es decir, las estrellas más jóvenes y masivas se ubican en el disco y en los cúmulos abiertos (*Población I*). Estas estrellas son ricas en metales (70 % H, 28 % He, 2 % metales) y su ambiente (el disco) contiene mucho gas y hay mucha actividad de formación estelar.

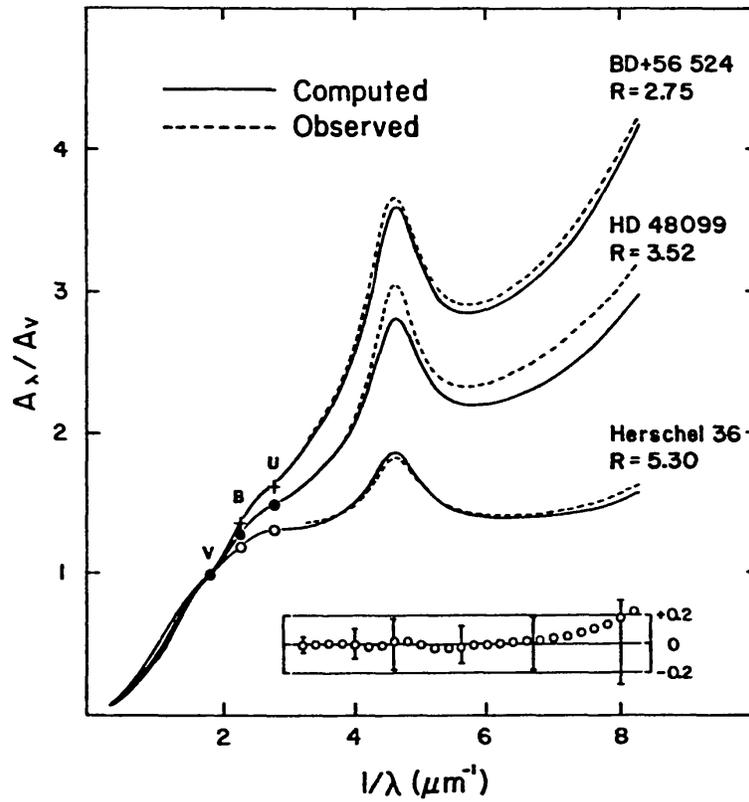


Figura 1.4: Curva de extinción interestelar hacia 3 estrellas.



Figura 1.5: La galaxia M31 (Andrómeda)—una galaxia espiral muy parecida a la nuestra.

Las estrellas más viejas (y por lo tanto de baja masa) se ubican en el esferoide de la galaxia y en los cúmulos globulares. Estas estrellas tienen una composición química baja en metales (75 % H, 24.99 % He, 0.01 % metales). Su ambiente no contiene mucho gas y no hay formación reciente de estrellas.

La única manera de formar metales es por fusión en los interiores de las estrellas. Las explosiones de supernovas enriquecen el medio interestelar con metales y la próxima generación de estrellas se forma de este gas interestelar enriquecido. Entonces, las generaciones sucesivas serán todavía más ricas en metales y las generaciones más recientes tendrán un contenido más alto de metales.

Con este escenario podemos proponer que las estrellas que se formaron primero en la Galaxia fueron las estrellas de Población II del esferoide formadas de nubes de gas pobre en metales que se estaban girando lentamente. Las estrellas más masivas de esta población estallaron como supernovas y enriquecieron el medio interestelar con metales. Las estrellas de baja masa de esta población todavía existen hoy en día. La formación estelar ya no continúa en el esferoide.

El gas enriquecido con metales se asienta en el disco en rotación. Las estrellas de la próxima generación (la Población I vieja) tienen más metales y por formarse en el disco tiene rotación ordenada. Las estrellas más masivas de esta generación explotan enriqueciendo aún más el gas del disco y las próximas generaciones de Población I tienen aún más metales (p. ej. el Sol). La formación estelar continúa en el disco actualmente y las regiones fotoionizadas (regiones HII) son las huellas de las regiones de formación estelar.

1.4. Las componentes de la galaxia

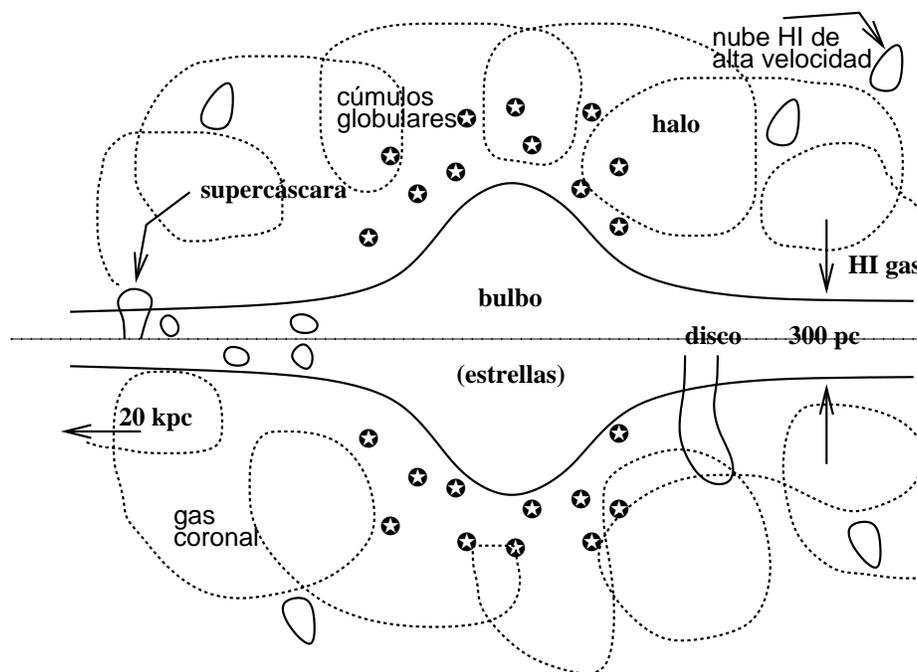


Figura 1.6: Las componentes de nuestra galaxia.

Nuestra galaxia, la Vía Láctea, es una galaxia espiral tipo Sbc. Tiene un bulbo central de estrellas y en el disco se encuentran los brazos espirales, gas, polvo y estrellas. También hay un halo en

donde se ubican los cúmulos globulares y unas nubes de hidrógeno neutro de muy alta velocidad. En el halo hay gas tenue, ionizado de alta temperatura, que se llama gas coronal.

Nosotros vemos la Galaxia de canto desde nuestra perspectiva cerca al plano del disco y a una distancia 8500 pc (27,700 años luz) del centro de la Galaxia.

Las componentes más importantes del medio interestelar son:

El gas

60% H (hidrógeno) y 30% He (helio) por masa. Puesto que las masas de los átomos de helio e hidrógeno son $m_{\text{He}} = 4m_{\text{H}}$, entonces por número los porcentajes son $\sim 90\%$ H y $\sim 10\%$ He con $\sim 1\%$ otros elementos, suponiendo abundancias parecidas a las de la vecindad solar.

La densidad promedio de gas en la Galaxia es $0.025 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$ que traduce en $n = 1$ partícula por centímetro cúbico. Esta cifra se estima a partir de la masa total de la galaxia y las estimaciones de su tamaño. La masa de la galaxia se puede obtener de la curva de rotación (calculada en base de suponer órbitas circulares) que se obtiene de las observaciones a 21 cm. La masa está dado por

$$M = \frac{V_{\text{rot}}^2 R}{G}, \quad (1.3)$$

en donde V_{rot} es la velocidad de nube en una órbita circular de radio R alrededor del centro galáctico. Se obtiene $M \sim 1.4 \times 10^{11} M_{\odot}$. Esta masa compone tanto el gas como las estrellas, repartida $M_{\text{gas}}/M_{\text{est}} = 0.2$.

El diámetro de la Galaxia se estima de observaciones de HI y de CO (monóxido de carbono), $D \sim 40$ kpc, y la escala de altura del gas a partir de mapas de HI es ~ 140 pc. Así que, el volumen del disco galáctico es $2 \times 10^{67} \text{cm}^{-3}$.

Por lo tanto, la densidad promedio del gas en el disco es $\rho_{\text{gas}} = 2.8 \times 10^{-24} \text{g cm}^{-3}$, es decir, $1 - 2$ partículas cm^{-3} .

Este gas puede ser molecular, atómico o ionizado. El gas molecular y atómico se encuentra en nubes más densas que la densidad promedio, $n_{\text{H}} \sim 10 - 10^3 \text{cm}^{-3}$. Los tamaños de estas nubes son de $10 - 100$ pc, los cuales implican masas de 10^2 a $10^5 M_{\odot}$. El gas ionizado normalmente se encuentra cerca de las estrellas masivas que son las fuentes de fotones ionizantes para este gas. Este gas en las llamadas regiones HII tiene temperaturas $\sim 10^4$ K. También hay una componente de gas de muy alta temperatura $T > 10^6$ K, lo cual implica una densidad muy baja $n_{\text{H}} \sim 10^{-4} \text{cm}^{-3}$. Este gas fue calentado por las ondas de choque de los remanentes de supernova o los vientos estelares.

El polvo

El polvo está compuesto de material de todos tamaños, desde moléculas demasiadas grandes para nombrar hasta rocas demasiadas pequeñas para nombrar. La distribución de tamaños de granos de polvo es $N(a) \sim a^{-3.5}$, donde a es el tamaño del grano, así que hay muchos granos pequeños.

El polvo se encuentra mezclado con el gas interestelar en las regiones atómicas e ionizadas, en las nebulosas planetarias y en las nubes moleculares. Juega un papel importante en regiones densas $n \sim 10 - 50 \text{cm}^{-3}$ donde los granos actúan como catalizadores para la formación de moléculas.

La densidad de polvo en la galaxia es $\sim 0.002 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$, por lo tanto $\rho_{\text{p}}/\rho_{\text{gas}} \simeq 0.1$.

Los rayos cósmicos

Son partículas cargadas de alta energía. Pueden ser protones, núcleos atómicos, antiprotones, elec-

trones, positrones etc. Tienen una densidad de energía de 0.5 eV cm^{-3} , la cual traduce en una densidad de masa equivalente de $\simeq 9 \times 10^{-34} \text{ g cm}^{-3}$ ($E = mc^2$).

El campo magnético

El valor promedio del campo magnético es $B \sim 10^{-6} \text{ G}$, lo cual implica una densidad de energía $u_B = B^2/8\pi = 0.2 \text{ eV cm}^{-3}$.

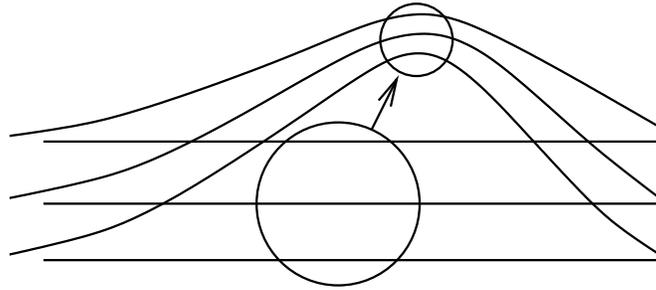


Figura 1.7: El congelamiento del flujo magnético.

El campo magnético es mayor en las regiones densas debido al *congelamiento del flujo*. Los iones y electrones de un gas térmico parcialmente ionizado dan vueltas alrededor de las líneas del campo magnético. Por lo tanto, el gas y el campo magnético están congelados juntos. Si una nube de gas se mueve y se contrae, las líneas de campo tienen que moverse junto a ella y están comprimidas también. Al juntarse las líneas de campo, el campo magnético se vuelve más fuerte.

El campo magnético requerido para balancear la energía gravitacional de una nube de radio $R = 10 \text{ pc}$ y densidad $n_{\text{H}_2} = 300 \text{ cm}^{-3}$ es $B = 6 \times 10^{-5} \text{ G}$. Esto sugiere que los efectos magnéticos podrían ser importantes para dar soporte a las nubes moleculares contra el colapso gravitacional. Los campos magnéticos también confinan los rayos cósmicos en el siguiente sentido. El campo magnético está congelado al gas térmico. Este gas no puede escapar del potencial gravitacional de la galaxia. Los rayos cósmicos dan vueltas alrededor de las líneas de campo y, por lo tanto, están confinados a la galaxia.

La luz de las estrellas — tiene densidad energía de 0.5 eV cm^{-3} .

1.5. La cinemática de la Vía Láctea

La componente más estudiada de la Galaxia es el disco. Se puede medir la rotación de las componentes que constan el disco por utilizar el efecto Doppler. Las observaciones de las estrellas demuestran corrimientos Doppler de las líneas de absorción estelar. Las observaciones del gas ionizado demuestran corrimientos de las líneas de emisión provenientes de las regiones HII. Las observaciones de la línea de 21 cm del gas atómico neutro también muestran corrimientos Doppler. También las observaciones de la molécula CO en las nubes moleculares proporcionan información cinemática.

Se ha descubierto que las estrellas y las nubes de gas interestelar siguen órbitas casi circulares alrededor del centro de la Galaxia. Sin embargo, esta rotación no es uniforme, como sería el caso para un cuerpo rígido. Resulta que las partes interiores de la Galaxia giran más rápido que las partes más externas. Este tipo de rotación se conoce como *rotación diferencial*.

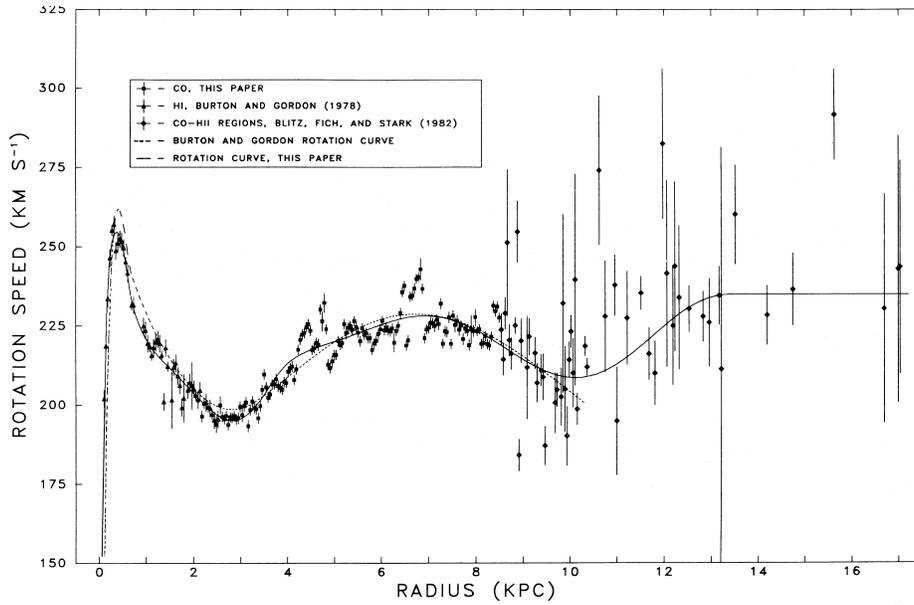


Figura 1.8: Curva de rotación de la Galaxia.

Parte de la dificultad en medir la rotación del disco galáctico es que nuestro Sol es una estrella en el disco y participa en esta rotación. El Sol viaja con casi la velocidad promedio de las estrellas y nubes de gas del disco en la vecindad solar—por lo tanto este material parece estar casi en reposo relativo al sistema solar. Se define el *Estandar Local de Reposo* como la órbita circular al radio del Sol.

El Sol tiene un pequeño movimiento conocido relativo a este estandar local de reposo, lo cual se conoce como su *movimiento peculiar* o bien el *movimiento solar*. La velocidad orbital (lineal) del estandar local de reposo es $\Theta_0(R_0) = 220 \text{ km s}^{-1}$, donde R_0 es la distancia galactocéntrica del Sol, $R_0 = 8.5 \text{ kpc}$.

