

CINEMÁTICA Y DINÁMICA DE GALAXIAS ESPIRALES

Por María Paz Agüero

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

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CORDOBA

Marzo, 2010

©FaMAF - UNC 2010

Director: Rubén J. Díaz

98.52.Nr Spiral Galaxies
98.62.Dm Kinematics, dynamics, and rotation
98.62.Hr Spiral arms
98.62.Qz Magnitudes and colors; luminosities
98.62.Ck Masses and mass distribution

A mi familia

CINEMÁTICA Y DINÁMICA DE GALAXIAS ESPIRALES

Uno de los mayores desafíos de la astronomía del siglo XXI es la determinación precisa del origen, naturaleza y distribución de la materia en sus formas visible y oscura. El modelo cosmológico más aceptado en la actualidad, aquel que postula que la masa del Universo está dominada por la materia oscura fría, ha logrado con mucho éxito reproducir la estructura a gran escala del Universo. Sin embargo, las observaciones de la estructura interna de las galaxias presentan algunas dificultades a la hora de ser confrontadas con el modelo. Por ejemplo, el modelo cosmológico predice que los centros de los halos de materia oscura que circundan las galaxias espirales presentan perfiles de masa con fuertes gradientes de densidad de masa hacia el centro, mientras que las observaciones favorecen regiones centrales con perfiles de masa más planos. Para salvar estas diferencias, por un lado, se han postulado teorías alternativas que pueden explicar la distribución de masa en las galaxias espirales pero tienen dificultades para describir las grandes estructuras. Por otro lado, la obtención e interpretación de las observaciones sufren de varias fuentes de incertezas que provocan cambios sustanciales en los resultados que deben tenerse en cuenta para poder realizar una correcta comparación con los modelos.

La relación entre cinemática y luminosidad, llámese cociente de masa-luminosidad, y principal tema de estudio en esta tesis, representa el factor observable más importante para poder entender el origen de la estrecha relación que existe entre el subsistema dominante de materia oscura y la cantidad de estrellas que se formaron dentro del mismo. Por lo tanto, las distribuciones de masa en todas sus formas resultan cruciales para poder confrontar los modelos de formación y evolución de las galaxias.

Al analizar la relación entre la cinemática y la luminosidad en las galaxias espirales, se puso especial atención en las incertezas involucradas para poder interpretar las observaciones en términos de propiedades físicas intrínsecas de los objetos. En cuanto a la distribución de brillo, la extinción por el polvo presente en las galaxias espirales introduce complicaciones que sólo son minimizadas en las recientes observaciones en el rango infrarrojo, por lo que basamos nuestro análisis fotométrico en la banda K del infrarrojo cercano. Sin duda los sesgos más comunes que debimos analizar se relacionan con el efecto del apartamiento de la velocidad circular producto de las perturbaciones presentes en los discos galácticos (brazos espirales, barras y alabeos). Otro factor que puede modificar sustancialmente la dinámica y distribución de masa en las galaxias son las interacciones y fusiones galácticas. El tratamiento requirió enfocar distintos aspectos. Por un lado, la cinemática y fotometría detalladas de objetos individuales permitió entender el efecto de los sesgos observacionales más comunes, y por otro lado los análisis estadísticos permitieron inferir propiedades generales.

En el *Capítulo 1* se resume el estado del conocimiento básico acerca de la estructura de las galaxias, especialmente enfocado hacia el estudio de la distribución de luz y masa en las galaxias espirales.

El *Capítulo 2* introduce al lector en la complejidad tanto física como observacional del estudio de los movimientos internos de las galaxias espirales, y cómo ésta dificulta la determinación de las distribuciones de masa en galaxias. Este resumen será de utilidad para aquellos que se inician en el estudio de la cinemática de galaxias. La última sección de este capítulo se dedica a un análisis propio de los efectos de algunas perturbaciones tales como barras, alabeos y ondas de densidad en las determinaciones de masas.

El *Capítulo 3* se centra en trabajos específicos sobre cinemática y estructura de algunos estadios evolutivos de galaxias espirales. Se analiza el caso de Messier 83, una galaxia espiral aislada que por su condición de núcleo doble parece haber sufrido una fusión menor con una galaxia satélite enana. También estudiamos la estructura de tres objetos fuertes emisores en el Infrarrojo que se encuentran en distintas etapas de fusión. Estos estudios se realizaron a fin de comprender mejor los sesgos observacionales producto de las interacciones que afectan a la determinación de las distribuciones de masa y luz en las galaxias.

El *Capítulo 4* presenta el estudio central de la tesis, la determinación de la distribución de masa y luminosidad infrarroja en una muestra final de 22 galaxias espirales cercanas. En la primera parte se discute la selección de la muestra en la cual se han minimizado los sesgos observacionales estudiados en los Capítulos 2 y 3. En la segunda parte se determinan las variaciones del Cociente masa-luminosidad a cada radio y se estudian las correlaciones entre los distintos parámetros estructurales y dinámicos. Finalmente se determina un perfil universal de masa-luminosidad para galaxias espirales, que permitió derivar una ley de densidad para el halo de materia oscura.

El *Capítulo 5* resume y discute las conclusiones dentro del escenario general que describe la estructura y evolución de las galaxias espirales como sistemas dominados por una componente de materia oscura no bariónica.

ÍNDICE

Capítulo 1: *Introducción*

1.1	Las Galaxias.	1
1.1.1	Tipos de Galaxias	2
1.1.2	Medio Interestelar	6
1.1.3	Los centros galácticos.	10
1.2	Determinación de Masas	14
1.2.1	A partir de la Curva de Rotación	14
1.2.2	A partir de la Fotometría	17
1.2.3	La perspectiva del Infrarrojo Cercano	19

Capítulo 2: *Cinemática*

2.1	Hipótesis de los Movimientos Circulares.	41
2.1.1	Desarrollo Observacional	45
2.1.2	Técnicas de Muestreo del Campo de Velocidades.	52
2.1.3	La Curva de Rotación	65
2.2	Movimientos no Circulares.	69
2.2.1	Ondas de Densidad.	77
2.2.2	Barras	83
2.2.3	Alabeos.	91
2.3	Conclusiones	101
	Apéndice 2.A	102

Capítulo 3: *Estudios Específicos*

3.1	La Rotación de M83 de los 50 pc a los 50 Kpc.	107
3.1.1	La Región Nuclear de M83.	107
3.1.2	La Curva de Rotación de M83	114
3.2	Galaxias Espirales en Proceso de Fusión	121
3.1.1	NGC 2623	121
3.1.2	NGC 5514.	126
3.1.2	NGC 3256.	128
3.3	Distribuciones Anulares de Materia en las Regiones Centrales.	131
3.3.1	Catálogo.	132
3.3.2	Galaxias de Comparación.	139
3.3.3	Resultados.	143
3.3.4	Conclusiones.	149
	Apéndice 3.A: Tablas	154

Capítulo 4: *Relación Masa Luminosidad en Galaxias Espirales*

4.1	Relevancia de la Relación Masa-Luminosidad	163
4.2	Procedimiento	164
4.2.1	La Muestra	167
4.2.2	Densidades de Brillo Superficial.	168
4.2.3	Las Curvas de Rotación y Densidades de Masa.	174
4.2.4	Cociente Masa-Luminosidad.	190
4.3	Resultados.	203
4.3.1	Índice de Color.	203
4.3.2	M/L Integrada.	209
4.3.3	Correlaciones	214
4.3.4	Perfil Universal de M/L	220
4.4	Componente Oscura de Masa.	223
4.4.1	Densidad Superficial de Masa.	223
4.4.2	Densidad Volumétrica de Masa.	227
4.5	Conclusiones	229
	Apéndice 4.A: La Muestra.	234
	Apéndice 4.B: Tablas.	245
	Apéndice 4.C: Cocientes M/L	249
	Apéndice 4.D: Ajuste Exponencial.	271

Capítulo 5: *Conclusiones y Comentarios Finales*.277

1

Introducción



NGC 4321

1.1 Las Galaxias

En 1845, William Parsons utilizó un telescopio con un área colectora de luz sin precedentes (72 pulgadas), el cual le permitió observar las nebulosas catalogadas por William Herschell con mucho mayor detalle de lo que había sido posible anteriormente. El examen de estas nebulosas reveló que la mayoría podía clasificarse en dos categorías: algunas se percibían más homogéneas, con distribuciones de luz elípticas muy regulares; mientras que otras eran menos simétricas, exponiendo una estructura espiral distintiva. La apariencia de torbellino en estas nebulosas dió peso a la sugerencia de Immanuel Kant, a mediados del siglo XIX, de que estos *universos islas* eran sistemas rotantes sobre un eje perpendicular al disco.

La galaxia en la que vivimos, la Vía Láctea, corresponde a este último grupo, una galaxia cuya apariencia está dominada por brazos con forma de espiral. Nuestra galaxia, al igual que todas las **galaxias espirales**, presenta la mayoría de sus estrellas viajando en órbitas circulares formando una estructura aplanada y aproximadamente axisimétrica, a la cual llamamos el **disco galáctico** y que contiene a los brazos espirales. Este disco tiene una extensión aproximada de 10 Kilopársecs (Kpc) y una masa en estrellas de $5 \times 10^{10} M_{\odot}$. Nuestro Sol se encuentra a una distancia de 8 Kpc del centro de la Galaxia y se está moviendo con una velocidad circular de 220 km/s. En la dirección perpendicular al disco, la densidad de estrellas sigue una distribución exponencial¹ cuya altura típica (z_d) dependerá de la edad de las estrellas que utilizemos como trazadoras. En la vecindad solar esta altura va de ≤ 100 pársecs para las estrellas jóvenes O y B, hasta ~ 300 pc para las estrellas con edades del orden de 10 Gyr que constituyen el grueso de la masa del disco². El disco también contiene gas, mayormente hidrógeno neutro y molecular, concentrado en nubes con un amplio rango de masas y tamaños, así también como pequeñas partículas sólidas (polvo), las cuales hacen que el gas interestelar se vuelva opaco en longitudes de onda visibles a la distancia de varios Kpc. La mayoría del hidrógeno atómico es neutro más que ionizado y se denota por *HI*.

Juntos, el gas y el polvo, se denominan **Medio Interestelar** (ISM). La masa total del ISM es sólo el 10% de la masa en estrellas, por tanto, el ISM tiene poca influencia en la dinámica de las galaxias. Sin embargo, juega un rol crucial en la química de las galaxias, ya que en estas nubes de gas tiene lugar la formación estelar, mientras que las estrellas que mueren eyectan material enriquecido químicamente de regreso al ISM. Este proceso es el responsable de que las nuevas generaciones de estrellas posean mayor proporción de elementos pesados (metalicidad) en su composición.

Además del disco, la Galaxia contiene un **bulbo**, sistema estelar esférico localizado en el centro, de forma esferoidal, que comprende $\sim 15\%$ de la luminosidad total. La historia evolutiva, cinemática y composición química de las estrellas del bulbo son bastante diferentes a aquellas de las estrellas del disco cercanas al Sol. Se cree que las estrellas del bulbo datan del tiempo de la formación de la Galaxia, mientras que las del disco tienen un amplio rango de edades sugiriendo que la formación de estas estrellas es un proceso constante. El bulbo exhibe un amplio rango de metalicidades con una media de $0.4 Z_{\odot}$ (Zoccali et al. 2003), sustancialmente menor que la metalicidad de las estrellas jóvenes de la vecindad solar (probablemente

¹ $\rho(R, z) = \rho(R, 0) e^{-|z|/z_d(R)}$

² Una representación más precisa de la distribución vertical del disco supone la superposición de dos componentes con densidades exponenciales decrecientes, el disco fino con $z_d \approx 300$ pc y el disco grueso con $z_d \approx 1$ Kpc. Las estrellas del disco grueso son más viejas y presentan metalicidades más bajas que las del disco fino. La densidad superficial del disco grueso es sólo el 7% respecto al disco fino, resultando que en el plano medio, las estrellas del disco fino superan en número a la razón de 50:1.

2 Introducción

formadas a partir de gas que ha sido constantemente contaminado por los residuos ricos en metales de las explosiones de supernovas). A diferencia de las estrellas del disco, las cuales presentan un movimiento circular dominante de ~ 200 Km/s con una velocidad al azar acoplada con media de 50 Km/s, las estrellas del bulbo presentan vectores velocidad distribuidos azarosamente con una velocidad media de 150 Km/s³.

Cerca del 1% de la masa estelar se encuentra en el **halo estelar**, el cual contiene estrellas viejas y de baja metalicidad (media de $0.02 Z_{\odot}$). Esta componente esférica se extiende hasta ~ 50 Kpc y la distribución de densidad sigue la forma $\rho \propto r^{-3}$. La baja metalicidad de esta componente sugiere que ha sido una de las primeras en formarse. En cuanto al **halo oscuro**, la componente más grande y masiva⁴, no sabemos mucho acerca de sus propiedades dada la naturaleza desconocida de las partículas que la conforman. Este halo oscuro está compuesto, probablemente, por partículas elementales de débil interacción llamadas WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles, partículas masivas de interacción débil), cuya detección en el laboratorio es aún controversial. Aunque también se han sugerido una gran variedad de candidatos para la composición de la materia oscura, entre ellos, los MACHOs (MASSive Compact Halo Objects, objetos compactos masivos del halo). Las mediciones de la profundidad óptica para lentes gravitacionales a través del halo excluyen MACHOs en el rango de 10^{-7} - $30 M_{\odot}$ como componente dominante para el halo oscuro (Alcock et al. 2001; Tisserand et al. 2007), y además, argumentos dinámicos indirectos sugieren que los tipos de objetos más masivos también serían excluidos.

La formación de sistemas astrofísicos planos tales como el sistema solar o el disco galáctico, requiere disipación, la cual remueve energía pero conserva momento angular y, por tanto, lleva naturalmente a sistemas planos rápidamente rotantes. Ya que los WIMPs no disipan energía, se espera que el halo sea aproximadamente esférico⁵. El tamaño y masa totales del halo oscuro de la Vía Láctea puede ser constreñido por la cinemática de cúmulos globulares y galaxias cercanas⁶. Tendría un tamaño aproximado de 200 Kpc, y su masa podría ser tan baja como $2 \times 10^{11} M_{\odot}$ o tan alta como $5 \times 10^{12} M_{\odot}$.

1.1.1 Tipos de Galaxias

Las diferentes apariencias visuales de los sistemas extragalácticos, que fueron primeramente descritos por Parsons y que son evidentes al observar sus imágenes ópticas⁷, dieron lugar a un esquema de clasificación de las mismas introducido por Edwin Hubble en 1936 (Figura 1). Esta clasificación morfológica está basada, primeramente, en la luminosidad relativa de una componente esférica respecto a una aplanada y la estructura espiral. En el extremo izquierdo se ubican las **Galaxias**

³ Una población estelar como la del disco galáctico, en la cual las velocidades al azar son mucho menores que la velocidad ordenada o velocidad media, se dice ser "frío"; mientras que la población del bulbo, en la cual la velocidad azarosa es mayor que la velocidad media, se dice ser "caliente".

⁴ Su existencia se deduce de la diferencia entre la masa determinada por modelos dinámicos y aquella observada en estrellas y gas.

⁵ Las simulaciones numéricas de formación de halos oscuros sugieren que son más bien triaxiales con cocientes de semiejes de 0.4-0.6, aunque no hay evidencia observacional directa de la forma de estos halos.

⁶ Wilkinson & Evans (1999) encuentran un mejor ajuste para la masa de $2 \times 10^{12} M_{\odot}$, con un radio medio (conteniendo la mitad de la masa) de 100 Kpc.

⁷ La clasificación morfológica depende de la longitud de onda en la que observamos, ya que cada banda espectral es afectada por distintas poblaciones estelares y diferentes fases del gas. Esto complica la clasificación morfológica de galaxias lejanas debido al corrimiento al rojo de los caracteres espectrales.

Elípticas que son los sistemas más suaves y sin estructura, con una componente esférica dominante y sin disco estelar. Estas galaxias varían en forma de proyección redondas (E0) a bastante alargadas (E7), y se designan por En donde n describe el cociente de semiejes aparentes (b/a) a través de la fórmula $n=10[1-(b/a)]$. Luego, encontramos en el diagrama las **Galaxias Lenticulares** las cuales son una transición entre las galaxias elípticas y las espirales. Pueden distinguirse dos componentes, un bulbo y un disco poco aplanado y sin estructura espiral.

La clasificación morfológica de las **Galaxias Espirales** tiene en cuenta, además de la importancia relativa del bulbo respecto al disco, la estrechez con que los brazos espirales están enrollados⁸ y el grado en que los mismos están resueltos en estrellas y nebulosas individuales de emisión (Regiones HII). Así, las galaxias clasificadas como Sa tienen bulbos conspicuos y brazos suaves y altamente enrollados, mientras que aquellas clasificadas como Sc tienen condensaciones centrales de brillo pequeñas y brazos menos enrollados y muy resueltos, es decir con un alto contraste con respecto al disco subyacente. Como puede verse en el diagrama, existen dos clasificaciones paralelas de galaxias espirales, aquellas con y sin barra, llamadas “barreadas” o “normales” respectivamente. La barra es un sistema estelar suave y alargado que se asemeja a un listón rígido que rota en el centro del disco y de sus extremos emanan los brazos espirales. Esta barra presenta líneas oscuras producidas por la absorción de la luz por el polvo. Cerca de la mitad de las galaxias son barreadas y se indican insertando la letra B en la notación.

A lo largo de esta secuencia, las galaxias se vuelven menos luminosas y su estructura espiral menos definida. Esta tendencia continua hacia objetos muy débiles en los cuales las estrellas jóvenes se encuentran dispersadas caóticamente más que en espiral y son llamadas **Galaxias Irregulares**. Podemos distinguir dos grupos. Las Galaxias *Irr I* son objetos que no tienen simetría o brazos espirales bien definidos y presentan nódulos brillantes que contienen estrellas O y B. Por otro lado, las galaxias *Irr II* son objetos asimétricos que tienen imágenes más bien suaves y frecuentemente presentan franjas de polvo. En el tipo *Irr I* se encuentran nuestras galaxias vecinas más cercanas, Las Nubes de Magallanes. Suele denominarse, en el sistema de clasificación de de Vaucouleurs, Sm a las Irregulares que se asemejan a la Nube Mayor de Magallanes (LMC) e Im a las similares a la Nube Menor (SMC).

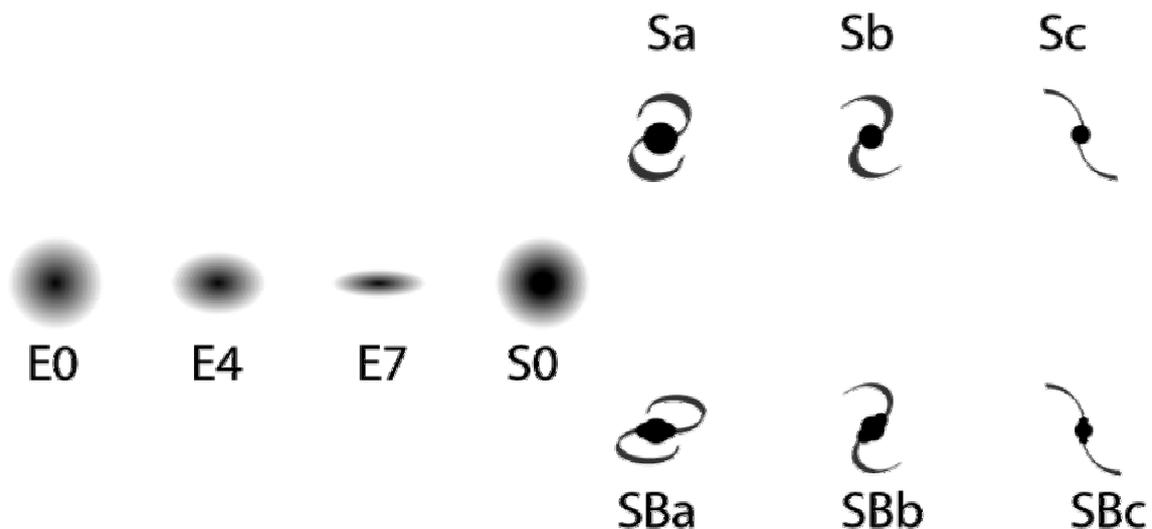


Figura 1: Esquema de clasificación morfológica introducida por Hubble.

⁸ Elmegreen & Elmegreen (1982) dividió las galaxias en 12 clases de brazos de acuerdo a la morfología de sus brazos espirales. Las galaxias de Clase 1 tienen brazos asimétricos, fragmentados y caóticos, mientras que las de Clase 12 tienen dos largos brazos simétricos que dominan el disco óptico.

4 Introducción

Esta clasificación morfológica involucra, además, la secuencia de muchos otros parámetros físicos (Roberts & Haynes 1994). Por ejemplo, las galaxias elípticas contienen muy poco o nada de gas frío y polvo interestelar, las estrellas son viejas teniendo edades comparables a la edad del universo (consistente con la falta de gas para formar nuevas estrellas) y por tanto sus colores integrados son más rojos. A medida que nos desplazamos por el diagrama, el medio interestelar se vuelve más importante llegando a ser el 30% de la masa estelar en las galaxias Irregulares y los colores se vuelven más azules debido a que las estrellas masivas jóvenes y las Regiones HII dominan la luminosidad de estos sistemas. Además de una mayor densidad superficial de Regiones HII en los tipos espirales tardíos, las Regiones HII más grandes y brillantes se encuentran en este último, siendo en promedio 50 veces más brillantes que las mayores Regiones HII en tipos tempranos⁹.

Las galaxias no se encuentran distribuidas uniformemente en el espacio, sino que se encuentran asociadas en grupos o cúmulos. La Vía Láctea se encuentra ubicada en un grupo de galaxias llamado el **Grupo Local**, y junto a M31 (a ~700 Kpc) son las galaxias más brillantes de este conjunto que contiene más de 30 galaxias. El Grupo Local se encuentra a las afueras del Cúmulo de Virgo el cual contiene más de 2000 galaxias. En su centro se encuentra la Galaxia Elíptica Gigante M87, a ~20 Megapársec (Mpc) de nosotros. Los diferentes tipos de galaxias presentan una segregación con el entorno. En regiones del Universo de baja densidad, cerca del 60% de las galaxias luminosas son del tipo espiral, pero esta fracción disminuye a menos del 10% en regiones densas tales como los cúmulos de galaxias donde predominan las galaxias E y S0.

Por mucho tiempo, se pensó que las diferentes morfologías de las galaxias reflejaban diferentes condiciones de formación y que actualmente lucen tal como se formaron. Debido a la poca evidencia de formación estelar en galaxias elípticas, y de su escaso momento angular, se ha pensado que las galaxias elípticas son más viejas que las espirales¹⁰. Desde esta perspectiva, las estrellas en galaxias elípticas se formaron muy rápidamente usando todo el ISM antes de que el material tenga tiempo de establecerse en un disco. Por otro lado, la formación estelar en galaxias espirales tuvo lugar lentamente respecto al tiempo de vida de la galaxia, continuando aún después de que el ISM se asentó en un disco. El interrogante en esta visión es por qué la formación estelar ocurrió tan rápidamente y tan lentamente en cada caso. Sin embargo, los astrónomos han aprendido que las galaxias pueden cambiar su apariencia con el tiempo, usualmente como resultado de interacciones, colisiones o fusiones entre galaxias¹¹. Por ejemplo, dos o más galaxias espirales que colisionen y se fusionen pueden dar origen a una galaxia elíptica gigante¹². También, las colisiones y fusiones suelen desatar brotes de formación estelar y es por ello que se piensa que

⁹ 30 Doradus en LMC es 20 veces más brillante que cualquier Región HII de M31 (clasificada como Sb), además las 10 más brillantes de LMC superan a la Región HII más brillante de M31 (Kennicutt et al 1989).

¹⁰ Hubble sugirió que las galaxias evolucionaban de izquierda a derecha en el diagrama, dando origen a la designación de galaxias tempranas a las correspondientes al extremo izquierdo, y tardías a las del extremo derecho.

¹¹ Las interacciones entre galaxias son comunes debido a que las galaxias están relativamente más cerca una de otra que lo que están las estrellas. Por ejemplo, nuestra galaxia y su vecina cercana Andrómeda están a sólo 25 diámetros de la Vía Láctea, mientras que la distancia entre el sol y su estrella más cercana es más de 30 millones de veces el diámetro del sol.

¹² Esta visión evolutiva del origen de las elípticas es consistente con el hecho de que se observan más galaxias espirales cuando miramos atrás en el tiempo, i.e. a alto redshift.

algunas galaxias irregulares son el resultado de interacciones o colisiones entre galaxias.

Más allá del tipo morfológico, las galaxias presentan una gran variedad de tamaños y masas. La Vía Láctea es una espiral de gran tamaño, sin embargo, existen galaxias que son diez veces más grandes y muchas que son cientos de veces más pequeñas. Las galaxias más masivas y luminosas del Universo son elípticas gigantes, llamadas **galaxias cD**, que se encuentran en el centro de los cúmulos ricos de galaxias y poseen un halo muy extendido y débil y a menudo presentan núcleos múltiples¹³. Contrariamente, se cree que las galaxias débiles y pequeñas, llamadas **galaxias enanas**, podrían ser las más numerosas en el universo. De hecho, existirían tantas galaxias enanas que su masa combinada probablemente exceda aquélla de todas las grandes galaxias juntas. Pero su pequeño tamaño y bajo brillo superficial hacen que sean difíciles de detectar y sólo seamos capaces de descubrirlas cuando están relativamente cerca¹⁴ (Figura 2).



Figura 2: NGC 205, enana elíptica, orbitando a Andrómeda (M31). El Grupo Local es la única muestra que incluye un número significativo de galaxias débiles. De los 35 actuales miembros del Grupo Local, sólo las tres más brillantes son espirales (M31, VL y M33), los restantes están igualmente repartidos entre galaxias irregulares y enanas / esferoidales (enanas de bajo brillo superficial). Fotografía de J.-C. Cuillandre tomada con el CFHT.

¹³ Las propiedades de los mismos parecen relacionarse con las propiedades del cúmulo más que con la galaxia en sí misma. Es aún un misterio si estas galaxias son un subproducto de la evolución del cúmulo, si se formaron paralelamente al cúmulo o si las galaxias cD primordiales son las semillas alrededor de las cuales se acrecieron los cúmulos.

¹⁴ Las galaxias enanas pueden ser de morfología elíptica, espiral o irregular. Comparativamente, mientras las galaxias elípticas gigantes tienen unos pocos Megapársec de largo y contienen un billón de estrellas, las elípticas enanas pueden ser tan pequeñas como un Kpc y contener un millón de estrellas.

6 Introducción

Recién en las últimas décadas, los avances tecnológicos nos han permitido descubrir galaxias que presentan un brillo superficial mucho más débil que el de las galaxias clásicas, más débiles incluso que el brillo del cielo nocturno¹⁵.

Esta nueva clase, llamada **Galaxias de Bajo Brillo Superficial** (LSB)¹⁶, se presenta en una amplia variedad de tamaños y luminosidades, de enanas elípticas a espirales gigantes. Estas galaxias son inusualmente azules¹⁷, por ejemplo, las elípticas enanas son incluso más azules que las espirales Sc típicas con regiones de formación estelar activas (McGaugh and Bothun, 1994). También presentan grandes cantidades de HI, aunque las Regiones HII así como el hidrógeno molecular y el polvo son menos frecuentes que en las galaxias de alto brillo superficial (HSB). A pesar de su difícil detección, se estima que estas galaxias son al menos tan numerosas como las galaxias de alto brillo superficial. Aunque las LSB son las más aisladas de todos los tipos de galaxias, también siguen la estructura a gran escala de filamentos o láminas en que están agrupadas todas las galaxias.

Existen también otro tipo de galaxias que, en contraste con las LSBs, presentan un brillo anormalmente alto. Entre ellas se encuentran las **Galaxias Starburst**, estos objetos presentan una tasa de formación estelar excepcional. Los Starburst más violentos inyectan grandes cantidades de masa y energía al medio intergaláctico a través de los supervientos. La complicación de este fenómeno es cómo acumular grandes cantidades de gas en un volumen acotado sin desatar la formación estelar en el proceso. Podemos observar este fenómeno en galaxias de baja masa, baja metalicidad y libres de polvo como son las galaxias compactas azules o incluso en galaxias ricas en polvo que emiten importantes cantidades de energía en el infrarrojo como son las ULIRGs (Ultra Luminous Infrared Radio Galaxies).

1.1.2 El Medio Interestelar

El medio interestelar es gas y polvo que invade el espacio entre las estrellas y se sumerge suavemente en el espacio intergaláctico. Está mayormente compuesto por hidrógeno, también encontramos una pequeña fracción de helio y sólo el 1% en forma de polvo.

El gas se encuentra en múltiples estados, desde nubes moleculares frías (10K) de alta densidad (10^2 - 10^6 átomos/cm³), pasando por un medio frío neutro (70K, 30 átomos/cm³), un medio cálido neutro y otro ionizado (7000K, 0.3 átomos/cm³), hasta regiones HII (8000K, 10^3 átomos/cm³) y una componente difusa caliente en la corona (10^7 K, 10^{-3} átomos/cm³). El hidrógeno neutro se presenta en la forma de gas atómico (HI) y de gas molecular (H₂). Las densas nubes frías de gas neutro brindan el entorno adecuado para el nacimiento de las estrellas (Figura 3). Por otro lado, el gas ionizado es producido cuando la radiación ultravioleta de las estrellas recién formadas ioniza el gas circundante, dando lugar a las líneas de emisión, principalmente en el óptico, observadas en los espectros integrados de las galaxias. Aunque el gas neutro no emite en el óptico, puede observarse en otros rangos espectrales, principalmente en radiofrecuencias e infrarrojo, mientras que el gas caliente en las regiones gaseosas que sufren choques y en la llamada corona galáctica se observa en Rayos X.

El medio interestelar (ISM¹⁸) interactúa con las estrellas que nacen dentro de las nubes moleculares a través de los vientos estelares, eyecciones de materia y

¹⁵ Brillios superficiales centrales $\mu_0 < 22.5$ mag arcsec⁻²

¹⁶ Low Surface Brightness Galaxies: Galaxias de Bajo Brillo Superficial, en contraste con las galaxias típicas de Alto Brillo Superficial (High Surface Brightness Galaxies).

¹⁷ Debido a su baja metalicidad, aproximadamente 1/3 de la solar, y a una población joven.

¹⁸ Por su sigla en ingles Inter.-Stellar Medium

producción de frentes de choque por parte de las supernovas, entre otras, inyectando energía al ISM produciendo estructuras tales como burbujas y cáscaras. Esta inyección de materia por parte de las estrellas, enriquece el ISM al incorporar materia con mayor contenido de elementos pesados producto de la evolución estelar, produciendo un cambio en la composición química de las nuevas generaciones de estrellas que se formarán a partir del ISM enriquecido, lo que se conoce como la evolución química de las galaxias. El estudio de la distribución de metalicidades en la galaxia puede dar indicios de los procesos de formación de las estructuras de la galaxia en tiempos tempranos.

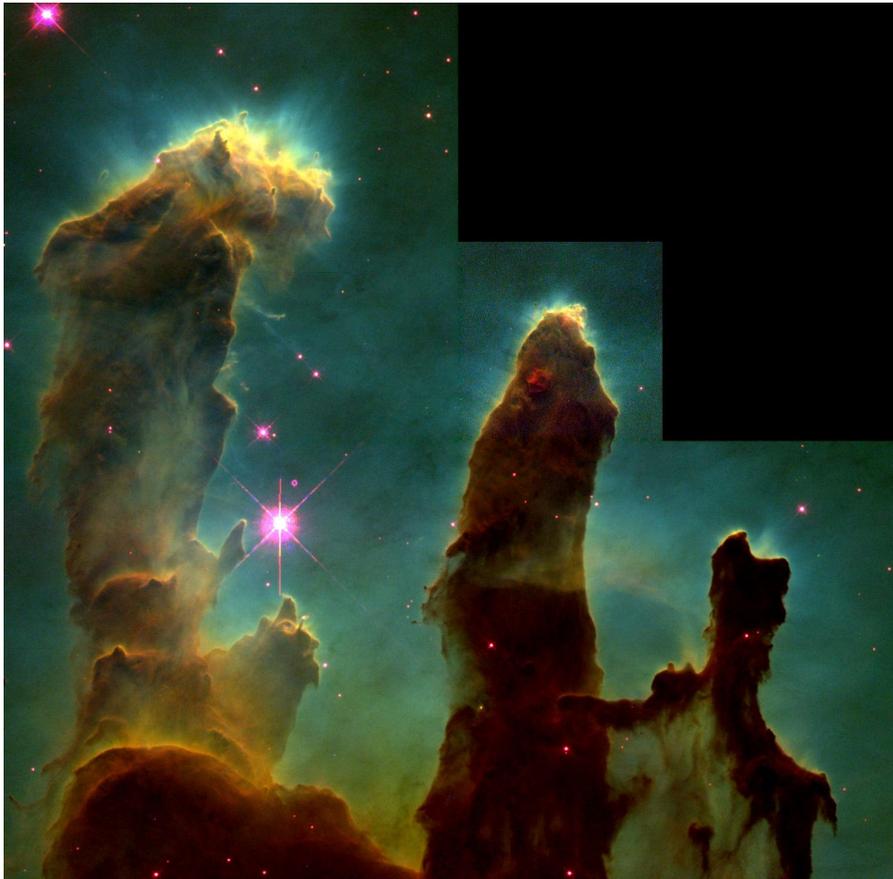


Figura 3: Imagen de una región de la nebulosa M16. Las estructuras tipo pilares son columnas de gas y polvo interestelar en donde se están incubando nuevas estrellas. Estas nubes moleculares han sobrevivido a la inundación de radiación ultravioleta ionizante de las estrellas jóvenes circundantes. Imagen del HST (WFPC2) combinación de tres filtros (azufre, hidrógeno y oxígeno).

El medio interestelar determina también aspectos importantes en la dinámica y por tanto en la evolución de las galaxias. Por ejemplo, las barras juegan un rol importante en alimentar la formación estelar central y promover el flujo de gas hacia adentro. La formación estelar resultante podría promover la formación de un bulbo o incluso destruir la barra en sí misma. La presencia de gas favorece la transferencia de momento angular hacia fuera y de masa hacia adentro, lo que posibilita la alimentación, entre otras cosas, del disco de acreción del agujero negro super-masivo que albergan muchos de los núcleos de las galaxias.

Al ser altamente disipativo, influye también drásticamente en el resultado de las interacciones galácticas. Las fuerzas de marea generadas en la interacción favorecen la compresión del gas pudiendo desatar la formación estelar, la cual puede apreciarse,

8 Introducción

por ejemplo, en vistosas colas de marea que actúan como puentes entre las galaxias (Figura 4).



Figura 4: Imagen óptica del Telescopio Espacial de NGC 4676. Dos galaxias en proceso de fusión. Se pueden observar las colas de marea hacia fuera de las galaxias y los puentes de gas producto de la fuerza gravitatoria sobre el medio interestelar altamente disipativo, que desatan la formación estelar.

La mayor parte del gas del ISM se presenta confinado al disco galáctico. En la vecindad solar, la altura típica del gas es de sólo 0.15 Kpc con velocidades al azar medias ≤ 10 Km/s¹⁹. Éste presenta mayor concentración en los brazos espirales, aunque también puede formar otras estructuras tales como anillos.

Estas estructuras anulares se presentan a toda escala, siendo las mayores los **anillos polares** o de marea. Estos anillos se forman durante las interacciones o fusiones de galaxias (Figura 5). Los anillos asociados a la resonancia externa de Lindblad²⁰, los **anillos exteriores**, son coplanares al disco y sus tamaños típicos son poco más de dos veces el tamaño de la barra (Figura 6 *lza*). En muchos casos, los brazos espirales se cierran en un radio determinado formando el anillo exterior. Por otro lado, los llamados **anillos interiores** están asociados al radio de corrotación²¹, encontrándose generalmente en los extremos de la barra, siendo la longitud típica de las barras entre 2.5 a 6 kpc. Por último, los anillos que están asociados a la resonancia interna de Lindblad son los anillos circumnucleares y son interiores a la barra. En su interior pueden encontrarse barras secundarias, espirales nucleares o discos de gas circumnucleares (Figura 6 *Der*).

¹⁹ La fase caliente del gas ionizado tiene una altura típica de 1000pc, mientras que para el gas caliente de la corona se observa una altura de 1000-3000pc.

²⁰ Las Resonancias de Lindblad ocurren cuando la componente radial del movimiento de una estrella es su órbita tiene la misma frecuencia (o un número entero de veces) que la frecuencia de pasaje de la estrella a través del máximo del potencial gravitatorio asociado al patrón espiral o la barra. Si la estrella rota más rápido que el patrón espiral, da lugar a una resonancia interna, si lo hace más lento dará lugar a una resonancia externa. Son especialmente importantes las resonancias 1:2 porque marcan las situaciones en que la barra o el patrón espiral disimétrico intercambia momento angular más rápido con el material orbitando, ya sea estrellas o gas.

²¹ El Radio de Corrotación es el radio en el cual la velocidad del patrón de la perturbación iguala a la velocidad de rotación global. Las estrellas dentro de este radio viajarán más rápido que el patrón y las externas a él lo harán más lento.

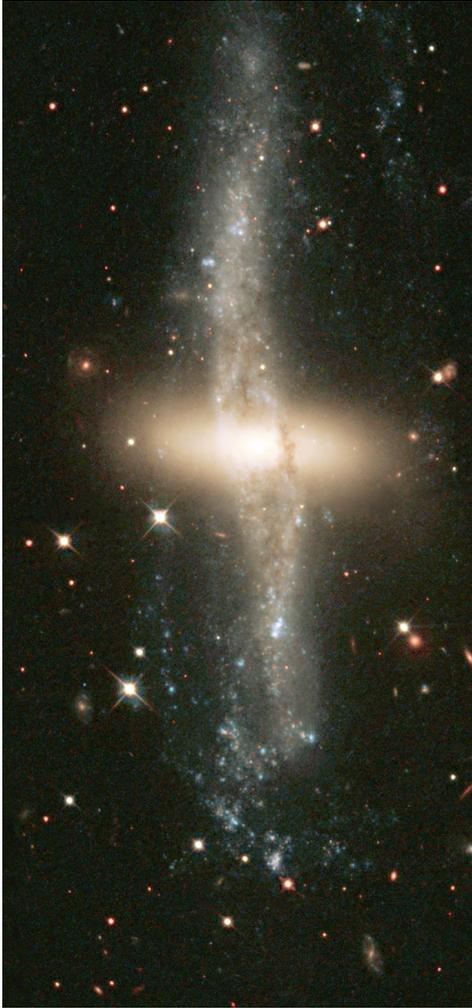


Figura 5: *Izquierda:* NGC 4650a (HST): Se cree que el pasaje cercano de una galaxia satélite rica en gas con la galaxia espiral masiva, provocó la pérdida de material de la galaxia menor el cual se acomodó en un anillo perpendicular al disco. *Derecha:* Galaxia Cartwheel (HST): En este caso la hipótesis más aceptada es que hubo un choque de frente entre la galaxia visible y una galaxia menor que al atravesar el disco generó una onda de densidad que acumuló el material en el anillo y desató la formación estelar.

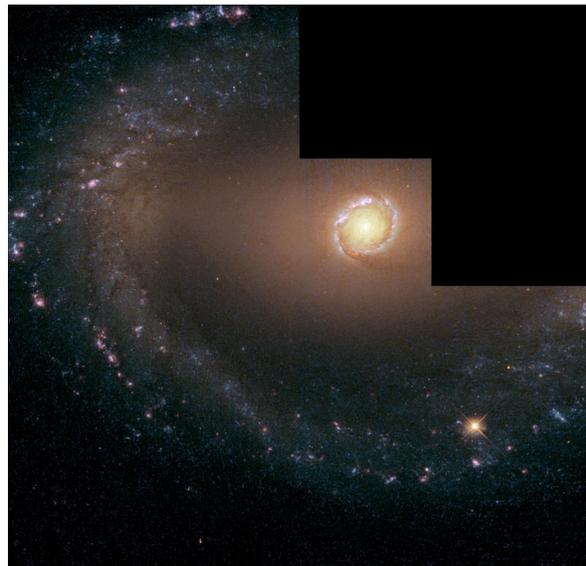


Figura 6: *Izquierda:* ESO 269-57 (VLT). Se puede apreciar cómo los brazos espirales se cierran en un anillo exterior, también se puede apreciar un anillo más interno, el anillo interior donde nacen los brazos espirales. *Derecha:* NGC 1512 (HST). Imagen de alta resolución de la región central donde se puede observar el anillo interior envolviendo la barra difusa y en el interior de la misma otro anillo, el llamado circumnuclear que rodea a un disco interno de gas.

10 Introducción

En muchas galaxias, como en la Vía Láctea, el hidrógeno atómico y molecular se presenta en cantidades comparables, aunque sus distribuciones son muy diferentes. En la mayoría de las galaxias, el H_2 presenta un máximo de densidad centrado en los núcleos galácticos, con un contraste entre 2 a 4 veces mayor respecto al disco circundante. En estas galaxias, la presencia de gas molecular se mantiene más o menos constante sobre el disco o decrece suavemente con el radio, aunque la distribución a pequeña escala dista mucho de ser homogénea, con la mayoría del gas molecular aglomerado en nubes discretas o complejos de nubes²². La distribución vertical del H_2 tiene una longitud de escala vertical de ~ 50 -75 pc, más estrecha que la distribución de HI ($z_d = 130$ -300pc) o que la del gas ionizado ($z_d = 1000$ pc)²³.

El disco de HI es relativamente homogéneo y se extiende más allá del disco estelar, pudiendo tener un radio de escala tres veces superior. Muchas galaxias presentan una depresión hacia el centro en la distribución radial del gas atómico, el cual, muchas veces es compensado por el aumento central de la fase molecular.

Las líneas de emisión generadas por el gas interestelar son de gran utilidad para determinaciones cinemáticas dado que este gas presenta menor dispersión de velocidades (por tanto líneas más angostas) y muestrea mejor el disco rotante dada su menor extensión vertical respecto a las estrellas²⁴. Conjuntamente, la emisión del hidrógeno neutro en la línea de 21cm permite extender las mediciones cinemáticas a grandes radios dada su mayor extensión.

A pesar de la pequeñísima fracción de **polvo** presente en el ISM, su efecto es claramente visible. La luz de las estrellas que atraviesa el medio interestelar es absorbida y dispersada por las partículas de polvo, disminuyendo su intensidad²⁵. La extinción resultante dependerá de la densidad y espesor de las nubes de polvo, como así también de la longitud de onda de la luz, siendo más afectadas por la dispersión las longitudes de onda más cortas. Por tanto, la distribución espectral se verá afectada volviéndose más roja por efecto del polvo. Cuando observamos la imagen de una galaxia espiral, podemos ver franjas oscuras que atestiguan la presencia del polvo. Estas franjas siguen mayormente la estructura espiral. Aunque se infiere que el polvo sigue la distribución del gas, su geometría, cantidad y composición son inciertas.

1.1.3 Los centros galácticos

La población estelar de las regiones centrales de la mayoría de las galaxias consiste casi enteramente de estrellas viejas y poco gas ionizado. Algunos núcleos de espirales contienen gran número de estrellas jóvenes O y B y con ellas, gas ionizado (Galaxias Starburst). Sin embargo, existen unas pocas galaxias con gas ionizado en sus núcleos que no está asociado a fuentes estelares. La Vía Láctea, por ejemplo, presenta en su centro una fuente de radio no térmica llamada Sgr A*. Los argumentos dinámicos hacen poco probable que esta fuente sea una estrella de neutrones o el remanente de una estrella supergigante, siendo la hipótesis más aceptada que se trate

²² En la vecindad solar la densidad volumétrica del gas es de 1 átomo por centímetro cúbico (en la atmósfera terrestre es de $\sim 10^{19}$ átomos por centímetro cúbico) y la del polvo de 25 a 50 partículas por kilómetro cúbico. En las nubes moleculares la densidad puede ser de 10^4 moléculas por centímetro cúbico.

²³ Una excepción es el gas ionizado proveniente de las estrellas que se forman en las densas nubes moleculares (Regiones HII), el cual sigue la distribución del gas molecular.

²⁴ Además, el contraste entre el continuo y las líneas de emisión es mucho mayor que el correspondiente a las líneas de absorción, permitiendo mediciones más precisas y disminuyendo los tiempos de exposición.

²⁵ Este efecto es el responsable de los atardeceres rojizos al dispersar la luz azul y favoreciendo la transmisión de la luz más roja.

de un agujero negro con una masa estimada en $(3.9 \pm 0.3) \times 10^6 M_{\odot}$ contenida en un radio menor que 0.001pc. Después de una década de observaciones desde el espacio, centradas en los núcleos de galaxias cercanas de tipo temprano, se hizo evidente la presencia de “objetos masivos oscuros” en muchos de estos núcleos, y los estudios dinámicos de sus regiones centrales arrojan concentraciones de masa de 10^6 - $10^9 M_{\odot}$ dentro de unos pocos pársecs centrales. El estudio detallado de la dinámica ha mostrado que la influencia gravitatoria de estos objetos sobre el material visible circundante es consistente con la presencia de agujeros negros supermasivos (ANSM).

Estas poderosas fuentes de apariencia puntual son llamadas **Núcleos Galácticos Activos** (AGN, Active Galactic Nuclei) y emiten intensamente en todas las longitudes de onda, desde Radio a los Rayos gamma. El espectro no se parece a aquel de un cuerpo negro emisor, sino que se parece bastante a aquellos de emisión de sincrotrón producida por electrones energéticos (moviéndose cerca de la velocidad de la luz) espiralando alrededor de líneas de fuerza magnética. Además, estos AGN deben ser físicamente pequeños ya que sus grandes luminosidades varían rápidamente implicando que sus regiones emisoras son menores que el pársec. La teoría más comúnmente aceptada sitúa un agujero negro en el núcleo de estas galaxias. Uno de estos objetos actuará en el centro de una galaxia como un mecanismo de drenaje, creando un remolino de materia y energía -llamado disco de acreción- que gira en espiral alrededor del borde del agujero negro. Gases, polvo e incluso estrellas que son atraídas a este remolino serán atrapados por la enorme fuerza gravitatoria y se verán propulsados hacia el centro y calentados por fricción, haciendo que emitan las radiaciones que luego son vistas como las emisiones ópticas, de radio y de rayos X. La radiación de los AGN presenta un continuo espectral sin características en el óptico, además de sus líneas de emisión. Los quasares y los QSOs (Quasi Stellar Objects) representan las formas más raras pero más luminosas de AGN, pueden alcanzar luminosidades de $10^{13} L_{\odot}$ y sobrepasar en brillo a su galaxia anfitriona en dos órdenes de magnitud. Mientras que las galaxias Seyfert y las Radiogalaxias son más comunes en el espacio pero menos luminosas.

Galaxias Seyfert: Galaxias espirales con un núcleo extremadamente brillante, representan el 2% de las galaxias espirales. Pueden ser clasificadas en dos tipos, Seyfert 1 y Seyfert 2. Las primeras presentan líneas de emisión del hidrógeno y del helio muy anchas, con anchos a mitad de altura (FWHM, Full With Half Maximum) del orden de 1000 a 5000 Km/s, mientras que las líneas prohibidas, con alto grado de ionización, tienen FWHM del orden de 500 Km/s²⁶. Por otro lado, las Seyfert 2 presentan ambas líneas de emisión, prohibidas y permitidas, con FWHM de 500 Km/s. El continuo sin características es más intenso en las del tipo 1 y las líneas de absorción estelares son muchas veces invisibles, mientras que en las de tipo 2 este continuo es menos intenso haciéndose visibles las líneas de absorción estelares. Las Seyfert 1 son una magnitud, en promedio, más luminosas que las Seyfert 2²⁷.

Radio Galaxias: fuentes de radio intensas típicamente asociadas con galaxias elípticas. Al igual que las galaxias Seyfert, se dividen en Radio Galaxias de líneas anchas y de líneas angostas. Algunas Radio Galaxias presentan un núcleo fuerte emisor en radio con la presencia de un jet, pero sin lóbulos. Mientras que otras presentan su emisión en dos prominentes lóbulos extendidos al extremo de los jets.

²⁶ Aunque las líneas prohibidas son más angostas que las permitidas, son más anchas que las líneas de emisión de las galaxias normales y las galaxias starburst.

²⁷ Existe un tipo de galaxias con un núcleo luminoso que no puede explicarse con emisión estelar y que podrían ser una extensión de la actividad Seyfert a niveles más bajos. Estos objetos reciben el nombre de LINERs (Low Ionization Nuclear Emission Line Regions).

12 *Introducción*

Quasares: son los AGN más poderosos y la luminosidad del núcleo domina el brillo de la galaxia anfitriona. Se observan a alto redshift. Solo el 10% son radio emisores²⁸. Su espectro es similar a las Seyfert 1, presentando todos ellos líneas anchas en sus espectros.

Blazars: Son núcleos muy brillantes con espectros de puro continuo (sin líneas espectrales), que presentan una fuerte y rápida variación de intensidad y polarización. A menudo se encuentran en los centros de galaxias elípticas y son fuertes emisores en Radio.

El disco de acreción alrededor del agujero negro supermasivo sería el responsable de la emisión del continuo sin características el cual iluminaría las regiones de emisión de líneas. El ensanchamiento de las líneas espectrales implica que los filamentos o nubes de las cuales ellas se originan, se mueven rápidamente. La interpretación más convincente para explicar la existencia de las líneas permitidas anchas y las líneas prohibidas más angostas, es que se originan en regiones con diferentes densidades. La región de líneas anchas tendría una densidad electrónica tan alta que todos los niveles de los iones más abundantes que darían lugar a las líneas prohibidas, se desexcitarían colisionalmente. Por otro lado, existiría otra región menos densa responsable de la emisión de las líneas prohibidas angostas. Se observa una variabilidad temporal consistente con escalas espaciales de ~ 0.1 años luz (0.03 pc) en una fracción significativa de regiones de líneas anchas. Estas variaciones correlacionan con la variabilidad del continuo. Por otro lado, no es clara la evidencia de variabilidad en los espectros de líneas angostas, lo que es consistente con que ambas familias de líneas espectrales se generan en distintas regiones, con las líneas angostas siendo generadas en una región menos densa y más extendida. En los quasares más luminosos, las líneas anchas parecen variar más lentamente, arrojando tamaños para la región emisora de 0.8 años luz (0.25pc).

Los campos magnéticos generados por el agujero negro producirían chorros de gas a lo largo del eje de rotación del disco, los cuales inyectarían gas al medio intergaláctico y en su encuentro se formarían los lóbulos de emisión en Radio. Una posible explicación para la existencia de fuertes y débiles emisores en radio es una diferencia en la velocidad de giro del agujero negro. Aunque aún no hay consenso para explicar por qué los fuertes emisores en Radio se encuentran albergados en galaxias elípticas, mientras que los emisores débiles se manifiestan preferentemente en espirales.

La mayoría de los astrónomos creen que los distintos tipos de AGN son, en realidad, el mismo tipo de objeto visto desde diferentes direcciones. En este modelo, llamado el **Modelo Unificado**, la presencia de un toroide molecular oscurecería, en ciertas orientaciones, la región más interna, la región de las líneas anchas, dando lugar a un espectro de sólo líneas angostas para el caso de los AGN tipo 2, mientras que en los de tipo 1 se tendría una visión más directa a la fuente central. Algunas observaciones, tales como líneas anchas en luz polarizada, un continuo más débil y conos de ionización en las Sy2 apoyarían esta visión. La existencia de este toroide molecular está también soportada por observaciones en el infrarrojo en las cuales las Sy2 presentan caracteres en absorción de silicatos en $10 \mu\text{m}$ que provendrían del polvo presente en el toroide, mientras que estos caracteres no son observados en las Sy1.

En el rango de altas luminosidades, los quasares tomarían el lugar de las Sy1, sin embargo no se observan quasares de tipo 2²⁹. Si observamos un AGN fuerte emisor en radio exactamente de frente, el material del jet se está moviendo a

²⁸ Los quasares débiles en radio ondas suelen denominarse QSOs mientras que quasares se utiliza para los radio emisores.

²⁹ Podría ser que el toroide de polvo, en fuentes más luminosas, se vea disminuido, permitiendo la visión a la región de líneas anchas.

velocidades cercanas a la luz en dirección del observador, produciendo un continuo sin caracteres espectrales (probablemente enmascarados por el propio continuo intenso).

A pesar del amplio consenso obtenido por el Modelo Unificado, se ha postulado alternativamente que los distintos tipos de AGN respondan a un proceso evolutivo en el cual los cuasares y QSOs a alto redshift han ido consumiendo su combustible disminuyendo su actividad, convirtiéndose en Radio Galaxias y Galaxias Seyfert hasta llegar al mínimo de actividad vistas es la actualidad como galaxias elípticas gigantes y espirales normales respectivamente. Este mismo proceso de enfriamiento se ha postulado para explicar algunas diferencias entre las Sy1 y Sy2.

Sorprendentemente hay relación entre la masa estimada de los ANSM y algunas propiedades de sus galaxias huéspedes, tales como la luminosidad del bulbo (Kormendy & Richstone 1995), la masa (Magorrian et al. 1998), dispersión de velocidades estelares (Ferrarese & Merritt 2000; Gebhardt et al. 2000) y el grado de concentración de luz (Graham et al. 2002). La importancia de estas relaciones es que ellas conectan procesos de escalas muy diferentes, es decir, los ANSM en escalas mucho menores al pársec, con el potencial gravitatorio del bulbo en la escala del kilopársec, lo que sugiere una fuerte conexión física entre la formación y evolución del ANSM y la estructura galáctica. Aunque aún no está claro cómo los distintos mecanismos de remoción del momento angular involucrados en los procesos de evolución galáctica (interacciones, fusiones menores, barras, etc) pueden combinarse para construir un bulbo que albergue un núcleo compacto oscuro de una centésima de su masa. La presencia de formación estelar activa, de polvo y de retroalimentación cinemática en los centros galácticos dificultan el estudio de los mismos, desafiando a las técnicas observacionales actuales.

Referencias

- Ferrarese, L. & Merritt, D. 2000, ApJ, 539, 9.
Gebhardt, K.; Bender, R.; Bower, G.; Dressler, A.; Faber, S. M.; Filippenko, A.V. et al. 2000, ApJ, 539, 13.
Graham et al. 2002, ApJ, 563, 11.
Kormendy & Richstone 1995, ARA&A, 35, 581.
Magorrian et al. 1998, AJ, 115, 2285.
McGaugh, S.S., Bothun, G.D. 1994, AJ, 107, 530.

1.2 Determinación de Masas en Galaxias Espirales

La determinación de masas es un tema crítico en Astronomía: no existen en general métodos observacionales directos que den una medida de las aceleraciones, que son en última instancia las que sirven para definir el concepto de masa.

No es casual que las masas bien conocidas sean las de los objetos del Sistema Solar y las de las estrellas y objetos compactos dobles, en ambos casos se puede medir la aceleración (es decir se determina realmente la velocidad de cambio de V) al conocer las órbitas y sus parámetros geométricos de orientación.

Para los restantes objetos del Cosmos, la masa sólo es determinable por vía indirecta.

1.2.1 A partir de las Curvas de Rotación

Las **curvas de rotación** de galaxias espirales son la mejor herramienta para determinar la distribución de masa en las mismas. Además de ser útiles para estudiar la cinemática de las galaxias, proveen información fundamental para inferir la historia evolutiva de las mismas y el rol que han jugado las interacciones; también para relacionar las desviaciones de la forma kepleriana de la curva de rotación esperada a grandes radios con la cantidad y distribución de la materia oscura; y además, para observar la evolución al comparar curvas de rotación en galaxias distantes con aquéllas de galaxias cercanas.

En el estudio de distribuciones de masa a partir de la rotación de las galaxias se deben hacer suposiciones sobre algunas propiedades generales:

Las aceleraciones nunca pueden ser medidas directamente en una galaxia; deben ser deducidas a partir de las observaciones del campo de velocidades en un instante de tiempo. Por lo tanto, se debe asumir que las velocidades son independientes del tiempo, o al menos, que varían lentamente; es decir, se asume que la galaxia se encuentra en **estado estacionario**.

Se asume que los movimientos y las distribuciones de masa están gobernados por la gravitación newtoniana de las estrellas y otras formas de materia presentes en el sistema, es decir, se prescinde, por ejemplo, de las fuerzas magnéticas.

$$F_g = ma$$

Se ha mostrado muchas veces que los encuentros cercanos entre estrellas son muy raros (e.g. Binney 1987). Así, es posible considerar un **campo de fuerzas externo suavizado**, exhibiendo características a gran escala y omitiendo variaciones locales. Por lo tanto, el potencial generado por una distribución de masa $\rho(\vec{r})$ está dado por

$$\phi_g(\vec{r}) = -G \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r}' - \vec{r}|} d^3\vec{r}'$$

donde este potencial cumple que

$$F = -\nabla\phi \quad , \quad \nabla^2\phi = 4\pi G\rho$$

La dinámica de las partículas está dominada por la *ecuación de Jeans*

$$\frac{\partial\langle v \rangle}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial\langle v \rangle}{\partial \vec{r}} = -\nabla\phi - \frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho\sigma)}{\partial \vec{r}}$$

donde $\langle \bar{v} \rangle$ es la velocidad media de un grupo de partículas en la posición \bar{r} (por ejemplo las partículas dentro del haz observado) y σ es el tensor de dispersión de velocidades del conjunto. Las mediciones de velocidad obtenidas a partir de las líneas de emisión son particularmente útiles para derivar la distribución de masa en el disco galáctico, porque manifiestan el movimiento del gas interestelar de población I. Este gas tiene una dispersión de velocidades mucho menor, del orden de $5\text{-}10 \text{ km s}^{-1}$, comparado a las velocidades de rotación. Esto permite desprestigiar el término de presión del lado derecho (segundo miembro) en la ecuación de movimiento para calcular la distribución de masa en una aproximación suficientemente buena. El lado izquierdo de la ecuación representa la derivada total con respecto al tiempo de la velocidad media, i.e. la aceleración media.

$$\frac{d\langle \bar{v} \rangle}{dt} = -\nabla \phi$$

En la suposición de que **la rotación es dominante**, la aceleración para un movimiento circular se puede escribir como

$$\frac{v_c^2}{r} = -\nabla \phi$$

En todas las galaxias excepto la nuestra, las velocidades tridimensionales no pueden ser determinadas porque sólo puede medirse la componente de velocidad en la línea de la visual, por medio de las observaciones del corrimiento Doppler espectral. Por lo tanto, es necesario asumir, en primera instancia, la **simetría axial** de la galaxia. Según numerosos trabajos (desde Schmidt 1956), la estructura espiral no excede el 2% de la atracción total. Por consiguiente, en los sistemas espirales normales y las SO parece ser una asunción válida. Es claro que no es válido para espirales barreadas y galaxias irregulares.

Por tanto, en la suposición de simetría axial para el potencial ($\phi \neq \phi(\theta)$), es decir, el gradiente sólo depende de las coordenadas r y z , la velocidad en un punto \bar{r}_o es

$$v_c^2(\bar{r}_o) = r \frac{\partial \phi}{\partial r} \Big|_{\bar{r}_o} + r \frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{\bar{r}_o}$$

Cuando observamos la curva de rotación sobre el plano ecuatorial galáctico, $\bar{r}_o = (r_o, 0)$, entonces

$$V_c^2(r_o, 0) = r \frac{\partial \phi}{\partial r} \Big|_{(r_o, 0)} + r \frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{(r_o, 0)} \quad 1.1$$

Si además suponemos que el movimiento está restringido a un único plano inclinado, entonces

$$V_c^2(r_o) = r \frac{\partial \phi}{\partial r} \Big|_{r_o} \quad 1.2$$

Entonces, debemos suponer una forma para el potencial gravitatorio, es decir, una distribución de masa tal que reproduzca las velocidades circulares observadas.

16 Introducción

En el caso de una masa puntual en el origen,

$$\phi = -\frac{GM}{r}$$

y la velocidad circular correspondiente es

$$V_c = \sqrt{\frac{GM}{r}}$$

lo que generalmente se llama *velocidad kepleriana*. La masa kepleriana está dada por

$$M_K = G^{-1}V_c^2 r$$

evidentemente la masa kepleriana será una buena aproximación a la masa total en el caso en que la velocidad haya alcanzado el máximo y haya comenzado a declinar nuevamente, de la forma de una curva de rotación kepleriana donde la masa es interior al punto considerado y puede tratarse como una masa puntual.

Muchas de las curvas de rotación observadas en galaxias espirales (Rubin et al. 1978, Bosma 1978) se mantienen planas más allá del radio óptico y no decaen, como se esperaría si la distribución de masa fuera similar a la distribución de estrellas visibles. Este es uno de los argumentos claves para la existencia de **materia oscura fría** (CDM¹, se evidencia únicamente por su interacción gravitatoria) en forma de un halo que envuelve a las galaxias. La extensión precisa de estos halos es difícil de medir, así también como su forma: usualmente se asumen que son esféricos por simplicidad pero, de hecho, podrían ser triaxiales o incluso discoidales. La distribución de masa de las galaxias espirales respeta ciertas formas generales que permiten inferir los mecanismos que gobiernan la *formación* y *evolución* de las mismas. Sin embargo, existen discrepancias en la importancia de los subsistemas, en las regiones centrales y externas. Por ejemplo, la existencia y magnitud de los halos de materia oscura dependen fuertemente, entre otras cosas, de la calidad de las curvas de rotación y del modelo de distribución de masa utilizado.

La hipótesis de los halos de materia oscura es la más aceptada y ha sido exitosa en reproducir la estructura a gran escala del universo a través de simulaciones numéricas, lo que supone que la gravitación newtoniana es válida a distancias cosmológicas. Sin embargo, se han postulado otras hipótesis, entre las cuales podemos mencionar aquella desarrollada por Moti Milgrom y colaboradores que considera que la dinámica newtoniana necesita modificaciones para ser usada sobre grandes distancias (MOND²). Otra posibilidad es considerar una aceleración no gravitatoria para el gas del halo, por ejemplo, debida a fuerzas magneto-hidrodinámicas.

La teoría de la materia oscura fría está soportada además por las observaciones de cúmulos de galaxias, el bosque de líneas de Ly α , el fondo cósmico de microondas y las supernovas de Tipo Ia, entre otras. La naturaleza desconocida de la materia oscura fría ha llevado al diseño de experimentos terrestres que den luz a las partículas de CDM que atraviesan la Tierra y a la física involucrada. Sin embargo, esta teoría entra en conflicto con algunas observaciones de la estructura interna de las galaxias.

Por otro lado, la teoría de MOND ha logrado predecir las curvas de rotación a partir de sus perfiles de luz y los cocientes Masa-Luminosidad necesarios para los ajustes son los esperados por las teorías astrofísicas si las galaxias contuvieran

¹ Por su sigla en inglés Cold Dark Matter.

² Por su sigla en inglés MOdified Newtonian Dynamics

solamente las estrellas y el gas observado. No obstante, un problema importante a resolver por esta teoría es que la aceleración necesaria para describir la dinámica de las galaxias elípticas con caída kepleriana es un orden de magnitud mayor a la requerida por la cinemática de las galaxias espirales en el marco de esta teoría. Otro problema sin resolver es el tiempo necesario para la fusión de los centros de galaxias espirales que forman una galaxia elíptica. Las observaciones están en acuerdo en el tiempo predicho por la teoría de la CDM mientras que los tiempos de la MOND son sustancialmente mayores. Esta teoría también falla en explicar las emisiones extendidas en rayos X de los cúmulos de galaxias.

1.2.2 A partir de la Fotometría

Las determinaciones de masa a partir del brillo de las galaxias en un método más indirecto ya que debemos suponer cuál es el comportamiento de la materia radiante para poder asignarle una masa responsable del brillo medido, para lo cual se asume una función llamada Cociente Masa-Luminosidad (M/L) para cada región espectral, el cual no se conoce con certeza y depende de varios factores estructurales y evolutivos.

La distribución radial de brillo de las galaxias regulares puede ser descrita según variadas expresiones matemáticas, en general, con distintas formas según qué componente galáctica se describa (bulbo, lente, anillo, disco, esferoide). Estas componentes contribuyen aditivamente al perfil radial de luminosidad (suponemos un mismo centro geométrico) y la forma generalizada más aceptada es la ley de Sérsic (1982)

$$I(r) = I_o e^{-(r/r_o)^{\frac{1}{n}}} \quad 1.3$$

donde I_o es el brillo central, r_o es el radio de escala y $n = 1$ corresponde a la ley exponencial (discos), $n = 4$ es la ley de Vaucouleurs (bulbos), donde el radio de escala representa la región donde se emite la mitad de la luminosidad total.

En muchos estudios, principalmente cuando estudiamos galaxias de canto, es necesario incluir la variación de la luz del disco en la dirección perpendicular al plano galáctico. Una de las expresiones más utilizadas (coordenadas cilíndricas) es la propuesta por van der Kruit & Searle (1981):

$$I(R, z) = I_o e^{-(R/R_o)} \operatorname{sech}^2(z/2z_o)$$

Ellos realizan un estudio de galaxias de canto y encuentran que z_o es independiente de R . Por otro lado, Wainscoat et al. (1989) mostraron que el perfil de luz de IC 2531 se ajusta mejor con una ley exponencial:

$$I(R, z) = I_o e^{-(R/R_o)} e^{-(z/z_o)}$$

Para determinar la distribución de masa de la galaxia debemos suponer también simetría axial y una distribución de luz suave, i.e. despreciamos estructuras fotométricas tales como anillos, brazos espirales, etc. Luego, a cada componente de brillo de la galaxia le debemos asignar un Cociente M/L y sumar la contribución de cada una de ellas. Debemos tener en cuenta que los parámetros e importancia relativa de las distintas componentes fotométricas dependerán de la banda espectral utilizada (Ver Sección 1.2.3).

Freeman (1970) clasificó los perfiles de brillo en la banda B de las galaxias espirales en dos tipos, Tipo I donde el perfil completo se mantiene siempre por encima

del disco exponencial (Figura 7, Izquierda), y Tipo II donde la región intermedia entre el bulbo y el disco presenta una depresión (Figura 7, Derecha), la cual se interpreta como si el disco no llegara hasta el centro de la galaxia, sino que se truncara cuando comienza el bulbo. Freeman encontró también que en 28 de las 36 galaxias espirales de este trabajo, la componente disco es tal que $\Sigma_0 = (21.65 \pm 0.30) \text{ mag}_B (\text{")}^{-2}$ y $1.5 \leq r_0 \leq 8 \text{ kpc}$ para galaxias S0-Sbc y $r_0 \leq 4 \text{ kpc}$ para galaxias Sc-Sm ($h=0.75$). Nota también que los valores de Σ_0 superiores a este valor corresponden a galaxias de Tipo II, donde el disco proyectado a $R=0$ presenta un valor mayor.

En perfiles del Tipo II, se postula un disco exponencial con un radio de corte interno a fin de poder dar cuenta de la depresión en la región media. Otras galaxias, a su vez, presentan un cambio de pendiente en los radios exteriores que no sigue la exponencial del disco, por lo que se postula un radio de corte externo, i.e. se trunca el disco.

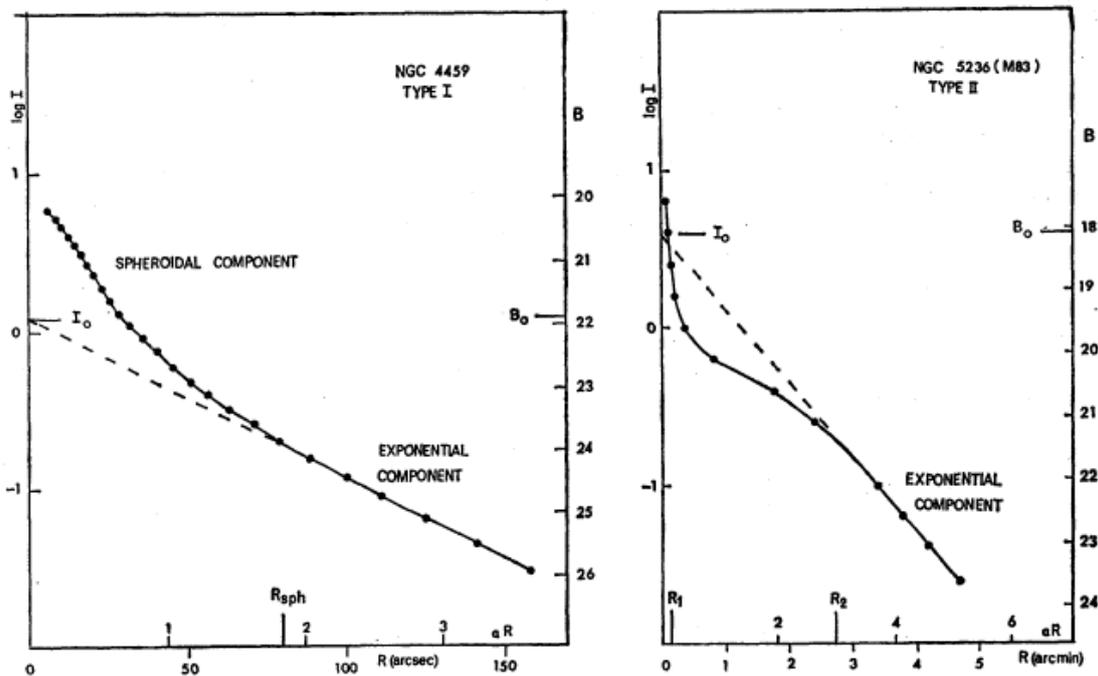


Figura 7: *Izquierda:* Perfil de Brillo en Banda B de NGC 4459, clasificado como Tipo I. R_{sph} es el radio en el cual la componente esférica comienza a ser visible en el perfil. *Derecha:* Perfil de Brillo de M83 clasificado como Tipo II (depresión en la región media del perfil). Los radios R_1 y R_2 corresponden al inicio y fin de la región de la galaxia donde son evidentes los brazos espirales.

Broeils & Courteau (1997) mostraron, usando la ley de Sérsic para ajustar los perfiles fotométricos en banda r, que el cociente de los radios de escala fotométricos de las componentes bulbo y disco B/D es cercano 0.1 para una muestra de 290 galaxias espirales de tipos Sb a Sc y el mejor ajuste para los bulbos es con un perfil exponencial. El mismo resultado es predicho por simulaciones de N-cuerpos de modelos de evolución secular en galaxias espirales tardías (Kormendy & Kennicutt 2004). Drory & Fisher (2007), con observaciones ópticas del HST, encuentran que galaxias con una misma relación Bulbo-Disco, presentan diferentes tipos de bulbo según el color global de la galaxia, encontrando Bulbos Clásicos³ en galaxias rojas y Pseudobulbos⁴ en galaxias azules.

³ Bulbos Clásicos: Sistemas dinámicamente calientes que se asemejan a pequeñas elípticas.

⁴ Pseudobulbos: Sistemas dinámicamente fríos, aplanados, con estructura tipo disco que podrían no haberse formado vía relajación violenta.

1.2.3 La perspectiva del Infrarrojo Cercano

Las curvas de rotación proveen una buena estima de la variación radial del potencial gravitatorio total pero no revelan la contribución relativa de masa de cada componente en la galaxia (i.e. bulbo, disco, halo) ni su frecuencia espacial. Por otro lado, la fotometría superficial sugiere la variación relativa de materia luminosa a pequeñas escalas. El mayor problema para derivar la densidad de columna proyectada de la distribución de luz observada, son la atenuación de luz debida al polvo y los efectos de población que cambian el cociente Masa-Luminosidad efectivo. Además deben hacerse suposiciones sobre la estructura tridimensional de la materia para estimar el potencial.