En el promedio, las estrellas interiores a la posición del Sol en la Galaxia tardan menos tiempo en circunavegar la Galaxia mientras las exteriores tardan más tiempo.

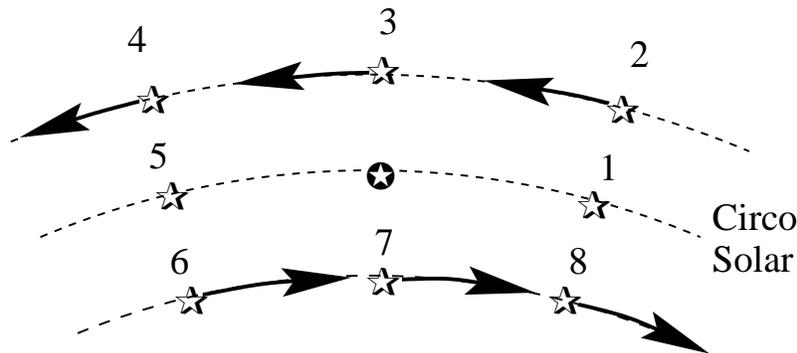


Figura 1.9: Patrón de movimientos esperados para movimientos diferenciales de estrellas cercanas al Sol.

Si consideramos los movimientos de las estrellas en la vecindad inmediata del Sol (ver Fig. 1.9) las estrellas 3 y 7 no tienen movimientos radiales a lo largo de una línea de visión del Sol, tampoco las

estrellas 1 y 5 (por estar al mismo radio del centro de la galaxia que el Sol y por lo tanto tener la misma velocidad lineal). Las estrellas 2 y 6 tienen velocidades radiales de acercamiento, mientras las estrellas 4 y 8 tienen velocidades radiales de alejamiento. Las velocidades radiales máximas se obtienen para las direcciones $l = 45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 315^\circ$.

1.6. Las masas de las Galaxias

Curvas de rotación parecidas a la Figura 1.8 han sido obtenidas para otras galaxias espirales. Todas muestran el mismo comportamiento: una región interna de rotación tipo cuerpo rígido, y una parte externa casi plana donde hay rotación diferencial. Podemos estimar la masa de una galaxia interior a un radio R dado utilizando la ley de gravedad de Newton:

$$\frac{mV_{\text{rot}}^2}{R} = \frac{GM_r m}{R^2}, \quad (1.4)$$

donde el lado izquierdo representa la fuerza centrípeta que actúa sobre una estrella de masa m ubicada a una distancia R del centro de la Galaxia y el lado derecho representa la fuerza gravitacional que actúa sobre la estrella debido a la masa de la Galaxia que se encuentra interior a la posición de la estrella, M_r . Hemos supuesto órbitas circulares. Es decir,

$$M_r = \frac{V_{\text{rot}}^2 R}{G}. \quad (1.5)$$

Sustituyendo los valores para la velocidad rotacional del Sol y su distancia del centro de la galaxia obtenemos $M_r = 9.5 \times 10^{10} M_\odot$, la cual es la masa de la Galaxia interior al Sol.

Capítulo 2

Otras Galaxias

2.1. Clasificación de las galaxias normales

Clasificamos las galaxias según su aspecto en luz *óptica*. Las galaxias grandes emiten la mayor parte de la luz pero el tipo más común de galaxia es una enana poca luminosa.

La existencia de otras galaxias se estableció hasta los años 1920—hasta ese entonces estaban listadas en catálogos de nebulosas—objetos borrosos que obviamente no eran estrellas. Fue Edwin Hubble quien observó estrellas tipo Cefeidas en la “nebulosa” de Andromeda (M31) y utilizó las Cefeidas cercanas para calibrar las luminosidades.

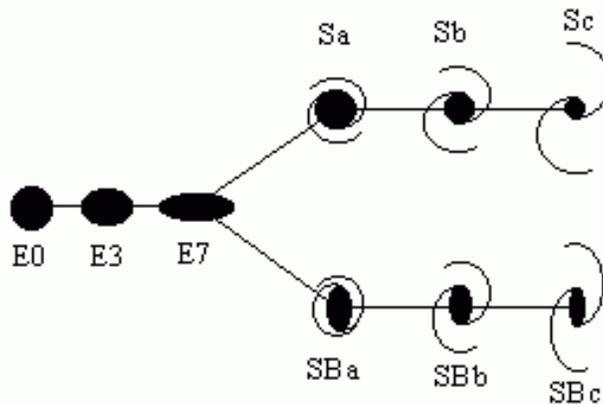


Figura 2.1: Clasificación de galaxias de Hubble.

El se dió cuenta que las estrellas en Andromeda estaban a por lo menos 300 kpc de distancia—una distancia mucho mayor que el tamaño de la Vía Láctea, al cual, por la misma época Shapley y Kapteyn estaban definiendo. Por lo tanto esa nebulosa no puede encontrarse dentro de nuestra Galaxia—debe ser una galaxia si misma.

En 1936 Hubble publicó su esquema para la clasificación de galaxias.

Hoy en día usamos básicamente el mismo esquema, pero con algunas adiciones y modificaciones.

Las galaxias elípticas

Estas galaxias usualmente tienen apariencia suave, redonda y casi sin características—no tienen brazos espirales ni franjas de polvo. Carecen de gas frío y tienen pocas estrellas azules jóvenes.

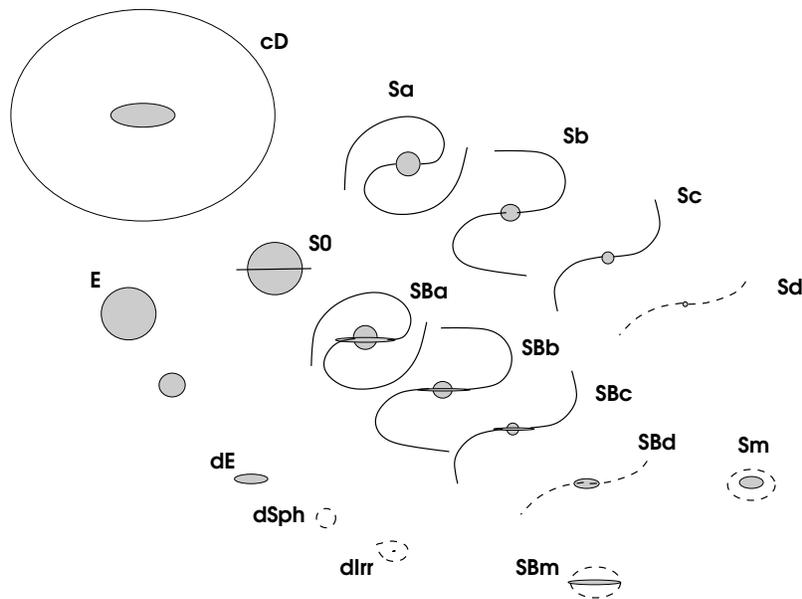


Figura 2.2: Clasificación moderna de galaxias.

Este tipo de galaxia predomina en los cúmulos ricos de galaxias, y las elípticas más grandes, las galaxias cD, se encuentran en las partes más densas de estos cúmulos. La envolvente de una galaxia cD puede extenderse hasta algunos cientos de kpc en diámetro y el sistema puede ser ~ 100 veces más luminoso que nuestra galaxia, la Vía Láctea.

Las elípticas normales o gigantes (p.ej. M87) tienen luminosidades de unas pocas veces la de nuestra galaxia y tamaños de hasta algunas decenas de kpc. Las estrellas en las elípticas brillantes tienen poco movimiento organizado, es decir poca rotación: las órbitas de las estrellas alrededor del centro galáctico están orientadas en direcciones aleatorias.

En las elípticas menos luminosas, las estrellas tienen más rotación organizada y menos movimiento aleatorio—frecuentemente estas son señales de un disco dentro del cuerpo de la galaxia elíptica.

Las galaxias lenticulares

Estas galaxias muestran un disco en rotación además de un bulbo central elíptico, pero el disco no tiene brazos espirales ni franjas de polvo. Estas son las galaxias S0. Parecen ser una clase de transición entre las elípticas y las espirales. Tienen poco gas y polvo pero si tienen un disco delgado de estrellas que muestra rotación rápida. Se encuentran en las regiones densas de cúmulos de galaxias.

Las galaxias espirales

Estas galaxias posean brazos espirales brillantes, conspicuos en luz azul (fácilmente grabada en placas fotográficas antiguas). Hay muchas estrellas masivas tipo O y B dentro de los brazos. La mitad de todas las galaxias espirales tiene una barra lineal central: estas galaxias barradas se clasifican SB. A lo largo de la secuencia Sa a Sc y Sd el bulbo central se vuelve menos importante en relación al disco, mientras que los brazos espirales se vuelven más abiertos y la fracción de gas y estrellas jóvenes en el disco aumenta. La Vía Láctea es tipo Sc o tipo intermedio Sbc; Andrómeda (M31) es tipo Sb. Al final de la secuencia, Sd, los brazos espirales son más quebrados y mal definidos.

Los tipo Sm y SBm son espirales tipo Magallanes, después de su prototipo la Nube Mayor de Magallanes. Frecuentemente, en estos casos el brazo espiral es un solo brazo corto.

En general, con las galaxias espirales, conforme decrece la luminosidad también decrece la velocidad de rotación del disco. Esto se debe a que las galaxias menos luminosas son también menos masivas. Por ejemplo, la Nube Mayor de Magallanes gira a 80 km s^{-1} , mientras que la Vía Láctea gira a 220 km s^{-1} .

Originalmente, se pensó que el “ciclo de vida de las galaxias” empezaba con las elípticas pasaba por las S0 hasta las espirales—hoy en día sabemos que esto no es cierto.

Las galaxias irregulares

Esta es una clase utilizada hoy en día solamente para las galaxias enanas azules que carecen de cualquier tipo de espiral organizada u otra estructura. Las más pequeñas se llaman irregulares enanas y tienen gas y estrellas jóvenes azules, lo cual no es el caso para las galaxias esferoidales enanas.

Normalmente se refiere a las galaxias por su número en un catálogo. El catálogo de Charles Messier (1784) contiene 109 objetos “borrosos”, y se denotan M (p.ej., M31). El Nuevo Catálogo General (Dreyer, 1888) contiene más que 7000 objetos NGC. Por supuesto existen catálogos más recientes y muchos objetos tienen clasificación en más de uno.

2.2. Una selección de galaxias

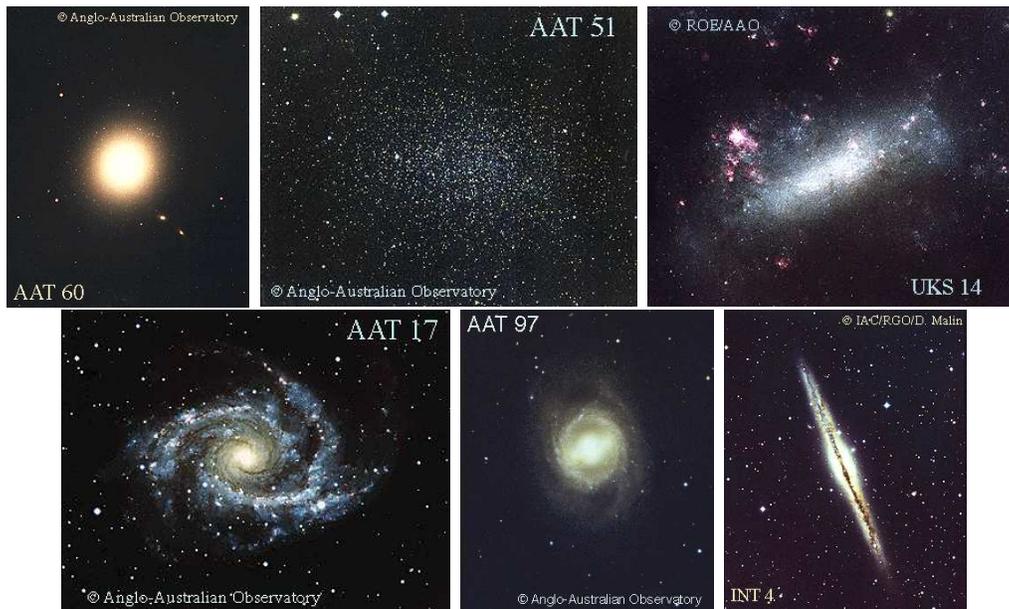


Figura 2.3: M87, Leo 1, LMC, NGC 2997, NGC 3351, NGC 891.

2.3. Fotometría

Las galaxias no aparecen como puntos de luz—esto es, no son fuentes puntuales sino objetos extendidos en el cielo.

El *brillo superficial* de una galaxia, $I(\mathbf{x})$ es la cantidad de luz por arcosegundo cuadrado en el cielo en un punto \mathbf{x} en la imagen. Consideramos una área cuadrada pequeña de lado D en una galaxia que estamos observando a una distancia d . Esta área subtende

$$\text{ángulo subtendido} = \alpha = \frac{D}{d} \text{ en el cielo.} \quad (2.1)$$

Si la luminosidad total de todas las estrellas en esta región es L , su brillo aparente F , es $F = L/4\pi d^2$, y el brillo superficial se define

$$I(\mathbf{x}) \equiv \frac{F}{\alpha^2} = \frac{L/4\pi d^2}{D^2/d^2} = \frac{L}{4\pi D^2} \text{ mag arcsec}^{-2}. \quad (2.2)$$

Las unidades de I son mag arcsec^{-2} , que es la magnitud aparente de una estrella que parece tan brillante como un cuadrado de lado un arcosegundo de la imagen de la galaxia. Vemos que el brillo superficial en cualquier punto es independiente de la distancia entre el observador y el objeto (las d s se cancelan).

Los contornos de brillo superficial constante sobre la imagen de una galaxia se llaman *isófotos*—la ecuación anterior muestra que la posición de una isófota dentro de la galaxia es independiente de la distancia hacia el observador.

Generalmente, medimos el brillo superficial en un rango limitado de longitud de onda (cf. fotometría estelar), por ejemplo, en la banda B ($\sim 4400 \text{ \AA}$) o la banda R ($\sim 8000 \text{ \AA}$). Los centros de las galaxias solamente alcanzan $I_B \simeq 18 \text{ mag arcsec}^{-2}$ o $I_R \simeq 16 \text{ mag arcsec}^{-2}$ y los discos estelares de las galaxias espirales son aún más débiles.

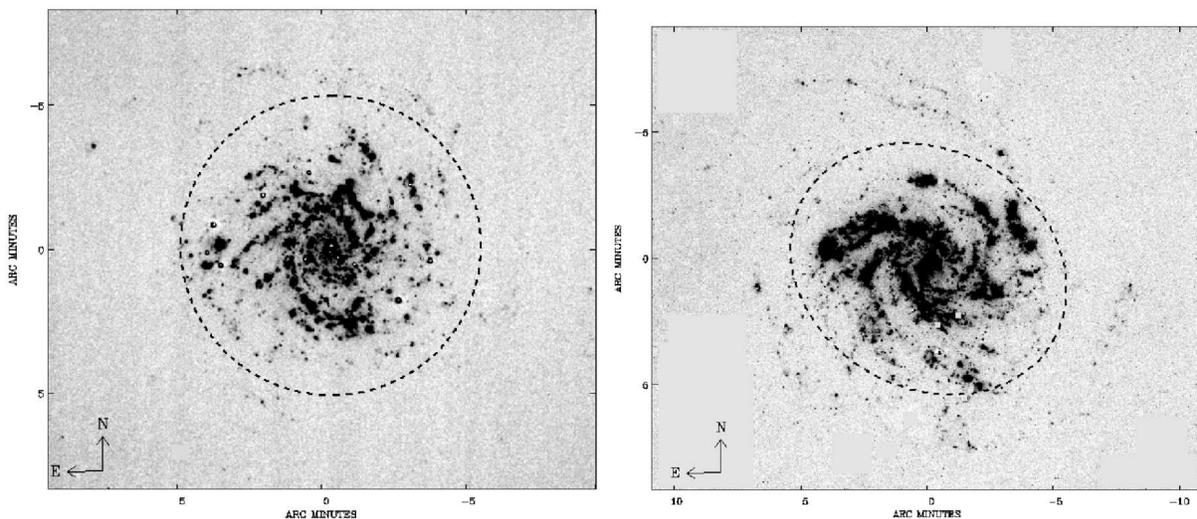


Figura 2.4: Dos galaxias espirales observadas en $H\alpha$ con un elipse que denota R_{25} .