Para derivar cantidades relacionadas a la distribución de masa intrínseca es esencial usar bandas pasantes donde tales efectos sean lo más pequeños posibles ya que las correcciones son muy inciertas.

La región espectral más prometedora es el Infrarrojo Cercano (NIR⁵), banda que va de 0.78 a 3 μm . Las bandas fotométricas más utilizadas son la Banda J (1.25 μm), Banda H (1.65 μm) y Banda K (2.17 μm). Y entre las líneas espectrales las más importantes son las del hidrógeno en emisión, la serie de Paschen, Pa α , Pa β y Pa γ , Br γ , y las líneas prohibidas [FeII], [SII]. Entre las líneas de absorción se observan Mgl, Nal, Cal.

Las observaciones en el NIR nos brindan varias ventajas. Desde el punto de vista instrumental, a diferencia del infrarrojo lejano que requiere observaciones fuera de la atmósfera, en esta banda se pueden adaptar los telescopios ópticos terrestres con instrumentos y detectores sensibles a longitudes de onda más largas.

En el NIR podemos obtener mejor resolución espacial que en óptico ya que, a pesar de que el disco de Airy crece con la longitud de onda, el índice de refracción atmosférico disminuye más abruptamente consiguiendo así una imagen 1.5 veces más resuelta en banda K que en el óptico bajo condiciones limitadas por el seeing atmosférico⁶. La longitud de onda mayor ayuda también a calcular en tiempo real las modificaciones de los espejos deformables en caso de la óptica adaptativa, además la escala espacial de las deformaciones es mayor que en el óptico permitiendo mayor precisión en las correcciones.

Por otro lado, la luz difusa es mayormente óptica, por tanto las luces de las ciudades, de la luna, etc, afectan en menor medida las observaciones NIR. Sin embargo, los instrumentos y detectores deben ser más sensibles y requieren mayor tecnología para su desarrollo, lo que se traduce en un mayor costo. Además, en estas longitudes de onda la contaminación por emisión térmica de los instrumentos, el telescopio y la atmósfera es más crítica y por tanto los sistemas de enfriado deben ser mucho más eficientes. Así como también los tiempos de exposición deben ser mayores porque la emisión del fondo de cielo es más importante.

Una de las ventajas más importantes que nos brinda el NIR es que la absorción interestelar debido al gas y al polvo disminuye con la longitud de onda. Tan importante es esta diferencia que la absorción en la banda K es 10 veces menor que en el visual (Vía Láctea: Rieke & Lebofsky 1985; Galaxia El Sombrero: Knapen et al. 1991), lo que permite penetrar en regiones más profundas tanto en fotometría como en espectroscopía. A medida que nos vamos a longitudes de onda mayores, hacia el infrarrojo lejano, la absorción disminuye aún más pero comenzamos a tener la

⁵ Por su sigla en inglés *Near InfraRed* (NIR).

⁶ Seeing: efecto de la turbulencia atmosférica sobre la calidad de imagen. Usualmente se cuantifica en primera aproximación por el FWHM del perfil radial de las imágenes estelares.

contaminación de la emisión del polvo interestelar calentado por la radiación estelar ultravioleta, y para poder interpretar esta radiación en términos de poblaciones estelares es necesario contar con modelos muy detallados de las propiedades absorbentes y emisoras del polvo.

Además, las observaciones de galaxias en el infrarrojo cercano detectan primariamente la luz proveniente de las enanas y gigantes frías, quienes contribuyen con la mayor fracción de la luminosidad bolométrica de una galaxia, siendo así mejores trazadoras de la distribución de masa que las estrellas azules y calientes (predominantes en bandas ópticas). La población más vieja tiene una longitud de escala vertical y dispersión de velocidades mayores que las estrellas recién formadas, estando estas últimas concentradas siguiendo caracteres tales como brazos espirales, anillos o barras, en los cuales los efectos de absorción debido al polvo son mayores. Esto produce diferencias en la morfología observada en el NIR, dando una apariencia más suavizada de las galaxias⁷ (Figura 8).

Por otro lado, los colores ópticos son muy sensibles a la degeneración edad-metalicidad, es decir, cambios en las edades y las metalicidades de las poblaciones estelares llevan a colores integrados similares.



Figura 8: Imágenes de la Galaxia espiral *M83*. A la izquierda, composición de imágenes en bandas ópticas (filtros *B, V, R*, fotografía de Stéphane Guisard). A la derecha, imagen en el *NIR* del *2MASS*, composición de los filtros *J, H, Ks*.

Cúmulos Globulares

Los colores integrados de un cúmulo globular deberían volverse más rojos por efecto del incremento de la metalicidad debido a:

⁷ Por ejemplo, Grosbol & Patsis (1996) analizan 5 galaxias espirales, y observan que en banda *K* presentan dos brazos espirales tipo Gran Diseño (Grand Design) sobre todo el disco, mientras que algunas se ven como multibrazos filamentosos en la banda *B*. Además notan que el brillo superficial *K* del disco decrece rápidamente justo donde el patrón espiral se termina. La ausencia de múltiples brazos en el infrarrojo se atribuye a la eficiencia de la absorción de la *Resonancia Interna de Lindblad* en la Población II evolucionada del disco (Block & Puerari 1999).

- i) un incremento del efecto *blanketing*⁸,
- ii) un corrimiento de la rama horizontal del azul al rojo,
- iii) enfriamiento de la rama de las gigantes.

Desafortunadamente el efecto *blanketing* es muy difícil de establecer, además la posición de la rama horizontal no correlaciona claramente con la metalicidad. Sin embargo, los colores infrarrojos son principalmente afectados por la posición de la rama de las gigantes. Los colores infrarrojos proveen una medida más directa de la metalicidad que los colores ópticos de banda ancha, siendo relativamente insensibles a la edad media de las estrellas (Aaronson et al. 1978).

Sin embargo, Persson et al. (1983) mostraron que los colores infrarrojos de cúmulos globulares poco metálicos de edad intermedia ($1-8 \times 10^9$ años) en las Nubes de Magallanes, están dominados por las estrellas de carbón, las cuales no están presentes en cúmulos jóvenes o viejos. Del análisis de las bandas de CO y los colores H-K determinaron que estas estrellas contribuyen con la mitad de la luminosidad bolométrica de los cúmulos de edad intermedia. Mientras que en los cúmulos jóvenes ($\leq 1 \times 10^9$ años) los colores infrarrojos están dominados por las gigantes y supergigantes M, las cuales muestran fuertes bandas de absorción del CO en $2.3 \mu m$.

Estos resultados para los cúmulos estelares complican la interpretación de los colores NIR en galaxias, ya que colores J-K rojos implicarían alta metalicidad o una importante componente de edad intermedia. Además, los colores de los cúmulos más jóvenes están contaminados por luz de estrellas jóvenes calientes de la secuencia principal, por tanto los colores NIR no son pruebas de la población vieja fría en estos cúmulos. Incluso en sistemas simples, los colores J-K no proveen información suficiente para caracterizar unívocamente la metalicidad y la edad pesada por luminosidad⁹. Por tanto, los colores H-K son necesarios para limitar la contribución de las estrellas en la *Asintotic Giant Branch (AGB)* de edad intermedia, mientras que las mediciones de las bandas de CO son necesarias para restringir la contribución relativa de la luz de las enanas, gigantes y supergigantes, incluso en ausencia de polvo.

Galaxias Tempranas

Frogel et al. (1978) determinaron, a partir de colores JHK y de las bandas de CO, que la luminosidad infrarroja de las regiones internas de galaxias elípticas y S0 está dominada por la luz de las estrellas gigantes M (*FGB*¹⁰).

Ante la ausencia de polvo y de formación estelar en curso, como es el caso de las galaxias elípticas y S0, podemos postular que si $J-K \approx 1$, la población estelar

⁸ Decrecimiento de la intensidad del espectro de una estrella debido a muchas líneas de absorción no resueltas espacialmente cercanas. Este efecto es particularmente importante en las estrellas frías cuyas atmósferas contienen diferentes tipos de átomos y moléculas que tienden a absorber en longitudes de onda cortas y reemitir en el rojo e infrarrojo.

⁹ Degeneración edad-metalicidad: un cambio de edades puede ser contrarrestado por un cambio de metalicidades de manera que la luz integrada y la mayoría de los índices espectrales se mantengan iguales. Worthey (1994) determinó que la pendiente de edad-metalicidad de cambio espectral nulo es de 3/2, i.e. un cambio del +30% en edad puede ser cancelado exactamente por un cambio de -20% en la metalicidad.

¹⁰ Las estrellas de masas bajas a intermedias ($0.8 M_{\odot} \leq M \leq 8 M_{\odot}$), al dejar la secuencia principal, se convierten en gigantes rojas y trepan a la primera rama de gigantes (First Giant Branch o Red Giant Branch). En la punta de la *FGB* (Tip of the First Giant Branch), experimentan el llamado flash de helio, seguido por un decrecimiento rápido de la luminosidad. Luego las estrellas se vuelven gigantes rojas por segunda vez y ascienden a la rama de gigantes asintótica (Asintotic Giant Branch) incrementando las tasas de pérdida de masa y pulsación (Figura 2).

subyacente es vieja ($T > 10 \text{ Gyr}$) y la mayoría de la luz en $2\mu\text{m}$ proviene de estrellas *FGB*, proveyendo así restricciones útiles en la historia de formación estelar.

Para galaxias elípticas es creciente la evidencia de que los gradientes de color reflejan una disminución de la metalicidad media con el radio, mientras que los gradientes de edad presentan una pendiente menos pronunciada (e.g. Davies et al. 1993, Reda et al. 2007).

Galaxias Tardías

La interpretación de los colores NIR de sistemas con formación estelar activa o estrellas recién formadas se vuelve más dificultosa. La combinación de los efectos del polvo, emisión de regiones *HII*, y la luz fotosférica proveniente de estrellas calientes de secuencia principal y supergigantes jóvenes frías, gigantes asintóticas de edad intermedia y las estrellas gigantes de primera generación pueden conspirar en numerosas combinaciones para producir colores similares a los estándares¹¹. Los datos en la banda *H* y en las bandas de absorción del *CO* son útiles para delimitar la situación pero no levantan completamente las degeneraciones inherentes.

Es de gran interés comparar la componente bulbo y la componente disco de las galaxias espirales, así como su variación radial, a fin de entender el proceso de formación de las mismas y poder constreñir los modelos teóricos. Por ejemplo, el modelo jerárquico de formación de galaxias propone que los discos se formaron de adentro hacia afuera, esperando poblaciones estelares más jóvenes y de baja metalicidad en las regiones externas.

Los primeros estudios llevan a la conclusión de que las galaxias dominadas por el bulbo tienen colores *NIR* similares y, por tanto, poblaciones estelares similares a las galaxias elípticas y *S0* de igual luminosidad (Aaronson 1977, Griensmith et al. 1982); mientras que aquellas dominadas por el disco mostraban una tendencia de colores *J-K* más rojos con el incremento de la magnitud *H* total (Bothun et al. 1984, Figura 9).

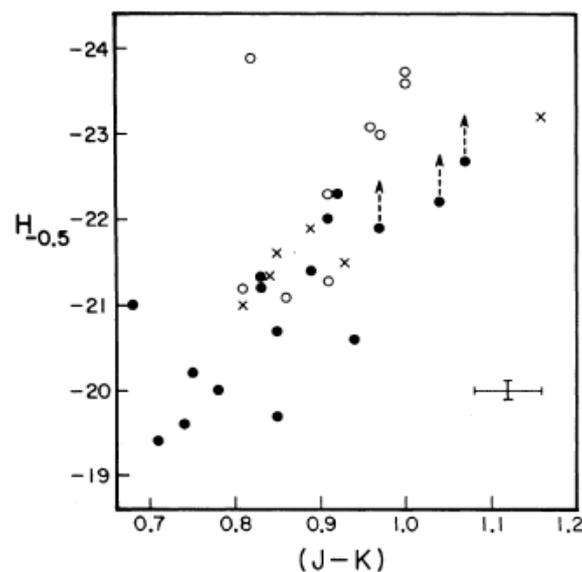


Figura 9: Relación entre el color (*J-K*) y la magnitud absoluta *H* (Bothun et al. 1984).

¹¹ Modelos del bulbo galáctico indican que las gigantes *M* contribuyen con el 10% del flujo en la banda *V* y con más de la mitad de la luz en banda *K* (Houduhelt 1995). Modelos de formación estelar muestran que la contribución de estrellas más jóvenes que 0.5 Gyr puede ser tan alta como el 50-60% en banda *B* y 20-25% en banda *K* para metalicidad solar (Chiosi & Vallenari 1995).

La degeneración edad-metalicidad puede ser parcialmente rota con la fotometría infrarroja en adición a los colores ópticos. Cardiel et al. (2003) han cuantificado la habilidad relativa de la combinación de los diferentes colores e índices espectrales para constreñir los parámetros físicos de las poblaciones estelares. Encuentran que la inclusión de los colores infrarrojos mejora el poder de predicción en un factor 30 respecto a la utilización de colores ópticos exclusivamente.

A fin de interpretar los colores de banda ancha en función de las edades y metalicidades de las poblaciones estelares subyacentes, los gradientes de color deben ser comparados con los modelos de síntesis de población estelar. Para la construcción de los modelos de síntesis de población estelar se deben postular en primer lugar la Función Inicial de Masa¹² (*IMF*) y la tasa temporal de formación estelar (*SFR*). La *IMF* más utilizada es la de Salpeter (1955)¹³ de pendiente única ($\alpha=1.35$) aunque también pueden encontrarse otras tales como las publicadas por Kroupa (2002) de doble pendiente¹⁴, o la de Chabrier (2003)¹⁵. Esta distribución de masas estelares presenta una aparente universalidad en ambientes tan diferentes como pequeñas nubes moleculares pobres en metales a grandes complejos de formación estelar muy enriquecidos (Kroupa 2002). Por tanto, se asume generalmente la simplificación de una *IMF* constante en el espacio y en el tiempo. A fin de obtener la historia de formación estelar, la *IMF* se convoluciona con la Tasa de Formación Estelar (e.g. Exponencial decreciente, Ley de Schmidt¹⁶ 1955, Sandage 1986¹⁷, Ley de Kennicutt¹⁸ 1998). Esta historia de formación estelar puede incluir estallidos de formación estelar (*bursts*), acreción de gas (*infall/inflow*), vientos galácticos (*outflow*), etc, los cuales modifican la metalicidad y fracción de gas de la galaxia (Dalcanton 2006). Aunque en la mayoría de los modelos no es considerado, debe tenerse en cuenta que las estrellas de masa alta e intermedia de corta vida expelen una gran fracción de su masa cuando mueren, enriqueciendo así el medio interestelar y produciendo un cambio en la metalicidad inicial de las nuevas generaciones de estrellas (*feedback*). Los modelos de síntesis de formación estelar en su forma más básica son llamados Poblaciones Estelares Simples (*SSPs*), las cuales dan información evolutiva de una población de estrellas contemporáneas nacidas con una composición y *IMF* dadas. Varios modelos *SSP* han sido desarrollados por distintos grupos de investigación y están en constante modificación al mejorar el conocimiento de muchos de los parámetros de entrada (e.g. librerías estelares, modelos de atmósferas, convección, pérdida de masa). Entre ellos podemos citar a GALAXEV de Bruzual & Charlot (2003), PEGASE 2.0 de Fioc & Rocca-Volmerange (1997), o el modelo de Maraston (2005). Existen discrepancias entre los distintos modelos que, dependiendo de la aplicación, pueden resultar en diferentes interpretaciones de la observación de poblaciones estelares no resueltas (Lee et al. 2007). Poblaciones estelares más complejas pueden obtenerse al superponer *SSPs* de diferentes épocas y con diferentes tasas y metalicidades.

¹² Distribución de masas estelares que se forman en un evento de formación estelar en un volumen dado del espacio.

¹³ $N(M) \propto M^{-(1+\alpha)}$

¹⁴ Con $\alpha_0=0.3$ para $0.1 < m/M_{\odot} \leq 0.5$ y $\alpha_1=1.3$ para $0.5 < m/M_{\odot} \leq 120$

¹⁵ Ley de potencias para $m > 1M_{\odot}$ y una forma logarítmica normal debajo de este límite:

$$\varphi(\log m) \propto \begin{cases} e^{-\left(\log m - \log m_c\right)^2 / 2\sigma^2} & 0.1 < m / M_{\odot} \leq 1 \\ m^{-1.3} & 1 < m / M_{\odot} \leq 100 \end{cases}$$

¹⁶ Dependencia de *SFR* con el cuadrado de la densidad de gas interestelar.

¹⁷ $SFR \propto t e^{-t^2}$

¹⁸ *SFR* proporcional a la densidad de gas y a la velocidad angular de rotación.

Una vez obtenida la galaxia modelo, deben reproducirse las condiciones de observación para poder comparar con los colores observados.

A pesar de que la opacidad del polvo decrece considerablemente en el *NIR*, su efecto puede ser no despreciable en la determinación del contenido estelar especialmente de galaxias tipo tardías y debe ser considerada en la interpretación final de los gradientes de color. Por ello, deben modelarse la distribución y propiedades del polvo interestelar apropiados para cada tipo de galaxia.

Los gradientes radiales de color presentes en los discos galácticos sugieren más materia oscura para curvas de rotación generadas a partir de los perfiles de brillo en el *NIR* que aquellas basadas en el óptico, debido a las diferencias de escala del disco exponencial. Por ejemplo, si la razón de densidad de estrellas y polvo se mantiene más o menos constante, la extinción central será mayor que aquella en las zonas externas, debido puramente a una diferencia en densidad estelar. Esto causará que en galaxias con polvo, la longitud de escala en banda *B* (más afectada por el polvo) sea mayor que en la banda *K*. Peletier & Balcells (1996a) encuentran que las galaxias tempranas ($T < 2$) tienen cocientes de longitudes de escala del disco en *B* y *K* menores que 1.4; mientras que en galaxias más tardías ($3 < T < 5$) son mucho mayores, indicando mayor efecto de extinción por polvo (ver también de Grijs 1998). Una estima independiente de los cocientes de longitud de escala debidos a los gradientes de población estelar es de 1.1 – 1.2 (Peletier et al. 1995). Esto significa que los discos de galaxias de tipo 2 o menor, probablemente, no contengan mucho polvo, haciendo razonable el uso de los colores para determinaciones de la población estelar.

Por otro lado, de Jong (1996a,b) estudia una muestra de 86 galaxias de frente (*face-on*) y encuentra que los perfiles de color *B-K* se vuelven más rojos a mayor brillo superficial medio en banda *R* en cada radio. Además, para el mismo brillo superficial, las galaxias de tipos tardíos (*Sb-Sc*) son más azules que las de tipos tempranos (*S0-Sa*). A partir de una simulación donde la galaxia consistía de distribuciones exponenciales de estrellas y polvo suavizadas en dirección radial y vertical, encuentra que la dirección de los perfiles de enrojecimiento es independiente de la configuración del polvo. Los parámetros libres son en este caso los cocientes de las longitudes de escala y de altura del polvo respecto a las estrellas, la profundidad óptica central y las propiedades de las partículas de polvo. De Jong señala, además, que los gradientes de color observados no pueden ser causados por enrojecimiento solamente. Asumiendo que las propiedades del polvo utilizadas son correctas, concluye que los gradientes de color se deben a una combinación de edades y metalicidades, en discrepancia con la conclusión de Peletier et al. (1994, 1995) de que la mayor diferencia de color dentro de las galaxias espirales de su muestra es producida por el polvo.

Numerosos trabajos señalan que la reducción observada del radio de escala del disco en galaxias de baja inclinación cuando se va del óptico al *NIR* se debe a un gradiente de color intrínseco en la población estelar y no a efectos de la extinción por polvo interestelar (MacArthur et al. 2004, Möllenhoff 2004, Cunow 2004). Sin embargo, a partir de imágenes simuladas, Möllenhoff et al. (2006) determina que la extinción por polvo puede producir variaciones de los parámetros aparentes respecto a los intrínsecos de hasta el 50% en el radio de escala y de 1.5 magnitudes en el brillo superficial central. Reporta una variación por efecto del polvo del radio de escala en la banda *B* respecto a aquel en *I* de 1.12 ± 0.02 y un cambio en el color central de 0.36 ± 0.05 mag para una galaxia inclinada 37° (Figura 10). Por tanto, los gradientes de color observados estarán afectados tanto por las diferencias poblacionales como por la distribución del polvo en el disco, dificultando su interpretación.

Peletier & Balcells (1996b), para una muestra de galaxias con poca extinción (tempranas) y con inclinación mayor a 50° , encuentran que las diferencias de color entre el bulbo (a $0.5R_{\text{eff}}$) y el disco (a 2 radios de escala) es mucho menor que aquellas entre una galaxia y otra, indicando que los discos no pueden ser más que 2-4

Gyr más jóvenes que los bulbos. Notan, además, que los bulbos presentan gradientes de color siendo más rojos hacia el centro. En cuanto a los discos, los colores menos afectados por el polvo son remarcadamente constantes. Solo para galaxias de tipo 3 y más tardías los discos son significativamente más azules que aquellos de las S0.

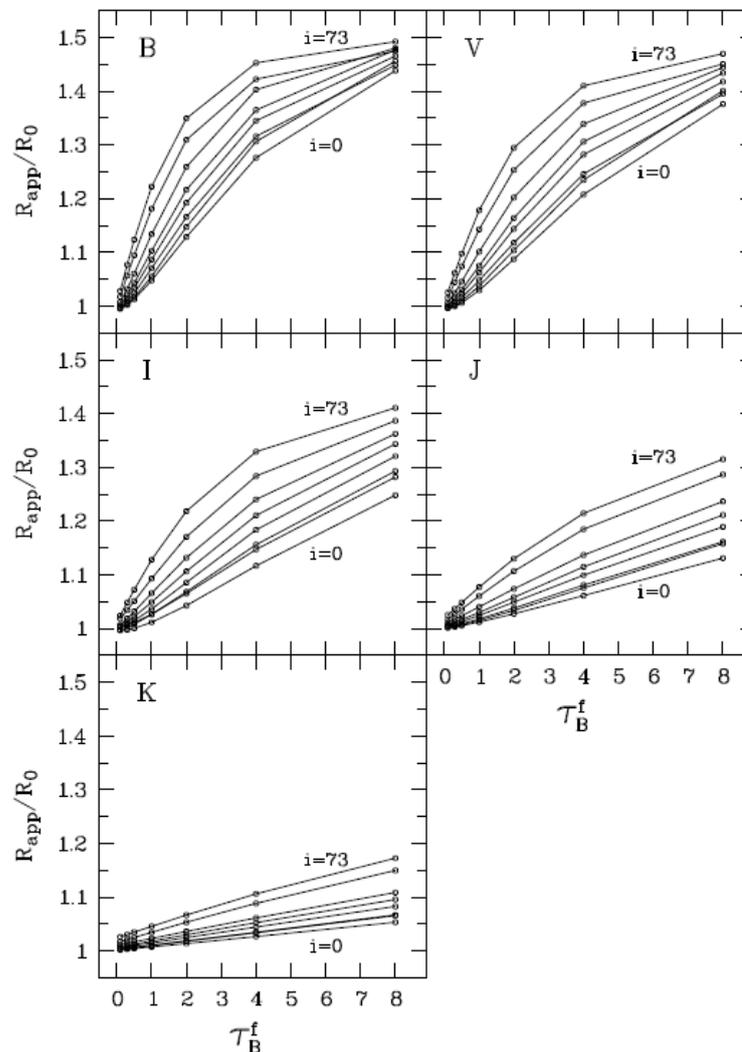


Figura 10: Cociente de los radios de escala aparente e intrínseco R_{app}/R_0 en función de la profundidad óptica para $i = 0, 26, 37, 46, 53, 60, 66, 73^a$, y de las bandas B, V, I, J, K.

Numerosos estudios de la Vía Láctea, basados en observaciones espectroscópicas de Regiones *HIII*, nebulosas planetarias, remanentes de supernovas y cefeidas (menos afectadas por la degeneración edad-metalicidad y por el polvo), muestran que la metalicidad decrece con la distancia galactocéntrica (Figura 11). Este resultado es consistente con las determinaciones de metalicidad a partir de cúmulos y estrellas individuales. En el caso de *M31*, Fan et al. (2008) encuentran que la distribución de metalicidades de los cúmulos presenta un comportamiento bimodal. Se observa un gradiente de metalicidad en los cúmulos de baja metalicidad pero no así en el grupo de altas metalicidades. Este gradiente de metalicidad negativo se observa en la mayoría de las galaxias espirales¹⁹ (McCall 1982, Vila-Costas & Edmunds 1992,

¹⁹ Las galaxias barreadas presentan abundancias similares, sin embargo, a mayor intensidad de la barra los gradientes de abundancia del oxígeno son más planos (Martin & Roy 1994; Zaritsky et al. 1994). Este resultado es consistente con los modelos de flujo radial de evolución

Zaritsky 1994 y Figura 12a). Para galaxias de alto brillo superficial, la metalicidad media correlaciona con la masa total de la galaxia (Figura 12b) mientras que la pendiente del gradiente no correlaciona con este parámetro (Henry & Worthey 1999).

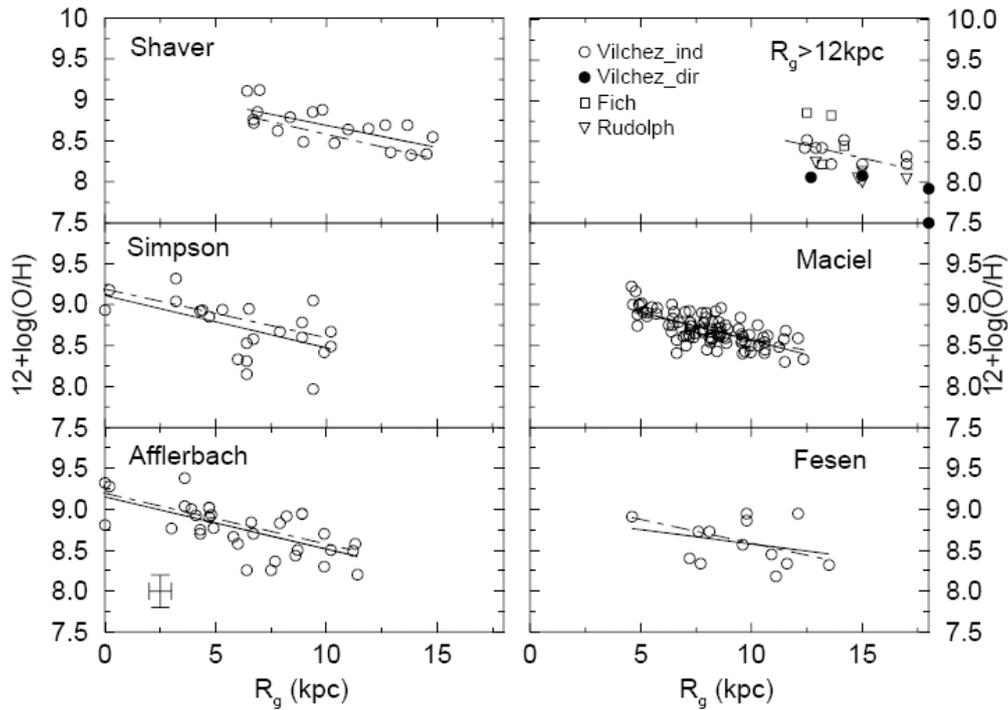


Figura 11: Abundancias del Oxígeno en función de la distancia galactocéntrica de la Vía Láctea de varios estudios en líneas de emisión (Henry & Worthey 1999). Referencias: Shaver et al. (1983); Simpson et al. (1995); Afflerbach et al. (1997); Vilchez & Esteban (1996); Fich & Silkey (1991); Rudolph et al. (1997); Maciel & Köppen (1994); Fesen et al. (1985).

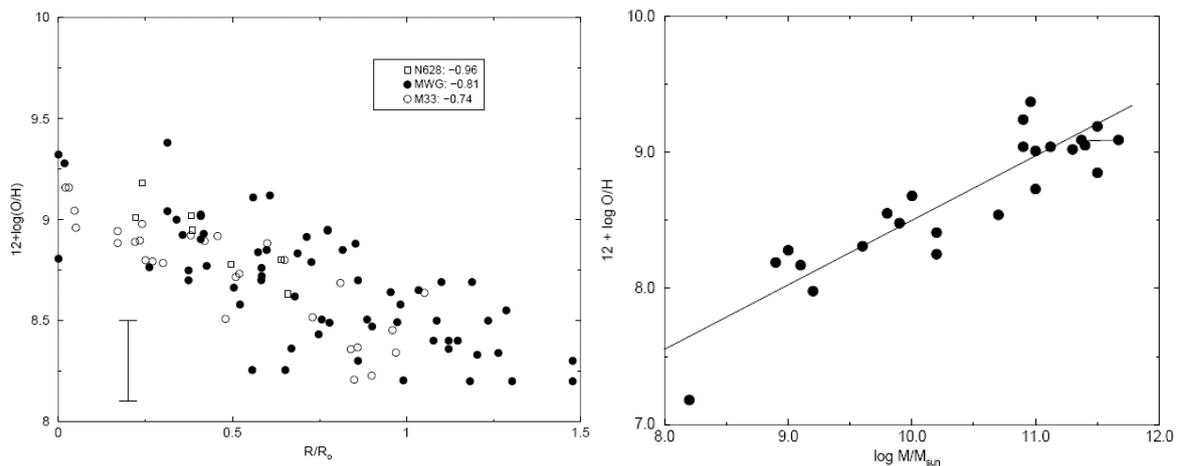


Figura 12a: Abundancias de Oxígeno en función del radio de la galaxia en unidades del radio isofotal para la Vía Láctea (círculos llenos), para M33 (círculos vacíos) y para NGC 628 (cuadrados vacíos). La pendiente de los gradientes está en la leyenda (Henry & Worthey 1999). **Figura 12b:** Abundancia de Oxígeno medida a un radio efectivo en función de la masa total para una muestra pequeña de galaxias (Henry & Worthey 1999).

química en el cual la presencia de la barra favorece la mezcla a gran escala sobre el disco de la galaxia, disminuyendo la variación radial de abundancias.

Además, como puede verse en la Figura 13, la metalicidad local parece correlacionar con la densidad superficial de brillo total y, por tanto, con la densidad superficial de masa si consideramos una M/L constante (Vila-Costas & Edmunds 1992).

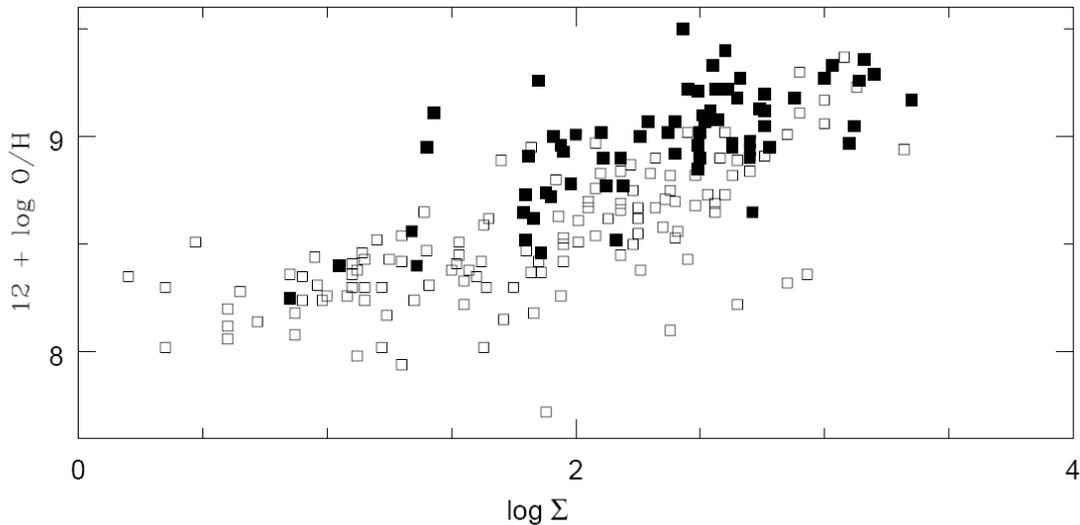


Figura 13: Abundancia de Oxígeno en función del logaritmo de la densidad superficial de masa ($M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$) locales (Vila-Costas & Edmunds 1992). Los cuadrados llenos representan espirales tempranas (Ssp-Sc) mientras que los vacíos corresponden a espirales tardías (Scd-Irr).

Los resultados obtenidos a partir de los modelos de Síntesis de Poblaciones estelares son consistentes con los anteriores. Bell & de Jong (2000) analizan una muestra de 121 galaxias de baja inclinación con información radial de colores ópticos e NIR. Concluyen que las regiones internas son más viejas y ricas en metales que las externas. Reportan gradientes de edad y metalicidad medios por longitud de escala del disco en banda K de $-0.79 \pm 0.08 \text{ Gyr } h^{-1}$ y de $-0.14 \pm 0.02 \text{ dex } h^{-1}$ respectivamente. Además, señalan que la densidad superficial domina la historia de formación estelar y que la masa es un parámetro menos importante.

En un trabajo posterior (MacArthur et al. 2004) se analiza la dependencia de los gradientes de color con varias propiedades globales de las galaxias y se determinó que galaxias de tipo más temprano, con alta velocidad de rotación, más luminosas y de mayor brillo superficial son más viejas y más ricas en metales, sugiriendo una evolución más rápida y temprana para estas galaxias. Encuentran que los gradientes de edades más intensos están asociados a gradientes de metalicidades más débiles (Figura 14). Estos resultados están en acuerdo con las predicciones de modelos de formación de galaxias basados en leyes de escala fundamentadas en el modelo de Materia Oscura Fría (*Cold Dark Matter*) pero no de características de fusión jerárquica, el cual predice que las galaxias más masivas se formaron primero. Es decir que podría invocarse un mecanismo por el cual, en galaxias de baja masa, el gas no se enfríe y no forme estrellas en tiempos tempranos.

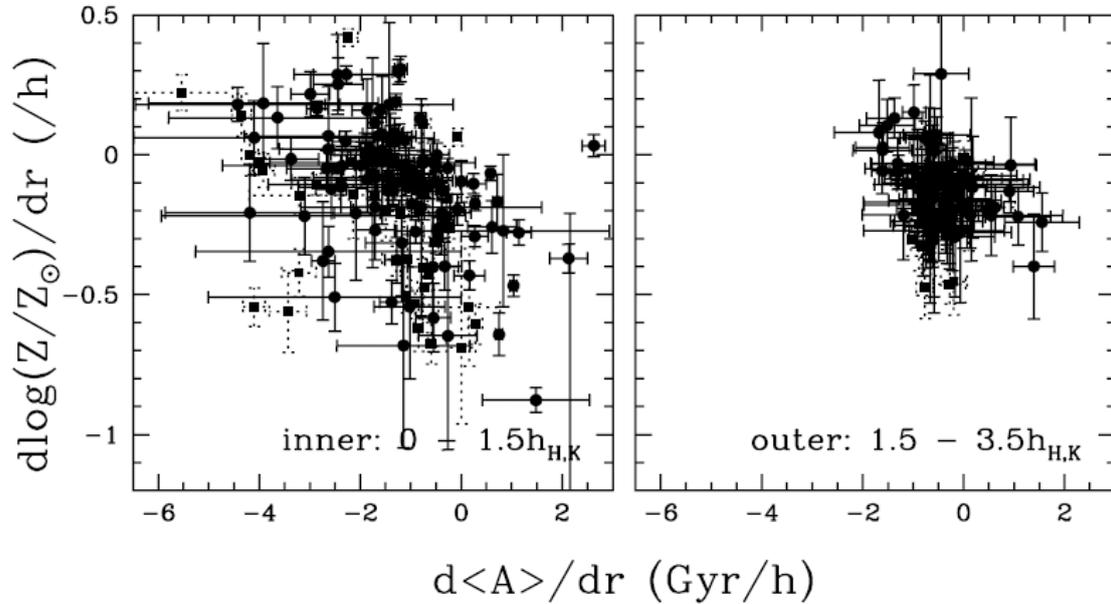


Figura 14: Gradiente de metalicidad como función del gradiente de edad (MacArthur et al. 2004). Nótese que hay una tendencia a que en las regiones centrales de galaxias, es más común la formación estelar reciente y en medios ya enriquecidos por metales.

Polvo Interestelar

A pesar de las ventajas de las observaciones en *NIR*, dado el menor efecto de extinción, a la vez evitando la emisión del polvo, y su menor sensibilidad a la población joven que domina la apariencia de las galaxias, es importante conocer los efectos del polvo si queremos interpretar los colores y gradientes de color.

Correcciones por inclinación

La cantidad de extinción interna en galaxias espirales no puede ser medida directamente. La aproximación clásica al estudio de la extinción ha estado basada en la dependencia con la inclinación de la magnitud total, los diámetros isofotales y el brillo superficial. El razonamiento es el siguiente. Si las galaxias son completamente transparentes, podemos ver toda la luz de todas direcciones, y así la magnitud total es independiente de la inclinación. Al incrementar la inclinación (de frente a perfil), la longitud de camino a lo largo de la línea de la visual a través del disco se incrementa, resultando en un brillo superficial proyectado y diámetro isofotal mayores. En contraste, si las galaxias son completamente opacas, sólo podemos ver la corteza externa de estrellas, resultando que el brillo superficial y el diámetro isofotal son independientes de la inclinación. Y al aumentar la inclinación, el área superficial proyectada de la galaxia decrece, resultando en magnitudes totales más débiles.

Las galaxias, por supuesto, tendrán un grado de opacidad intermedio. Una descripción simple aproximada²⁰ para la atenuación sufrida por el brillo superficial (siendo proporcional al flujo) respecto a la posición “*face-on*”, sería

$$\mu_{obs} = \mu_{face-on} + 2.5 C \text{Log}(b/a) \quad 1.4$$

²⁰ Algunos autores postularon diferentes leyes de extinción. Por ejemplo, Masters et al. (2003) propone una ley cuadrática en $\log(a/b)$ o un cambio de pendiente para $\log(a/b)=0.5$ (Ver también Rocha et al. 2008). Driver et al. (2007) postula una corrección proporcional a una potencia de $[1-\cos(i)]$.

donde b/a es el cociente de semiejes²¹ del disco, y C varía de 0 a 1, siendo $C=0$ para un disco ópticamente grueso o $C=1$ para una galaxia transparente y siendo además función de la longitud de onda observada debido a la dependencia de la extinción con la misma.

Muchos trabajos han estudiado la dependencia de distintas propiedades de las galaxias con la inclinación para determinar el efecto de la extinción y su correspondiente corrección a la posición *face-on* y obtener así datos comparables entre galaxias. Al observar una gran muestra de galaxias vistas bajo diferentes inclinaciones, parece simple determinar si son ópticamente finas o gruesas, pero en la práctica no lo es. El primer problema es definir una muestra de galaxias representativa para la cual las propiedades intrínsecas sean independientes de la inclinación para luego determinar cómo dependen las propiedades aparentes de la galaxia con ella.

Desde el primer trabajo pionero de Holmberg (1958), se han publicado numerosos resultados (principalmente en el bandas ópticas) tanto a favor de que las galaxias son ópticamente transparentes (e.g. Heidmann et al 1972; de Vaucouleurs et al. 1976; Tully & Fouque 1985; Cornell et al 1987; Byun 1993; etc) como en contra (e.g. Tully 1968, 1972; Burstein & Lebofsky 1986; Kodaira & Watanabe 1988, Valentijn 1990; Choloniewski 1991; etc.).

El valor de C puede ser, en principio, función del radio, dependiendo de la distribución radial del polvo. Esto podría conciliar algunas de las discrepancias en los test de inclinación. Por ejemplo, Giovanelli et al. (1994) determinan, mediante diferentes pruebas de inclinación, que el mejor escenario que explica las observaciones (en banda I) es aquel en que las regiones centrales de las galaxias son ópticamente gruesas (e.g. brillo superficial central del disco constante) mientras que se comportan transparentes en las regiones externas (e.g. dependencia del diámetro isofotal con i), consistente con la idea de que el disco de polvo es menos extendido que el disco estelar (Disney et al. 1989), resultando sin extinción en los radios externos (Ver también Cunow 2004). Sin embargo, otros autores determinan un radio de escala del disco de polvo mayor que el disco estelar (e.g. Valentijn 1990, Xilouris et al. 1999, Holwerda 2005), aunque también observan una correlación positiva entre el brillo superficial y la opacidad.

Graham (2001) analiza la dependencia de la relación del brillo superficial del disco y el radio de escala del mismo, en banda K , en función de la inclinación, encontrando que, aún considerando una variación radial de la extinción, C es muy cercano a 1 (Figura 15). Otro estudio en el *NIR* (Masters et al. 2003) indica que galaxias menos brillantes que $20.9 K_{mag}$ presentan extinción cero en *NIR*, incrementando su opacidad con la luminosidad del disco, aunque las galaxias *edge-on* presentan una extinción significativa (ley cuadrática de extinción). Adicionalmente, Holwerda et al. (2005) no encuentran relación entre los colores *NIR* y la opacidad.

Por tanto, podemos concluir que en las bandas ópticas, la extinción crece con el brillo superficial, resultando prácticamente opacas en el centro; mientras que en el *NIR* son prácticamente transparentes a todo radio, excepto aquellas muy de canto.

²¹ Notesé que el cociente $b/a = \text{area face-on}(\pi a^2) / \text{area inclinada}(\pi ab)$ se determina a partir de los radios isofotales que están afectados por extinción y por tanto dependen de la inclinación en sí misma.

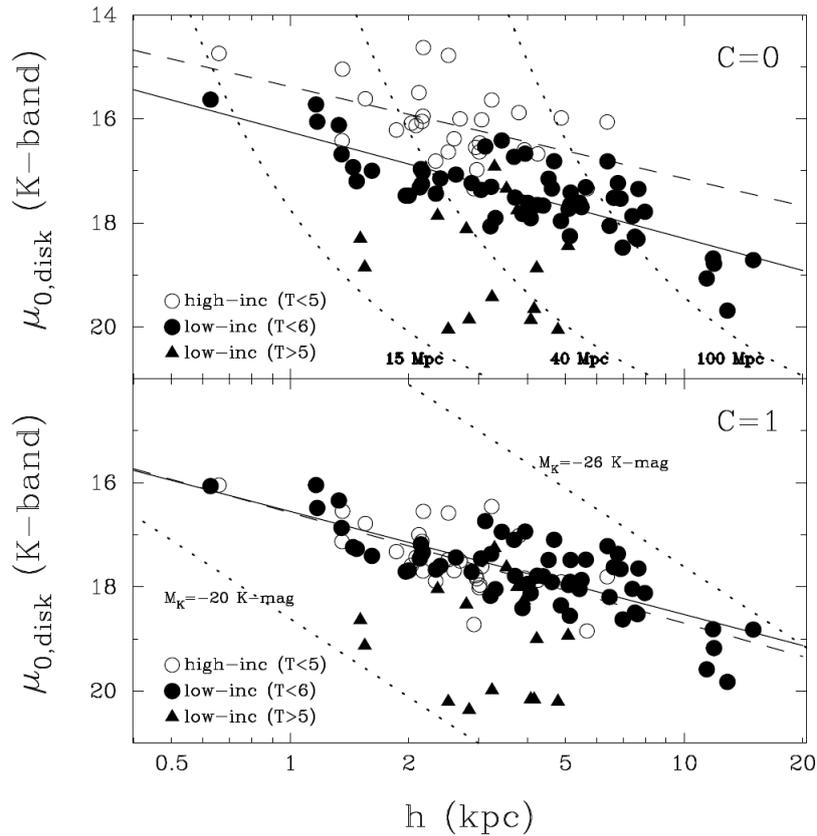


Figura 15: Brillo superficial central del disco en banda K en función del radio de escala del disco para el caso opaco ($C=0$) y transparente ($C=1$). La línea continua corresponde a la regresión lineal de galaxias de baja inclinación y $T \leq 5$. La línea punteada corresponde a la regresión lineal de la muestra de galaxias de alta inclinación (Graham 2001).

Una vez corregidos los parámetros observados en términos de la posición *face-on*, necesitamos conocer la cantidad y distribución del polvo en las galaxias para poder interpretar cuantitativamente las observaciones, y dado que no podemos determinarlo en forma directa, es que necesitamos confeccionar modelos de extinción.

Modelos de Extinción por Polvo

El polvo domina como regulador de la transferencia de radiación estelar en aquellas galaxias donde está presente. Sin embargo, cómo y dónde está distribuido es probablemente una de las incertidumbres más grandes en el estudio de la estructura aparente de las galaxias y su subsecuente composición inferida. El medio interestelar (*ISM*) es una mezcla compleja de mecanismos físicos actuando en una amplia variedad de escalas, con el polvo y el gas concentrados en cúmulos de tamaño de pársecs a nubes moleculares gigantes del tamaño de kiloparsecs. Varias poblaciones estelares interactúan con el polvo en distintos grados, dependiendo no sólo de la distribución espacial intrínseca de ambas sino también de nuestro particular ángulo de visión. Es necesario, además, un análisis a lo largo de todo el rango espectral. La cantidad de polvo interestelar en una galaxia es proporcional a la metalicidad y al contenido de gas de la misma, aunque, debido a la evolución estelar, a medida que la metalicidad aumenta, la cantidad de gas disminuye. Por tanto, modelar la distribución del polvo interestelar involucra, además de las propiedades físicas de las partículas de polvo y su interacción con el ambiente, modelos de formación estelar y su evolución temporal, siendo cruciales las distribuciones de edades y metalicidades con el radio.

La secuencia de Hubble presenta una progresión de la complejidad creciente en los estudios de transferencia radiativa para modelar la extinción por polvo. La

combinación de poblaciones estelares cambia de una relativamente simple en las E y $S0$ a una mezcla de estrellas más viejas y más jóvenes de baja y alta metalicidad; la geometría va progresivamente de sistemas radialmente simétricos a una mezcla de esferoides y discos, y a sistemas altamente estructurados con rica morfología incluyendo barras, anillos, brazos y fragmentos. Finalmente el polvo va de niveles de detección dudosa a grandes cantidades radialmente dependientes de polvo caliente, tibio y frío mezclados; sumado al gas en una variedad de fases, en un continuo de escalas y en rangos de densidades de ópticamente finas y difusas a ópticamente gruesas y compactas.

Se han desarrollado numerosos y sofisticados modelos y códigos de transferencia radiativa a fin de lidiar con la complejidad de las propiedades y geometría del polvo.

La historia de los modelos de extinción comenzó con Holmberg (1958). Él ajustó la dependencia del brillo superficial con la inclinación a una ley $\text{cosec}(i)$ para una muestra de 116 galaxias, la cual corresponde a una geometría donde todo el polvo está localizado delante de las estrellas; el modelo pantalla. En el mismo trabajo incluye el estudio de dos modelos más, el de una franja uniforme (*slab model*) y el modelo sándwich. En el primero, el polvo y las estrellas están uniformemente mezclados presentando menos enrojecimiento que el modelo pantalla debido a que las fuentes cerca del borde están menos atenuadas que aquellas más profundas. Este modelo introduce el concepto de saturación, una vez que la galaxia se vuelve opaca, se vuelve insensible a la profundidad óptica, no distinguiendo entre $\tau=5$ o $\tau=10$. Por tanto el enrojecimiento no es proporcional a la profundidad óptica relativa en diferentes bandas. Por otro lado, el modelo sándwich considera una franja de polvo embebida en una más gruesa de estrellas (Tully & Fouqué 1985), quedando siempre una fracción de estrellas sin oscurecer. Disney et al. (1989) destacaron que si la franja de polvo es ópticamente gruesa, entonces se comportará como si fuera completamente transparente. Estos autores introdujeron el modelo Triple en el cual el polvo y la luz tienen perfiles exponenciales radiales y verticales con longitudes y alturas de escala independientes. Este modelo implica gradientes de color, con regiones centrales ópticamente gruesas y partes externas transparentes. Cabe resaltar que el espíritu de estos modelos es encontrar una forma funcional de corregir el efecto de inclinación y no pretenden crear un modelo de extinción. La corrección final de magnitudes *face-on* a libres de polvo o libres de extinción es muy incierta y muy dependiente del modelo. Por ejemplo, para NGC 3390, la profundidad óptica requerida para producir el enrojecimiento observado varía de $\tau(V)=4.4$ para el modelo pantalla, a $\tau(V)\sim 15$ para el modelo de mezcla uniforme, resultando la mitad de la luz en banda K proveniente del bulbo extinguida por las franjas de polvo (Kuchinski et al. 1998). Nótese que si la profundidad óptica es mayor que la unidad en alguna longitud de onda, se estarán muestreando diferentes volúmenes de la galaxia en diferentes rangos espectrales.

El siguiente paso para modelos más realistas fue la inclusión de dispersión (*scattering*) para el polvo, por primera vez por Kylafis & Bahcall (1987). Los primeros resultados sorprendieron dado que el *scattering* intensifica las diferencias por causa de la inclinación. Los fotones que viajan en el plano de la galaxia, tienen más probabilidades de ser dispersados hacia arriba o hacia abajo fuera del disco, aumentando las diferencias de magnitud entre *face-on* y *edge-on*. Por medio de modelos más realistas, Bruzual et al. (1988) y Emsellem (1995) muestran que la dispersión por los granos de polvo juega un rol importante en reducir el enrojecimiento producido por una dada cantidad de polvo, dado que el color de la luz dispersada en la línea de la visual es usualmente más azul que aquella de las estrellas, compensando así parte del enrojecimiento causado por extinción. Por ejemplo, en la galaxia El Sombrero (Emsellem 1995), la atenuación observada requiere aproximadamente dos veces más polvo que el esperado al despreciar el efecto de la dispersión (Figura 16). En cuanto a la distribución del polvo, Witt et al (1992) usan diferentes perfiles para el polvo y las estrellas en modelos esféricos para simular diferentes geometrías como

una fuente nuclear embebida y una galaxia con nubes de polvo discretas (*Cloudy*). Sus modelos muestran que grandes cantidades de polvo pueden estar escondidas en las galaxias sin resultar en grandes cantidades de extinción o enrojecimiento. Además, Hobson & Padman (1993) estudian modelos con el polvo concentrado en nubes esféricas que están distribuidas en forma aleatoria en una capa homogénea de estrellas. En este modelo, la luz estelar se verá atenuada por efecto del polvo pero no enrojecida. La estructura grumosa del *ISM* siempre resulta en profundidades ópticas efectivas más bajas y contribuye a que haya una escala no lineal entre la profundidad óptica y la masa de polvo en comparación con una distribución de polvo homogénea (Kuchinski et al. 1998).

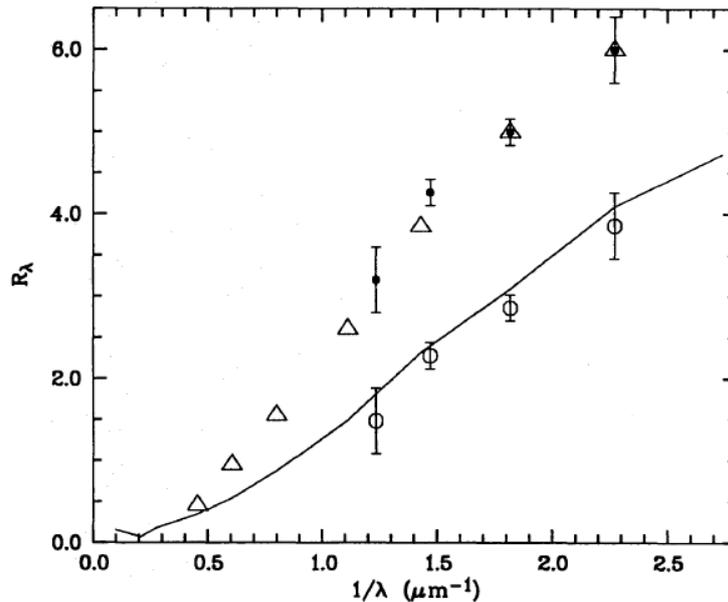


Figura 16: Curva de extinción de Emsellem (1995) para la galaxia El Sombrero, con un modelo excluyendo los efectos de la dispersión de la luz (círculos llenos) y otro incluyendo dichos efectos (círculos vacíos); datos de Knapen et al. (1991, triángulos) y de la Vía Láctea (Rieke & Lebofsky 1985, línea sólida).

Xilouris et al. (1999) analizaron los perfiles de brillo superficial de una muestra de siete galaxias espirales *edge-on* utilizando modelos de transferencia radiativa más realistas. Propusieron dos distribuciones discoales tanto para las estrellas como para el polvo, más una componente esférica (el bulbo) y concluyeron que el disco de polvo es más fino (verticalmente) pero más grande (radialmente) que el estelar. Este modelo presenta un problema ya que tal estructura no puede absorber más del 10% de la radiación estelar. Sin embargo, las observaciones en el Infrarrojo lejano muestran que el 30% de la luminosidad bolométrica de una galaxia espiral es irradiada por el polvo (Popescu & Tuffs 2002). Este déficit podría ser mitigado si la luz estelar sufriera, además, absorción dentro de áreas localizadas (i.e. regiones de formación estelar dentro de las nubes moleculares). Incluso teniendo esto en cuenta, los modelos fallan al predecir la emisión de la componente más fría del polvo, haciendo necesario la postulación de un segundo disco de polvo invisible en el óptico asociado con la población estelar más joven, más fino pero dos o tres veces más masivo que el anterior (Popescu et al. 2000, Misiriotis et al. 2001). Sin embargo, estudios otros estudios en NIR (Bianchi 2007) no encuentran evidencias de un segundo disco. Otra alternativa posible es que los modelos subestimen en un factor tres la emisividad del polvo adoptada, derivada de la emisión difusa en la Vía Láctea (Dasyra et al. 2005).

Otro aspecto importante en los modelos de extinción es que las propiedades del polvo en sí mismo deben ser determinadas. Para ello se construyen las curvas de extinción: el monto de extinción normalizado en función de la longitud de onda. Estas curvas son derivadas al comparar espectros estelares de similar temperatura con diferente extinción por delante. En la Vía Láctea, las propiedades del polvo varían desde el ISM difuso a las nubes moleculares densas (Kim, Martin & Hendry 1994). Para NGC 4594, Knapen et al. (1991) encuentran una ley de extinción en acuerdo con la de nuestra galaxia. Mientras que Kinney et al. (1993) encuentran una ley de extinción en el *UV* y óptico bastante diferente en una muestra de 39 galaxias starburst. La densidad de energía *UV* ambiente parece jugar un rol tan importante como la metalicidad en la forma de la curva de extinción, afectando las propiedades de los granos de polvo (Boulanger et al. 1988, Cesarsky et al. 1996). Además de la absorción de la luz estelar, el polvo se manifiesta a través de caracteres de emisión y absorción y emisión de continuo en $\lambda > 1\mu\text{m}$. Los caracteres en el infrarrojo cercano y medio incluyen, entre otros, absorción de silicatos (9.7 y 18 μm), absorción de hielo de H_2O y CO_2 (3 y 4.3 μm), y bandas de emisión (3.3, 6.2, 7.7, 8.6 y 11.3 μm). En cuanto al continuo, la emisión más allá de unos pocos μm hasta 40-70 μm se considera debida, principalmente, al calentamiento por fotones discretos (discrete photon heating) de granos de polvo muy pequeños, los cuales son transitoriamente calentados hasta 1000 K; el polvo calentado por estrellas masivas a temperaturas mayores a 70K también contribuye al flujo en la región por debajo de los 50 μm . Más allá de 40-70 μm , la emisión se debe principalmente a los granos de polvo en equilibrio aproximadamente estable con el calentamiento medio por luz estelar; la longitud de onda de transición entre la predominancia del calentamiento por fotones discretos y aquel del estado casi-estable depende de la temperatura de color del polvo y, por tanto, del nivel de densidad de flujo *UV* de la galaxia (Calzetti 2001 y sus referencias).

Técnicas de Observación

El esfuerzo por determinar la opacidad de las galaxias ha llevado a desarrollar numerosas técnicas. Además del estudio de la dependencia del brillo superficial con la inclinación, los métodos más ampliamente usados en discos de galaxias son la comparación de datos en múltiples longitudes de onda y el análisis estadístico de las variaciones de color y conteo numérico inducidas por una galaxia en primer plano en fuentes de fondo.

Imágenes de banda ancha cubriendo la mayor amplitud posible en longitud de onda (generalmente *B* y *K*) han sido utilizadas para determinar la opacidad de los discos (e.g. Peletier et al. 1995, Kuchinski et al. 1998, Xilouris et al. 1999). Los modelos de extinción más actuales mayormente asumen distribuciones suaves tanto para la luz como para el polvo²². Las propiedades del polvo se obtienen de los modelos de los granos de polvo en la Vía Láctea como aquellos de Whittet (1992), Li & Greenberg (1997) y Weingartner & Draine (2001). A partir de simulaciones numéricas se generan imágenes comparables a aquellas observadas para galaxias específicas. Los resultados varían de autor a autor debido a diferencias en las muestras seleccionadas, los modelos de distribución del polvo y las técnicas de medición aplicadas.

Los cocientes de luminosidades de las líneas nebulares del hidrógeno (e.g. *H α* , *H β* , *Pa β* , *Br γ*) son más bien insensibles a los detalles de la población estelar subyacente y a la Función Inicial de Masa (*IMF*), siendo afectados sólo en un 5-10% por las variaciones en las condiciones físicas del gas (Osterbrock 1989). Por tanto,

²² Kuchinski et al. (1998) incluyen una distribución de nubes superpuesta a la distribución continua y encuentran que la profundidad óptica no parece ser sensible a la grumosidad versus homogeneidad de la distribución de polvo en galaxias de canto.

ellos son sensores precisos del enrojecimiento y geometría del polvo. Cuando se utilizan múltiples cocientes de líneas separadas en longitud de onda se puede constreñir la geometría del polvo en el rango espectral muestreado, aunque sólo son prueba de la atenuación del gas ionizado que no necesariamente está relacionada con aquella de la población estelar.

Goad & Roberts (1981) propusieron comparar curvas de rotación de galaxias edge-on en diferentes longitudes de onda. Si la galaxia es ópticamente gruesa en una longitud de onda (e.g. $H\alpha$), la curva de rotación presentará una rotación de cuerpo rígido en todo el disco debido a que la emisión proviene únicamente de la región radial externa del disco de la galaxia. Una comparación con una curva de rotación menos extinguida en una longitud de onda más larga (e.g. $H I$) puede determinar si la opacidad óptica existe. Debemos considerar dos aspectos, las galaxias pueden tener parches de polvo y la emisión puede provenir de las regiones menos extinguidas, además, el método asume que la emisión es uniforme a lo largo del disco. Se han obtenido resultados similares a aquellos que consideran la dependencia de propiedades con la inclinación (e.g. Bosma et al. 1992, Byun 1993). Por otro lado, Díaz et al. (2000) y Valotto & Giovanelli (2004) muestran cómo la presencia de polvo en las regiones centrales puede modificar la pendiente central de la curva de rotación al enmascarar las capas más internas del disco en rotación (Figura 17).

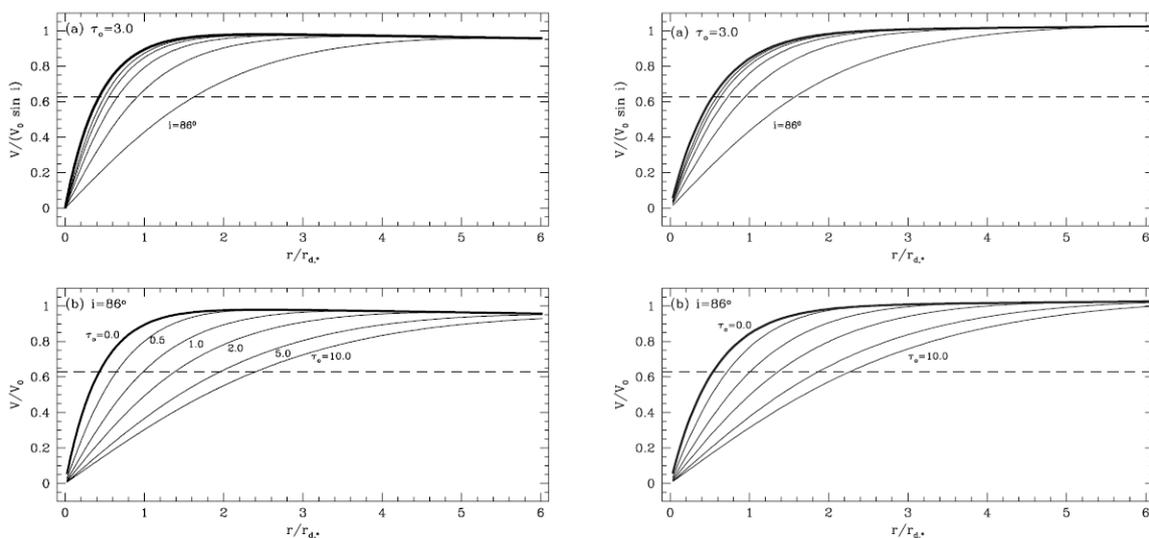


Figura 17: Curvas de Rotación simuladas para galaxias de luminosidad Clase I (izquierda) y Clase II (derecha). La línea gruesa corresponde a un disco no extinguido. (a) Profundidad óptica fija de 0.3 y una variación en la inclinación de 70° a 86° . (b) Inclinación fija de 86° y variación de la profundidad óptica (Valotto & Giovanelli 2004).

Otra técnica de múltiple longitud de onda es la que considera el balance de energía de la absorción y emisión del polvo. Esta técnica utiliza mediciones directas de la emisión del polvo en el infrarrojo (e.g. *IRAS*, *ISO*) para determinar la absorción en longitudes de onda más cortas (e.g. *UV*). Wang & Heckman (1996) encuentran que la opacidad en las galaxias disco es función de la luminosidad, en acuerdo con los resultados de Giovanelli et al. (1995) y Masters et al. (2003).

González et al. (1998) desarrollaron el *Método del Campo Sintético (SFM)*, una técnica para determinar la opacidad media a través del disco de una galaxia cercana, al contabilizar galaxias de fondo más lejanas. Este número es comparado con el obtenido en un “campo sintético”: un campo profundo conocido de la *HST/WFPC2*, atenuado por cierta opacidad, sumado a la imagen de la galaxia en primer plano. Este método cuenta con la ventaja de que no es afectado por la degeneración extinción-

edad-metalicidad y además la opacidad es medida a través de todo el espesor del disco. Otra variante es el estudio de pares de galaxias superpuestas, requiriendo que la galaxia de fondo presente un perfil de luz suave. Resultados de varios autores indican que los brazos espirales tienden a ser opacos mientras que la opacidad de las regiones entre brazos decrece con la distancia al centro galáctico (González et al. 1998, White, Keel & Conselice 2000, Keel & White 2001).

Efectos del Polvo Interestelar

El polvo interestelar juega un rol trascendente en la evolución de las galaxias. Los granos de polvo participan en el ciclo de intercambio de la materia del medio interestelar (gas y polvo) a las estrellas y viceversa, siendo de gran importancia en algunos procesos tales como la formación estelar, la formación de planetas, asteroides y cometas, y la síntesis de moléculas orgánicas complejas las cuales posiblemente llevaron al origen de la vida.

Más allá de proveer el 30% de la luminosidad total de una galaxia vía su emisión en el Infrarrojo, la presencia del polvo interestelar modifica considerablemente nuestra percepción de las galaxias. Además de la diferencia morfológica que podemos apreciar cuando observamos las galaxias en el óptico o en el *NIR* (banda menos afectada por la extinción), la variación de los colores fotométricos y de las cantidades absolutas de radiación juega un rol vital en la interpretación de las observaciones y su implicancia en los modelos de formación y evolución de las galaxias.

Su rol ha sido significativamente subestimado décadas atrás. Fue en 1990 cuando Edwin Valentijn, en una publicación en *Nature*, concluye que las galaxias son ópticamente gruesas, contrariamente a la aceptación general, y despierta un gran interés en el estudio de la extinción interestelar en las galaxias espirales. Casi dos décadas después, la idea más ampliamente aceptada es que, en las bandas ópticas, las galaxias espirales son, moderadamente, ópticamente gruesas en sus regiones centrales ($\tau_v^0 \sim 0.5-2.0$) y ópticamente finas en sus regiones externas. En el *NIR*, en cambio, se comportan como transparentes en casi todo el disco, si bien para galaxias masivas la contribución del polvo puede ser importante. Específicamente, cuando observamos galaxias de canto o muy inclinadas, las bandas de polvo tienen profundidades ópticas mayores que 1.0 incluso en la banda *K*. Cabe mencionar que la extinción no es homogénea en todo el disco, presentando mayor absorción en los brazos espirales y anillos circumnucleares.

El conocimiento de la distribución y propiedades del polvo es de gran importancia en muchas áreas de la astronomía extragaláctica:

Los gradientes de edades y metalicidades galácticos permiten confrontar diferentes teorías de formación y evolución de galaxias (Barmby et al. 2000). Por ejemplo, si las galaxias se forman como consecuencia de un colapso rápido y disipativo de una sola nube de gas masiva en la cual la escala de tiempo de enriquecimiento es más corta que el tiempo de colapso, las estrellas del halo y los cúmulos globulares mostrarían gradientes de metalicidades de gran escala (Eggen et al. 1962). Por otro lado, si fragmentos pre-enriquecidos poco ligados se fusionan con el cuerpo principal de una proto-galaxia en un periodo significativo, entonces, la distribución de metalicidades sería más homogénea (Searle & Zinn 1978). La determinación de estos gradientes es muy dependiente de los efectos del polvo, ya que el enrojecimiento puede simular poblaciones más viejas o más ricas en metales. Es por ello que se requieren modelos sofisticados de transferencia radiativa y de distribución del polvo para afrontar este problema.

La escala de distancia extragaláctica, a través de la *Relación Tully-Fisher*, también se ve afectada por el polvo ya que no podemos determinar con precisión el flujo total de las galaxias debido a que la corrección por inclinación de las magnitudes totales es dependiente de la geometría del mismo, en principio incierta, y además, la

dependencia de la cantidad de polvo con la luminosidad de las galaxias (Giovanelli et al. 1995) podría introducir un sesgo adicional.

La cantidad y distribución de la materia oscura dependen fuertemente de la comparación entre la masa deducida dinámicamente y aquella inferida de la luminosidad de las galaxias. Pero, los estudios de extinción sugieren que podemos estar viendo solo una fracción de la luz estelar, lo que modifica sustancialmente la cantidad de materia oscura necesaria (Kuchinski et al. 1998). Valentijn (1990) sugirió que la falta de luz estelar en las partes externas de las galaxias podía deberse a la extinción por polvo, no siendo necesaria la postulación de materia oscura en las partes externas de las galaxias espirales para mantener planas las curvas de rotación. Por otro lado, las curvas de rotación también se ven afectadas en sus regiones centrales por la presencia del polvo (Valotto & Giovanelli 2004).

La influencia de la extinción por polvo se ve incrementada cuando observamos objetos a alto redshift ya que perdemos resolución para determinar la estructura interna de las galaxias, haciendo más especulativas las correcciones por extinción, y no sabemos cuan importante puede ser la presencia de polvo en el medio intergaláctico que debe atravesar la luz hasta nosotros. Consecuentemente, si las cantidades de polvo son considerables, la absorción acumulada a lo largo de la visual puede ser tan grande que los cuasares (QSOs) desaparezcan de las búsquedas ópticas, influenciando las conjeturas sobre la distribución y evolución de los mismos.

Referencias

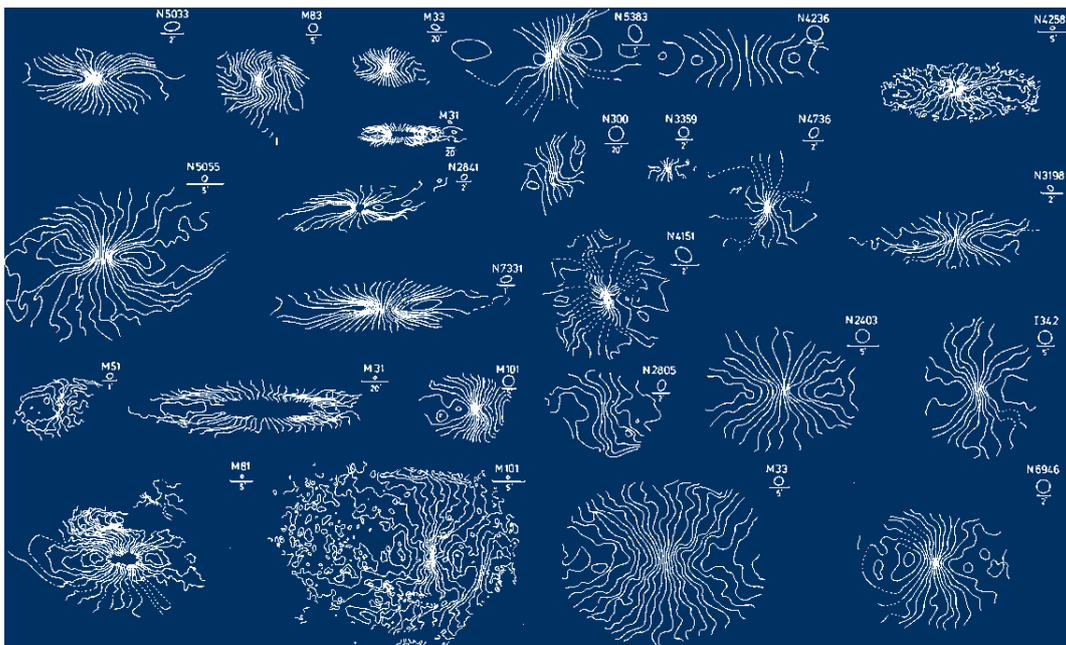
- Aaronson, M., Cohen, J.G., Mould, J. & Malkan, M. (1978), ApJ 223, 824.
 Aaronson, M. (1977), Ph. D. Thesis, Harvard University.
 Afflerbach, A., Churchwell, E., & Werner, M. W. 1997, ApJ 478,190.
 Barmby, P.; Huchra, J. P.; Brodie, J. P.; Forbes, D. A.; Schroder, L. L.; Grillmair, C. J. 2000, AJ 119, 727.
 Bell, E. F. & de Jong, R. S. 2000, MNRAS, 312, 497.
 Bianchi, S. 2007, A&A 471, 765.
 Binney J., Tremaine S. 1987, "*Galactic Dynamics*", Princeton University Press.
 Block, D.L., & Puerari, I. 1999, A&A 342, 627.
 Bosma, A., Byun, Y., Freeman, K. C., & Athanassoula, E. 1992, ApJ 400, L21.
 Bosma A. 1978, *IAU Simp.* Nº 77.
 Bothun, G.D, Romanshin, W., Strom S.E. & Strom, K.M. 1984, AJ 89, 1300.
 Boulanger, F.; Beichman, C.; Desert, F. X.; Helou, G.; Perault, M.; Ryter, C. 1988, ApJ 332, 328.
 Broeils A.H. & Courteau S. 1997, *AsP conf. Series.* Vol. 117:74.
 Bruzual, G., & Charlot, S. 2003, MNRAS, 344, 1000.
 Bruzual A.G.; Magris, G.; Calvet, N. 1988, ApJ 333, 673.
 Burstein, D. & Levofsky, M. J. 1986, ApJ 301, 683.
 Byun, Y. 1993, PASP 105, 993.
 Calzetti, D. 2001, PASP 113, 1449.
 Cardiel, N., Gorgas, J., Sánchez-Blázquez, P., Cenarro, A. J., Pedraz, S., Bruzual, G., & Klement, J. 2003, A&A, 409, 511.
 Cesarsky, D.; Lequeux, J.; Abergel, A.; Perault, M.; Palazzi, E.; Madden, S.; Tran, D. 1996, A&A 315, L305.
 Chabrier, G. 2003, PASP, 115, 763.
 Chiosi, C.; Vallenari, A. 1996, en "*Spiral Galaxies in the Near-IR*", ed. D. Minniti and H-W. Rix. ESO Astrophysics Symposia (Berlin: Springer-Verlag), 63.
 Choloniewski, J. 1991, MNRAS 250, 486.
 Cornell, M. E.; Aaronson, M.; Bothun, G.; Mould, J. 1987, ApJS 64, 507.
 Cunow, B. 2004, MNRAS 353, 477.
 Dalcanton J.J. 2007, ApJ 658, 941.
 Dasyra, K.M., Xilouris, E.M., Misiriotis, A., & Kyfalis, N. D. 2005, A&A 437, 447.
 de Grijs, R. 1998, MNRAS 299, 595.
 de Jong, R.S. 1996a, A&A. 313, 45.