Las galaxias no tienen bordes bien definidos y entonces frecuentemente medimos sus tamaños dentro de una isófota fija—una elección popular es la isófota de magnitud 25 en la banda B , y el

radio de la galaxia se escribe R_{25} en este caso. Este nivel de brillo es como el 1 % del nivel de brillo del cielo en una noche oscura normal, y en el pasado estaba muy cerca al límite que se podía medir con confianza.

Ahora con los nuevos detectores CCD, el nivel de brillo que se puede detectar con confianza ha mejorado considerablemente.

Para encontrar la luminosidad de la galaxia entera medimos la cantidad de luz que proviene dentro de un radio dado y aumenta conforme ese radio se va a la orilla de la galaxia, y luego extrapolamos para obtener la total.

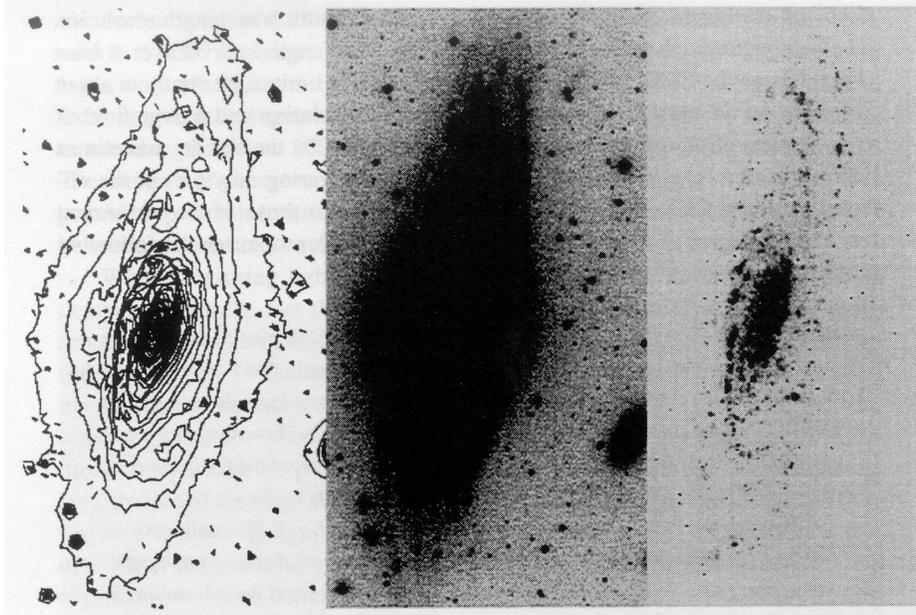


Figura 2.5: La galaxia de disco NGC 7331 en la banda R (izquierda y centro) y en $H\alpha$ (derecha).

Para una galaxia espiral las isófotos en la banda R en el bulbo central son circulares. En el disco las isófotos se ven circulares solamente si estamos viendo el disco de frente. Si el disco está inclinado a la línea de visión, entonces los isófotos son elipses, porque un círculo en proyección es un elipse, mientras que una esfera (el bulbo) es un círculo. Si el ángulo de inclinación del disco es i , entonces las isófotos serán elipses con cociente de ejes menor a mayor de $\cos i$.

Si ignoramos las absorciones debido al polvo dentro del disco, este brillo superficial es mayor por un factor $1/\cos i$ que en el caso en donde estamos viendo el disco de frente, y por lo tanto podemos corregir al caso visto de frente. Sin embargo, en general el polvo en el disco hace que las galaxias inclinadas se ven menos brillantes que las galaxias vistas de frente debido a que la luz tiene que atravesar todo el polvo, y por lo tanto las partes más lejanas del disco se ven muy débiles.

En general, se encuentra que los bulbos centrales de las galaxias de disco tienen un brillo superficial ~ 100 veces el brillo del cielo, mientras que las partes más lejanas del disco son unas ~ 100 veces más débiles que el brillo del cielo en la banda R.

2.4. Movimientos de gas y masas de galaxias de disco

Tenemos la ecuación que relaciona la aceleración centrípeta de una “partícula” a la fuerza gravitacional que lo produce, lo cual nos permite calcular la masa de una galaxia interior a un radio

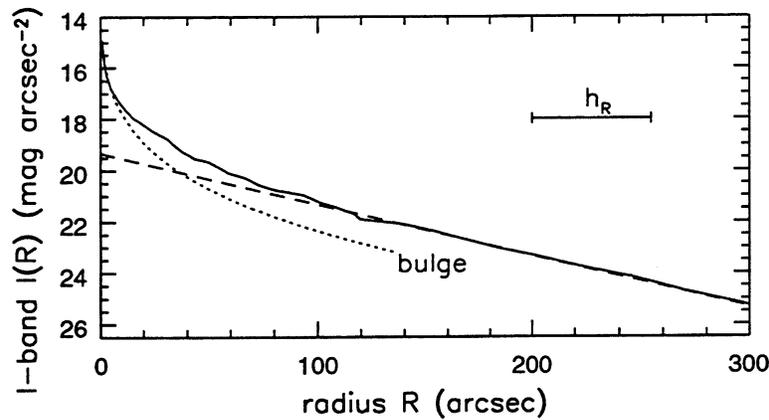


Figura 2.6: Brillo superficial en la banda R como función de radio para la galaxia de disco NGC 7331.

dado si se conoce la curva de rotación $V(R)$ y se suponen órbitas circulares:

$$\frac{V^2}{R} = \frac{GM(< R)}{R^2}.$$

En las galaxias espirales, incluida la nuestra, las velocidades aleatorias del gas neutro, HI, en el disco son pequeñas y podemos suponer que una nube de gas sigue una órbita casi circular con velocidad lineal $V(R)$. La capa de HI de una galaxias espiral generalmente se extiende hasta casi el doble del radio del disco estelar definido por R_{25} , y normalmente $V(R) \sim$ constante hasta el borde del disco HI. Esto indica que $M(< R)$ sigue aumentando. Es decir, las partes más externas de la galaxia contienen mucha masa pero emiten poca luz.

Podemos comparar la curva de rotación observada en HI/CO con la que esperaríamos si la masa estuviera concentrada totalmente en las estrellas y gas observados (podemos fácilmente calcular la masa de estas componentes a partir de una estimación del cociente masa:luz para las estrellas y la densidad y volumen para el gas).

Para el disco estelar y el bulbo, la densidad de estrellas es proporcional a la cantidad de luz emitida en la banda R, y podemos estimar un cociente masa a luz. Por ejemplo, en la vecindad solar el cociente masa a luz es $\simeq 0.9 M_{\odot}/L_{\odot}$ para estrellas de la secuencia principal. Para un disco gaseoso la densidad superficial es $\simeq 1.4$ veces la densidad superficial en HI debido a la contribución del helio en el gas.

Se calculan las contribuciones a la fuerza radial de cada componente por separado y luego se suman para encontrar el total.

El bulbo se puede considerar esférico y para radios grandes, $R \gg R_{\text{bulbo}}$, se puede considerar como una masa puntual. Por lo tanto, la contribución del bulbo a la curva de rotación es

$$V^2(R) \propto \frac{M_{\text{bulbo}}}{R} \propto \frac{1}{R^2}.$$

La contribución del disco gaseoso también es una función decreciente con el radio, pero no tan fuertemente. Por lo tanto, si no hay otro material en la galaxia, entonces la velocidad de rotación $V(R)$ debe empezar a decaer a radios mayores que ~ 20 kpc del centro. Para mantener $V(R) =$ constante se requiere $M(< R) \propto R$. Entonces, esta galaxia NGC 7331 (y todas las demas galaxias

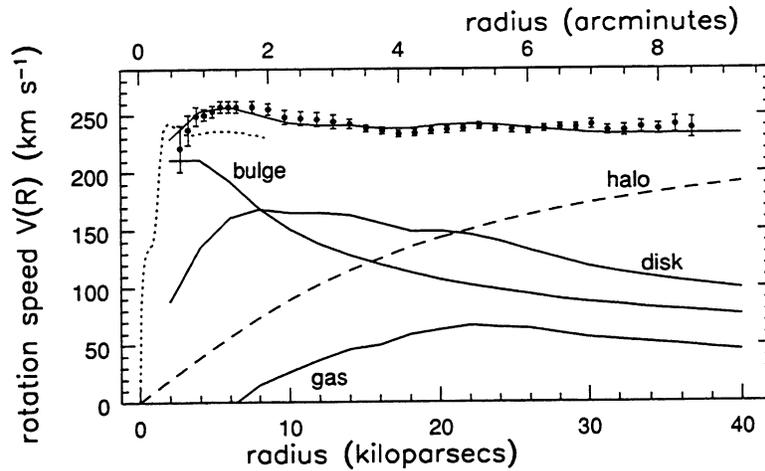


Figura 2.7: Curva de rotación de la galaxia NGC 7331.

espirales) deben contener cantidades sustanciales de masa en regiones alejadas del disco visible. La curva marcada “halo” en la figura demuestra como un halo esférico ($\rho \propto R^{-2}$) de *materia oscura* podría proporcionar suficiente fuerza radial como para explicar la curva de rotación observada. Parece que por lo menos 75 % de la masa total tiene que ser oscura. Entonces las regiones más externas de esta galaxia consisten casi exclusivamente de gas HI y materia invisible.

Estudios de las curvas de rotación de todos tipos de galaxias espirales muestran que los tipo Sa deben contener como el 50 % de su masa en forma de materia oscura mientras que los tipos Sd/Sm tienen como el 80 – 90 % de su masa en forma invisible para poder explicar las curvas de rotación observadas.

Esta materia oscura podrían ser partículas masivas raras que no interactúan con la materia normal (los llamados WIMPs—*weakly interacting massive particles*) o podrían ser objetos masivos que no brillan (los llamados MACHOS—*massive compact halo objects*), por ejemplo, las enanas café, planetas, estrellas de neutrones, hoyos negros, enanas blancas frías. Todavía no se sabe de que está compuesto este material oscuro y su detección tiene que ser indirecta por su naturaleza. Por ejemplo, se buscan efectos gravitacionales en el caso de los MACHOs sobre luz proveniente de una fuente lejana (el efecto de los microlentes).

2.5. Los brazos espirales

Casí todas las galaxias gigantes que tienen gas en sus discos tienen algún tipo de espiral. Las galaxias de disco también muestran rotación diferencial. Dos propiedades del disco parecen ser esenciales para la existencia de los espirales: rotación diferencial, que tiende a deslizar cualquier estructura en un segmento de brazo espiral; y la autogravedad, lo cual permite que la espiral crezca, alimentado por la energía de la rotación de la galaxia.

Los brazos de una galaxia espiral son más azules que el resto del disco y la emisión en $H\alpha$ (de las regiones HII) demuestra que los brazos son sitios de la formación estelar (las estrellas masivas no se alejan mucho de su lugar de nacimiento antes de que mueran unos 10^7 años después. En luz roja los brazos espirales parecen más suaves y más anchos pero si existen, entonces los brazos obviamente tienen algo que ver con la población de estrellas viejas.

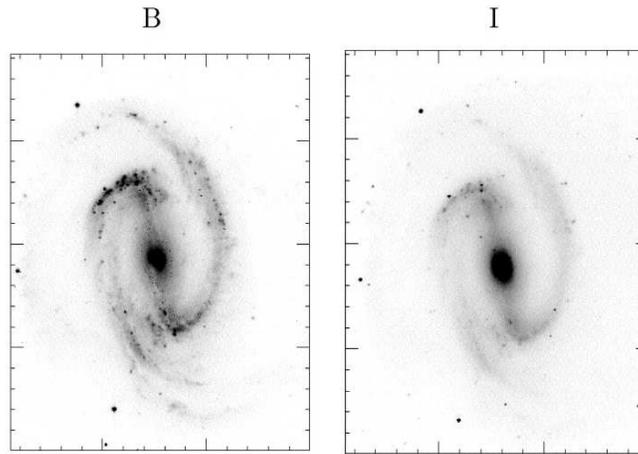


Figura 2.8: La galaxia NGC 1300 en la banda B (azul) y la banda I (roja).

Los brazos también son prominentes en observaciones de HI (gas atómico) y CO (gas molecular)—es decir, todas las componentes de la galaxia participan en la estructura espiral.

La gran mayoría de las galaxias espirales tienen dos brazos, algunas tienen 3 ó 4 y algunas solamente uno. Algunas tienen un patrón espiral quebrado—parches de segmentos de brazos que extienden unos $< 30^\circ$ en vez de una espiral continua.

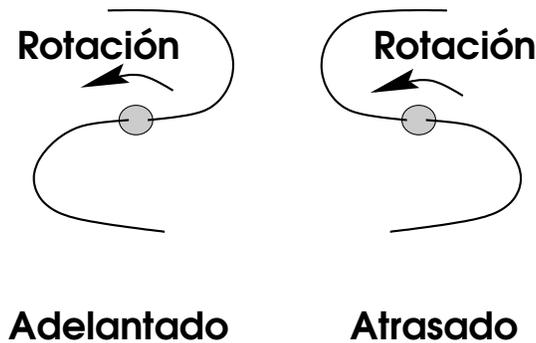


Figura 2.9: Brazos adelantados y atrasados.

Podemos caracterizar una espiral como *adelantada* (*leading*: las puntas de los brazos apuntan en la dirección de la rotación de la galaxia) o *atrasada* (*trailing*: las puntas de los brazos apuntan en la dirección opuesta de la rotación de la galaxia). Resulta que los brazos espirales casi siempre son *atrasados*.

¿Entonces, que son los brazos espirales? ¿Son simplemente estructuras de materia en el disco que giran con la galaxia? Supongamos que empezamos con un brazo recto de material $\phi = \phi_0$ en tiempo $t = 0$.

La galaxia tiene rotación diferencial: es decir, a radio R la velocidad angular es $\Omega(R) \equiv \frac{V(R)}{R}$. Por lo tanto, después de un tiempo t el ángulo que corresponde al punto del brazo que tiene radio R será $\phi = \phi_0 + \Omega(R)t$. Puesto que Ω es una función *decreciente* de R , es decir $\frac{d\Omega}{dR} < 0$, $\Omega(R_2) < \Omega(R_1)$ cuando $R_2 > R_1$, entonces formamos un brazo espiral atrasado, es decir la punta (que tiene el radio máximo) tendrá el ángulo ϕ mínimo después de un tiempo t .

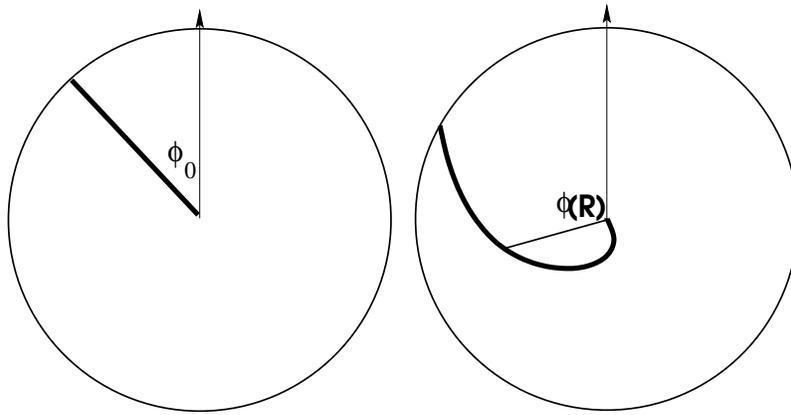


Figura 2.10: Enrollado de un brazo de material debido a la rotación diferencial.