- de Jong, R.S. 1996b, A&A 313, 377.
- Díaz, R., Rodrigues, I., Dottori, H., Carranza, G. 2000, AJ 119, 111.
- Disney, M., Davies, J., & Phillipps, S. 1989, MNRAS 239, 939.
- Driver, S. P.; Liske, J.; Graham, A. W. 2007, en ASP Conf. Ser. 374, From Stars to Galaxies: Building the Pieces to Build Up the Universe, ed. A. Vallenari, R. Tantaló, L. Portinari, and A. Moretti, (San Francisco: ASP) 481.
- Drory N. & Fisher D.B. 2007, ApJ 664: 640.
- Eggen, O. J.; Lynden-Bell, D.; Sandage, A. R. 1962, ApJ 136, 748.
- Emsellem, E. 1995, A&A 303, 673.
- Fan, Z.; Ma, J.; de Grijs, R.; Zhou, X. 2008, MNRAS 385, 1973.
- Fesen, R. A., Blair, W. P., & Kirshner, R. P. 1985, ApJ 292, 29.
- Fich, M., & Silkey, M. 1991, ApJ, 366, 107
- Fioc, M. & Rocca-Volmerange, B. 1997, A&A 326, 950.
- Freeman K.C. 1970, *ApJ*. 160:811.
- Frogel, J.A., Persson, S.E., Aaronson M. & Matthews K. 1978, ApJ 220, 75.
- Giovanelli R., Haynes M.P., Salzer J.J., Wegner G., Costa L.N., Freudling W. 1994, AJ 107, 2036.
- Goad, J. W., & Roberts, M. S. 1981, ApJ 250, 79.
- González, R. A., Allen, R. J., Dirsch, B., Ferguson, H. C., Calzetti, D., & Panagia, N. 1998, ApJ 506, 152.
- Graham, A. W. 2001, MNRAS 326, 543.
- Griersmith, D., Hyland, A.R. & Jones, T.J. 1982, AJ 87, 1106.
- Grosbol, P. & Patsis, P. 1996, en "*Spiral Galaxies in the Near-IR*", ed. D. Minniti and H-W. Rix. ESO Astrophysics Symposia (Berlin: Springer-Verlag), 174.
- Heidmann, J.; Heidmann, N.; de Vaucouleurs, G. 1972, MmRAS 75, 85-105-121.
- Henry, R.B.C. & Worthey, G. 1999, PASP 111, 919.
- Hobson, M. P.; Padman, R. 1993, MNRAS 264, 161.
- Holmberg, E.E. 1958, Medd. Lunds Astr. Obs. 2, 136.
- Holwerda, B. W. 2005, PhD thesis, Kapteyn Astronomical Institute.
- Holwerda, B. W.; González, R. A.; van der Kruit, P. C.; Allen, R. J. 2005, A&A 444, 109.
- Houdashelt, M. L. 1995, Ph.D, The Ohio Sate University.
- Keel, W. C., & White, R. E. 2001, AJ 122, 1369.
- Kennicutt, R.C. 1998, ApJ 498, 541.
- Kim, Sang-Hee; Martin, P. G.; Hendry, Paul D. 1994, ApJ 422, 164.
- Kinney, A. L.; Bohlin, R. C.; Calzetti, D.; Panagia, N.; Wyse, Rosemary F. G. 1993, ApJS 86, 5.
- Knapen, J. H.; Hes, R.; Beckman, J. E.; Peletier, R. F. 1991, A&A 241, 42.
- Kodaira, K. & Watanabe M. 1988, AJ 96, 1593.
- Kormendy J. & Kennicutt, R. C. 2004, ARA&A 42:603.
- Kroupa, P. 2002, Science, 295, 82.
- Kuchinski, L. E., Terndrup, D. M., Gordon, K. D., & Witt, A. N. 1998, AJ 115, 1438.
- Kylafis, N. D. & Bahcall, J. N. 1987, ApJ 317, 637.
- Lee, H.; Worthey, G.; Trager, S. C.; Faber, S. M. 2007, ApJ 664, 215.
- Li, A.; Greenberg, J. M. 1997, A&A 323, 566.
- MacArthur, L. A.; Courteau, S.; Bell, E. F.; Holtzman, J. A. 2004, ApJS 152, 175.
- Maciel, W. J., & Köppen, J. 1994, A&A 282, 436.
- Maraston, C. 2005, MNRAS 362, 799.
- Martin, P.; Roy, J-R. 1994, ApJ 424, 599.
- Masters, K. L., Giovanelli, R., & Haynes, M. 2003, AJ, 126, 158.
- McCall, M. L. 1982, Ph.D. thesis, Univ. Texas, Austin.
- Misiriotis, A., Popescu, C. C., Tuffs, R., & Kylafis, N. D. 2001, A&A 372, 775.
- Möllenhoff, C. 2004, A&A, 415, 63.
- Möllenhoff, C., Popescu, C. C., & Tuffs, R. J. 2006, A&A, 456, 941.
- Osterbrock, D. E. 1989, Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei (Mill Valley: University Science Books)
- Peletier, R. F. & Balcells, M. 1996, en "*Spiral Galaxies in the Near-IR*", ed. D. Minniti and H-W. Rix. ESO Astrophysics Symposia (Berlin: Springer-Verlag), 48.
- Peletier, R. F., & Balcells, M. 1996, AJ, 111, 2238.
- Peletier, R.F., Valentijn, E.A., Moorwood, A., Freudling, W., Knapen, J.H. & Beckman J.E. 1995, A&A 300, L1.
- Peletier, R.F., Valentijn, E.A, Moorwood, A.F.M. & Freudling, W. 1994, A&AS 108, 621.

- Persson, S.E.; Aaronson, M.; Cohen, J. G.; Frogel, J. A.; Matthews, K. 1983, ApJ 266, 105.
- Popescu, C. C. & Tuffs, R. J. 2002, MNRAS 335, L41.
- Popescu, C. C., Misiriotis, A., Kylafis, N. D., Tuffs, R. J., & Fischera, J. 2000, A&A 362, 138.
- Reda, F.M.; Proctor, R. N.; Forbes, D. A.; Hau, G. K. T.; Larsen, S. S. 2007, MNRAS 377, 1772.
- Rieke, G. H.; Lebofsky, M. J. 1985, ApJ 288, 618.
- Rocha, M.; Jonsson, P.; Primack, J. R.; Cox, T. J. 2008, MNRAS 383, 1281.
- Rubin V. C., Thonnard N., Ford W.K. 1978, *ApJ Lett.* 225:17.
- Rudolph, A. L., Simpson, J. P., Haas, M. R., Erickson, E. F., & Fich, M. 1997, ApJ 489, 94.
- Salpeter, E. E. 1955, ApJ 121, 161.
- Sandage, A. 1986, A&A 161, 89.
- Schmidt M. 1956, *B.A.N.* 13:15.
- Schmidt, M. 1959, ApJ 129, 243.
- Searle, L.; Zinn, R. 1978, ApJ 225, 357.
- Sérsic J.L. 1982. *Extragalactic Astronomy*. Reidel Publishing Company.
- Shaver, P. A., McGee, R. X., Newton, L. M., Danks, A. C., & Pottasch, S. R. 1983, MNRAS 204, 53.
- Simpson, J. P., Colgan, S. W. J., Rubin, R. H., Erickson, E. F., & Haas, M. R. 1995, ApJ 444, 721.
- Tully, R. B. 1968, AJ 73, 205.
- Tully, R. B. 1972, MNRAS 159, 35.
- Tully, R. B.; Fouque, P. 1985, ApJS 58, 67.
- Valentijn, E.A. 1990, Nature 346, 153.
- Valotto, C. & Giovanelli, R. 2004, AJ 128, 115.
- van der Kruit P. C., Searle L., 1981, A&A, 95, 105.
- Vila-Costas, M. B., & Edmunds, M. G. 1992, MNRAS 259, 121.
- Vílchez, J. M., & Esteban, C. 1996, MNRAS 280, 720.
- Wainscoat R. J., Freeman K. C., Hyland A. R., 1989, ApJ, 337, 163.
- Wang, B., & Heckman, T. M. 1996, ApJ 457, 645.
- Weingartner, J. C., & Draine, B. T. 2001, ApJ 548, 296.
- White, R. E., Keel, W. C., & Conselice, C. J. 2000, ApJ 542, 761.
- Whittet, D. C. B. 1992, "Dust in the galactic environment." Science, vol. 258, nº 5086, p. 1384 (KNUDSEN).
- Witt, A.N., Thronson H.A. & Capuano, J.M. 1992, ApJ 393, 611.
- Worthey, G. 1994, ApJS, 95, 107.
- Xilouris, E. M., Byun, Y. I., Kylafis, N. D., Paleologou, E. V., & Papamastorakis, J. 1999, A&A 344, 868.
- Zaritsky, D., Kennicutt, R. C., & Huchra, J. P. 1994, ApJ, 420, 87.
- Zijlstra, A., Matsuura, M., Wood, P., Sloan, G., y 12 coautores 2006, MNRAS 370, 1961.

2

Cinemática



2.1 Hipótesis de los Movimientos Circulares

La observación del corrimiento Doppler de las líneas espectrales nos permite determinar la distribución de velocidades de la galaxia en la dirección de la visual y podemos construir entonces el llamado campo de velocidades radiales de la misma.

Las mediciones de la componente de la velocidad a lo largo de la línea de la visual no permiten una única interpretación del campo de velocidades.

Las asunciones necesarias para derivar una curva de rotación a partir del campo de velocidades observado son:

❖ Las mediciones se refieren a posiciones en un único plano inclinado, con coordenadas R, θ Usualmente no se considera el término correspondiente al movimiento en z , i.e. $Z(R, \theta)\cos i$. La proyección de la velocidad de un punto (R, θ) a lo largo de la línea de la visual es

$$V_{obs}(r, \phi) = V_{sys} + \vec{V}(R, \theta) \cdot \hat{r} \quad 2.1$$

$$V_{obs}(r, \phi) = V_{sys} + V_{\theta}(R)\sin i \cos \theta + V_{\phi}(R, \theta)\sin i \cos \theta + V_R(R, \theta)\sin i \sin \theta$$

donde \hat{r} es el vector unitario desde el observador hacia la galaxia, i es la inclinación de la normal al plano galáctico con la línea de la visual, V_{sys} es la velocidad sistémica, V_{θ} y V_R son las componentes de la velocidad según la dirección radial y tangencial. El radio R se mide desde el centro galáctico y el ángulo acimutal θ se mide desde el eje mayor, definido como la intersección del plano galáctico y el plano del cielo.

❖ Se asume simetría axial para la galaxia, por lo que la velocidad no depende de θ .

❖ La rotación es dominante y todos los movimientos no circulares, como pueden ser la expansión o contracción, en general no son parte del patrón a gran escala.

Entonces, la velocidad en la dirección de la visual resulta

$$V_{obs}(r, \phi) = V_{sys} + V(R) \sin i \cos \theta \quad 2.2$$

Las relaciones entre las coordenadas medidas sobre el plano galáctico R, θ y las coordenadas sobre el plano del cielo r, ϕ son:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \theta \cos i &= \operatorname{tg}(\phi - \phi_o) \\ R \cos \theta &= r \cos(\phi - \phi_o) \end{aligned} \quad 2.3$$

donde ϕ_o es el ángulo de posición del eje mayor.

Entonces, la velocidad observada, en función de las coordenadas sobre el plano del cielo será:

$$V_{obs}(r, \phi) = V_{sys} + V(R) \sin i \cos(\phi - \phi_o) \sqrt{\frac{\cos^2 i}{1 - \sin^2 i \cos^2(\phi - \phi_o)}} \quad 2.4$$

La ecuación 4.4 es utilizada para obtener la velocidad circular $V(R)$ a partir de las velocidades observadas V_{obs} . La Figura 1 (arriba) muestra un gráfico de la velocidad de rotación $V(R) = R \Omega(R)$ para una galaxia típica, siendo $\Omega(R)$ la velocidad angular. La parte central de la galaxia, en la cual $\Omega(R) \approx \text{constante}$ y $V(R) \propto R$, es llamada la región de rotación de cuerpo rígido porque allí la galaxia rota casi como si fuera sólida. La Figura 1 (abajo) muestra contornos de velocidad radial constante V_{obs} en la imagen de la galaxia

proyectada en el cielo. Este gráfico de contornos de velocidad para un disco se llama un **diagrama araña**. La declinación de la curva de rotación más allá de $R \sim 3$, da origen en el diagrama araña a un contorno cerrado que está elongado a lo largo del eje mayor aparente de la galaxia. Si la curva de rotación no tuviera un máximo sino que continuara creciendo como algunas curvas de rotación lo hacen, o si se mantuviera en un valor constante, no habría contornos cerrados en el diagrama araña. Los campos de velocidades reales respetan la forma general de este diagrama, presentando perturbaciones en los contornos de velocidad.

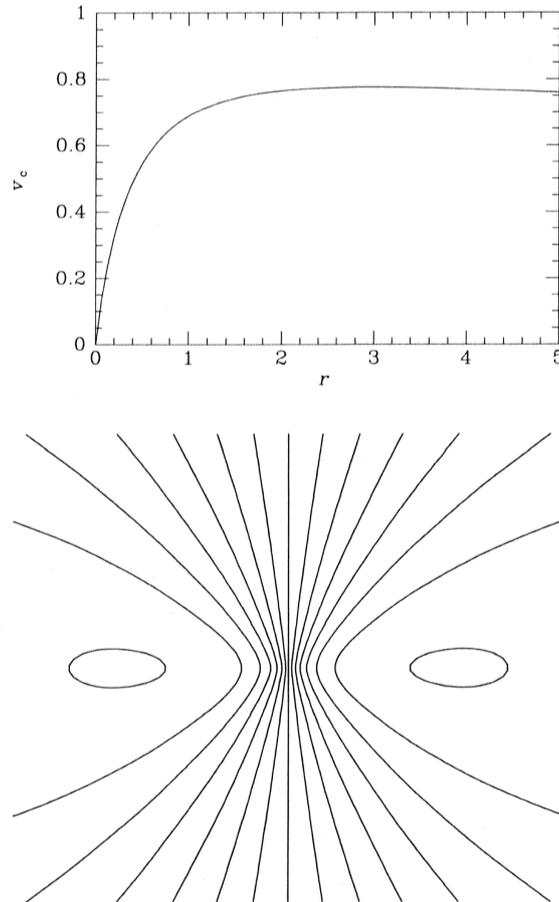


Figura 1

El procedimiento clásico para obtener la curva de rotación a partir del campo de velocidades observado es utilizar métodos numéricos de mínimos cuadrados (e.g. Warner et al. 1973, van der Kruit 1978) para determinar cinco parámetros:

- La posición del centro de rotación (dos coordenadas).
- La velocidad sistémica V_{sys} .
- La inclinación i .
- El ángulo de posición ϕ_0 de la línea de los nodos y
- La velocidad rotacional $V(R)$.

El promedio pesado de las velocidades de todos los puntos que yacen en un anillo en el plano de la galaxia de ancho $2dR$ en el radio R , es

$$V(R) = \frac{1}{\text{seni}} \frac{\sum_{\theta} \sum_{R-dR}^{R+dR} \{W(R,\theta) |\cos\theta| (V_{\text{obs}}(R,\theta) - V_{\text{sys}}) / \cos\theta\}}{\sum_{\theta} \sum_{R-dR}^{R+dR} W(R,\theta) |\cos\theta|} \quad 2.5$$

El peso $W(R,\theta)$ tiene dos componentes, la primera proporcional a la relación señal ruido del perfil y la segunda proporcional a la componente de la velocidad circular a lo largo de la visual.

El promedio de las desviaciones aleatorias, $\Delta V(R)$ es calculado para cada intervalo de R . La suma pesada de estas desviaciones es minimizada para obtener el mejor ajuste al calcular:

$$G = \frac{\sum_{R=0}^{R_{\text{max}}} \left\{ \sum_{\theta} W(R,\theta) |\cos\theta| \right\} \Delta V^2(R)}{\sum_{R=0}^{R_{\text{max}}} \sum_{\theta} W(R,\theta) |\cos\theta|} \quad 2.6$$

Las observaciones con la técnica de ranura larga ubicada sobre el eje mayor también nos permite obtener la curva de rotación con un tratamiento más sencillo, debido a que las velocidades radiales observadas sólo dependen del radio. Las ecuaciones 2.2 y 2.3 no dependen de la coordenada angular θ en este caso. Sin embargo, cualquier perturbación o asimetría no podrá ser apreciada con esta técnica. Por lo que las curvas de rotación obtenidas a partir de campo de velocidades serán mucho más confiables.

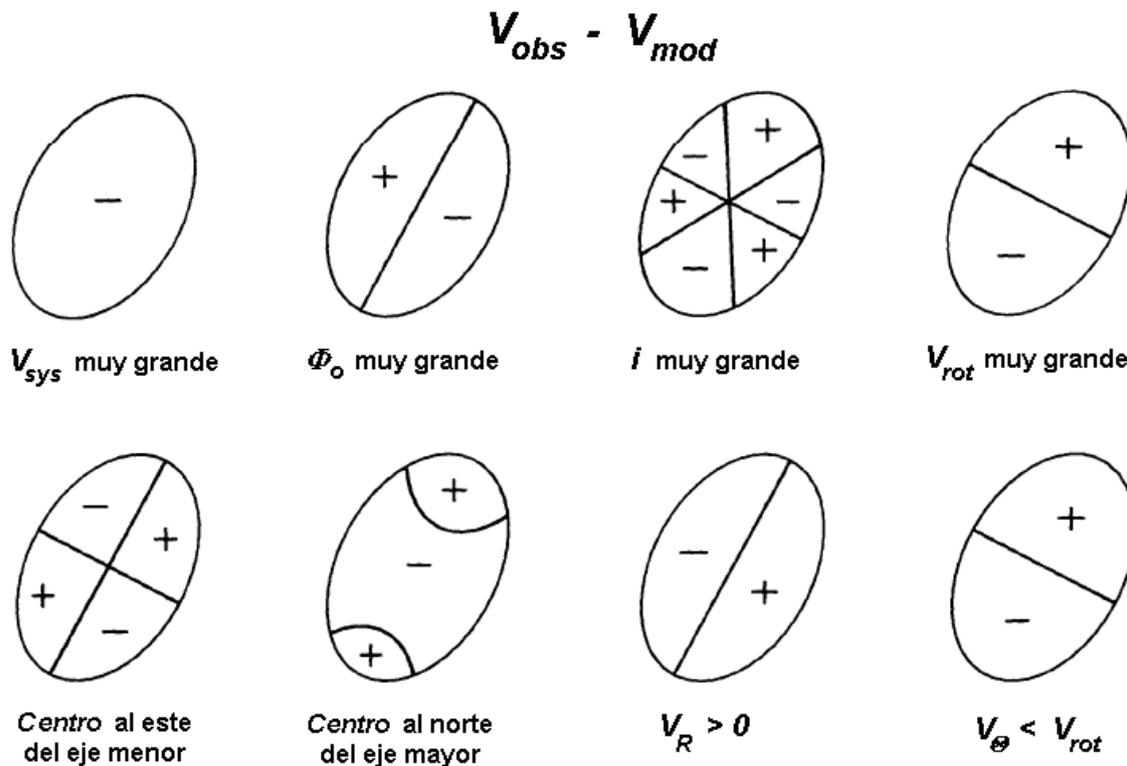


Figura 2: campo de velocidades residual obtenido de un mal ajuste de los parámetros. Los movimientos no circulares que pudieran estar presentes en el campo de velocidades se verán afectados.

Los parámetros obtenidos por el procedimiento que hemos descrito son usados para generar un modelo de distribución de velocidades radiales usando la ecuación 2.2. Este mapa del campo de velocidades es sustraído del campo de velocidades observado obteniendo el **campo de velocidades residual**. Este campo es de gran utilidad para el estudio de los movimientos no circulares (ver Sección 2.2). Examinemos ahora el efecto de fijar uno de los parámetros a un valor diferente del real y variando los otros hasta obtener el mejor ajuste. El campo de velocidad residual, asociado con cambios pequeños en cada uno de los parámetros dinámicos, puede ser derivado de esta forma. Las simetrías de los residuos son ilustradas en la Figura 2 (Warner et al. 1973). Las diferentes simetrías exhibidas por estas figuras muestran primeramente que los parámetros fijados son esencialmente independientes. Vemos además que cualquier apartamiento del movimiento circular cuyo campo de velocidad radial contenga estas simetrías será cancelado en el análisis y aparecerá como pequeñas desviaciones de su valor real. Por ejemplo, el campo de velocidades radiales asociado con movimientos de expansión o contracción se asemeja a aquel asociado con cambios en el ángulo de posición del eje mayor. Las diferencias son que el último da un campo de velocidades radiales aproximadamente proporcional al radio mientras que la expansión o la contracción estarían restringidas a distancias radiales particulares. Entonces, si se quieren estudiar perturbaciones del movimiento circular que podrían ser removidas por el procedimiento de encontrar la mejor curva de rotación, como puede ser la perturbación de una onda de densidad, es necesario sustraer primero la perturbación de velocidad predicha del campo de velocidades radiales observado para examinar la presencia de la perturbación, y luego ajustar el resultado como se describió.

Referencias

- Kruit P.C. van der & Aller R.J. 1978, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 16:103.
Warner P.J., Wright M.C.H. & Baldwin J.E. 1973, *MNRAS* 163:163.

2.1.1 Desarrollo observacional

La rotación de las galaxias espirales fue descubierta en 1914 cuando Slipher y Wolf detectaron **líneas de absorción** inclinadas en los espectros nucleares de M31 y M81 respectivamente. Esta evidencia llevó a Pease en 1918 a usar el telescopio de 60 pulgadas de Mt. Wilson para investigar la rotación de la gran nebulosa de Andrómeda, obteniendo un espectro de ranura larga sobre el eje menor de 84 horas de exposición y otro sobre el eje mayor de 79 horas. Estas observaciones resultaron en un gráfico de la velocidad radial versus el radio (Figura 3). Esta fue la primera curva de rotación. Las líneas de absorción se extendían sólo 1.5 minutos de arco de radio a lo largo del eje mayor, menos del 2% del radio óptico, pero fueron suficientes para mostrar la abrupta pendiente de la curva de velocidad nuclear.

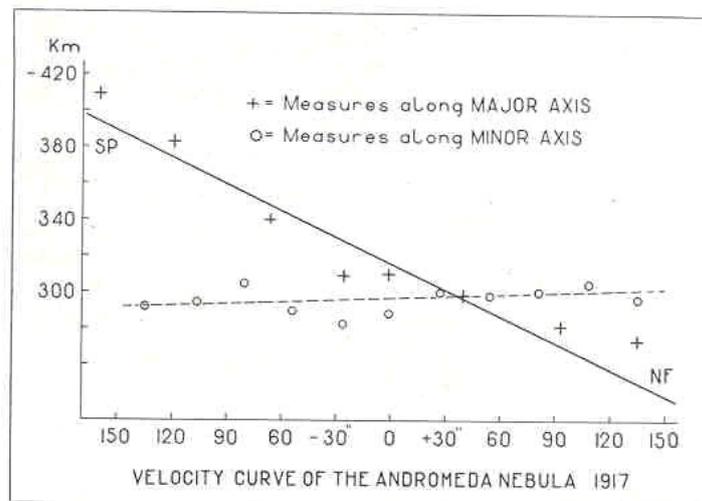


Figura 3

Las mediciones de Pease a lo largo del eje mayor de M31 indicaron que la velocidad radial era casi constante en todas las posiciones, mostrando que la variación observada a lo largo del eje mayor "debe ser atribuida, sin duda, a la rotación de la nebulosa".

El descubrimiento de la rotación galáctica y las primeras curvas de rotación fueron hechos gracias a la información brindada por las líneas de absorción estelares ya que las regiones centrales de las galaxias eran las zonas más brillantes y la presencia allí de líneas de absorción era bien conocida. Además, se sabe que estas zonas centrales son a menudo deficientes en regiones HII, responsables de las líneas de emisión, que serían más utilizadas posteriormente.

Las **líneas de emisión** de las regiones HII en las galaxias espirales fueron descubiertas al mismo tiempo que la rotación galáctica, sin embargo, por muchos años no fueron utilizadas en el estudio de la rotación de galaxias. Aunque los tiempos de exposición demandados por ellas eran significativamente más cortos, un solo espectro proveía unos pocos puntos medidos en la galaxia debido a la naturaleza discreta de las regiones HII.

Babcock, en 1939, en el estudio de la rotación de M31 determinó 44 mediciones de velocidad en la región interna a partir de 236 horas de exposición de las líneas de absorción y además 56 horas de exposición de las líneas de emisión que le proporcionaron sólo 4 puntos más (Figura 4). Sin embargo, estos cuatro puntos fueron muy importantes porque permitieron extender la curva de rotación en un factor 3 más allá de la parte central del disco.

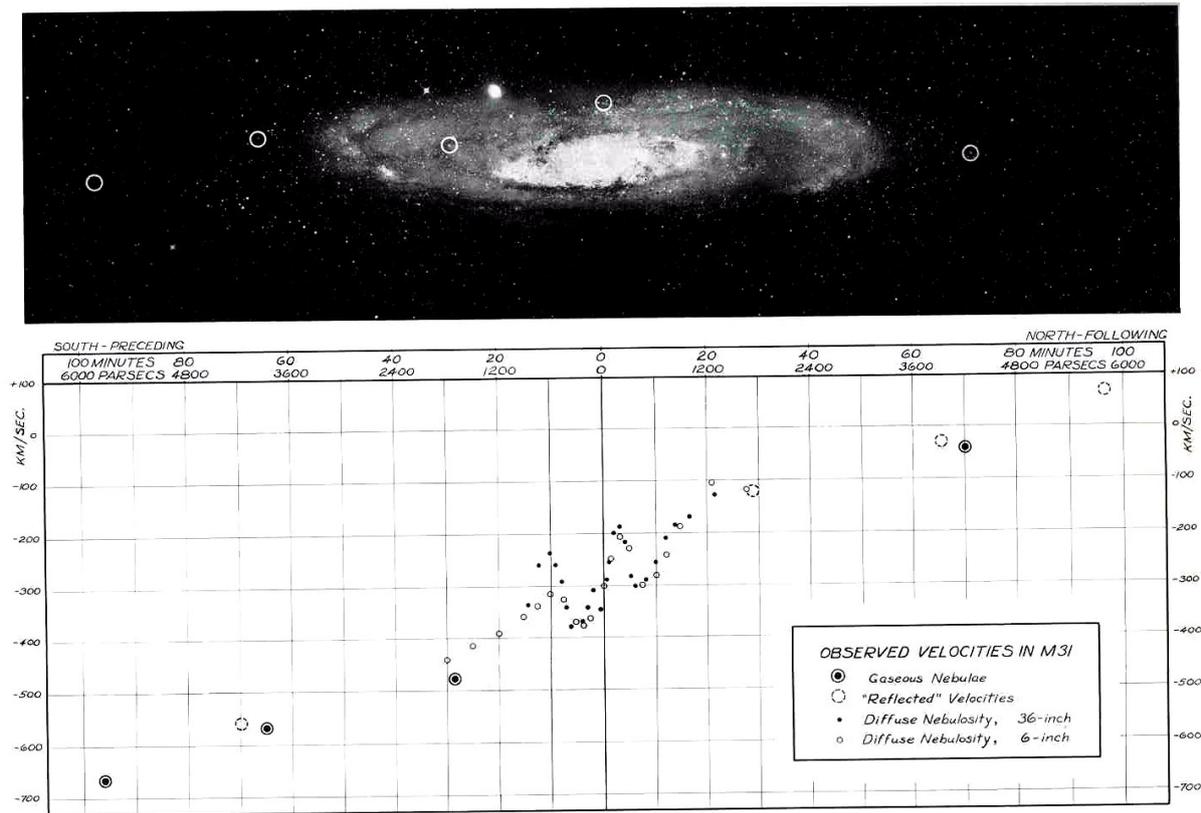


Figura 4

Las ventajas de utilizar las líneas de emisión respecto de las mediciones con líneas de absorción son las siguientes:

- 1) Las mediciones de velocidad obtenidas a partir de las líneas de emisión son particularmente útiles para derivar la distribución de masa en el disco galáctico, porque manifiestan el movimiento del gas interestelar de población I. Este gas tiene una dispersión de velocidades mucho menor, del orden de $5\text{-}10 \text{ km s}^{-1}$, comparado a las velocidades de rotación. Esto permite despreciar el término de presión en la ecuación de movimiento para calcular la distribución de masa en una aproximación suficientemente buena,

$$\frac{\partial \langle \vec{v} \rangle}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial \langle \vec{v} \rangle}{\partial \vec{r}} = \vec{F} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\rho \sigma)}{\partial \vec{r}}$$

donde \vec{F} es la aceleración de una estrella en (\vec{r}, \vec{v}) , ρ es la densidad media y σ es el tensor dispersión de velocidades en \vec{r} . Por comparación con la ecuación de movimiento para un fluido, $\rho \sigma$ es el llamado tensor de tensiones que describe una presión anisotrópica.

- 2) Las mediciones de líneas de absorción requieren un continuo intenso sobre el cual se deben medir las líneas de absorción, mientras que las líneas de emisión a menudo se encuentran fuera del núcleo y el continuo es apenas detectable, disminuyendo considerablemente el tiempo de exposición. El contraste línea-continuo es mucho mayor en las líneas de emisión.
- 3) El gas ionizado en una galaxia usualmente está distribuido en un disco fino alrededor del plano ecuatorial y la intensidad de las líneas generalmente es más uniforme a través de gran parte de la galaxia. Esto permite extender la curva a zonas más externas y obtener mediciones en los brazos espirales.
- 4) Las estrellas en una galaxia, incluso en las regiones centrales, están suficientemente separadas unas de otras y no se superponen a lo largo de la línea de la visual. Por

lo tanto cuando observamos el espectro en un elemento pequeño de superficie proyectado en el cielo, estamos integrando la luz proveniente de todas las estrellas en un cilindro cortante a través de la galaxia. Diferentes puntos a lo largo del eje del cilindro, a diferentes distancias del centro de la galaxia, tendrán diferentes velocidades de rotación. El uso de líneas de emisión, cuando la galaxia está muy inclinada, tiene la ventaja que las mediciones se refieren a una posición discreta en el plano de la galaxia más que a un promedio a lo largo de la línea de la visual.

Después de la Segunda Guerra Mundial, se comenzó a desarrollar la Radioastronomía. Esta nueva tecnología permitía observar la emisión del gas de **hidrógeno neutro** (HI) en radiofrecuencias.

Las primeras mediciones detalladas de HI en M31 fueron hechas por van de Hulst et al. (1957) usando el radiotelescopio Dwingeloo de 25m con una resolución angular de $0,6^\circ$ a $2,5^\circ$ desde el centro de la galaxia, una distancia radial de $1,5^\circ$ más allá del último punto de Babcock (Figura 5). Con una resolución angular similar pero con un equipo receptor mejorado, Argyle (1965) midió los perfiles de HI sobre toda la imagen de M31 y fue el primero en trazar un campo de velocidades radiales completo para una galaxia (Figura 6).

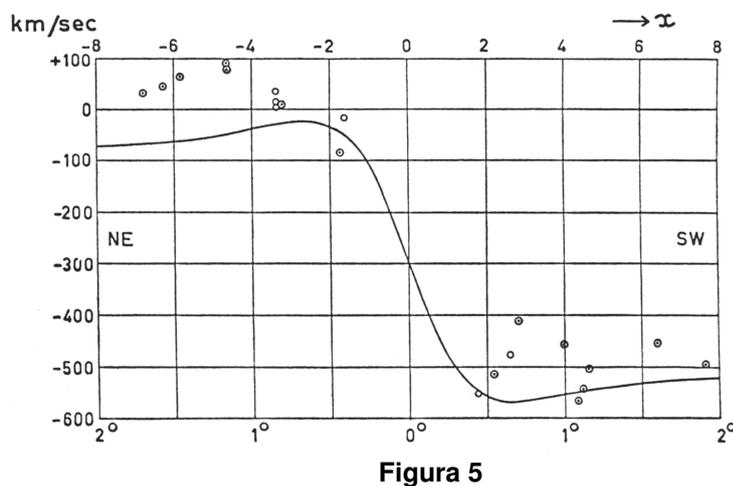


Figura 5

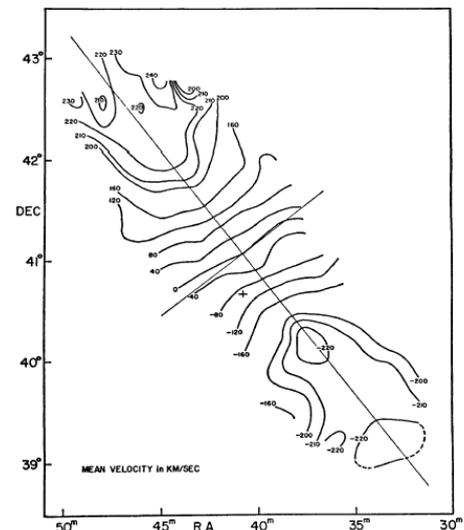


Figura 6

Se conoce desde hace tiempo que el gas de hidrógeno neutro en galaxias de tipo tardío se extiende hasta radios relativamente grandes, de manera que el mapeo del campo de velocidades a partir del HI proporcionaría no sólo información independiente de la cinemática sino además complementaria. Las observaciones en radio contaban con dos limitaciones. La primera era la baja resolución angular de los radiotelescopios que impide hacer mediciones útiles en las regiones centrales de las galaxias donde los pronunciados gradientes de velocidad son suavizados por el haz del radiotelescopio. La segunda es que muchas galaxias de tipo intermedio (e.g. M31 y M81) tienen poco HI en las regiones centrales. Por lo tanto, los campos de velocidades en las regiones nucleares deben ser determinados por medios alternativos. Por otro lado, las observaciones de HI proveen información a grandes distancias radiales y además complementan las observaciones en los estudios detallados de los brazos espirales, ya que las regiones HII están frecuentemente agrupadas a lo largo de los brazos espirales, mientras que el gas neutro también se encuentra entre los brazos y permite mediciones allí.

Extensas observaciones en varias galaxias aisladas y axisimétricas muestran que no hay evidencia de grandes diferencias en la cinemática a gran escala del gas y la componente estelar.

Warner (1973) comparó las mediciones de velocidades radiales de HI con velocidades radiales ópticas en posiciones correspondientes en M33 derivadas de dos fuentes:

- Las observaciones de regiones HII brillantes por Mayall & Aller (1942) usando las velocidades radiales mejoradas obtenidas por Brandt (1965).
- El relevamiento muy extenso de velocidades radiales en los brazos y en las regiones interbrazo hecha por Carranza et al. (1968).

A fines de la década del '70, comenzaron a dar resultados varios conjuntos instrumentales basados en la interferometría de gran base y la síntesis de apertura (Westerborck y VLA). Estas técnicas proveyeron inicialmente morfología y campos de velocidades en escalas pequeñas de las regiones centrales de las galaxias, con resoluciones de hasta $0.01''$.

Otras líneas de gran utilidad en el estudio de la cinemática de las galaxias espirales, son las líneas de transiciones rotacionales del **monóxido de carbono**, CO, en el rango de las ondas milimétricas. En la década del 70, comenzaron las observaciones de antena simple en el rango de las ondas milimétricas que tenían una resolución angular limitada de varias decenas de segundos de arco debido al límite de la difracción de apertura. Las primeras características de emisión de CO definitivas en galaxias externas fueron detectadas por Rickard et al. (1975, 1977) en las fuentes continuas nucleares de M 82, NGC 253, NGC1068, M 51 y NGC 5236, obteniendo resultados negativos para M 31 y otras 24 galaxias. Los mapas de contorno de intensidad integrada y los mapas de los centroides de velocidad para M 82 y NGC 253, con un FWHM de $65''$, se muestran en las Figuras 7.

Es difícil asociar las características del CO observadas con regiones específicas de la galaxia debido al ancho del haz. Sin embargo, recientemente, las observaciones interferométricas han alcanzado resoluciones de un segundo de arco o inferiores, comparables a, o menores que, las mediciones ópticas actuales (e.g. Schinnerer et al. 2000, Figura 8). Otra ventaja de la espectroscopía de CO es su alta resolución en velocidad, usualmente en el rango de $1-10 \text{ km s}^{-1}$.

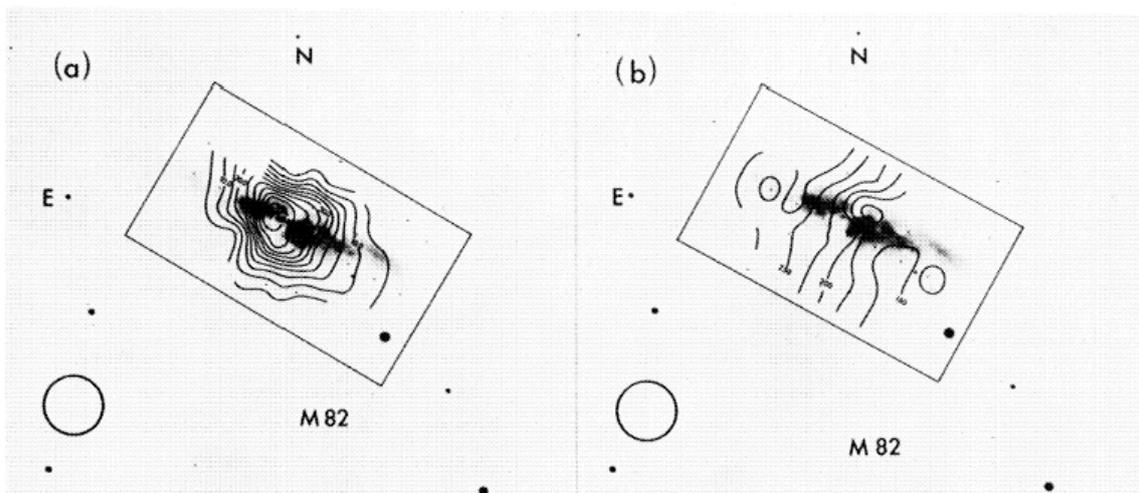


Figura 7

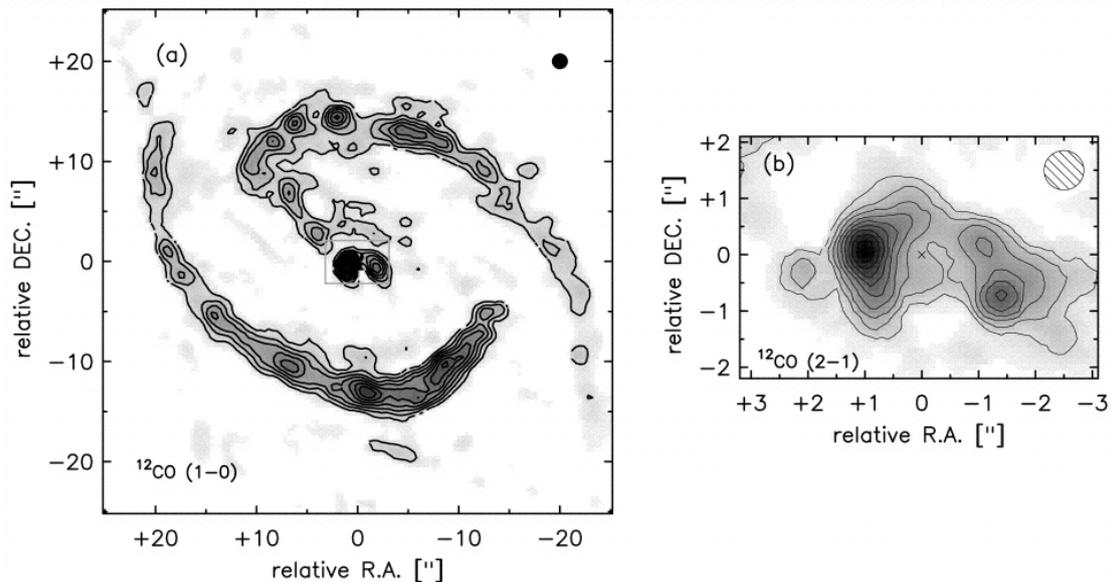


Figura 8: Mapa de intensidades de la región central y campo de velocidades de la región nuclear de NGC 1068. Nótese que estos mapas son menores que el ancho del haz de las primeras determinaciones de CO.

Este nuevo trazador de la cinemática es importante en el estudio del disco interno y de las regiones centrales de las galaxias espirales debido a que la extinción producida por el disco de polvo central es despreciable en las longitudes de onda del CO (Sofue 1996,1997). Las galaxias de canto o de alta inclinación son particularmente útiles para el análisis de la curva de rotación para minimizar la incerteza proveniente de las correcciones por inclinación, para lo cual las mediciones libres de extinción son cruciales, especialmente para las curvas de rotación centrales.

El CO es una de las moléculas más comunes en el medio interestelar. Las observaciones de la transición rotacional $J = 1 \rightarrow 0$ del $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ provee información de la distribución y cinemática del hidrógeno molecular (H_2), el elemento más abundante en el medio interestelar. Debido a que los pocos kiloparsecs centrales del disco están dominados por el gas molecular (e.g. Young & Scoville 1991), la razón de la densidad de masa de gas molecular en relación con aquella correspondiente a la masa total de HI y gas molecular, $N(\text{H}_2) / N(\text{HI} + \text{H}_2)$, usualmente excede el 90%. Bajo las condiciones del ISM, todas las líneas de absorción intensas del H_2 yacen en la región ultravioleta del espectro, siendo así el CO el único medio, aunque indirecto, disponible para medir la distribución a gran escala del H_2 en una galaxia (Bania 1977).

Las líneas de CO son emitidas por nubes moleculares asociadas con regiones de formación estelar que emiten la línea de $\text{H}\alpha$, por lo tanto, el CO es una buena alternativa a $\text{H}\alpha$ y además al HI en el disco interno, ya que éste es a menudo débil o está ausente en las regiones centrales (Figura 9, Young & Scoville 1991).

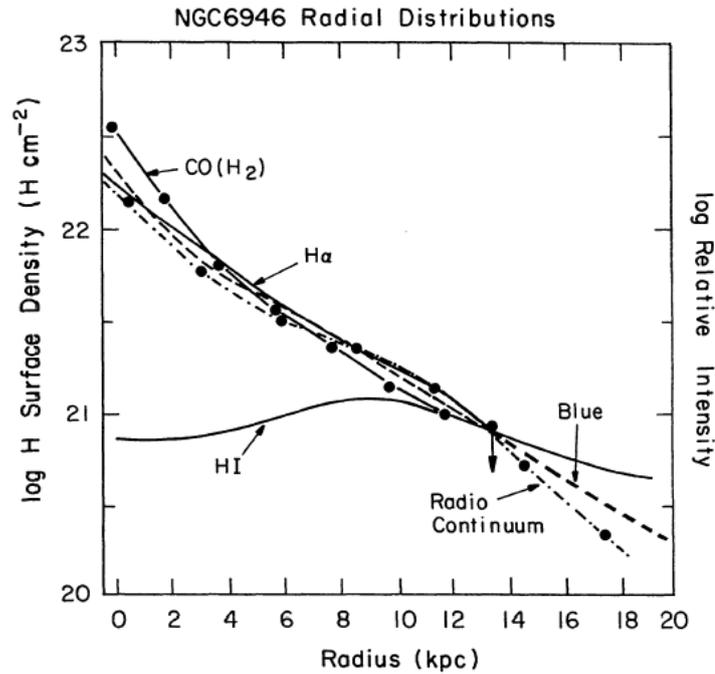


Figura 9: Se puede observar que el CO se concentra hacia la región central, y la escasez de HI en esa región. Observar también que el HI se extiende más allá del gas molecular y del gas ionizado.

Las curvas de rotación obtenidas a partir de mediciones de H α , CO y HI concuerdan satisfactoriamente unas con otras en las regiones intermedias de los discos de las galaxias espirales (Sofue 1996; Sofue et al. 1999a,b). Pueden surgir diferencias entre las curvas de rotación de H α y CO en las regiones internas debido a la extinción de las líneas ópticas (véase Sección 1.2) y a la contaminación de la luz del continuo estelar de los bulbos centrales.

En el rango de las microondas, las observaciones de velocidades radiales de las líneas **maser**, tales como las líneas del SiO, OH y H₂O, de las cáscaras circumstelares y de las nubes de gas nos permiten medir la cinemática de las componentes estelares en el disco y el bulbo de nuestra galaxia (Deguchi et al. 2000). En los núcleos de galaxias activas se han encontrado masers de OH y H₂O, por ejemplo en NGC 3079 y 1068. Las potencias de estos masers extragalácticos son más intensas que las fuentes maser conocidas en nuestra galaxia.

Finalmente, otro valioso trazador de los campos de velocidad de galaxias complejas, de tipo temprano y galaxias en cúmulos, son las **nebulosas planetarias** que permiten extender la información cinemática a grandes distancias nucleares, $r \approx 2 R_e$, donde la luz óptica es débil o ausente (Arnaboldi et al. 1998).¹ El análisis simultáneo de las velocidades de líneas de absorción para regiones internas y cientos de nebulosas planetarias en las regiones externas pueden constreñir, fijar los parámetros geométricos de las determinaciones mejor que otros métodos, y así revelar valiosos detalles de la cinemática y la distribución de masa (Rix et al. 1997; Arnaboldi et al. 1998).

¹ Las nebulosas planetarias, NP, son partículas de prueba más apropiadas para este propósito que los cúmulos globulares debido a que la envoltura ionizada de las NP pueden reemitir hasta el 15% de la energía de la estrella central en la línea [O III] λ 5007, la línea de emisión óptica más brillante de una NP (Dopita, Jacobi & Vassiliadis 1992). Con un espectro de alta dispersión, las velocidades radiales de las NP son fácilmente medibles con una precisión de 15 km s⁻¹. Además, existen indicios de que la cinemática de los cúmulos globulares en galaxias de tipo temprano podría no ser indicativa de la cinemática de la población estelar difusa subyacente (e.g. Hui et al. 1995).

En este siglo, el progreso en los estudios cinemáticos no ha estado marcado por la incorporación de nuevas componentes galácticas, sino más bien, por el desarrollo tecnológico del conjunto instrumentos más telescopio que permitan mayor sensibilidad y mayor resolución espacial y espectral.

Ya se ha comenzado la construcción del Radio Telescopio ALMA, con el cual se podrá observar en ondas milimétricas y submilimétricas, lo que hasta ahora no ha sido posible debido a las condiciones extremas de observación requeridas a esas longitudes de onda. Este telescopio observará en el rango de 0.3 a 9.6 mm y se espera que alcance una resolución tan alta como 0.6 segundos de arco en $\lambda=320\mu\text{m}$.

Otro telescopio que influirá fuertemente en el desarrollo de las observaciones astronómicas es el nuevo telescopio espacial JWST. Este telescopio trabajará en la región del Infrarrojo Cercano y Medio. Uno de los objetivos científicos de este proyecto es poder observar las líneas de la región espectral del Visual en galaxias a alto redshift que se han corrido hacia el Infrarrojo.

Referencias

- Argyle E. 1965, *ApJ*. 141:750.
 Arnaboldi M., Freeman K.C., Gerhard O., Matthias M., Kudritzki R.P., Méndez R.H., Capaccioli M. & Ford H. 1998. *ApJ*. 507:759.
 Babcock H.W. 1939, *Lick Obs. Bull.* 498: 41.
 Bania T.M. 1977, *ApJ*. 216:381.
 Brandt J.C. 1965, *MNRAS*129:309.
 Carranza G., Courtès G., Georgelin Y., Monnet G., Pourcelot A., 1968, *Ann.d'Ap.* 31, 63.
 Combes F., Encrenaz P.J., Lucas R. & Weliachew L. 1978, *A&A Lett.* 67:13.
 Deguchi S., Fujii T., Izamiura H., Kameya O., Nakada Y., Nakashima L., Oostsubo T. Ukita N. 2000, *ApJ S.* 128:571.
 Dopita M. A., Jacoby G. H. & Vassiliadis, E. 1992, *ApJ*. 389:27.
 Hui X., For H.C., Freeman K.C., Dopita M.A. 1995, *ApJ*. 449:592.
 Hulst H.C. van de, Raimond E., Woerden H. van. 1957. *Bull. Astron. Inst. Neth.* 14:1.
 Kruit P.C. van der & Aller R.J. 1978, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 16:103.
 Mayall N.U. & Aller L.H. 1942, *ApJ*. 95:5.
 Pease F.G. 1916, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A* 4:21.
 Rickard L.J., Palmer P., Morris M., Zuckerman B. & Turner B.E. 1975, *ApJ. Lett.* 199:75.
 Rickard L.J., Palmer P., Morris M., Zuckerman B. & Turner B.E. 1977, *ApJ*. 213:673.
 Rix H-W., de Zeeuw P.T., Cretton N., van der Marel R. P., Carollo C.M. 1997, *ApJ*. 488:702.
 Schinnerer E., Eckart A., Tacconi L.J., Genzel R., Downes D. 2000, *ApJ* 533: 850.
 Slipher V. 1914, *Lowell Obs. Bull.* II 12.
 Sofue Y. 1996. *ApJ* 458:120.
 Sofue Y., Tutui Y., Honma M. & Tomita A. 1997, *AJ* 114: 2428.
 Sofue Y. Tutui M., Tomita A., Takamiya T., Koda J. & Takeda Y. 1999a, *ApJ* 523:136.
 Sofue Y. & Honma M. 1999b, *IAU Simp.* 183:153.
 Young J.S. & Scoville N.Z. 1991, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 29:581.
 Warner P.J., Wright M.C.H. & Baldwin J.E. 1973, *MNRAS* 163:163.

2.1.2 Técnicas de Muestreo del Campo de Velocidades

El desarrollo histórico del estudio de la rotación galáctica ha estado fuertemente ligado al avance tecnológico que ha permitido incorporar nuevas técnicas de observación y también perfeccionar de manera considerable las técnicas ya existentes. También ha influido de manera determinante en los métodos de reducción y análisis de los datos.

Como hemos visto en la Sección anterior, la rotación galáctica puede ser medida, principalmente, por medio de las observaciones del corrimiento Doppler de las líneas espectrales en cuatro constituyentes de las galaxias: la componente estelar, a partir de las líneas de absorción (principalmente las líneas H y K del Ca II o las líneas de Balmer); la componente de gas ionizado de las mediciones de líneas de emisión (principalmente H α , [NII] λ 6583,6548, [SII] λ 6731,6717, y [OII] λ 3729,3726); la componente de H atómico neutro, por medio de las mediciones de la línea de 21cm; y la componente molecular a través de las líneas de emisión de las transiciones moleculares del CO (principalmente las líneas de 2.6 mm y 1.3 mm).

Cada constituyente de las galaxias emitirá una función de intensidad específica $I(x, y, z, v_x, v_y, v_z, a_x, a_y, a_z, \theta, \phi, \lambda, t)$ en un momento dado t , que depende, además de las propiedades intrínsecas del emisor y su ubicación (x, y, z) , de la velocidad (v_x, v_y, v_z) y aceleración (a_x, a_y, a_z) del mismo; y de la dirección de emisión (θ, ϕ) y longitud de onda de la radiación (λ) . De toda esa información la que está disponible al observador es una $I(x', y', v_r, \lambda, t)$ donde x', y' son las coordenadas espaciales en el plano del cielo y v_r es la componente radial de la velocidad. Puesto que esta última puede ser inferida de la distribución en λ (a pesar de ser independiente) se puede aspirar a obtener la $I(x', y', \lambda)$ en un momento dado.

La mayor información cinemática nos la provee el campo de velocidades, i.e las velocidades radiales en todo el cuerpo de la galaxia proyectado en el cielo.

Todas las técnicas que dan "cubos de datos", y así son capaces de extraer toda la información espectroscópica disponible para estudios físicos y cinemáticos, reciben el nombre general de Espectroscopía 3D. Desafortunadamente, los detectores actuales son de naturaleza bidimensional, lo que genera un gran problema en empaquetar la información inherentemente 3D de los objetos celestes en el chip del detector. Esto explica el prevalente uso de los clásicos espectrógrafos de ranura larga, a pesar de la pérdida total de una de las coordenadas espaciales.

Hay dos tipos generales de solución a este problema: 1) hacer una serie de exposiciones escaneando la tercer dimensión perdida, y 2) la espectroscopía de campo integral la cual se las arregla para acomodar los datos completos a partir de una sola exposición en el chip sacrificando, generalmente, cobertura espacial.

Revisaremos brevemente las técnicas actuales disponibles para obtener cubos de datos que nos permitan construir los campos de velocidades.

Ranura Larga

Esta es la técnica más usada para espectroscopía 2D, la información bidimensional que se obtiene es función de una coordenada espacial y otra espectral (x', λ) . Para poder completar el cubo de datos se realiza una secuencia de observaciones variando la coordenada faltante y luego se reconstruyen las posiciones bidimensionales. Los métodos de reducción de datos están muy desarrollados y su relativamente fácil construcción y operatividad favorecen a su gran disponibilidad en cualquier tipo de telescopio. El uso de esta técnica para obtener información espacial bidimensional tiene la desventaja que la asignación de posiciones de los caracteres espectrales es muy incierta. También, se desaprovecha telescopio al dejar pasar sólo una pequeña fracción de la luz total por la ranura.

Las líneas de emisión pueden ser muy bien estudiadas con la técnica de ranura larga en las galaxias cuyos tamaños angulares no son demasiado grandes, dado que el brillo superficial decrece como el cuadrado de la distancia desde el centro, serán necesarias largas exposiciones con baja dispersión para las partes externas.

El espectro obtenido nos da información tanto de las líneas de emisión como de las de absorción y del continuo. Además de un amplio rango espectral, la resolución espectral es fácilmente variable (ancho de la ranura) que generalmente se ajusta a las condiciones de seeing.

Filtros de Banda Angosta

También se puede obtener información cinemática a partir de los filtros de banda angosta que nos brindan la intensidad de radiación $I(\Delta\lambda)$ del campo completo (x',y') . Para ello debemos realizar una secuencia observando con un conjunto muy numeroso de filtros con distintas longitudes de onda pasantes cercanas. En este caso la resolución espectral estará dada por el ancho del filtro $(\Delta\lambda)$ y la separación de los mismos. Son muy costosos y generalmente se utilizan para objetos galácticos debido al efecto del redshift que nos corre la banda pasante del filtro. En cuanto a la reducción, a la imagen se le realiza un tratamiento fotométrico estándar menos complejo que a un espectro pero luego debería reconstruirse punto a punto $I(\lambda)$.

Fabry Perot

Con esta técnica sólo se observan las regiones que emiten líneas de emisión y que son transmitidas por el etalón, en una exposición dada. Tully introdujo el concepto de hacer sucesivas exposiciones en diferente separación de las placas del etalón (diferentes bandas pasantes) y usarlas para reconstruir un perfil de línea en cada punto del campo, y obtuvo el 1º cubo de datos en 1974 para M51. Una de las principales ventajas del interferómetro Fabry Perot es la rapidez en la operación secuencial.

Esta técnica proporciona un campo de dos dimensiones en el detector mientras que con una ranura sola, el campo de velocidad a través de la superficie de la galaxia debe ser construido por medio de cortes simples. Segundo, la línea H α , la cual es la mejor línea para este trabajo, es bastante angosta en la mayoría de las galaxias en regiones HII fuera del núcleo y a veces incluso en él. Entonces, puede usarse dispersión bastante alta sin pérdida de luminosidad. Sin embargo, su limitación en rango espectral hace muy difícil el estudio de cocientes de línea, con la necesidad de objetos calibrados fotométricamente en el campo. Además el instrumento no está bien adaptado al estudio de líneas de absorción

Gracias a su campo relativamente grande, típicamente de 10x10 minutos para un telescopio de 4m, ha sido ampliamente usado para el estudio cinemático de regiones de gas ionizado extendidas, y para construir mapas de velocidad radial detallados de galaxias relativamente cercanas. Su alta resolución espectral permite determinar perfiles de línea de alta precisión.

Espectrógrafo de Transformada de Fourier (FTS)

Este instrumento consiste de un Interferómetro de Michelson, cuya respuesta es un patrón de interferencia que depende de la diferencia de camino óptico (ΔP) dado por la separación de los espejos. Para una fuente policromática, los patrones de interferencia de cada longitud de onda se superpondrán en la imagen resultante. Realizando un barrido en (ΔP) , obtenemos el cubo de datos $(x', y', I(\Delta P))$. A través de una transformada de Fourier, se puede obtener la Intensidad de radiación en función de la frecuencia, $I(\nu)$.

Dado que todas las longitudes de onda contribuyen a cada lectura en el interferómetro, la cantidad de luz juntada en el detector es mayor que en otros instrumentos, reduciendo considerablemente los tiempos de exposición.

La resolución espectral máxima es función del campo de visión. Dentro de este límite se mantiene intacta la posibilidad de variar continuamente la resolución espectral sólo cambiando el número de frames a registrar, obteniendo alta resolución espectral. Dado que la variación de camino óptico en cada exposición depende de la longitud de onda y rango espectral a observar, esta técnica requiere menor precisión de escaneo en el rango del infrarrojo e infrarrojo lejano. Si además se considera la dificultad de la reducción de los datos, la técnica resulta menos útil en la región del óptico ya que en esta región espectral existen técnicas más desarrolladas y sencillas con resultados similares. Esta técnica se aplica en el IR, entre otros temas, al estudio del Centro Galáctico debido a la menor extinción, y a Galaxias Starburst cercanas debido a su gran emisión en el IR por el polvo a altas temperaturas.

Multi-Objeto

Debido al práctico tratamiento de los datos de ranura larga, se ha desarrollado esta técnica multi-objeto que consiste en una máscara con ranuras colocadas en la posición exacta de los objetos a observar, cuando éstos son numerosos en el campo de visión. Así, obtenemos espectros de ranura larga para cada objeto en el campo en una sola exposición.

Este instrumento cubre un amplio campo de visión y es adecuado para la observación de objetos débiles ya que el fondo de cielo puede ser bien determinado cerca de cada objeto. La longitud de las ranuras es del orden de 10" a 20" para objetos puntuales o poco extendidas como galaxias lejanas (3 a 6 ranuras por minuto).

Las ranuras se perforan en finas láminas de metal usando máquinas punzantes o láminas de fibra de carbono usando dispositivos láser, y en principio pueden ser de orientación y distribución arbitraria. La fabricación de estas máscaras requiere que las observaciones y los campos sean diseñados con anterioridad. Por ello, en algunos casos, se utilizan también dispositivos con mini-ranuras móviles.

Esta técnica es muy utilizada en el estudio de grupos y cúmulos de galaxias.

Campo Integral (IFS)

El principal interés de esta técnica es proveer mapas de líneas y de continuo derivados directamente del cubo de datos. Para acomodar toda la información espacial y espectral en el detector, se debe resignar campo de visión, por tanto es una técnica óptima para el estudio de objetos compactos estructurados con propiedades fotométricas y/o físicas complejas (e.g. planetas, entorno de cuasares y principalmente núcleos de galaxias). Para este tipo de observaciones, las ventajas de los IFS frente a la ranura larga son numerosas y evidentes pero el uso del mismo no está lo suficientemente popularizado entre los astrónomos debido, principalmente a que estos instrumentos están disponibles en los grandes telescopios (donde hay mucha demanda y muchos instrumentos). Además es escaso el software de procesamiento eficiente, transportable, y de uso amigable, así como buenos manuales para una adecuada reducción de los datos. Este tipo de instrumentos optimiza el uso del conjunto telescopio+detector.

Una ventaja peculiar es que la geometría de la imagen focal es preservada en la matriz de las imágenes espectrales. Un rápido reconocimiento de cualquier carácter espectral en su posición correcta es muy simple.

La imagen completa es dividida como un mosaico, ya sea de lentes o fibras ópticas. Un software adecuado permite seleccionar cualquier $\Delta\lambda$ de todos los espectros continuos y reconstruir una imagen en el $\Delta\lambda$ dado (mapas).

Microlentes

Cada lente del mosaico da una pupila de salida elemental. Estas pupilas están jugando el rol de la ranura y pueden ser tan pequeñas como sea necesario para asegurar la resolución espectral y la escala del espectrógrafo. Sin embargo, exigen un compromiso entre la resolución y la superposición de los espectros. Otra ventaja de este diseño es proveer pupilas iluminadas uniformemente en vez de la repartición de luz random sobre la ranura, definiendo así perfectamente la función instrumental.

El diseño de los IFS evita la superposición de los espectros ya que su resolución espacial ha sido ajustada a las condiciones de seeing. Esto permite un control simultáneo y continuo de la distribución de luz espectral de todos los elementos de la imagen del campo.

Las ranuras son usualmente de 1" a 2" mientras que el IFS trabaja con 0.3" colectando de 9 a 36 veces menos luz de fondo de cielo por elemento.

Fibras Ópticas

Debido a la fácil manipulación de las fibras ópticas, se pueden acomodar de manera de cubrir casi completamente el campo de visión (con mayor factor de llenado que las pupilas). Estas fibras se acomodan a lo largo de la ranura de dispersión fácilmente de manera tal que no se superpongan los espectros y poder aumentar la resolución espectral.

Las fibras tienen una buena uniformidad en la salida de las mismas con una consecuente bien definida función de ranura.

Una desventaja de utilizar fibras es que el haz de salida es muy abierto y requiere un colimador de número f muy chico, de difícil construcción.

Resumiendo las Técnicas disponibles en el Óptico y en el NIR para obtener cubos de datos que nos permitan inferir el campo de velocidades, tenemos:

Espectroscopía 2D secuencial:

Filtros banda Angosta	$(x, y, I(\Delta\lambda))$
Ranura larga secuencial	$(\Delta x, y, I(\lambda))$
Fabry Perot	$(x, y, I(\Delta\lambda))$
Transformada de Fourier	$(x, y, I(\Delta P))$

Espectroscopía 3D:

Multi-objeto (máscara)
Campo Integral (microlentes o fibras ópticas)

Las técnicas de espectroscopía 2D, requieren un escaneo sobre la variable faltante, por lo que la adquisición de los datos no es simultánea, acarreado posibles cambios en las condiciones de observación (e.g. condiciones de seeing, refracción, mecánicas del telescopio). Mientras que las técnicas de espectroscopía 3D ofrecen simultaneidad en la adquisición de datos al precio de mayor complejidad y consumo de tiempo en la reducción de los datos, en comparación con el tratamiento relativamente sencillo de los espectros de ranura larga. Así como también requieren mayor complejidad en la construcción y operación de los instrumentos.

Observaciones en Radio

Los radiotelescopios nos brindan $I(\nu)$ para cada posición en el cielo. Realizando un barrido en frecuencia, se obtiene el cubo de datos. La intensidad observada en cada frecuencia es proporcional a la cantidad de Hidrógeno neutro que está emitiendo, con lo cual podemos obtener la distribución y contenido total de HI o líneas moleculares.

La medición precisa de la frecuencia es una técnica bien desarrollada, la cual producirá o medirá frecuencias con una precisión mayor que 10^{-7} de la frecuencia aparente. Así, dada una señal angosta suficientemente fuerte, su frecuencia y velocidad Doppler correspondiente pueden ser medidas con una precisión mayor que 0.1 km s^{-1} (en 21 cm, $1 \text{ km s}^{-1} \approx 5 \text{ KHz}$). Para un filtro infinitesimalmente angosto y dispersión de velocidades cero, una fuente radiante cuya curva se muestra en la Figura 10a ($i = 30^\circ$) tiene la forma de las posiciones mostradas en la Figura 10b (Roberts 1975). Las posiciones aparecerán ensanchadas si se observó con un filtro de ancho finito o si existen movimientos aleatorios. La región rayada en la Figura 10 se dibuja para indicar un ancho de filtro de 20 km s^{-1} o movimientos aleatorios de $\pm 10 \text{ km s}^{-1}$ alrededor de la línea de velocidad radial indicada.

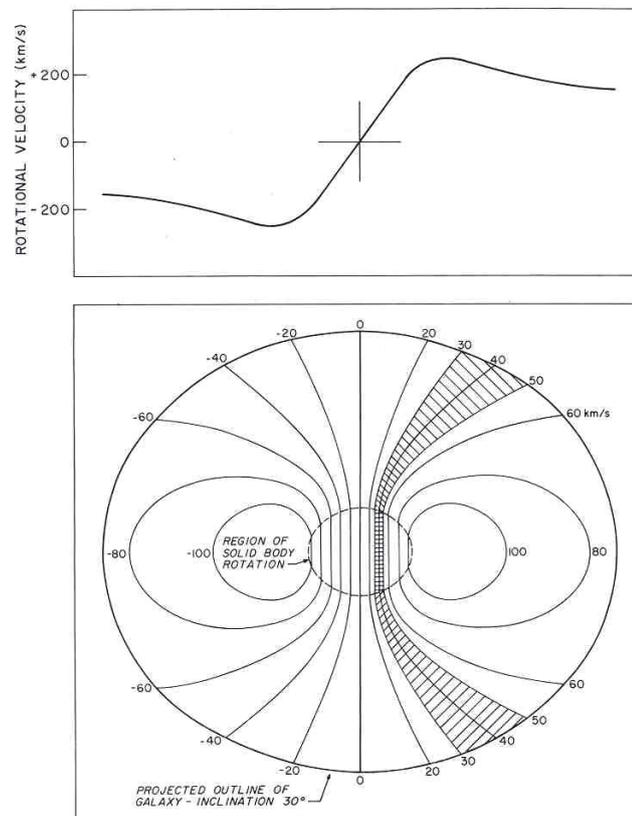


Figura 10

La forma de la fuente vista por un filtro dado refleja tanto la cinemática dentro del sistema como la distribución de HI. Esto se muestra esquemáticamente en la Figura 11 (Roberts 1975), donde se dibujan la distribución de hidrógeno y las posiciones de la velocidad radial. Se adopta una $i = 60^\circ$ y se consideran dos filtros, uno centrado en $V_r = 0 \text{ km s}^{-1}$, el otro en -80 km s^{-1} . La región sombreada de forma elíptica representa una distribución anular de HI como se ve a esa inclinación. Las áreas de sombreado intenso representan la intersección del ancho del filtro (y la dispersión de velocidades) con la distribución de hidrógeno. La respuesta

del haz suavizado se muestra en el lado derecho de la Figura 11 como diagramas de contorno, uno para cada filtro.

La separación en el diagrama de contornos a lo largo del eje menor en dos concentraciones asume una resolución relativa adecuada. Una pobre resolución daría una sola concentración aparente cuyo pico se hallaría en una región de baja densidad superficial de HI. Es claro de la figura que las formas de la curva de desplazamiento y los perfiles de velocidad están determinadas tanto por la distribución de hidrógeno real como por el campo de velocidades.

Por lo tanto, serán cruciales en las observaciones en radio, la resolución angular del radiotelescopio y la asignación de velocidades del **perfil de línea** (intensidad en función de la frecuencia o velocidad radial para cada punto de la galaxia, e.g. Figura 14).

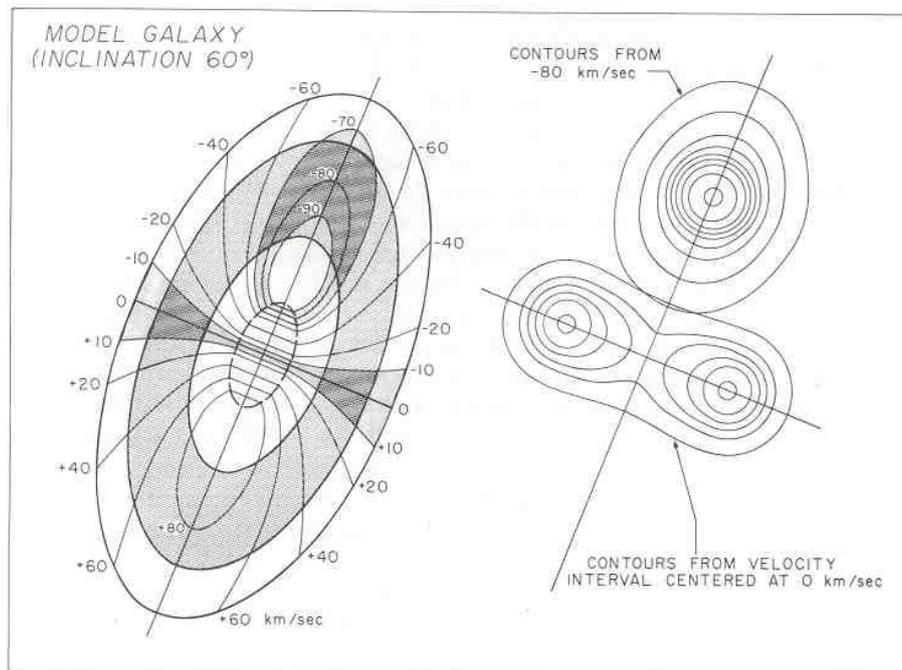


Figura 11

En la siguiente tabla se comparan las distintas técnicas ópticas, NIR y en Radiofrecuencias. Se muestran las características espectrales, los tipos de objetos que se ven favorecidos por cada técnica, la componente cinemática muestreada y la información obtenida con cada técnica, así como el nombre de algún instrumento que se encuentra en los observatorios más reconocidos y que han dado importantes resultados cinemáticos.

	Ranura Larga	Fabry Perot	FTS	Multi-Objeto	IFS lentes	IFS fibras	Arreglos de Bolómetros
Campo de visión	< 10'	< 20'	< 2'	< 30'	< 30''	< 15''	< 60'
Banda Espectral	UV - NIR	Opt.	NIR - IR	UV - NIR	UV - Opt	Opt - NIR	mm - cm

	Ranura Larga	Fabry Perot	FTS	Multi-Objeto	IFS lentes	IFS fibras	Arreglos de Bolómetros
Rango Espectral	Amplio	Angosto	Amplio-variable	Angosto-Medio	Medio	Medio-Amplio	Angosto
Poder Resolvente	10^{3-4}	10^{4-6}	10^{4-6}	10^{2-3}	10^{3-4}	10^{3-4}	10^{5-6}
Blancos	Prop. Grales. de Galaxias	Regiones de formación estelar	Centro galáctico y Galaxias Starburst	Cúmulos de Galaxias	Objetos compactos c/estructura	Quasares y Núcleos de Galaxias	Galaxias y regiones centrales
Componentes muestreadas	gas ionizado y estrellas	gas ionizado	gas ionizado y molecular	gas ionizado, estrellas, NPs del halo	estrellas, gas ionizado	estrellas, gas ionizado y molecular en NIR	gas molecular, gas neutro
Información obtenida	distribución de V a lo largo de un eje	mapas de perfil de línea y V	mapas de perfil de línea y V	distribución de V en puntos discretos de un área	mapas de V en regiones centrales y gal. lejanas	mapas de V en regiones centrales	mapas de perfil de línea y V
Instrumentos Típicos	REOSC	TAURUS	CFHT-FTS	GMOS	TIGER	CIRPASS	SEST - VLA

Reducción de los Datos

Las técnicas de observación aquí mencionadas dan un **cubo de datos**: la intensidad de la radiación recibida en cada frecuencia (o longitud de onda) desde cada posición en el campo de la visión. Estos datos son mostrados a menudo como una serie de mapas de canal; cada uno de ellos muestra la intensidad recibida desde cada punto del campo en un cierto rango de frecuencias. Por el efecto Doppler, cada rango de frecuencias corresponde a un rango de velocidades. A modo ilustrativo mostraremos cómo se obtiene la información cinemática deseada a partir de los cubos de datos para observaciones en HI, sin embargo, procedimientos esencialmente idénticos serían empleados en la interpretación de cubos de datos obtenidos con otra de las técnicas o en cualquier otra línea espectral. La Figura 12 muestra 25 mapas de canal obtenidos en la línea de 21 cm con un telescopio de síntesis de apertura para la galaxia Sc NGC 5033 (Binney & Merrifield 1998). En la esquina inferior derecha de cada mapa se da la velocidad heliocéntrica correspondiente a la mitad del canal asociado con aquel mapa particular. Consideremos ahora cómo uno podría derivar para esta galaxia la densidad superficial de HI y el mapa de contornos de las líneas de velocidad constante mostradas en la Figura 13 (Binney & Merrifield 1998).