Sin embargo, conforme pasa el tiempo este brazo sigue enrollándose, es decir, la espiral se vuelve más y más enrollada.

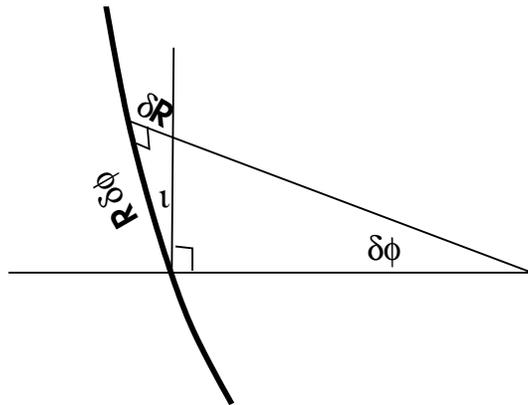


Figura 2.11: Geometría de ángulo de inclinación.

Definimos el *ángulo de inclinación*, i de un brazo espiral a radio R por el ángulo entre la tangente al brazo y la tangente al círculo $R = \text{constante}$.

$$\tan i \simeq \left| \frac{\delta R}{R \delta \phi} \right| \rightarrow \tan i = \left| \frac{1}{R} \frac{\delta R}{\delta \phi} \right| ,$$

por lo tanto

$$\cot i = \left| R \frac{\delta \phi}{\delta R} \right| = R t \left| \frac{d\Omega}{dR} \right| ,$$

al derivar la expresión para ϕ .

En las galaxias espirales tipo Sa $i \sim 5^\circ$, mientras que en los espirales más abiertos, las galaxias tipo Sc, $10^\circ < i < 30^\circ$. Cerca de la posición del Sol tenemos la velocidad de rotación $V \simeq 220 \text{ km s}^{-1}$ y el radio es $R \simeq 8.5 \text{ kpc}$. Por lo tanto

$$\Omega = \frac{V}{R} \rightarrow \left| \frac{d\Omega}{dR} \right| = \frac{V}{R^2} ,$$

y entonces

$$\cot i = (8.5 \text{ kpc})t \frac{220 \text{ km s}^{-1}}{(8.5 \text{ kpc})^2} \simeq \frac{220}{8.5} \left(\frac{t}{10^9 \text{ años}} \right),$$

lo cual implica

$$i \simeq 2^\circ \left(\frac{10^9 \text{ años}}{t} \right).$$

Es decir, después de solamente 10^9 años el brazo estará más fuertemente enrollado que el brazo de una galaxia Sa, y con tiempo se va a volver aún más enrollado. La edad del disco de nuestra galaxia es como 10^{10} años, que implicaría $i = 0.2^\circ$. Obviamente esto no es el caso actual, brazos tan fuertemente enrollados no se pueden distinguir observacionalmente.

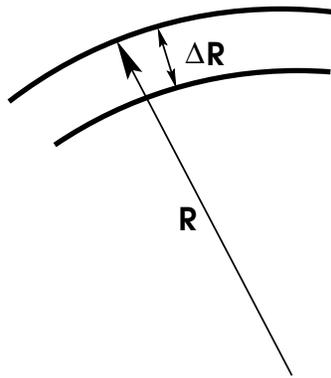


Figura 2.12: Separación de brazos espirales.

La separación entre vueltas del brazo se puede encontrar por considerar dos pedazos que tienen el mismo ángulo ϕ pero que corresponden a radios distintos. Corresponden a brazos con ángulo inicial ϕ_0 y $\phi_0 + 2\pi$ respectivamente. Para los dos brazos podemos escribir su ángulo ϕ como sigue:

$$\text{brazo externo: } \phi = \phi_0 + \Omega(R)t$$

$$\text{brazo interno: } \phi = \phi_0 + 2\pi + \Omega(R - \Delta R)t$$

Entonces

$$2\pi = [\Omega(R) - \Omega(R - \Delta R)]t \rightarrow 2\pi \simeq \Delta R \frac{d\Omega}{dR}t \quad (\text{donde } \Delta R \ll R).$$

Esto nos da una ecuación aproximada para la separación entre brazos, ΔR

$$\Delta R = \frac{2\pi}{\frac{d\Omega}{dR}t} = \frac{2\pi R}{\cot i}.$$

Entonces, en nuestro ejemplo anterior en la vecindad solar, tenemos $\Delta R = \frac{2\pi(8.5)^2}{220} \left(\frac{10^9 \text{ años}}{t} \right) = 2 \text{ kpc} \left(\frac{10^9 \text{ años}}{t} \right)$.

Entonces, después de 10^{10} años (la edad del disco galáctico) $\Delta R \sim 0.2 \text{ kpc}$, lo cual es demasiado enrollado para poder observar brazos espirales distintos.

Por lo anterior los brazos espirales no pueden ser brazos de material porque si el material original se queda en el brazo entonces la rotación diferencial funciona para embobinarlo en un tiempo

corto comparado a la edad del disco galáctico. Se piensa que los brazos tienen que ser *ondas de densidad*, es decir el material que compone el brazo se está cambiando continuamente, cf. las olas en el mar—la ola se mueva pero las partículas no son llevadas con la ola.

La teoría de ondas de densidad espirales todavía no está totalmente entendida.

2.6. Ondas de densidad cinemáticas

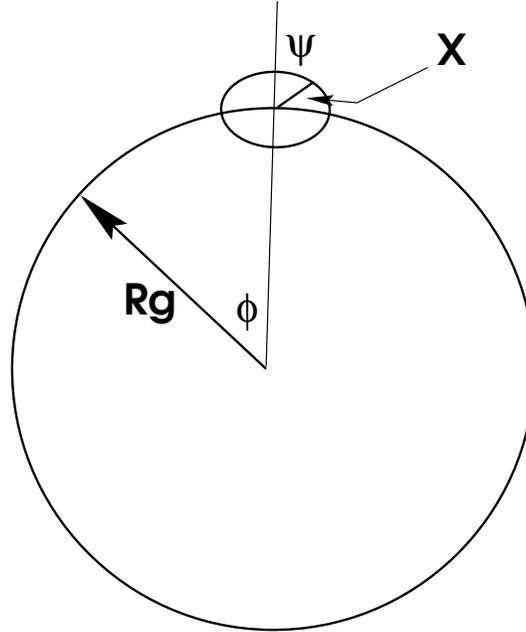


Figura 2.13: Definición de epiciclo.

Si las estrellas no están en órbitas completamente circulares, entonces podemos formar *espirales cinemáticas*. El movimiento de una estrella en una órbita casi circular se puede describir como la suma de un movimiento circular de un *centro de guiado* radio R_g y una *oscilación epicíclica* que tiene efecto de mover la estrella hacia afuera y hacia adentro.

El centro de guiado se mueve con velocidad angular $\Omega(R_g)$ entonces en cualquier instante t su ángulo medido desde $\phi = 0$ es $\phi_g = \Omega(R_g)t$. El radio de la estrella varía como

$$R = R_g + x = R_g + X \cos(\kappa t + \psi) ,$$

donde x es el radio en el epiciclo, X es la amplitud del movimiento radial en el epiciclo, κ es la frecuencia del epiciclo y ψ (constante) prescribe el radio inicial de la estrella en el epiciclo.

Si ahora consideramos estrellas distribuidas en una órbita con radio de guiado R_g y fijamos $\psi = 2\phi_g(0)$ para cada estrella, entonces el conjunto de estrellas está distribuido en una *elipse* con eje mayor que apunta por $\phi = 0$.

En un tiempo posterior t , los centros de guiado se mueven tal que $\phi_g = \phi_g(0) + \Omega t$. Además, las estrellas se mueven en sus epiciclos tal que el radio de una estrella dada es $R = R_g + x$ en donde

$$\begin{aligned} x &= X \cos(\kappa t + 2\phi_g(0)) = X \cos(\kappa t + 2[\phi_g(t) - \Omega t]) \\ &= X \cos[(2\Omega - \kappa)t - 2\phi_g(t)] \end{aligned}$$

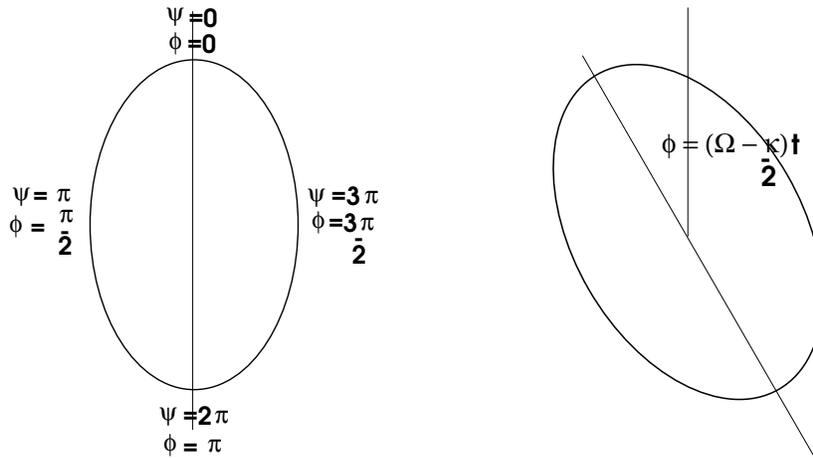


Figura 2.14: *Izquierda:* Posiciones iniciales de las estrellas. *Derecha:* Posiciones de las estrellas a tiempo t .

El eje mayor de la elipse ahora apunta en la dirección en donde $(2\Omega - \kappa)t - 2\phi = 0$, es decir en la dirección $\phi = (\Omega - \kappa/2)t$.

Definimos la *velocidad de patrón* $\Omega_p \equiv \Omega - \frac{\kappa}{2}$. Entonces, el patrón definido por las estrellas con centro de guiado R_g (es decir, la elipse) regresa a su estado original en tiempo $2\pi/\Omega_p$.

Nota: Las estrellas individuales completan sus órbitas alrededor del centro en el tiempo más corto $\simeq 2\pi/\Omega$.

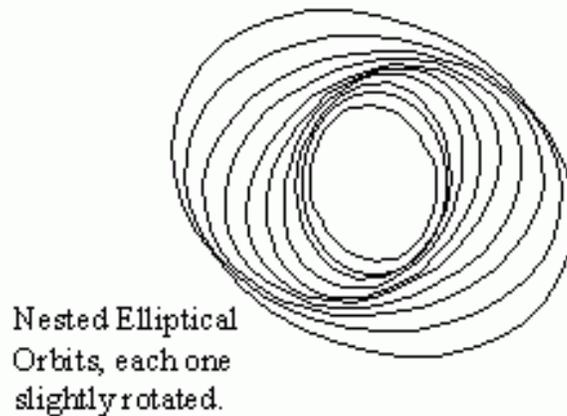


Figura 2.15: Brazos espirales cinemáticos construido por órbitas elípticas inclinadas.

Una espiral de dos brazos se puede construir de un conjunto de *elipses anidadas* de estrellas con radios de guiado diferentes R_g .

Debido a que la velocidad de patrón Ω_p varía con R_g , esta espiral también se enrollará con el tiempo, pero mucho más lento que un brazo de material, por un factor $\Omega_p/\Omega \sim 0.3$ para una galaxia con curva de rotación plana.

Para obtener una espiral con m brazos hay que fijar $\psi = m\phi_g(0)$ para que las estrellas con un centro de guiado dado se ubiquen en una forma con m “dedos” que giran con una velocidad de patrón $\Omega_p = \Omega - \kappa/m$.

Este teoría de onda de densidad para la estructura espiral supone que “algo” (la autogravedad de las estrellas y las nubes de gas) puede compensar la tendencia de una espiral cinemática de enrollarse dando como resultado un patrón que gira con una sola velocidad de patrón Ω_p . Las estrellas pueden reforzar el espiral solamente si la frecuencia con la cual atraviesan el patrón espiral, $m|\Omega_p - \Omega(R)|$ es más lenta que su frecuencia de epiciclo $\kappa(R)$. Es decir, se requiere

$$m|\Omega_p - \Omega| < \kappa \rightarrow \Omega_p < \Omega + \frac{\kappa}{m} \text{ y } \Omega_p > \Omega - \frac{\kappa}{m}$$

Los puntos (más bien los círculos) en donde $\Omega_p = \Omega + \frac{\kappa}{m}$ y $\Omega_p = \Omega - \frac{\kappa}{m}$ se llaman las *resonancias de Lindblad*. La resonancia *interna* de Lindblad (ILR) se encuentra al radio donde $\Omega_p = \Omega - \frac{\kappa}{m}$, y la resonancia *externa* (OLR) se ubica en donde $\Omega_p = \Omega + \frac{\kappa}{m}$.

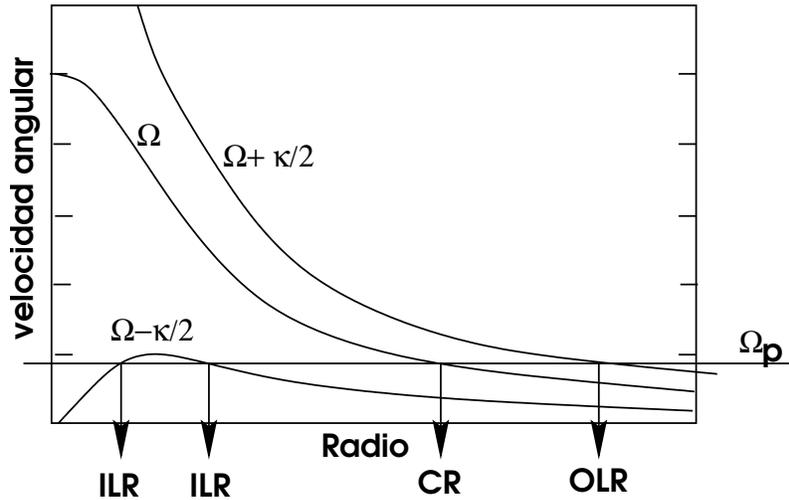


Figura 2.16: Las resonancias de Lindblad.

El radio en donde las estrellas tienen la misma velocidad angular que la velocidad de patrón se conoce como el radio de *corotación*, $\Omega_p = \Omega$.

Las ondas espirales solamente pueden propagarse en la región entre estas dos resonancias ILR y OLR. El rango de radios posibles para $m > 2$ es más pequeño que para $m = 2$, y por lo tanto las espirales con dos brazos predominan.

Vemos preferentemente brazos atrasados en vez de brazos adelantados porque en una espiral atrasada se transfiere el momento angular hacia afuera y el material a radios pequeños se mueve hacia adentro. En una espiral adelantada se tendría que proporcionar energía desde afuera de la galaxia, por ejemplo debido a un encuentro cercano con otra galaxia, para obtener el mismo efecto.

Capítulo 3

Galaxias Activas y Cuasares

3.1. Núcleos de Galaxias

El núcleo de una galaxia consta de las regiones centrales de la galaxia. Si la galaxia es espiral, entonces el núcleo es el centro de rotación. En una galaxia normal el núcleo tiene un espectro de líneas de absorción estelares. Muchas galaxias también muestran líneas de emisión *débiles*.

Como el 1 % de todas las galaxias tienen núcleos *activos*. Tienen un núcleo compacto muy brillante, a veces incluso más brillante que la galaxia entera. También muestran líneas de emisión anchas y fuertes producidas por átomos en una amplia variedad de estados de ionización. Estos núcleos activos son altamente variables, mostrando variabilidad en escalas de tiempo muy cortos (p.ej. días). Esto quiere decir que estas regiones deben ser muy pequeñas, del orden de unos pocos días luz en diámetro.

3.2. El descubrimiento de las galaxias activas

En 1943 Carl Seyfert identificó 6 galaxias con líneas de emisión permitidas anchas y fuertes de HI (líneas de Balmer), HeI y HeII que provenían de un núcleo galáctico compacto casi estelar. El ancho de estas líneas de emisión se atribuye al ensanchamiento de Doppler, es decir se debe a movimientos de bulto del gas que está produciendo la línea. En el caso de las líneas anchas las velocidades indicadas son típicamente $1000 - 5000 \text{ km s}^{-1}$. También había líneas prohibidas delgadas (p.ej. de [O III]) que correspondían a velocidades $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$.