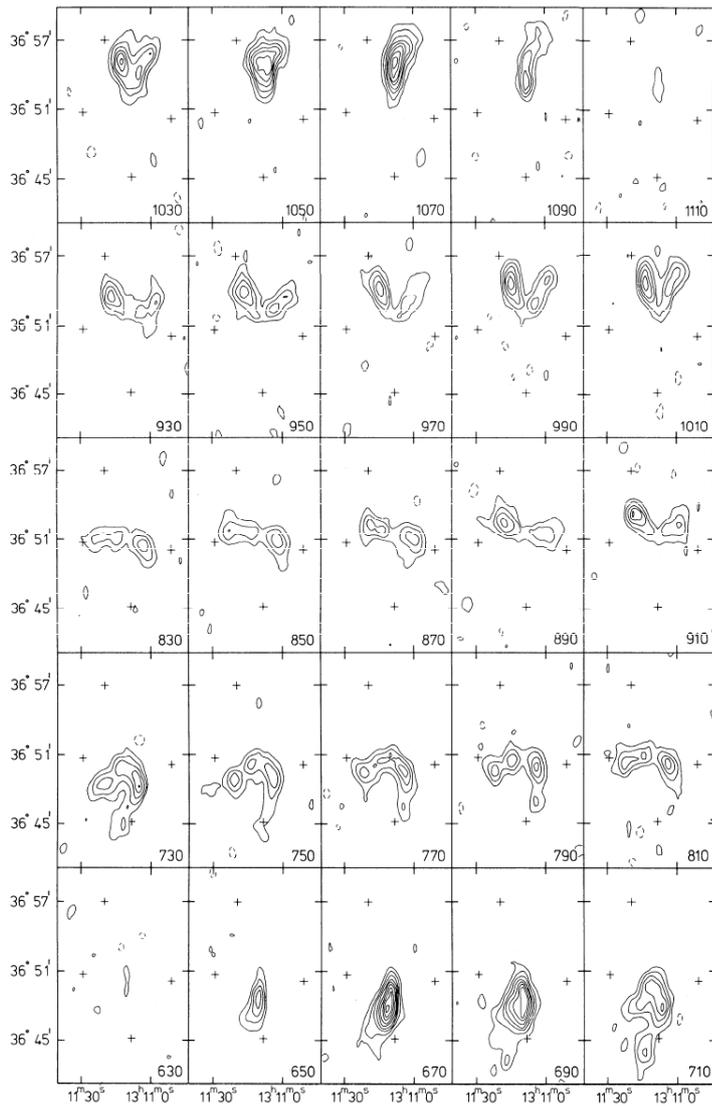


Figura 12

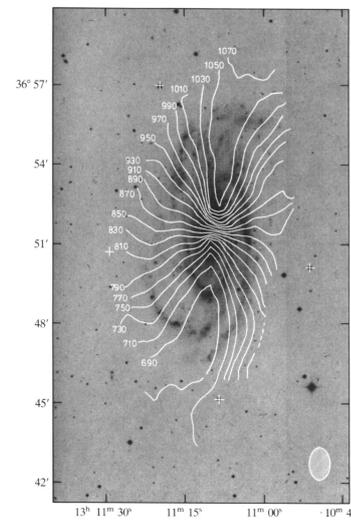
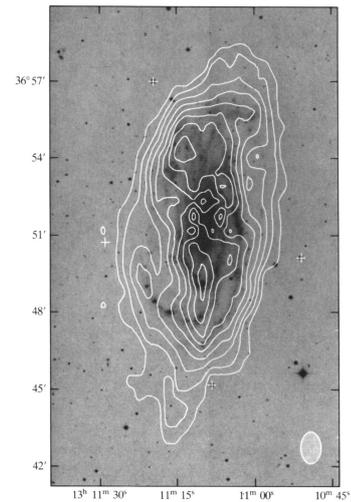


Figura 13

El primer paso es aislar la radiación de la línea de la radiación del continuo. En este paso, uno examina cada espectro y decide qué canales están libres de líneas y entonces sustrae la intensidad promedio de esos canales de continuo de cada uno de los canales que contienen radiación de línea. El paso siguiente implica asignar una velocidad típica a cada punto de la galaxia al identificar la frecuencia en la cual la radiación de línea tiene un pico de intensidad, o alguna otra frecuencia central apropiadamente elegida (Figura 14). Finalmente, uno integra sobre la frecuencia la emisión total de la línea de cada punto para determinar la densidad de la columna en cada punto del cielo

En la Figura 14 se ve que cada uno de estos pasos está sujeto a incertezas que se incrementan cuando la relación señal ruido del espectro decae. Cuando los centros de las líneas y las densidades de columna han sido asignados, se obtiene una grilla de puntos en el cielo, es sencillo construir los mapas de velocidad y de densidad de HI tales como aquellos mostrados para NGC 5033. Sin embargo, se puede observar que la asignación de velocidades no es unívoca, derivando en campos de velocidades diferentes, por lo tanto, la curva de rotación obtenida dependerá del método de reducción adoptado.

Notemos que un perfil de línea de alta calidad contiene mucha más información que los valores de densidad de columna total y la velocidad central ya discutidas. Si el perfil es aproximadamente gaussiano, es natural medir su dispersión. Si es de doble pico, las dos velocidades características podrían ser extraídas, y así sucesivamente.

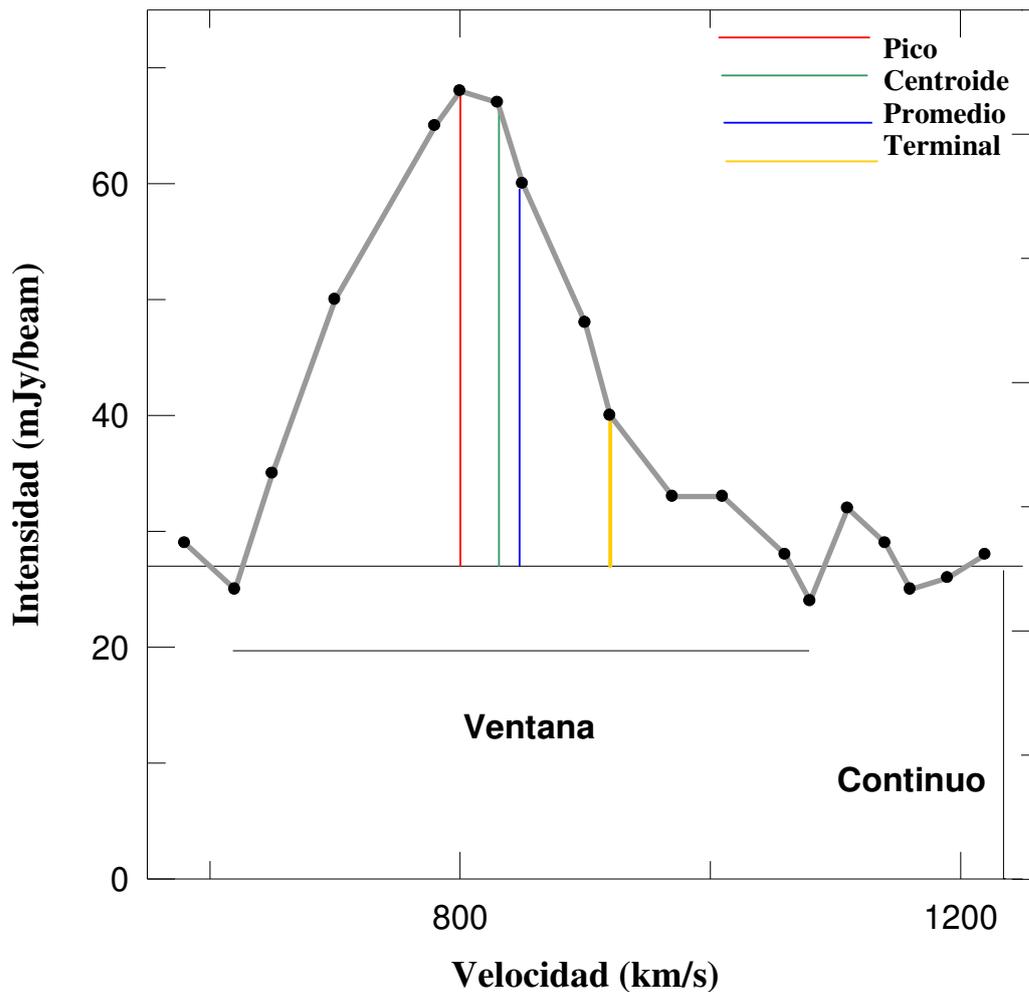


Figura 14: Perfil de línea (Intensidad en cada canal) construido a partir de los mapas por canal. Las líneas de colores representan distintas velocidades que se le puede asignar al perfil de línea. En el caso de una distribución de intensidades gaussiano, la velocidad del Pico, del Centroide y del Promedio de la línea coinciden.

En los estudios ópticos, las estrellas o las regiones HII son usadas como partículas de prueba del campo de velocidad. El brillo de las estrellas o de las regiones HII no entran en el estudio cinemático (la relación S/N que afecta los errores de observación es accidental para la presente consideración). Como notamos previamente, las observaciones de 21-cm representan la combinación promediada por haz tanto de la distribución de hidrógeno como del campo de velocidad. Así, el pico, la media o la mediana de un perfil de velocidad da una medida de la velocidad la cual está pesada por la temperatura superficial en varias velocidades radiales incluidas en el haz.

Queda claro entonces, que la resolución angular y espectral, tanto como los criterios de reducción de los datos pueden llevar a discrepancias entre campos de velocidades derivados, especialmente en las regiones centrales donde el gradiente de velocidades es mayor.

Una vez obtenido el campo de velocidades, podemos construir el llamado **Diagrama Posición-Velocidad** (PV), que consiste en contornos de intensidad de cada canal de velocidad en función de la posición a lo largo del eje mayor (e.g. Figura 15), con lo que un corte vertical corresponde al perfil de línea.

La curva de rotación de una galaxia está definida como el trazado de las velocidades en un diagrama posición-velocidad (PV) a lo largo del eje mayor, corregido por el ángulo entre la línea de la visual y el disco de la galaxia.

A continuación mencionaremos algunos métodos de análisis de los datos cinemáticos para obtener las Curvas de Rotación, los cuales también podrán introducir diferencias entre los datos obtenidos por distintos autores o a partir de distintos trazadores.

Método de Velocidad Pesada por Intensidad

Un método ampliamente usado es trazar las velocidades pesadas por intensidad (Warner et al. 1973), el cual está definido por

$$V_{\text{int}} = \int I(v)v dv / \int I(v) dv$$

donde $I(v)$ es el perfil de intensidad en un radio dado como función de la velocidad radial. La velocidad de rotación está dada por

$$V_{\text{rot}} = (V_{\text{int}} - V_{\text{sys}}) / \text{sen } i$$

donde i es el ángulo de inclinación y V_{sys} es la velocidad sistemática de la galaxia.

Métodos del Pico de Intensidad y del Centroide de Velocidades

En discos galácticos externos, donde los perfiles de las líneas pueden asumirse simétricos alrededor del valor del pico de intensidad, la velocidad pesada por intensidad puede ser aproximada por la velocidad promedio de los valores a mitad de máximo (Rubin et al. 1985), o alternativamente por una velocidad en la cual la intensidad alcanza su máximo, la velocidad del pico de intensidad (Mathewson et al. 1992). Ambos métodos han sido adoptados para derivar curvas de rotación de líneas de emisión.

Sin embargo, para las regiones internas, donde los perfiles no son simples, sino que son la superposición de las componentes disco interiores y exteriores, estos dos métodos frecuentemente subestiman la velocidad de rotación verdadera. La misma situación ocurre para galaxias de canto, donde los perfiles de las líneas son la superposición de los perfiles provenientes de todas las distancias radiales muestreadas a lo largo de la línea de la visual. En estas circunstancias, el método del trazado de la envolvente descrito abajo da curvas de rotación más confiables.

Método del Trazado de la Envolvente

Este método hace uso de la velocidad terminal en un diagrama PV a lo largo del eje mayor. La velocidad de rotación se deriva al usar la velocidad terminal V_t :

$$V_{\text{rot}} = (V_t - V_{\text{sys}}) / \text{sen } i - (\sigma_{\text{obs}}^2 - \sigma_{\text{ISM}}^2)^{1/2}$$

donde σ_{ISM} y σ_{obs} son la dispersión de velocidad del gas interestelar y la resolución de velocidad de las observaciones, respectivamente. La dispersión de velocidad interestelar es del orden de $\sigma_{\text{ISM}} \sim 7$ a 10 km s^{-1} , mientras que σ_{obs} depende de los instrumentos.

Aquí, la velocidad terminal está definida por una velocidad en la cual la intensidad se hace igual a

$$I_t = [(\eta I_{\text{max}})^2 + I_{\text{lc}}^2]^{1/2}$$

en el diagrama PV observado (Figura 15), donde I_{\max} y I_{lc} son la intensidad máxima y la intensidad correspondiente al nivel de contorno más bajo, respectivamente, y η usualmente se toma de 0.2 a 0.5. Para $\eta = 0.2$, esta ecuación define un nivel del 20% del perfil de intensidad en una posición fija, $I_t \approx 0.2 \times I_{\max}$, si la relación señal ruido es suficientemente alta. Si la intensidad es baja, la ecuación da $I_t \approx I_{lc}$ la cual define aproximadamente las posiciones del nivel de contorno más bajo (usualmente $\sim 3x$ ruido rms).

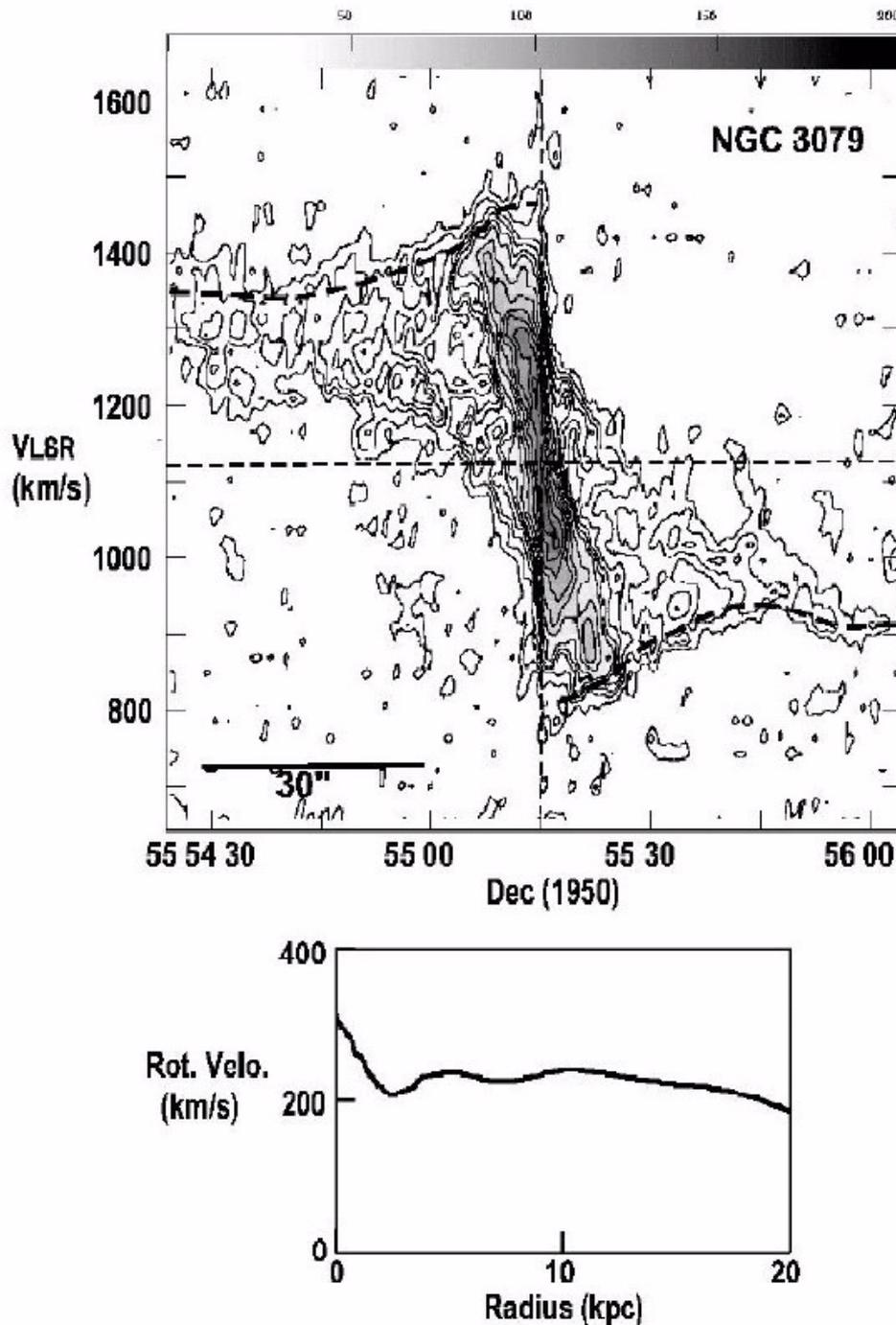


Figura 15: Diagrama Posición – Velocidad y Curva de Rotación obtenida a partir del Método del trazado de la envolvente (Sofue & Rubin 2001).

Para galaxias de frente observadas con resolución angular suficientemente alta, estos tres métodos dan una curva de rotación casi idéntica. Sin embargo, tanto el ancho finito del

haz como el espesor del disco a lo largo de la línea de la visual causan confusión del gas con velocidades menores que la velocidad terminal, la cual a menudo resulta en una velocidad de rotación más baja en los dos primeros métodos.

El método del trazado de la envolvente está mal definido cuando se aplica a la parte interna del diagrama PV, para ambos lados del núcleo tiene una discontinuidad en el núcleo debida principalmente a la resolución instrumental, la cual es grande con respecto a los gradientes de velocidad. En la práctica, esta discontinuidad es evitada al interrumpir el trazado en un radio correspondiente a la resolución del telescopio, y luego se aproxima la curva de rotación por una línea recta que cruza el núcleo en velocidad cero. La rotación de “cuerpo sólido” asumida en este procedimiento es probablemente una pobre aproximación al movimiento real cerca del núcleo.

Método de Iteración

Se adopta una curva de rotación inicial, RC_0 , de un diagrama PV (PV_0), obtenido por alguno de los métodos anteriores (e.g. método del pico de intensidad). Usando esta curva de rotación y una distribución de intensidad (emisividad) de la línea usada en el análisis, se construye un diagrama PV, el PV_1 . La diferencia entre este diagrama PV calculado y el PV_0 original, por ejemplo la diferencia entre las velocidades del pico de intensidad, se utiliza para corregir la curva de rotación inicial para obtener una curva de rotación corregida, RC_1 . Esta RC se usa para calcular otro diagrama PV, el PV_2 , usando la distribución de intensidad observada, y obtener así la siguiente curva de rotación iterada, RC_2 al corregir por la diferencia entre PV_2 y PV_0 . Esta iteración se repite hasta que PV_i y PV_0 se hacen iguales, tal que la raíz de la sumatoria de las diferencias al cuadrado entre PV_i y PV_0 se hace mínima y estable. RC_i se adopta como la curva de rotación más confiable.

Velocidades de Varias Líneas en Continuo Ruidoso

Por varias décadas, la técnica de cocientes o la técnica de correlación (Bender 1990) fueron métodos “de elección” para determinar las velocidades de rotación en galaxias de tipo temprano. Ambos procedimientos asumen que las líneas de absorción formadas por la integración a lo largo de la línea de la visual a través de la galaxia pueden ser ajustadas por un perfil gaussiano. Sin embargo, las mejoras instrumentales recientes confirman que incluso las galaxias disco consisten de estructuras cinemáticas de componentes múltiples, por lo tanto se requieren métodos de análisis más sofisticados para revelar los detalles de velocidad de las componentes estelares separadas.

Varios métodos han sido desarrollados para dar cuenta de la forma no gaussiana de la distribución de velocidades en la línea de la visual. Los perfiles de línea pueden ser expandidos en series de Gauss – Hermite truncadas (Binney 1998), las cuales miden las desviaciones asimétricas (h_3) y las desviaciones simétricas (h_4) de la gaussiana. Alternativamente, se puede usar el método de descomposición de gaussianas no resueltas (Kuijken y Merrifield 1993). Otros procedimientos para determinar los perfiles de línea y sus momentos de orden superior (e.g. Bender 1990, Rix & White 1992) están, en general, de acuerdo; las diferencias provienen de la relación señal ruido, la resolución y el error en el espectro-tipo asumido.

Referencias

- Argyle E. 1965, *ApJ*. 141:750.
 Binney J. & Merrifield M. 1998, “*Galactic Astronomy*” Princeton University Press.
 Babcock H.W. 1939, *Lick Obs. Bull.* 498: 41.
 Bender R. 1990, *A&A* 229:441.
 Binney J. & Merrifield M. 1998, “*Galactic Astronomy*” Princeton University Press.

- Davies R.D & Gottesman S.T. 1970, *MNRAS* 149:237.
De Vaucouleurs G. 1960, *ApJ* 131:265.
Gottesman, S. T.; Davies, R. D. 1970, *MNRAS*. 149:263.
Kuijken K. & Merrifield M.R. 1993, *MNRAS*. 264:712.
Mathewson D.S., Ford V.L., Buchhorn M. 1992, *ApJS*. 81:413.
Mayall N.U.& Aller L.H. 1942, *ApJ*. 95:5.
Münch G. 1959, *PASP* 17:101.
Rix H-W., White S. 1992, *MNRAS* 254:389.
Roberts M.S. 1975, "Radio Observations of Neutral Hydrogen in Galaxies" Star & S.S. Vol. 9 Cap.9.
Rubin V. C., Burstein D., Ford W.K., Thonnard N. 1985, *ApJ* 289:81.
Rubin V. C. 1994, *AJ* 107:173.
Sofue Y. & Rubin V. 2001, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 39.
Warner P.J., Wright M.C.H. & Baldwin J.E. 1973, *MNRAS* 163:163.

2.1.3 La Curva de Rotación

Una curva de rotación es una aproximación como función del radio al campo de velocidades de una galaxia disco. Como tal, puede ser obtenida sólo al despreciar variaciones de la velocidad de pequeña escala, y al promediar y suavizar las curvas de rotación a ambos lados del centro galáctico. Debido a que es una descripción simple del campo de velocidades de una galaxia espiral, permite la sistematización de los datos de distinto origen. Aunque aproximada, es valiosa en tanto no se disponga de una descripción más compleja y precisa para muchas galaxias.

Las curvas de rotación obtenidas a partir de los campos de velocidad, los diagramas PV, o los espectros de ranura larga a lo largo del eje mayor presentan formas muy variadas. Se han hecho varios intentos de clasificar las curvas pero las grandes diferencias observadas en cada una no han permitido una clasificación cuantitativa definitiva. Las similitudes globales de las curvas de rotación para galaxias espirales han llevado a una variedad de intentos por caracterizar sus formas, y establecer sus propiedades estadísticas.

Kyazumov (1984) catalogó los parámetros de las curvas de rotación para 116 galaxias irregulares y espirales normales, y categorizó las formas. Rubin et al. (1985) formaron familias de curvas de rotación de Sa, Sb y Sc como una función de la luminosidad, a partir de las galaxias que habían observado. Casertano & van Gorkom (1991), usando velocidades de HI, estudiaron las curvas de rotación como función de la luminosidad. Mathewson et al. (1992) usaron su conjunto masivo de curvas de rotación en H α junto con perfiles de luminosidad ópticos para 2447 galaxias del sur, para examinar la relación Tully – Fisher (TF, 1977). Para un subconjunto de 1100 CR ópticas y en radio, Persic & Salucci (1995, 1996) ajustaron las curvas por una función simple de la luminosidad total y el radio, comprendiendo componentes disco y halo. Tanto las formas como las amplitudes son funciones de la luminosidad, y el gradiente externo de las CR es una función decreciente de la luminosidad. De los mismos datos, Roscoe (1999) parametrizó las CR externas por una ley de potencias simple como función del radio.

Podemos describir cualitativamente la forma general de las curvas de rotación en sus distintas regiones radiales.

La región interna presenta tres formas generales,

- 1) La pendiente central es muy pronunciada en galaxias masivas, presentando un importante pico de velocidad. En muchos casos la velocidad máxima central es mayor que la velocidad máxima de la región externa (Figura 16). Las altas velocidades centrales podrían ser una propiedad universal, pero sólo ser detectadas con observaciones de alta resolución. Incluso 15 años atrás, Rubin & Graham (1987) observaron que las velocidades más internas para algunas galaxias comienzan desde una velocidad realmente alta en el núcleo. Pero las altas velocidades centrales podrían no ser una característica sólo de galaxias masivas. La galaxia cercana M 33, una galaxia con un bulbo mínimo, exhibe velocidades planas con amplitud alrededor de 100 km/s en radios menores a 200 pc, y no parece decaer a cero cerca del origen. Otros ejemplos de galaxias que presentan esta característica son: NGC 3079, NGC 6946, Vía Láctea, NGC 891, NGC 1808, NGC 4564 y NGC 253.

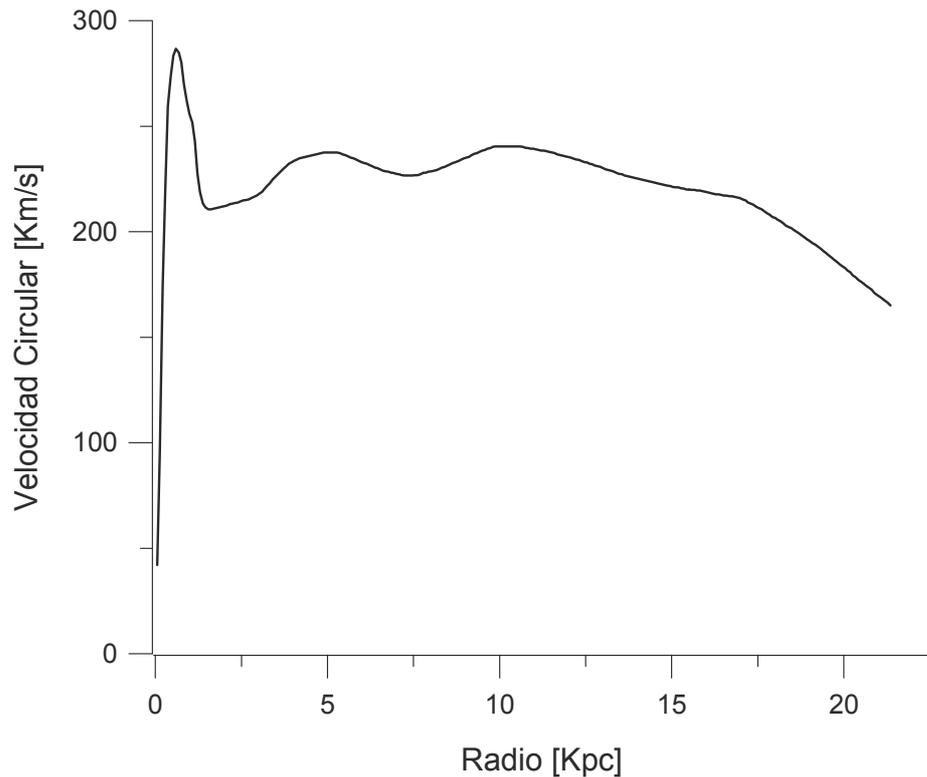


Figura 16: Curva de rotación de NGC 3079, se puede observar el pronunciado pico central.

- 2) La pendiente central es muy pronunciada pero no presenta un pico de velocidad. La velocidad crece rápidamente con el radio hasta alcanzar su máximo en la región del disco. Ejemplos: NGC 5907, IC 342, y como caso intermedio M 51 (Figura 17).

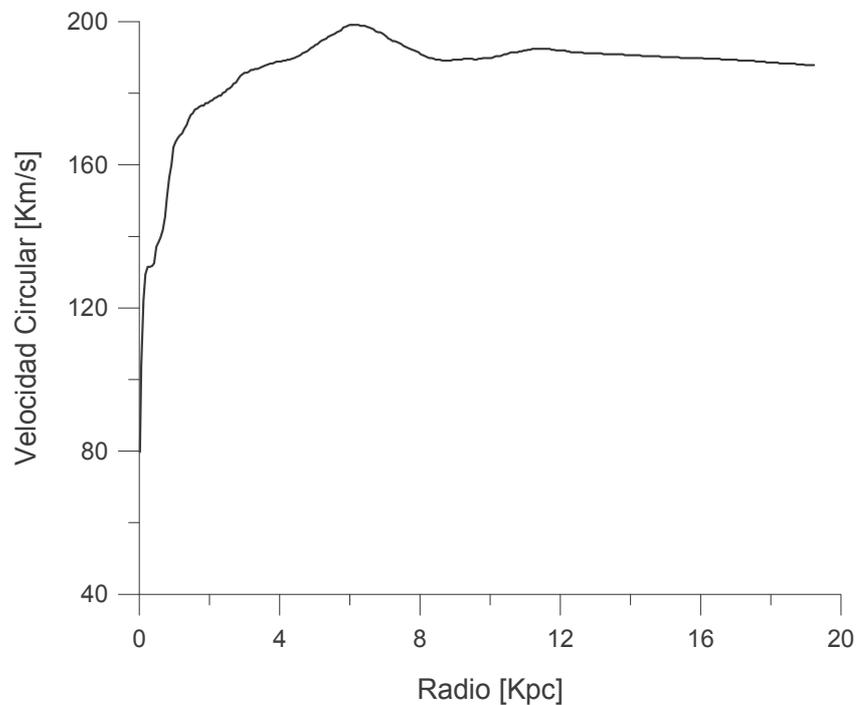


Figura 17: Curva de rotación de IC 342. No presenta un pico de velocidad en la región central.

- 3) La curva de rotación en la región central se asemeja a la de un cuerpo rígido, un aumento lineal hasta la región media de la galaxia. Ejemplos: NGC 3198, NGC 4631 (Figura 18).

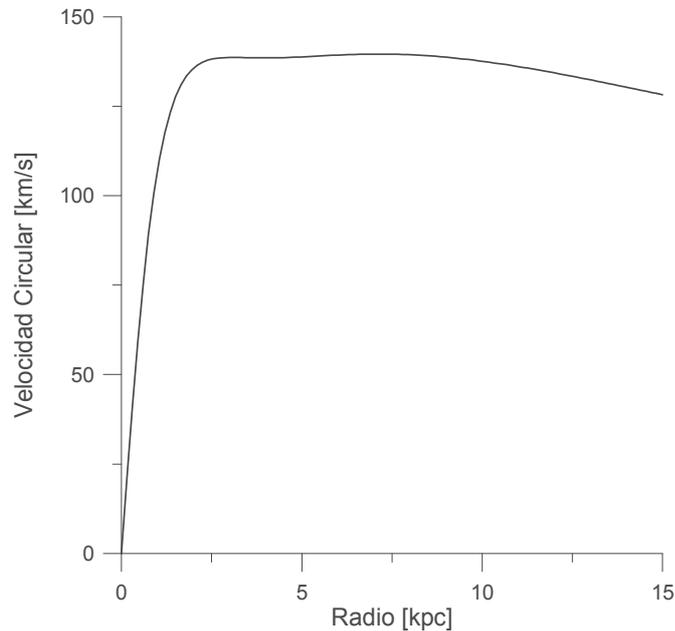


Figura 18: Curva de rotación de NGC 4631, ejemplo de rotación central tipo cuerpo rígido.

La curva de rotación de la región intermedia manifiesta la distribución de densidad de masa superficial en el disco, alcanzando un máximo en un radio de alrededor de dos veces el radio de escala del disco exponencial. Para galaxias masivas Sb, el máximo de rotación aparece en un radio de 5 o 6 kpc. Más allá del máximo, la curva de rotación es usualmente plana. Existen fluctuaciones superpuestas a la curva de rotación suavizada de unas pocas decenas de km/s debido a los brazos espirales u ondulaciones de velocidad. Para galaxias barreadas, las fluctuaciones son mayores, del orden de 50 km/s, provenientes de los movimientos no circulares en el potencial oval.

La región externa también presenta variaciones que no correlacionan necesariamente con las características centrales ya mencionadas. Algunas galaxias presentan una caída verdaderamente kepleriana en sus curvas de rotación que se debería al truncamiento del disco (Figura 19). Otras galaxias presentan curvas planas o incluso algunas tienen pendiente creciente al último radio observado. La galaxia UGC 2885 tiene el disco más grande conocido, con un radio de HI de 120 kpc ($H = 50\text{km/s/Mpc}$) y su curva de rotación aún se mantiene plana (Figura 20).

Varios estudios se han realizado con el fin de determinar los parámetros físicos que rigen la forma de la curva de rotación en todos sus radios. Kent (1987) concluyó que las curvas de rotación ópticas son influenciadas por la concentración central de luz. Casertano y van Gorkom (1991) muestran que las curvas de rotación para la mayoría de las galaxias espirales brillantes decrecen más allá del radio óptico, o son planas o suben lentamente en galaxias de baja luminosidad. Rhee (1996) ha mostrado que la forma de la curva de rotación puede ser explicada por la luminosidad únicamente, mientras que Broeils (1992) no ha encontrado ninguna correlación. Por otra parte, Swaters (1999) muestra que las partes externas de la curva de rotación parecen no variar con la luminosidad. Chattopadhyay & Chattopadhyay (2006) concluyen que la variación de la curva de rotación dentro del disco óptico es debido a la concentración de luz, mientras que la forma de las zonas externas está dominada por la velocidad rotacional máxima.

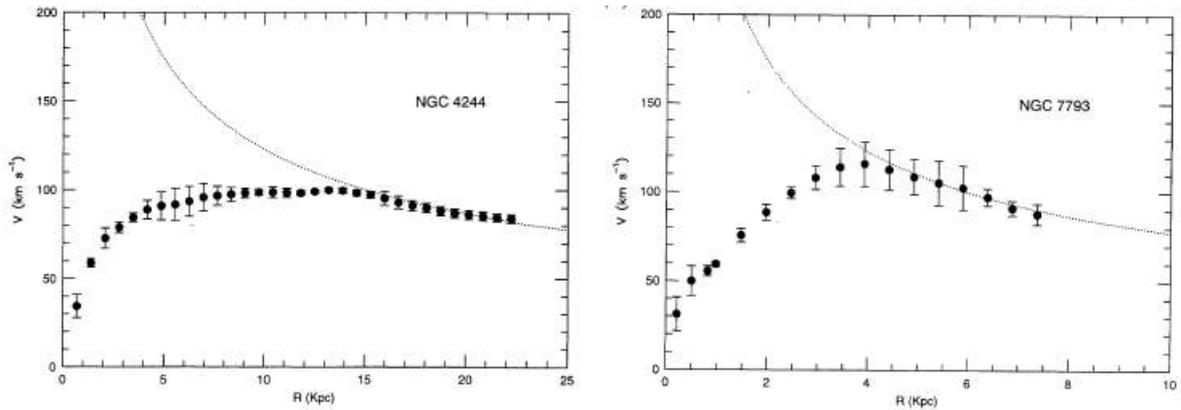


Figura 19: Curvas de rotación con caída kepleriana (Honma & Sofue 1997).