Hoy en día se clasifica dos tipos de *Galaxias Seyfert*: las *Seyfert 1* tienen tanto líneas de emisión de HI (líneas de Balmer), HeI y HeII anchas como líneas de especies de iones prohibidas delgadas (p.ej. [OIII], [OII]), mientras que las *Seyfert 2* tienen solamente las líneas delgadas.

Sin embargo, observaciones en luz polarizada de algunas Seyfert 2 (NGC 1068) mostraron un espectro tipo Seyfert 1 (es decir, con líneas de emisión anchas) que normalmente hubiera sido cubierto por el espectro directo tipo Seyfert 2. Esto sugiere que una Seyfert 2 es simplemente una Seyfert 1 “escondida”. El espectro que se ve en luz polarizada se debe a luz reflejada del polvo en el medio interestelar afuera del núcleo.

En los años 1950 los primeros radiotelescopios encontraron galaxias ópticamente débiles que se encuentran dentro de un par de fuentes de radio muy intensas (frecuentemente conocidos como *lóbulos* de radio). Esta emisión en radio es *no térmica* que quiere decir que es producida por partículas energéticas que se mueven en campos magnéticos intensos. Algunas radiogalaxias tienen núcleos compactos brillantes en radio y otros tienen lóbulos enormes. Resulta que estas últimas

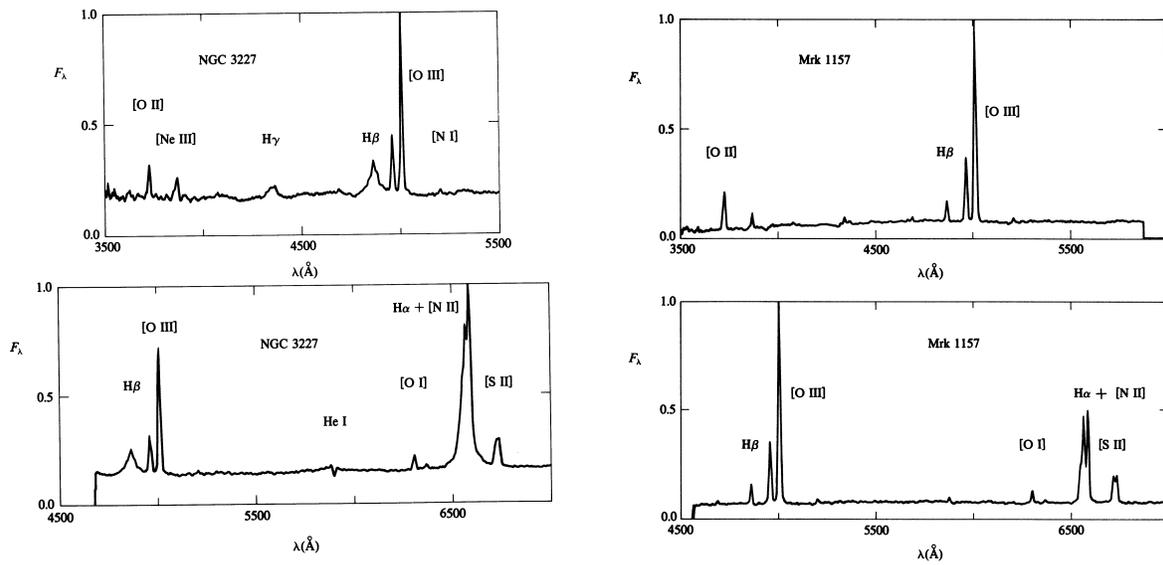


Figura 3.1: Espectro óptico de una galaxia Seyfert 1 (izquierda) y de una galaxia Seyfert 2 (derecha).

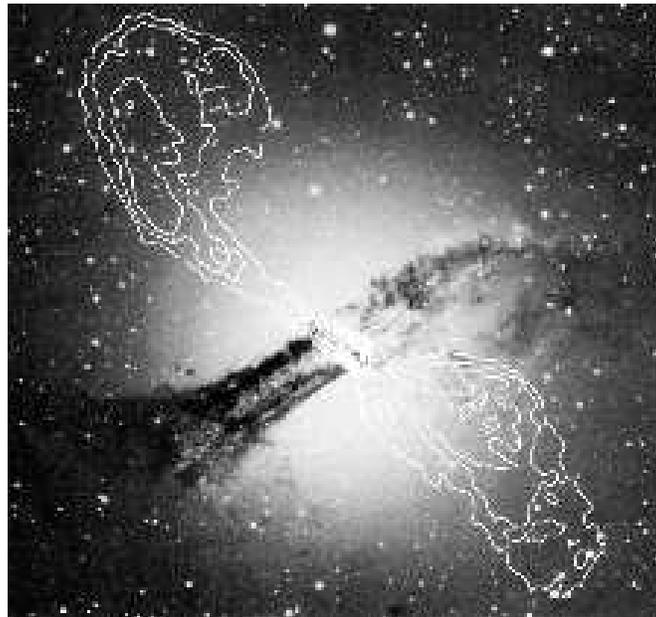


Figura 3.2: Observaciones en radio (contornos blancos) superpuestas sobre la imagen óptica de la radiogalaxia Centaurus A.

también tienen núcleos brillantes a radiofrecuencias pero muy pequeños. Estos núcleos están ligados a los lóbulos por unos chorros delgados lineales muy brillantes.

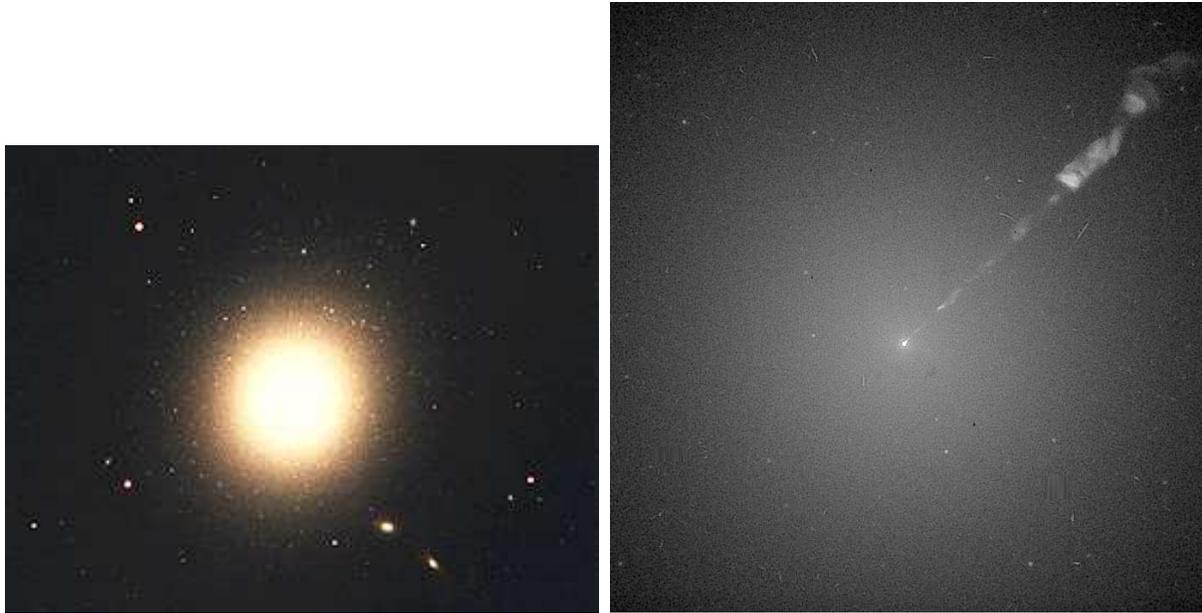


Figura 3.3: La galaxia M87 en luz óptica y su chorro.

En los años 1960 los radioastrónomos descubrieron fuentes de radio puntuales muy intensas. Fotografías ópticas revelaron objetos medio borrosos en las mismas locaciones. Los espectros ópticos de estos objetos fueron muy raros y llenos de líneas de emisión anchas que no se podían reconocer. En 1963 Maarten Schmidt reconoció que las líneas espectrales en los llamados *cuasares* (fuentes de radio cuasi-estelares) eran simplemente las líneas de hidrógeno normales, solamente corridas muchísimo al rojo. Este corrimiento al rojo, z , se define por $1 + z \equiv \lambda_{\text{obs}}/\lambda_{\text{emitido}}$. Los corrimientos al rojo grandes de estos objetos indican que las fuentes intensas de radio están muy lejos de nosotros. La parte borrosa que se ve es la galaxia huésped que se pierde en la luz intensa del núcleo activo.

Los cuasares emiten un exceso de luz ultravioleta relativo a estrellas que tienen colores parecidos a otras longitudes de onda más largas. Por lo tanto, se hizo una búsqueda de otros objetos similares que tienen esta misma descripción. Resultó que casi el 90% de los candidatos a cuasares y núcleos activos de galaxias en general, son relativamente callados en el radio. Por lo tanto, la mayoría de estos objetos se conocen como QSOs (objetos cuasi estelares) en vez de cuasares. Hoy en día se ha identificado más que 5000 QSOs.

Los cuasares y QSOs resultan ser los objetos más luminosos en el universo. Los más brillantes son $\sim 10^{14}L_{\odot}$ (si la radiación se emitiera isotrópicamente, que ahora se piensa no es el caso). Los cuasares más brillantes están entre los objetos más distantes en el Universo. El más distante se ubica a $\sim 2 \times 10^9$ pc (2 Gpc) de nosotros. Por lo tanto se pueden usar como sondeos del Universo a escalas muy grandes.

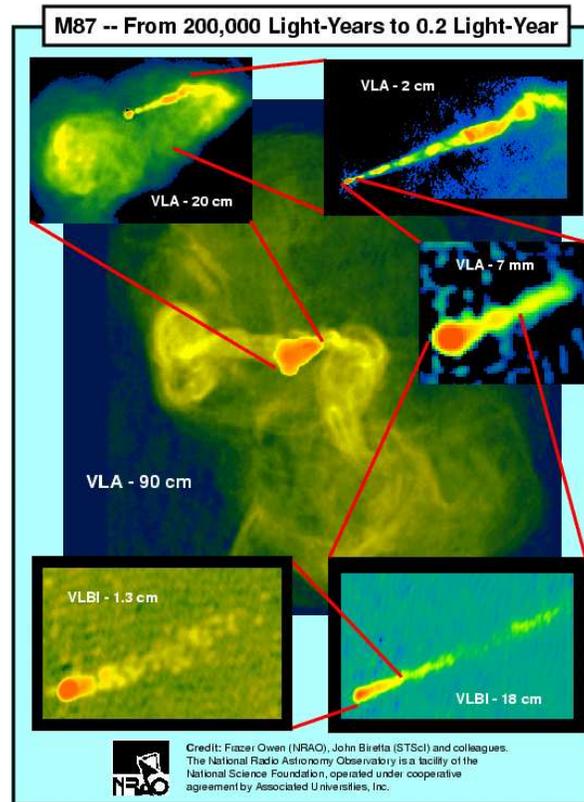


Figura 3.4: M87 a multiradiofrecuencias.

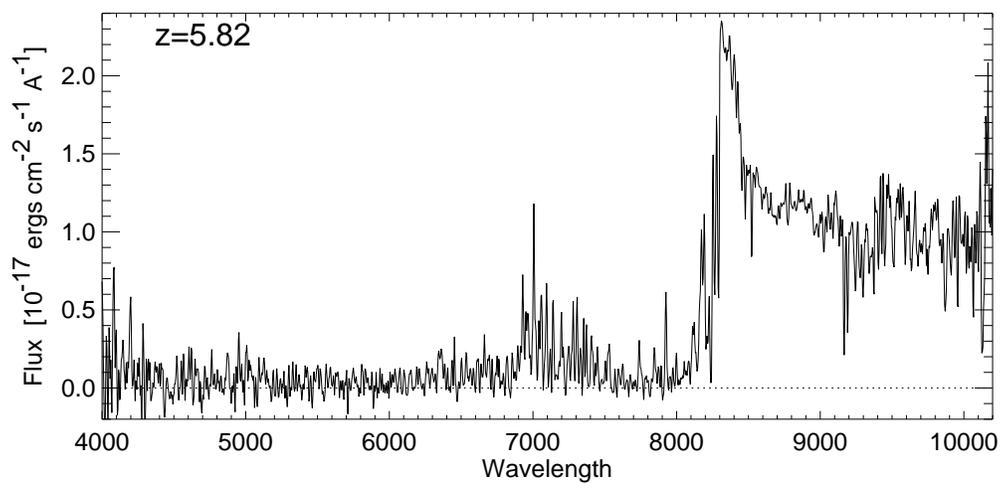


Figura 3.5: El espectro del cuasar más distante conocido. Tiene corrimiento al rojo de $z = 5.82$. El pico más fuerte es el pico de emisión de Lyman α que normalmente ocurre a $\lambda = 1200 \text{ \AA}$.

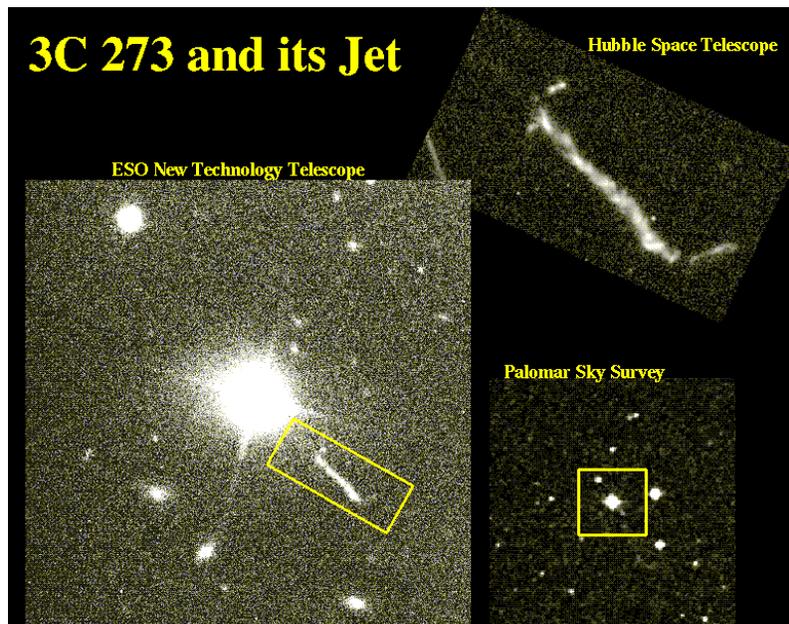


Figura 3.6: El cuasar 3C 273 y su chorro.

3.3. El Zoológico de galaxias activas

La mayoría de las galaxias activas están relacionadas. Se pueden dividir en dos clases generales: (i) Las *galaxias fuertes en radio*, es decir las galaxias que son fuentes de radio muy poderosas y (ii) las *galaxias calladas en radio*, es decir las galaxias que no son fuentes muy poderosas a radiofrecuencias.

Galaxias fuerte en radioemisión

- Radiogalaxias
 - Son elípticas y galaxias cD.
 - Constan el $\sim 0.01\%$ de todas las galaxias
 - $L < 10^{12} L_{\odot}$.
 - Tienen líneas de emisión tanto anchas como delgadas.
 - Son ópticamente débiles.
 - Tienen dos lóbulos de radio dominantes.
 - Tienen uno o dos chorros delgados detectables.
- Cuasares
 - Son galaxias brillantes
 - Constan el 0.00001% de todas las galaxias.
 - Luminosidades $L \sim 10^{12} - 10^{14} L_{\odot}$.
 - Solamente tienen líneas de emisión anchas.

- Son ópticamente brillantes.
- Son fuentes de radio compactas.
- Tienen chorros de radio delgados.

Galaxias débiles en radioemisión

- Galaxias tipo Seyfert
 - Son galaxias espirales
 - Constan el $\sim 1\%$ de galaxias espirales
 - $L < 10^{12} L_{\odot}$
 - Tienen líneas de emisión tanto anchas como delgadas.
 - Son fuentes de radio débiles
- Objetos Cuasi Estelares (QSOs)
 - Son espirales y elípticas
 - Constan el $\sim 0.001\%$ de todas las galaxias
 - Luminosidades $L \sim 10^{12} - 10^{14} L_{\odot}$.
 - Tienen solamente líneas de emisión anchas.
 - Son fuentes débiles de radio.

3.4. La fuente de energía de los NAGs

La mayoría de los astrónomos piensa que todos los núcleos activos son manifestaciones del mismo proceso básico: el gas rindiendo su energía potencial conforme cae dentro de un hoyo negro.

Teóricamente la energía máxima que se puede extraer de una masa M que cae hacia adentro de un hoyo negro es como 42% de Mc^2 , la energía de masa en reposo del material. Sin embargo, en la práctica se espera que solamente $\sim 0.1 Mc^2$ sale como radiación. El resto está tragado por el hoyo negro y sirve para aumentar su masa. Una luminosidad de $10^{12} L_{\odot}$ corresponde a como $0.1 M_{\odot} c^2$ por año y el hoyo negro debe aumentar su masa por $\geq 1 M_{\odot}$ por año para mantener esa potencia. La actividad de un NAG continua durante unos 10^8 años, así que cuando termine deben quedar hoyos negros con masas mínimas de $10^8 - 10^9 M_{\odot}$.

¿Cómo alimenta la galaxia el hoyo negro central? No se requiere mucho combustible—menos que la masa perdida por las estrellas de una galaxia medio grande. Cantidades grandes de gas molecular, $> 10^8 M_{\odot}$, han sido encontradas en las regiones centrales de algunas galaxias tipo Seyfert cercanas. También algunas galaxias cercanas tienen gas en sus regiones centrales y tienen hoyos negros nucleares con masa arriba de $10^6 M_{\odot}$ sin tener actividad nuclear, así que la presencia de gas cerca de un hoyo negro no es suficiente para alimentar una actividad nuclear.

Se requiere que el gas este encauzado hacia el núcleo como resultado de perder momento angular. Posibles mecanismos son (i) interacción del gas con concentraciones grandes de estrellas masivas en la región del núcleo (ii) perturbación gravitatoria de una galaxia espiral por otra galaxia cercana que distorciona la galaxia y da origen a barras, anillos etc. Una vez que el gas está en el *disco de acreción* que rodea el hoyo negro, la viscosidad hace que el gas de vueltas hacia adentro, calentandose y radiando su energía potencial.

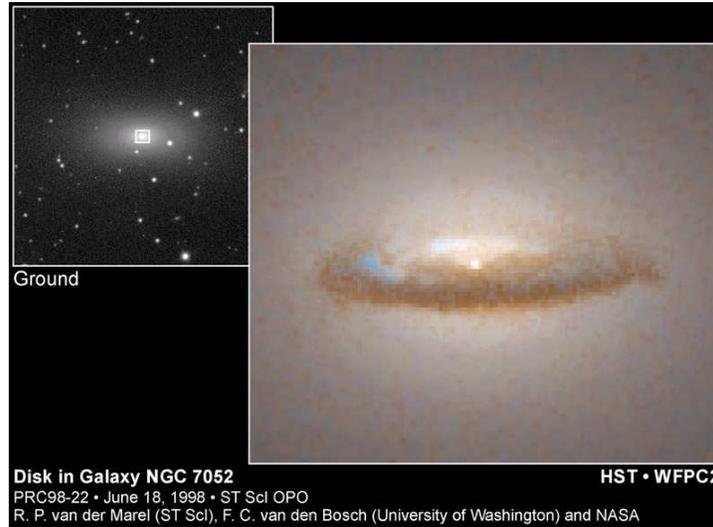


Figura 3.7: El disco de acreción alrededor del hoyo negro en el núcleo de la galaxia elíptica NGC 7052.

La luz de un núcleo activo es tan intensa que la radiación puede ejercer una presión apreciable sobre el gas en su alrededor. Si esta presión es demasiado grande, entonces el gas no puede caer hacia el centro y el núcleo carece de combustible. Entonces tenemos un límite sobre la luminosidad que puede sostener un núcleo. Para un objeto esféricamente simétrico podemos calcular el punto al cual la presión de radiación apenas balancea la fuerza de gravedad. Resulta que para una luminosidad del núcleo de $L \sim 10^9 L_{\odot}$ se requiere una masa central mayor que $10^7 M_{\odot}$ para evitar que la radiación disperse el gas que es el combustible del núcleo. Este límite se conoce como la *Luminosidad de Eddington*— y se puede aplicar tanto a núcleos de galaxias activas como a estrellas normales. Por ejemplo, nuestro Sol no llega a la luminosidad de Eddington, pero algunas de las estrellas supergigantes más brillantes sí lo hacen.

Podemos estimar la masa del hoyo negro al considerar que las líneas anchas de emisión que se observan de algunas galaxias activas provienen del gas que está orbitando el hoyo negro. Tomando un ancho de velocidad de $V = 5000 \text{ km s}^{-1}$ y un radio de $r = 10^{17} \text{ cm}$ para la órbita (tiene que ser de este orden porque las líneas anchas cambian con variaciones en el núcleo a escalas de tiempo cortas: 10^{17} cm corresponde a 0.03 pc, es decir 38 días luz), la masa del hoyo negro está dada por

$$M_{\text{h}} = \frac{V^2 r}{G} = 1.9 \times 10^8 M_{\odot} .$$

Este valor es consistente con valores obtenidos utilizando el límite de luminosidad de Eddington.

3.4.1. Modelo unificado de un núcleo de galaxia activa

En la *región de líneas anchas* se piensa que el gas está en forma de nubes densas, $n_{\text{H}} \simeq 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Estas nubes deben ocupar solamente una fracción pequeña del volumen alrededor de la fuente central, porque sino absorberían toda la radiación del continuo a longitudes de onda menores que la que corresponde a la frecuencia de fotones suficientemente energéticos para ionizar hidrógeno (esta longitud de onda se conoce como el límite de Lyman y corresponde a 912 \AA). Las líneas de emisión que observamos son la suma de todas las componentes de las nubes individuales, cada una

con su propio corrimiento Doppler, cada nube tiene velocidad de algunas miles de kilómetros por segundo. Conforme la radiación de continuo varía, también varían las líneas de emisión anchas. Las líneas de emisión delgadas que se observan deben provenir de una región más externa, puesto que se observan *líneas prohibidas* que solamente se pueden tener si las densidades son $n < 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Estas líneas prohibidas no varían cuando el núcleo varía, lo cual es una evidencia que se encuentran más lejos del núcleo que la región responsable de las líneas anchas. En el modelo unificado, el disco de acreción alrededor del hoyo negro central tiene forma de un toroide de gas denso. Las nubes de la región de líneas de emisión anchas se encuentran dentro de este toroide, mientras que las nubes de la región que produce las líneas delgadas se encuentran a radios mayores.

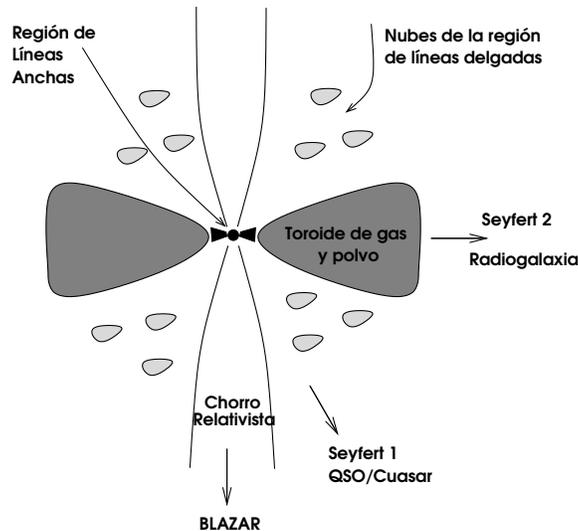


Figura 3.8: Modelo unificado de un NAG.

En el caso de las galaxias radio calladas: una Seyfert 1 se obtiene cuando se observa perpendicular al disco de acreción, una Seyfert 2 cuando se observa de canto y el núcleo está tapado por el toro opaco.

En el caso de las galaxias radio fuertes: los chorros salen del núcleo en dirección perpendicular al disco de acreción.

En los dos casos se observa un cuasar o QSO cuando se está mirando casi directo al hoyo negro. Se obtiene un blazar cuando se ve por el eje del chorro.

3.5. Movimientos superlumínicos

Los núcleos compactos de radio de los cuasares y las radiogalaxias tienen tamaños de solamente unos pocos parsec pero se puede mapear utilizando técnicas de *Very Long Baseline Interferometry (VLBI)* para revelar características que tienen tamaños en el cielo de menos que un milisegundo de arco.

La mayoría de estas fuentes muestran un núcleo interno muy brillante con una estructura alargada o una serie de grumos que se extienden hasta 10 – 50 pc fuera del núcleo. Casi todos los núcleos compactos son variables, cambiando su luminosidad en escala de días, semanas o meses. Los picos en el brillo del núcleo coinciden con la aparición de nuevos grumos, que viajan por caminos con

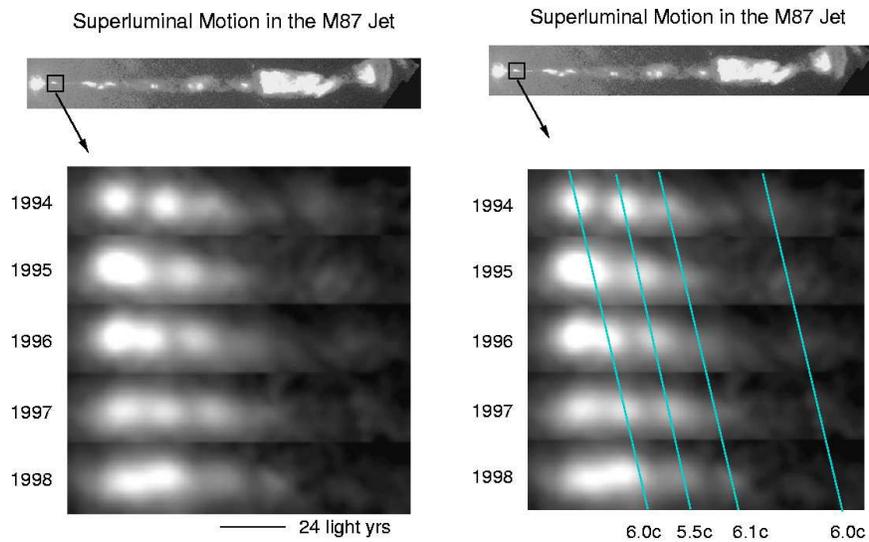


Figura 3.9: Secuencia de imágenes del HST mostrando movimientos aparentemente superlumínicos en el chorro que sale del núcleo de la radiogalaxia M87.

forma de hélice antes de desvanecerse.

El movimiento de como la mitad de los núcleos bien estudiados parece ser *superlumínico*—los grupos parecen alejarse del núcleo con velocidades transversales de $3 - 50c$. Estas altísimas velocidades aparentes se deben a que el gas emisor se mueve hacia nosotros a velocidades cercanas a la de la luz.

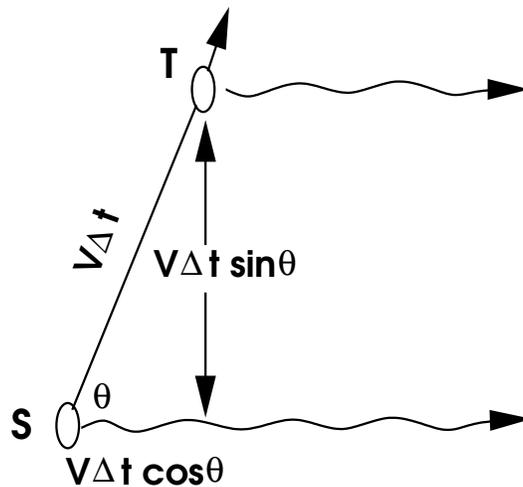


Figura 3.10: Geometría para movimientos superlumínicos.

Consideramos un observador quien ve un grupo de material del chorro acercándose a velocidad V en una dirección que hace un ángulo θ con la línea de visión.

En tiempo $t = 0$, el grupo se ubica en S y en un tiempo $t = \Delta t$ después el grupo está en T . Un fotón emitido por el grupo cuando está en posición S llega al observador a tiempo t_1 y un fotón

emitido por el grumo cuando estaba en la posición T llega a tiempo t_2 .

Si la distancia entre la posición S y el observador es d , entonces el tiempo en la Tierra entre la llegada de los dos fotones es

$$\Delta t_{\text{obs}} = t_2 - t_1 = \left(\Delta t + \frac{d - V\Delta t \cos \theta}{c} \right) - \frac{d}{c} = \Delta t \left(1 - \frac{V}{c} \cos \theta \right). \quad (3.1)$$

En este tiempo el grumo ha viajado una distancia transversal (o sea, distancia proyectada en el plano del cielo) a través del cielo, y por lo tanto su velocidad transversal aparente es

$$V_{\text{obs}} = \frac{\text{distancia}}{\text{tiempo}} = \frac{V\Delta t \sin \theta}{\Delta t \left(1 - \frac{V \cos \theta}{c} \right)} = \frac{V \sin \theta}{\left(1 - \frac{V \cos \theta}{c} \right)}. \quad (3.2)$$

Entonces, si $\theta = 10^\circ$ y $V = 0.99c$, obtenemos $V_{\text{obs}} = 6.87c$.

Definimos el *factor de Lorentz* del grumo por $\gamma = 1/\sqrt{1 - V^2/c^2}$. La velocidad aparente máxima se obtiene cuando $\cos \theta = V/c$, $\sin \theta = \sqrt{1 - V^2/c^2}$, es decir:

$$V_{\text{obs,max}} = \frac{V\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{1 - \frac{V}{c} \cdot \frac{V}{c}},$$

y por lo tanto, puesto que $V_{\text{obs,max}} \geq V_{\text{obs}}$, entonces $V_{\text{obs}} \leq \gamma V$ con igualdad cuando $\cos \theta = V/c$. Además, V_{obs} puede exceder c solo si $V > c/\sqrt{2}$.

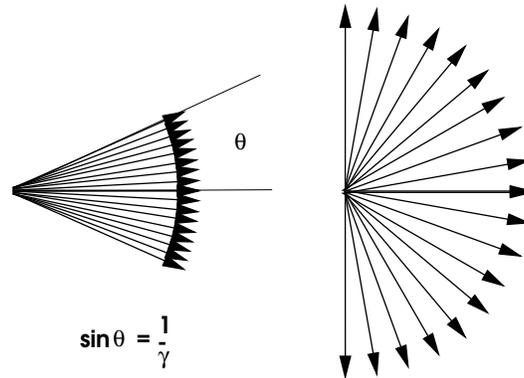


Figura 3.11: Efecto faro. *Izquierda:* Marco de reposo del observador. *Derecha:* Marco de reposo de la fuente.

Otro efecto que se produce cuando una fuente de luz se mueve a velocidades relativistas es el llamado *efecto de faro*. Si se supone que la luz se emite isotrópicamente, si $\gamma \gg 1$ toda la luz emitida hacia el hemisferio de delante en el marco de reposo de la fuente se concentra en un cono estrecho en el marco de reposo del observador donde el semiángulo θ donde $\sin \theta = 1/\gamma$. Este efecto hace que la fuente parece mucho más brillante de lo que se espera y también que tiene un movimiento superlumínico a través del plano del cielo.

Se piensa que este es el caso con los Blazares, que son las fuentes más luminosas que se conocen. La variabilidad rápida que se observa en estos objetos también se ve afectada por los efectos relativistas: cualquier variación en la luminosidad se observaría aproximadamente un factor 2γ más rápido por un observador en la Tierra.

Capítulo 4

Cosmología

4.1. Historia de las teorías del Universo

La Cosmología es el estudio de la “formación”, evolución y destino final del Universo. Hasta el siglo 17 con la “invención” de la gravedad por Newton, solamente había cosmologías mitológicas que tenían las culturas humanas para explicar su mundo. Newton se dió cuenta que la gravedad implica que el Universo no puede ser finito porque la fuerza de gravedad entre todas las masas haría que se colapsara en un punto. Entonces, el optó por un Universo infinito estático relleno de una distribución uniforme de estrellas. Sin embargo, si este fuera el caso ¿porqué el cielo de noche es oscuro? Esta es la llamada *paradoja de Olbers* (1758 – 1840). Con las suposiciones que el Universo es (i) estático (ii) infinito (iii) eterno y (iv) uniforme encontramos que el flujo de luz que recibimos de estrellas ubicadas en una cáscara a distancia r de nosotros es

$$F_c = F_* \times \text{número de estrellas en la cáscara} = \frac{L}{4\pi r^2} \times 4\pi r^2 \Delta r N$$

en donde L es la luminosidad de una estrella típica, Δr es el grosor de la cáscara, y N es la densidad numérica de estrellas. Vemos que los factores r^2 se cancelan, dando $F_c = LN\Delta r$, lo cual es una constante. Es decir, el flujo de las estrellas a cualquier distancia es igual al flujo de estrellas a cualquier otra distancia. Si tomamos cualquier línea de visión, vamos a interceptar una estrella, entonces el cielo debe verse brillante, aún de noche.

Obviamente este no es el caso, entonces alguna de las suposiciones debe estar equivocada. Einstein también atacó el tema con su nueva relatividad general (1917). El supuso el *Principio Cosmológico* que dice que el Universo es homogéneo e isotrópico en las escalas más grandes. Estas son suposiciones críticas de la cosmología moderna. *Homogéneo* quiere decir que el Universo es igual en todos lugares. *Isotrópico* quiere decir que es igual en todas direcciones.

Sin embargo, en escalas pequeñas sabemos que el Universo no es homogéneo, por ejemplo, vemos cúmulos de galaxias hasta distancias de 1000 Mpc. Este principio tiene como consecuencia la *ley de Hubble* (la expansión del Universo).

Al aplicar este principio a la Relatividad General Einstein tuvo una sorpresa: el espacio-tiempo del Universo no podría estar estático y sin cambio, es decir, el Universo tiene que contraerse o expandirse. Sin embargo, Einstein estaba trabajando en 1917 cuando todavía no sabían de otras galaxias ni de la expansión del Universo. El quiso un Universo estático, entonces tuvo que meter un nuevo término en sus ecuaciones, la constante cosmológica Λ , para que funcionara. Esta constante funciona como una fuerza de gravedad “repulsiva”, viene del vacío, balancea los efectos de la gravedad y detiene el movimiento del espacio-tiempo. Por introducir este término

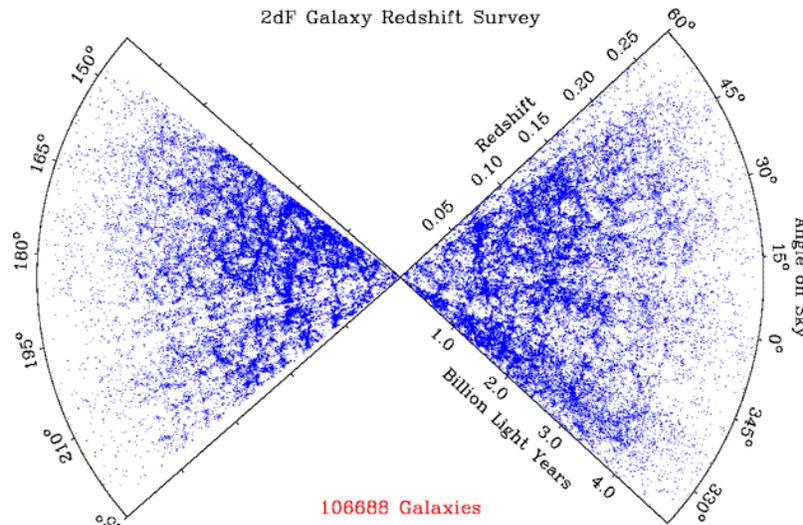


Figura 4.1: Una rebanada del Universo.

Einstein perdió la oportunidad de predecir un Universo en expansión. Cuando en los años 1920s se estableció observacionalmente la expansión del Universo, Einstein la aceptó.

El principio cosmológico tiene otras implicaciones. Por ejemplo, si imaginamos el Universo como un pan levantándose, para un observador ubicado en la superficie del “pan” el Universo no se ve igual en todas direcciones: habrá masa por un lado, vacío por el otro. Entonces, en este esquema el Universo es infinito, por lo cual queremos decir que no tiene superficie.

4.2. La expansión del Universo

En los primeros años del siglo 20, los astrónomos empezaron a hacer observaciones sistemáticas de las velocidades radiales de las galaxias (en esa época todavía se hablaban de nebulosas y no se sabía de otras galaxias como las conocemos hoy en día) por medir los corrimientos de Doppler de las líneas espectrales. Esperaban que los movimientos de estos objetos fueron aleatorios para así poder relacionar el movimiento del Sol en la Vía Láctea con las velocidades radiales de las nebulosas (es decir, encontrar el movimiento del Sol relativo al sistema local de reposo).

Sin embargo, resultó que las velocidades de las nebulosas no eran aleatorias sino que la mayoría de los espectros mostraron líneas espectrales corridas al rojo. Slipher (1914) reportó que la mayoría de las 12 galaxias que había observado se estaban alejando rápidamente de nosotros (pero Andrómeda se estaba acercando con una velocidad de $\sim 300 \text{ km s}^{-1}$). Pronto se dieron cuenta que también las galaxias se estaban alejando la una de la otra. Al observar más galaxias estas también mostraban el mismo comportamiento, con velocidades radiales de *recesión* de hasta 2000 km s^{-1} .

En 1925 Hubble calculó la distancia a la nebulosa de Andrómeda utilizando las estrellas variables tipo Cefeida y entonces estableció que Andrómeda realmente era una galaxia externa. Hubble luego determinó las distancias a otras galaxias. Al combinar estos resultados con los resultados de Slipher, descubrieron que la velocidad de recesión de una galaxia, v , es proporcional a su distancia, r .

Esta relación

$$v = H_0 r ,$$

se conoce como la *Ley de Hubble* y H_0 es la *constante de Hubble*. Normalmente v se da en km s^{-1} y r en Mpc, así que H_0 tiene unidades de $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$. Tal relación implica que el Universo se está *expandiendo*.

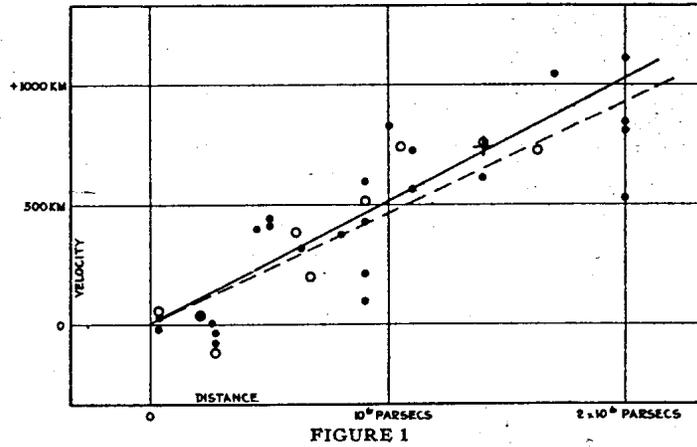


Figura 4.2: Los datos de Hubble (1929).

El valor que encontró Hubble para H_0 fue $\sim 500 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$, que es mucho mayor que los valores que se manejan hoy en día. Esta diferencia se debe a las incertidumbres y errores en la medición de distancias.

Hubble se dió cuenta que había descubierto una manera de encontrar las distancias a galaxias lejanas simplemente por medir sus corrimientos al rojo.

$$\lambda_{\text{obs}} = \lambda_{\text{emit}} \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}} \simeq \lambda_{\text{emit}} \left(1 + \frac{v}{c}\right), \quad v \ll c,$$

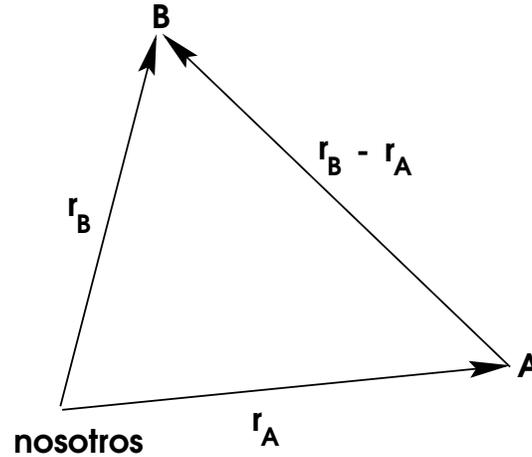
$$\text{entonces} \quad z \equiv \frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_{\text{emit}}}{\lambda_{\text{emit}}} \simeq \frac{v}{c}.$$

Al saber z , entonces se conoce v y con la ley de Hubble esto daría r .

El problema (uno de varios problemas realmente) en este procedimiento es que el valor de la constante H_0 no es conocido dentro de un factor de 2. Todos los valores estimados hasta ahora se encuentran en el rango $50 - 90 \text{ km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$. Se requiere datos hasta distancias muy grandes de nosotros para poder definir bien el valor. La dificultad en determinar el valor de H_0 viene de que hay que usar galaxias muy lejanas para calibrarla. Si solamente se consideran galaxias cercanas el corrimiento Doppler de las líneas espectrales podría ser dominado por las velocidades *peculiares* de la galaxias y no por la velocidad de recesión. Por ejemplo, nuestra Galaxia está cayendo hacia el cúmulo de Coma a una velocidad de 500 km s^{-1} . La velocidad peculiar se debe a, por ejemplo, la órbita de una galaxia dentro su grupo local o dentro un cúmulo de galaxias. Entonces, una forma modificada de la ley de Hubble sería $v = H_0 r + v_{\text{pec}}$ en donde v_{pec} podría ser $100 - 1000 \text{ km s}^{-1}$. La velocidad de recesión de las galaxias no implica que las galaxias se están moviendo a través del espacio. Si esto fuera el caso el hecho de que nosotros observamos (casí) todas las galaxias alejándose de nosotros nos ubicaría en un lugar especial en el Universo, o sea el centro de estos movimientos. Como no hay razones para pensar que ocupamos un lugar tan especial en el Universo, debe ser que

desde cualquier punto del Universo se puede observar el mismo fenómeno de las galaxias alejándose del observador.

Imaginemos un sistema con la Tierra y dos galaxias, A y B, en posiciones \mathbf{r}_A y \mathbf{r}_B .



Segun la ley de Hubble, las velocidades de recesión de las dos galaxias se describen por los vectores

$$\mathbf{v}_A = H_0 \mathbf{r}_A \quad \text{and} \quad \mathbf{v}_B = H_0 \mathbf{r}_B .$$

La velocidad recesional de galaxia B vista por un observador en galaxia A es $\mathbf{v}_B - \mathbf{v}_A = H_0 \mathbf{r}_B - H_0 \mathbf{r}_A = H_0 (\mathbf{r}_B - \mathbf{r}_A)$. Es decir, el observador en galaxia A ve todas las galaxias en el Universo alejándose con velocidades recesional descritas por la misma ley de Hubble.

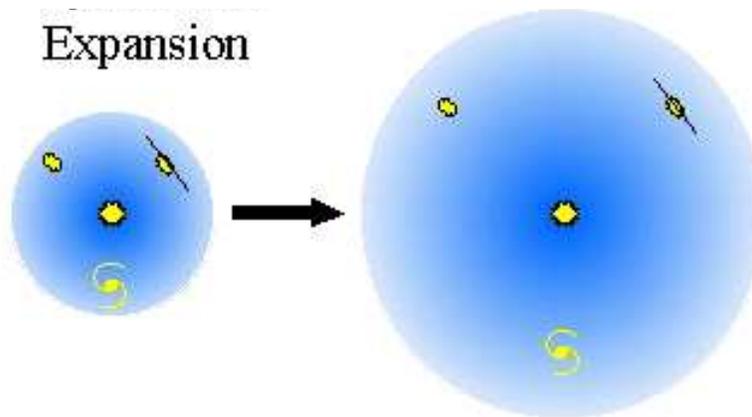


Figura 4.3: Expansión sistemática del Universo.

Esto implica la expansión general del Espacio tiempo. En esta expansión las galaxias son llevadas con el espacio-tiempo: si el Universo dobla su tamaño, entonces las distancias entre galaxias se doblarán, pero los tamaños de las galaxias se quedan iguales. Esto es porque las galaxias son objetos gravitatoriamente ligados localmente y no participan en la expansión global.

Si el Universo se está expandiendo debe de haber sido más pequeño en el pasado. La conclusión inevitable es que el Universo empezó en un punto singular.

Una vez conocido el valor de la constante de Hubble, se puede estimar la edad del Universo para calcular el tiempo transcurrido desde que el Universo era un punto singular. Esta edad es

simplemente el tiempo requerido para que una galaxia viaje a su distancia actual r suponiendo que su velocidad v se ha quedado constante (no es una suposición muy buena). Es decir,

$$r = vt_H = H_0 r t_H ,$$

entonces, el *tiempo de Hubble* es $t_H \equiv H_0^{-1}$ y por lo tanto la edad del Universo se encuentra en el rango $10 - 20 \times 10^9$ años.

Como que el valor de H_0 no es bien conocido, muchas veces se escribe $H_0 = 100h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, donde $\frac{1}{2} < h < 1$.

4.3. Energía y densidad del Universo

Si en este punto de tiempo t_0 el radio y la densidad de materia en el Universo son r_0 y ρ_0 entonces, la masa está dada por

$$M_u = \frac{4\pi}{3} r_0^3 \rho_0 .$$

Debido a la expansión del Universo, ρ disminuye pero la energía se conserva (es decir, no hay fuentes ni sumideros de energía del Universo). Consideramos una galaxia en “la orilla” del Universo. Esta galaxia tiene masa m y velocidad de recesión v . Entonces, la energía total de la galaxia es

$$\begin{aligned} E &= T + U = \text{constante} \\ E &= \frac{1}{2} m v^2 - \frac{G M_u m}{r_0} . \end{aligned}$$

Tenemos $v = H_0 r_0$ y $M_u = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \rho_0$, y por lo tanto obtenemos

$$E = \frac{1}{2} m H_0^2 r_0^2 - G m \frac{4}{3} \pi r_0^2 \rho_0 .$$

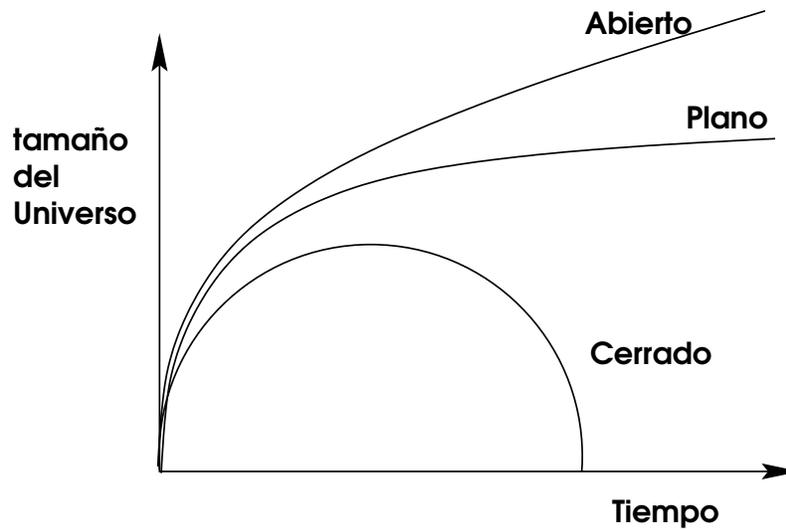
Existen tres posibilidades para el valor de E :

- $E > 0$: La galaxia puede escapar la gravedad del Universo, *no está ligada* \Rightarrow el Universo está *abierto*
- $E < 0$: La gravedad del Universo domina y la galaxia *está ligada* \Rightarrow el Universo está *cerrado*
- $E = 0$: Hay balance entre la gravedad del Universo y la expansión—la galaxia está apenas *ligada* \Rightarrow *punto crítico*

Si $E = 0$, $\rho_{0,\text{crit}} = \frac{3}{8\pi G} H_0^2$. Entonces, si $E < 0$, $\rho_0 > \rho_{0,\text{crit}}$ y si $E > 0$, $\rho_0 < \rho_{0,\text{crit}}$. Podemos estimar el valor de $\rho_{0,\text{crit}}$ escogiendo un valor de H_0 :

$$\rho_{0,\text{crit}} = \frac{3}{8\pi} \frac{(100 \text{ km s}^{-1} / \text{Mpc})^2 \left(\frac{10^5 \text{ cm/km}}{3 \times 10^{24} \text{ cm/Mpc}} \right)^2}{6.67 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-2}} = 1.9 \times 10^{-29} \text{ g cm}^{-3} .$$

Es decir, la densidad crítica corresponde a 11 átomos de H por m^3 . La masa que se ve ópticamente solo corresponde $\rho \sim 10^{-31} \text{ g cm}^{-3} \Rightarrow$ Universo Abierto (si no existe más material que no podemos observar). Aún estimando la materia oscura que se requiere para explicar las curvas de rotación



de las galaxias espirales no llegamos a la densidad crítica. El cociente densidad observada: densidad crítica se conoce como Ω , el parámetro de densidad. Peor aún, en este modelo, la densidad observada va a bajar con tiempo conforme aumenta r si no creamos más masa, mientras que la densidad crítica es independiente de M_u y de r .

La solución es que H_0 no es una constante, es decir para nosotros durante nuestras cortas vidas si parece ser constante, pero realmente es una función de tiempo, $H(t)$.

Para un Universo abierto $\Rightarrow H(t) > 0$ siempre.

Para un Universo cerrado $\Rightarrow H(t) < 0$ para t grande (colapso).

Para un Universo crítico $\Rightarrow H(t) \rightarrow 0$ cuando $t \rightarrow \infty$.

Si se piensa que la expansión del Universo se está frenando con tiempo, es decir su expansión fué más rápida anteriormente, entonces el Universo sería cerrado o crítico y H_0^{-1} nos daría un límite *superior* sobre la edad del Universo (porque $H(t)$ se está disminuyendo con tiempo). Si el tiempo actual es t_0 entonces $H_0 = H(t_0)$.

4.4. La escalera de distancias

Medir la distancia a algún objeto en el Universo es el gran problema de la astronomía. Hay muchos métodos y un incertidumbre de hasta 50% es común. Para fijar bien la “constante” de Hubble se necesita poder extender la gráfica a distancias muy lejanas. Las velocidades son relativamente fáciles de determinar, pero las distancias no lo son.

No hay un solo método que se puede aplicar a todas las escalas, entonces hay que empezar por escalas chicas y utilizar estos resultados para calibrar distancias más lejanas. Los errores que se tienen a escalas más chicas van a afectar las escalas más grandes. Esto es la llamada *escalera de distancias*.

Escalas Chicas

Se utiliza radar para medir distancias en el sistema Solar. Esto funciona hasta distancias de ~ 50 UA. Estas distancias permiten la medición de ...

—paralajes trigonométricas. Calibrados por la distancia Tierra-Sol. Se utiliza la órbita de la Tierra

como la línea de base: funciona hasta distancias de 100 pc, o si se extiende al espacio (p.ej. con el satélite Hiparco), hasta 500 pc. Permite medir distancias hasta estrellas cercanas y a cúmulos de estrellas cercanas.

—paralajes espectroscópicas. Calibradas por las paralajes trigonométricas. Se relaciona el tipo espectral con la luminosidad en diagramas HR calibrados por el método anterior. Funciona mejor para cúmulos de estrellas. Permite medir distancias hasta 50 – 100 kpc.

Escalas Medianas

—Cefeidas y estrellas RR Lyrae. Calibrados por los diagramas HR. Basado en la relación periodo-luminosidad. Funciona hasta 40 Mpc. Permite medir el tamaño de la Vía Láctea y distancias a galaxias cercanas.

—‘velas estandares’ de galaxias. Se buscan velas brillantes estandares en galaxias, como son las explosiones de supernovas tipo Ia, la distribución de brillo de cúmulos globulares y nebulosas planetarias, y las estrellas supergigantes más brillantes. Se calibran por las distancias de las Cefeidas y objetos similares cercanos.

—la relación Tully-Fisher es una relación entre la luminosidad de una galaxia espiral y su velocidad de rotación (que se obtiene a partir de observaciones a 21 cm). Se calibra con galaxias cercanas.

Escalas Lejanas

—los dos pasos anteriores permiten calibrar luminosidades de galaxias más lejanas (suponiendo que éstas son parecidas a las cercanas). Funciona hasta distancias de 500 Mpc. Permite medir la constante de Hubble.

—distancias de corrimiento al rojo. Calibradas por todos los pasos anteriores. Se mide el corrimiento al rojo de una galaxia por su espectro y se usa la calibración de la constante de Hubble. Se ignoran los movimientos peculiares.

4.5. La gran explosión

Si el Universo se está expandiendo podemos extrapolar hacia el pasado y concluimos que en el pasado el Universo era más pequeño y las galaxias estaban más juntas en el espacio. Si extrapolamos lo suficiente, todas las galaxias, es decir toda la materia, estaba en un solo punto. Además de ser más chico en el pasado, el Universo debe de haber sido más denso y más caliente. Extrapolando a un estado inicial, éste debe haber sido extremadamente caliente y extremadamente denso. Llamamos este estado inicial denso y caliente la *Gran Explosión* (término inventado por Fred Hoyle en un programa de radio en los 1950s: Hoyle es uno de los científicos que *no* cree en la gran explosión). La base del modelo de la Gran Explosión tiene tres suposiciones básicas: (i) que la relatividad general es correcta en escalas cósmicas (ii) que el Universo es homogéneo e isotrópico en escalas grandes y (iii) que la energía del vacío (un término en las ecuaciones de la relatividad general) es cero o bien, muy pequeño. Este modelo tiene que explicar las propiedades del Universo observado. La Gran Explosión predice la ley de Hubble si las velocidades de expansión son pequeñas comparadas a la velocidad de la luz. Conforme se expande el espacio-tiempo, la longitud de onda de los fotones aumenta—longitudes mayores implica más rojo. Para un objeto más lejos de nosotros, este “estiramiento” es mayor (porque la luz viaja con velocidad finita). El cambio fraccional en la longitud de onda de un fotón emitido cuando el factor de escala del Universo era R comparado a

la longitud de onda hoy ($R = 1$) es

$$z = \frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_{\text{emit}}}{\lambda_{\text{emit}}} = \frac{R_{\text{hoy}} - R_{\text{emit}}}{R_{\text{emit}}} .$$

Es decir,

$$\frac{R_{\text{hoy}}}{R_{\text{emit}}} = 1 + z .$$

Entonces, un corrimiento al rojo de $z = 3$ quiere decir que el Universo de hoy es cuatro veces más grande que cuando se emitió la luz. Entonces, al observar objetos con corrimientos al rojo muy grandes, estamos observando hacia el pasado cuando el Universo era más pequeño.

4.6. El fondo de radiación de microondas

El Universo temprano ($t \leq 10^{13}$ s) y denso debía de haber estado muy caliente y las partículas y fotones estaban en un estado de equilibrio térmico. Bajo estas condiciones el campo de radiación tiene un espectro de cuerpo negro. Conforme se expande el Universo, esta radiación de cuerpo negro se enfría. Cuando la temperatura llega a ~ 3000 K los protones y electrones combinan para formar átomos de H (y un poco de He). Esto se llama la *época de la recombinación*. En este momento el Universo se vuelve transparente a la radiación, es decir los fotones salen al espacio. Su espectro es el de un cuerpo negro de 3000 K. Desde aquel tiempo el Universo se ha expandido por un factor de 1000.

Conforme expande el espacio-tiempo, también aumenta la longitud de onda de la luz entre la posición donde se emitió y la posición donde es detectada (se llama el *corrimiento al rojo cosmológico*). Entonces, la longitud de onda de la luz habrá aumentado 1000 veces en este tiempo. En el factor $h\nu/kT$ que aparece en las fórmulas para cuerpo negro, tenemos $\nu = c/\lambda = c/(R\lambda_0)$, donde R es el factor de escala debido a la expansión del Universo ($R = 1$ hoy, $R < 1$ en el pasado). Entonces, el factor $h\nu/kT$ en el pasado está relacionado al factor $h\nu_0/kT_0$ actual por

$$\frac{hc}{\lambda T} = \frac{hc}{RT\lambda_0} \equiv \frac{hc}{T_0\lambda_0} ,$$

lo cual implica $T_0 = RT$, es decir, la temperatura estará reducida por el factor de expansión del Universo. Por lo tanto, desde la época de recombinación la temperatura habrá disminuido por un factor de 1000, y se espera un espectro de cuerpo negro de temperatura ~ 3 K como fósil de la época en donde el Universo era opaco y caliente. Esta temperatura corresponde a una longitud de onda de $\lambda_{\text{max}} \simeq 1$ mm, que se encuentra en el rango de las microondas.

En 1948 Alpher y Herman predijeron que el Universo ahora debe estar lleno de radiación de cuerpo negro de temperatura 5 K. En 1965 Penzias y Wilson estaban mapeando el cielo a longitudes de onda de microondas, relacionado a la comunicación con los nuevos satélites que se habían lanzado. Hubo un ruido persistente en el señal que provenía de manera continua y además de todas partes del cielo. Después de haber quitado un par de palomas de su antena y haberlo limpiado bien seguía el mismo ruido. No podían pensar en la fuente de esta señal hasta que leyeron de un cálculo de la radiación de fondo (a 10 K) de Peebles. Finalmente determinaron que el ruido que estaban detectando era de origen cósmico y correspondía a una temperatura de 2.73 K.

Esta radiación se conoce como el *fondo de radiación cósmica*. El modelo de la gran explosión es muy estricto—requiere que el espectro de esta radiación sea un cuerpo negro perfecto, caracterizado por una sola temperatura. Experimentos en los 1960s y 1970s mostraron un espectro de cuerpo

negro aproximado con una temperatura ~ 2.7 K. La situación mejoró muchísimo con el lanzamiento del satélite *COBE* en 1989.

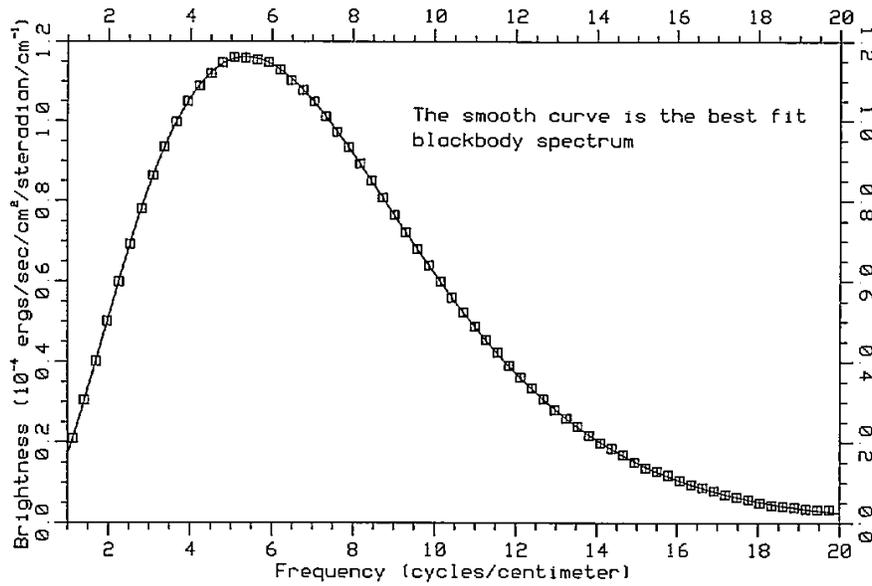


Figura 4.4: Espectro de radiación de fondo obtenido por COBE.

Este instrumento mapeó el cielo entero en longitudes de onda desde el infrarrojo cercano a longitudes de microondas. Estaba buscando fluctuaciones en la radiación de fondo. Afortunadamente, los resultados de *COBE* muestran un espectro de cuerpo negro perfecto con temperatura 2.726 K. Esto indica que el modelo de la Gran Explosión es correcto.

En el mapa del cielo de *COBE* se ve una anisotropía tipo dipolo: esto se debe al efecto Doppler debido a la velocidad peculiar del Sol. Cuando se resta este dipolo se encuentra una banda en el centro del mapa: esta se debe a emisión del plano galáctico. Si se resta la galaxia se obtiene un mapa de variaciones a nivel de una parte en 10^{-5} . Las fluctuaciones en este mapa corresponden a un corrimiento al rojo $z = 1000$ y representan la distribución de materia y energía en el Universo temprano antes de que se formaran las estrellas y las galaxias.

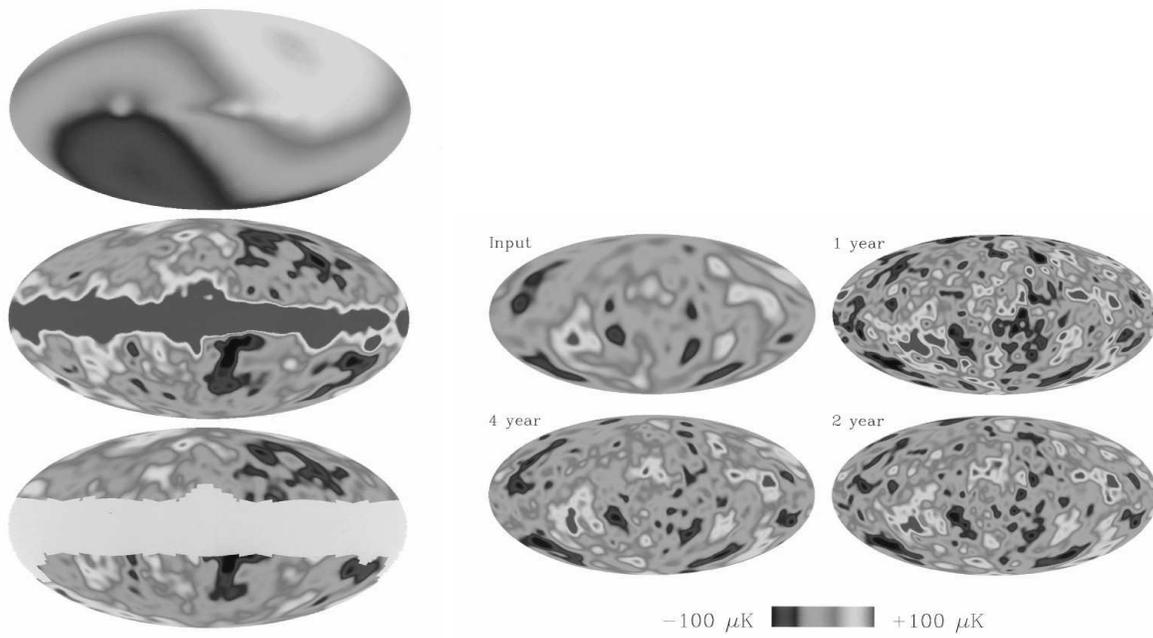


Figura 4.5: Mapa del cielo de COBE.