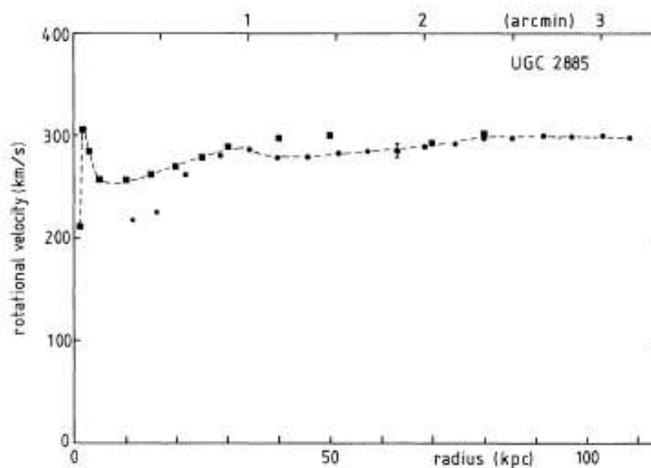


Figura 20: Curva de rotación de UGC 2885, la galaxia más grande conocida. Presenta una curva plana más allá de 100 kpc. Los puntos corresponden a las mediciones de HI y los cuadrados a datos de espectroscopia de ranura larga en el óptico (Roelfsema & Allen 1985).

Referencias

- Casertano S., van Gorkom L.H. 1991, *AJ*. 101:1231.
 Honma M. & Sofue Y. 1997, *PASJ* 49:539.
 Kyazumov G.A. 1984, *Astron. Zh.* 61:846.
 Mathewson D.S., Ford V.L., Buchhorn M. 1992, *ApJS*. 81:413.
 Persic M., Salucci P. 1995, *ApJ* S. 99:501.
 Persic M., Salucci P. 1996, *MNRAS*. 281:27.
 Roelfsema P.R., & Allen R.J. 1985, *A&A* 146:213.
 Roscoe D.F. 1999, *A&A* 343:697,788.
 Rubin V. C., Burstein D., Ford W.K., Thonnard N. 1985, *ApJ* 289:81.
 Rubin V.C., Graham J.A. 1987, *ApJ Lett.* 316:67.
 Tully R. & Fisher S. 1977, *A&A* 54:661.

2.2 Movimientos no Circulares

Las galaxias espirales respetan ciertas formas generales de los campos de velocidades. Como hemos visto, para derivar la curva de rotación a partir del campo de velocidades radiales observado, hemos asumido ciertas propiedades, tales como un disco infinitesimal cuyo movimiento dominante es la rotación circular, y la simetría axial del potencial gravitatorio. Sin embargo, el campo de velocidades puede verse afectado por distorsiones en el potencial que desfigurarán el diagrama araña teórico, dificultando la determinación de los parámetros cinemáticos y la forma de la Curva de Rotación. Estas perturbaciones introducen incertezas en la determinación de masa y consecuentemente en los factores de Masa-Luminosidad.

Es por ello que se deben tener en cuenta las posibles perturbaciones al movimiento circular para una determinación precisa de las distribuciones de masa a partir de las curvas de rotación.

Los Principales Tipos de Movimientos no Circulares:

- I. *Asimetrías a Pequeña Escala.* Estas asimetrías son de una naturaleza irregular; en general sus amplitudes no exceden los 20 km/s. La mayoría de las galaxias, si no todas, muestran estas asimetrías. Son atribuidas, por ejemplo, a inestabilidades gravitacionales locales, a choques asociados a supernovas, o incluso a la caída de nubes intergalácticas al disco de la galaxia. En ese último caso, las variaciones en velocidad pueden ser mayores, como es el caso de NGC 628 (Figura 21). Son estas pequeñas perturbaciones las responsables de la apariencia enmarañada de las líneas de isovelocidades en los campos observados que pueden apreciarse en la Figura de la carátula de este capítulo.

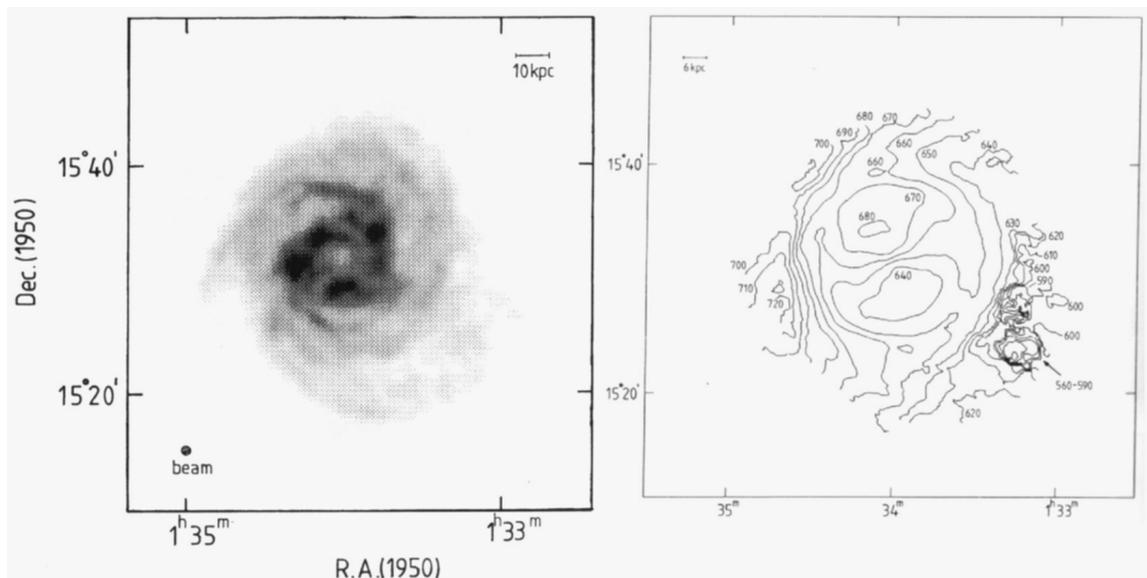


Figura 21: Las bservaciones en HI de NGC 628 (Kamphuis 1991) revelan una distribución asimétrica del HI. Una explicación posible para estos complejos de gas a alta velocidad es la caída y captura de un objeto extragaláctico como una gran nube de HI o una galaxia enana rica en gas.

- II. *Asimetrías a Gran Escala.* Estas asimetrías ocurren principalmente en las partes externas de algunas galaxias y entorpecen la inferencia de la geometría de las partes externas a partir de argumentos de simetría. Usualmente pueden ser atribuidos a fuerzas de marea por la interacción con una galaxia vecina. Por ejemplo, las zonas

externas de M 81 no son simétricas, las interacciones con M 82 y NGC 3077 serían las responsables de estas asimetrías (Figura 22). Van der Hulst (1979) descubrió puentes de HI conteniendo angostos filamentos desde M81 a NGC 3077, los cuales pueden ser reproducidos en simulaciones numéricas (Yun et al. 1994). Otro ejemplo típico de distorsiones cinemáticas observadas y modeladas puede encontrarse en Díaz et al. (2000) para la galaxia espiral gigante conocida como el objeto Mc Leish.

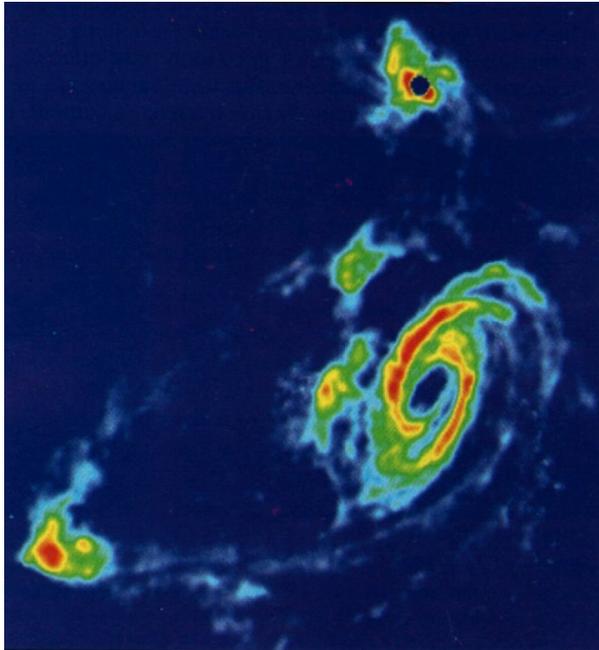


Figura 22: Imagen del grupo de galaxias de M81, M82 y NGC 3077 en HI (Yun et al. 1994). Pueden observarse los puentes de gas producto de las interacciones gravitatorias entre las galaxias.

III. *Desviaciones simétricas a gran escala.* En muchas galaxias el eje mayor cinemático cambia su ángulo de posición como una función del radio, pero el campo de velocidad aún tiene una simetría central.

- 1) En casos donde este cambio del eje mayor se produce en las partes internas, usualmente existe una desalineación con el eje mayor de alguna de las estructuras vistas en las imágenes ópticas. Entonces sospechamos la presencia de una distorsión oval (en el sentido de ensanchamiento elíptico) en el campo potencial del disco. La perturbación de esta clase más frecuente es la barra. Este tipo de perturbación afectará la distribución de masa en la región de la distorsión pero no afectará en gran medida la masa total inferida de la cinemática (Ver Sección 2.21).
- 2) En casos donde el cambio del eje mayor se produce en las partes externas, el eje mayor de las partes internas del disco ópticamente visible está usualmente bien alineado. En estos casos sospechamos que el plano de la galaxia esté alabeado. En algunos casos, el alabeo puede presentarse en todo el disco, por lo que puede confundirse con una barra en las regiones internas (Peterson et al. 1978, Huntley 1978). Por otro lado, a pequeña escala, los discos nucleares moleculares también pueden presentar un alabeo producto de distintos efectos perturbadores (Figura 23), lo que dificulta el estudio de las regiones centrales de las galaxias (Ver Sección 2.2.2).

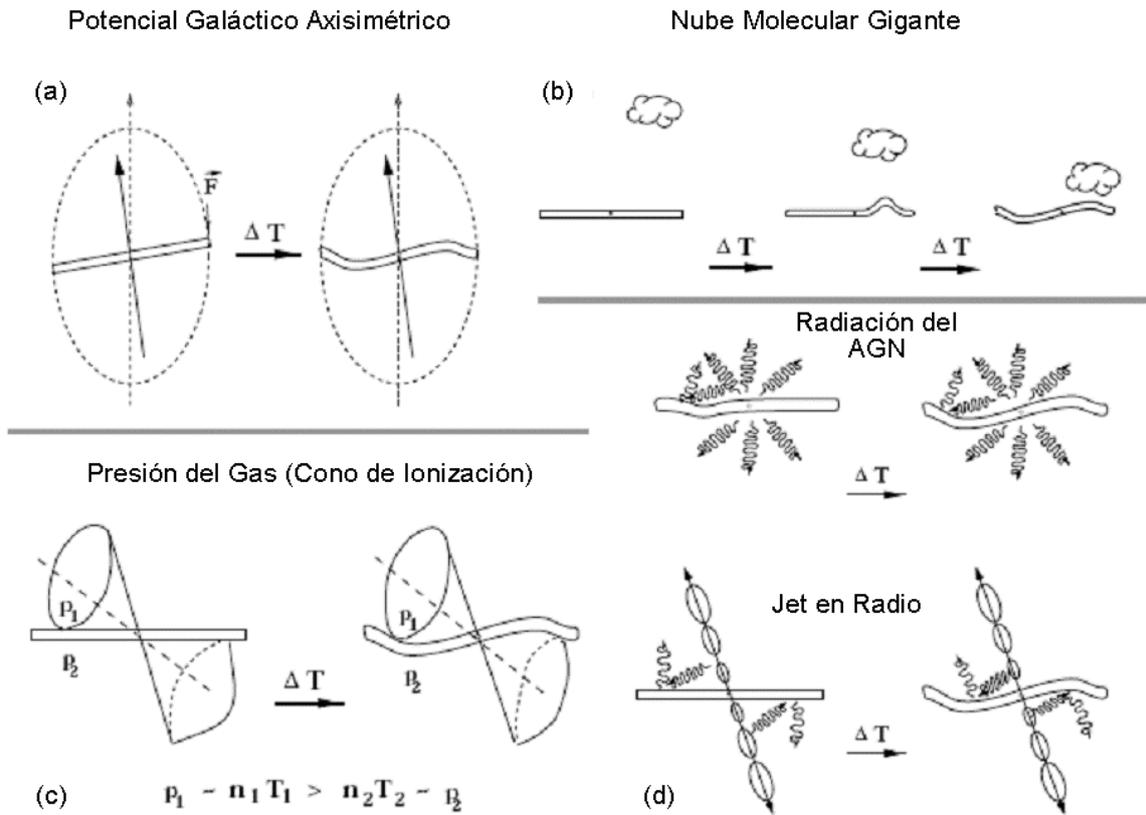


Figura 23: Esquema de distintos factores que pueden alinear el disco molecular nuclear (adaptado de Shinnnerer et al. 2000). Entre ellos, se muestran (a) el eje del disco desalineado respecto al eje del potencial axisimétrico global, (b) influencia una nube molecular gigante cercana al disco rotante, (c) cono de ionización cuya presión de radiación genera una fuerza sobre el disco, (d) iluminación no uniforme del campo de radiación de un AGN o de un radio jet sobre el disco.

- 3) Otra perturbación de este tipo es producida por el campo de marea medio de un cúmulo sobre una galaxia disco que viaja a través del potencial del cúmulo. Valluri (1994) realizó un estudio numérico como un problema de tres cuerpos restringido, representando el potencial del cúmulo con un perfil de King y para la galaxia uno de Miyamoto-Nagay de tres componentes con parámetros que representan una galaxia como la Vía Láctea. Ambos potenciales son fijos. Valluri mostró que el mayor efecto del cúmulo fue incrementar las velocidades radiales de las estrellas y del gas del disco, mientras que la velocidad pico de la curva de rotación no se ve mayormente afectada por los efectos de marea. Eventualmente se pueden desarrollar brazos espirales o alabeos en el disco, dependiendo de parámetros geométricos y del potencial del halo. La velocidad radial cuadrática media resultó incrementarse con el radio (inicialmente constante de 8 Km/s), siguiendo una ley de potencias a radios grandes: $\overline{v_R^2} \propto R^n$. El valor de n oscila entre 2 y 3.5. Para valores de $n \leq 2.5$, el calentamiento del disco genera un declive de la curva de rotación a grandes radios, mientras que para $n \approx 3.5$, la curva de rotación aumenta hacia fuera (Figura 24). Podemos ver, entonces, que para un mismo potencial (i.e. misma masa), la curva de rotación puede cambiar considerablemente su forma en los radios externos producto de un aumento de la velocidad radial media de las estrellas, afectando la determinación de masa de la galaxia.

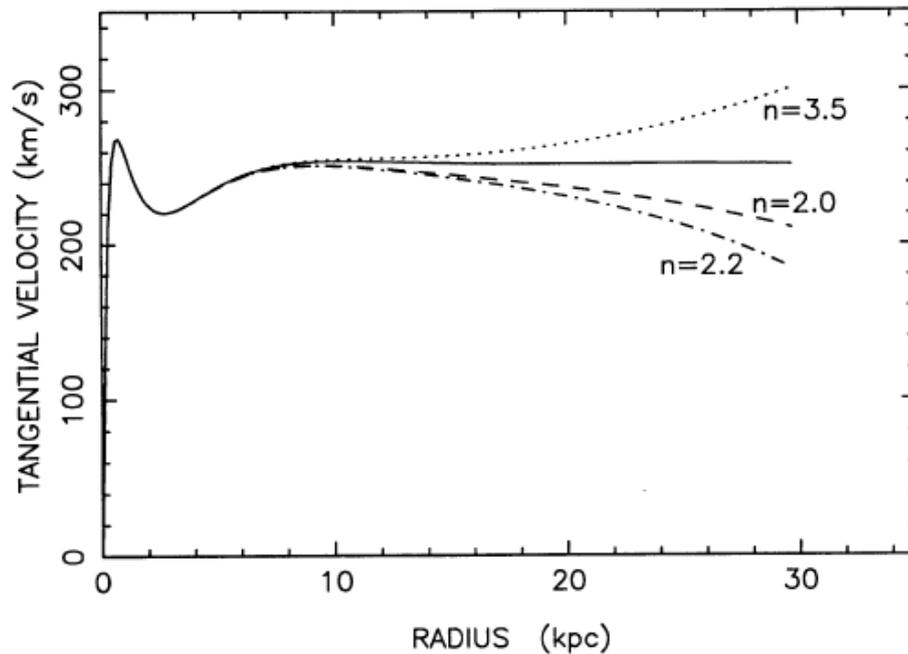


Figura 24: Efecto del incremento de la velocidad radial de las estrellas y gas producto de las fuerzas de marea del cúmulo sobre la galaxia (Valluri 1994). Podemos observar la curva de rotación sin perturbar (línea continua) y las curvas de rotación perturbadas (líneas punteadas). El parámetro n corresponde a la potencia con la cual la velocidad radial aumenta con el Radio.

IV. *Movimientos asociados con brazos espirales.* Estos movimientos no circulares están caracterizados por su directa asociación con los brazos espirales ópticos y de HI. Probablemente el campo gravitacional asociado con los brazos lleva a movimientos de material los cuales distorsionan el campo de velocidades axialmente simétrico. Se producen saltos en las curvas de isovelocidades, que pueden ser de 30-50 Km/s, cuando el gas pasa a través de un shock. Un ejemplo de este tipo es la galaxia M 81. Visser (1980) modeló la perturbación y calculó así el campo de velocidad modelo para esta galaxia. Visser derivó la curva de rotación “verdadera”, i.e. la curva de rotación del disco en equilibrio sin la perturbación, por un proceso de iteración. Esta curva difiere de la determinada directamente del campo de velocidades observado, aunque la incerteza resultante probablemente no excede el 20%. Estas diferencias no son grandes, pero influyen en la derivación de la distribución de masa superficial (Ver Sección 2.2.3). Este patrón espiral es observable (1) si la amplitud excede la incerteza típica en la determinación de la velocidad radial y (2) si la separación de los brazos es al menos dos veces tan grande como el tamaño del haz.

V. *Peculiaridades Cinemáticas:*

1) *Eyección de Masa.* Las características cinemáticas y morfológicas inusuales que se encuentran en las observaciones ópticas y en radio de unas pocas galaxias han sido interpretadas como la consecuencia de la expulsión de gas desde el núcleo a altas velocidades, ya sea asociada a un objeto masivo central o a formación estelar violenta. M82 es una de las galaxias más estudiadas cuyo cono de eyección es visible en muchas longitudes de onda con velocidades entre 100 y 500 Km/s (Figura 25). Otro estudio, realizado por de Vaucouleurs (1974) sobre el campo de velocidades de NGC 1569, ilustra el efecto sobre las líneas de isovelocidades de un cono de eyección de materia desde el núcleo de la galaxia (Figura 27), para explicar

los movimientos no circulares observados en el campo. Hemos encontrado este tipo de perturbación en NGC 2623 y NGC 5514 (Ver Secciones 3.1.1 y 3.1.2).



Figura 25: Combinación de imágenes en distintos filtros ópticos y NIR de M82 obtenidas por el Telescopio Espacial. Puede observarse el disco en azul y los filamentos del cono de eyección en rojo.

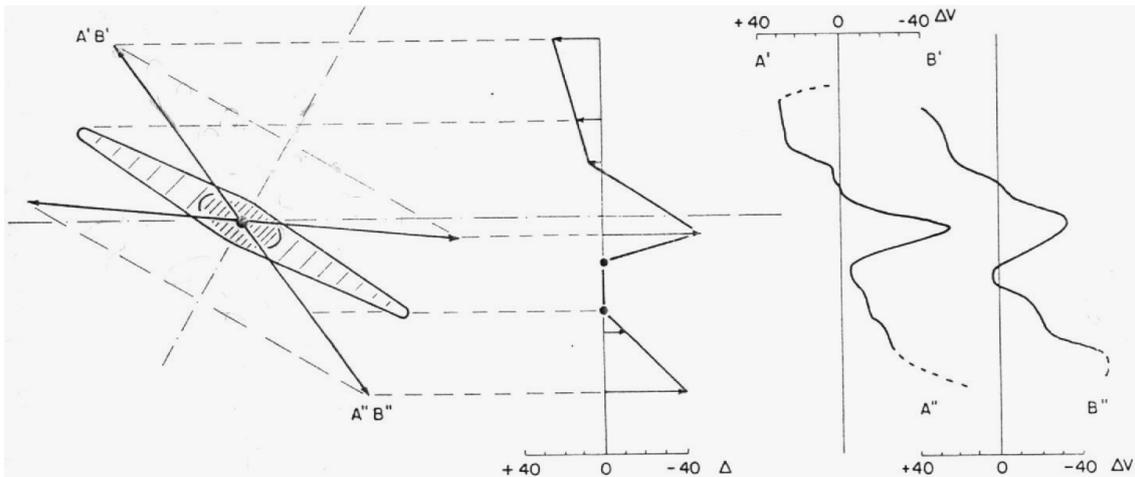


Figura 26: esquema del disco de la galaxia con A'B' y A''B'' los conos de eyección de materia desde el núcleo. Para un observador a la derecha del dibujo, el efecto del cono de eyección sobre la línea de isovelocidad cero correspondiente al eje menor se esquematiza en la figura central. Podemos observar que reproduce en gran medida los residuos de las velocidades radiales medias observadas en NGC 1569 (de Vaucouleurs 1974).

2) *Movimientos Radiales.* En varias galaxias se han observado movimientos no circulares asociados a la presencia de anillos internos de regiones HII. Por ejemplo, NGC 3351 presenta un anillo circumnuclear de Regiones HII a 320 pc que, aparentemente, está contrayéndose a ~ 34 Km/s. En cambio, NGC 4736 muestra movimientos de expansión de ~ 30 Km/s en el anillo de Regiones HII de radio ~ 1.2 Kpc (van der Kruit 1974, 1976). En la Figura 27 se muestra el campo de velocidades residual correspondiente. Puede observarse el patrón residual, con exceso de velocidades positivas del lado derecho y negativas del izquierdo.

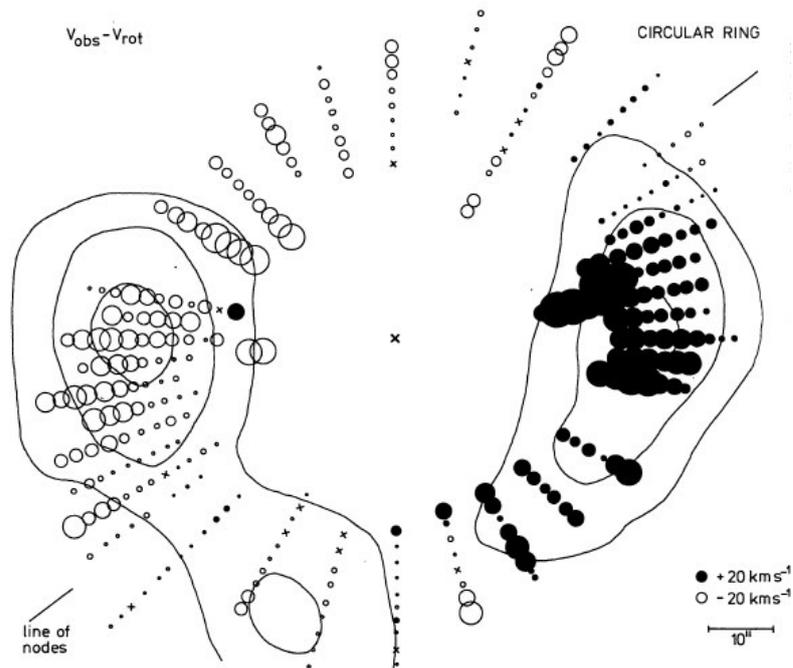


Figura 27: Campo de Velocidades Residuales de NGC 4736. La magnitud de cada residuo es proporcional al diámetro del círculo correspondiente. Las líneas superpuestas son las líneas de contorno de la emisión de HI en la región del anillo (van der Kruit 1976).

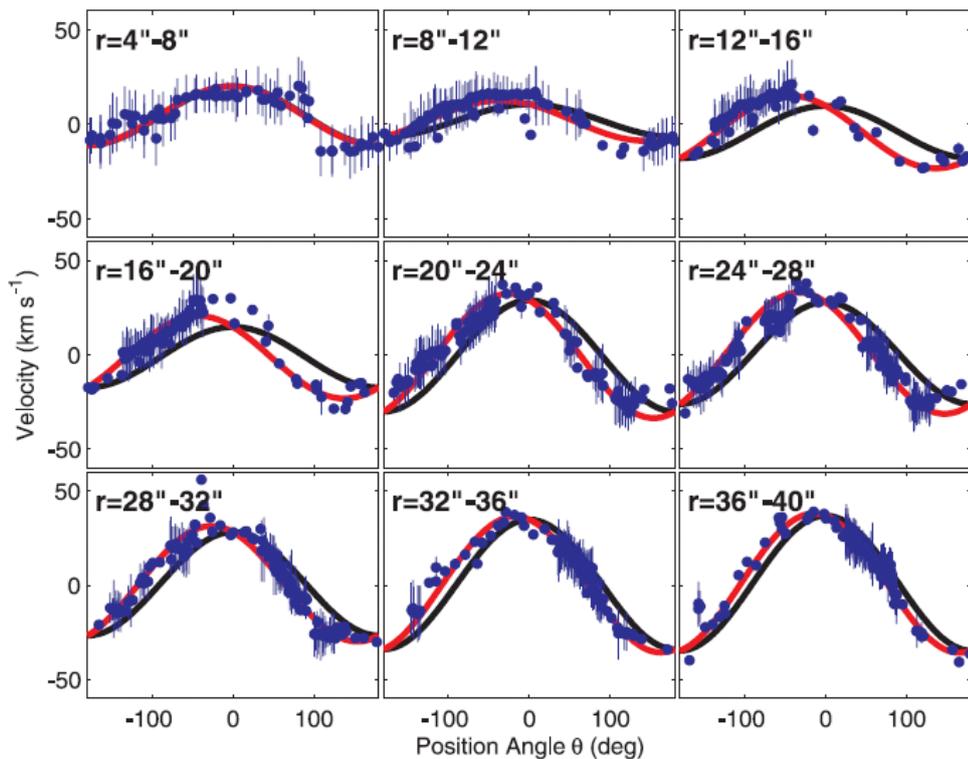


Figura 28: Velocidad radial en función del ángulo de posición. La línea negra y roja corresponde a ajustes de anillos sin y con movimientos radiales. Más allá de 40" el perfil se vuelve simétrico sin necesidad de considerar movimientos radiales.

El campo asociado con la expansión se asemeja a aquél asociado con cambios en el ángulo de posición del eje mayor. Las diferencias son que el último da una velocidad radial

aproximadamente proporcional al radio, mientras que la expansión o contracción generalmente está restringida a distancias radiales particulares. Simon et al. (2003) observan el campo de velocidades de NGC 2976 en H α y CO. Y encuentran que los apartamientos a la simetría observados en la región central pueden ser explicados por movimientos radiales que sólo se manifiestan hasta los 40" (Figura 28).

3) *Contrarrotaciones.* El fenómeno de la contrarrotación aparece de dos formas diferentes: i) la contrarrotación de distintas componentes galácticas: del disco gaseoso respecto al disco estelar; ii) la contrarrotación de la misma componente: del gas interior respecto al exterior, o dos discos estelares de similar tamaño. El origen de este fenómeno se atribuye a la captura de una galaxia pequeña rica en gas o una nube de gas por una galaxia espiral, que orbita en sentido contrario a la rotación galáctica, o bien un intercambio continuo de materia de objetos cercanos. En la Figura 29 se ilustra el caso NGC 3593 (Bertola et al. 1996) de un disco de gas que rota en sentido contrario que el disco estelar.

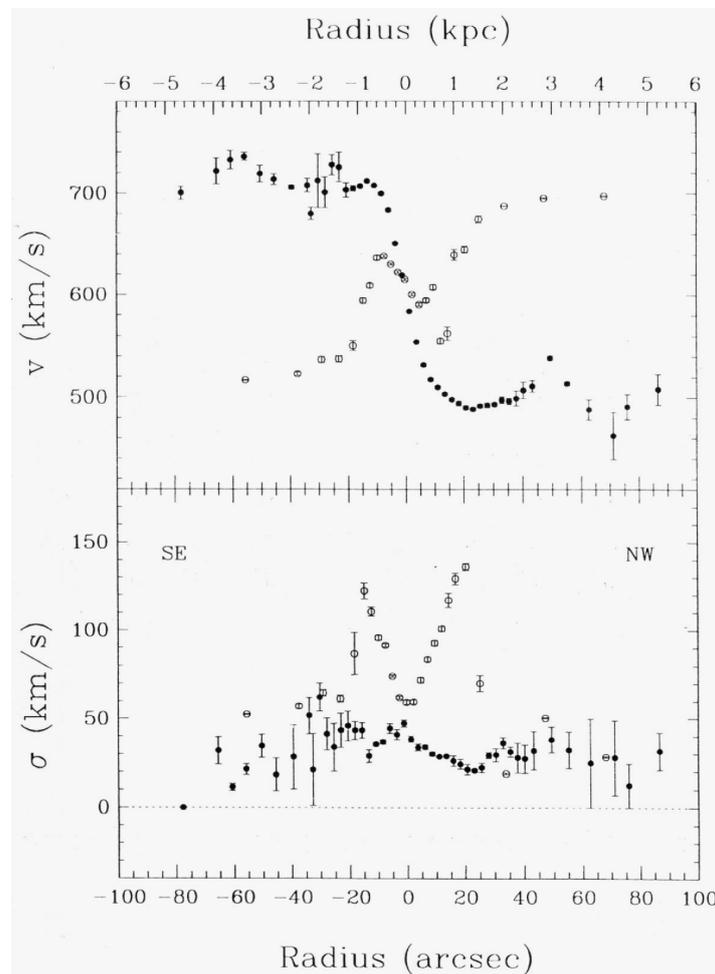


Figura 29: Curva de Rotación y dispersión de velocidades de la componente estelar (símbolos vacíos) y de la componente gaseosa (símbolos llenos) de NGC 3593 (Bertola et al 1996). El pozo central en la dispersión de velocidades y el cambio de rotación del disco estelar en la misma región se interpretan como dos discos estelares, uno que rota con el gas (interior) y otro de mayor tamaño que rota en el sentido opuesto.

Referencias

- Argon, A. L.; Moran, J. M. 2000, *ApJ* 536, 675.
Bertola F., Cinzano P., Corsini E. M., Pizzella A., Persic M. & Salucci P. 1996, *ApJ Lett.* 458:67.
Cecil, G.; Greenhill, L. J.; DePree, C. G.; Nagar, N.; Wilson, A. S.; Dopita, M. A.; Pérez-Fournon, I.; de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A. & Pence W. 1974 *ApJ* 194, L119.
Díaz R., Rodrigues I., Dottori H., Carranza G. 2000. *AJ* 119, 111.
Hulst van der, J.M. 1979, *A&A* 75, 97.
Huntley J.M. 1978, *ApJ* 225 L101.
Kruit P.C. van der 1974, *ApJ* 192, 1.
Kruit P.C. van der 1974, *ApJ.* 188:3.
Kruit P.C. van der 1976, *A&A.* 52:85.
Peterson C.J, Rubin V.C., Ford W.K., Thonnard N. 1978, *ApJ* 219, 31.
Rubin V.C., Ford K., Peterson C.J. 1975, *ApJ* 199, 39.
Rubin V. C. 1994, *AJ* 107:173.
Schinnerer, E., Eckart, A., & Tacconi, L. J 2000 *ApJ* **533** 826
Simon, J. D.; Bolatto, A. D.; Leroy, A.; Blitz, L. 2003, *ApJ* 596 957.
Yun, M.S., Ho, P.T.P., & Lo, K.Y. 1994, *Nature*, **372**, 530

2.2.1 Flujos de Ondas de Densidad

Una de las mayores motivaciones para hacer extensas observaciones en radio de los campos de velocidad ha sido buscar movimientos característicos del flujo de gas causados por una onda de densidad subyacente en el disco estelar. La teoría de ondas de densidad es importante a la hora de explicar el origen de los brazos espirales (Shu et al. 1973). La evidencia más convincente para la existencia de movimientos debidos a una onda de densidad es encontrada en el campo de velocidades de M81.

M 81 es un buen candidato para el estudio de las ondas de densidad por su gran tamaño angular e inclinación favorable. Por lo tanto, la distribución y la cinemática de HI pueden ser estudiadas con considerable detalle. En el campo de velocidades pueden observarse ondulaciones en los contornos de isovelocidades al pasar el gas por el shock (Figura 30).

Visser (1980) modeló el efecto de los brazos espirales en el campo de velocidades, $\Phi(R,\theta)$, superponiendo al potencial del campo global, $\Phi_0(R,\theta)$, una perturbación, $\Phi_1(R,\theta)$, de la forma:

$$\Phi(R,\theta) = \Phi_0(R) + \Phi_1(R,\theta) \quad \Phi_1(R,\theta) = \text{Re} \left[A(R)e^{im\theta} \right]$$

θ es el ángulo azimutal en un sistema que rota con la velocidad patrón de la onda.

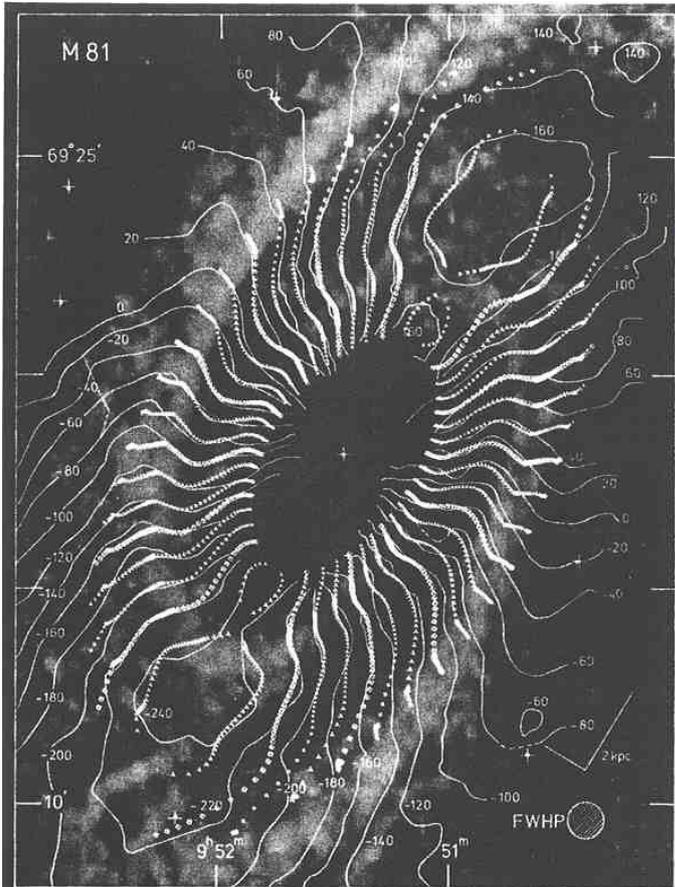


Figura 30: campo de velocidades radiales observado (línea continua) y campo modelo (símbolos), ambos suavizados a 25" de resolución. La imagen subyacente representa la distribución de HI a la misma resolución.

A continuación estudiaremos el efecto de la onda de densidad en el campo de la galaxia y determinar la influencia de este tipo de perturbación en la determinación de la distribución de masa y masa total inferidos a partir de la curva de rotación. Vamos a considerar el modelo de Visser como el campo de velocidades real de una galaxia con brazos espirales importantes.

En primer lugar construimos el campo residual sustrayendo del campo total, i.e el campo correspondiente a $\Phi(R, \theta)$, y el campo sin la perturbación ($\Phi_0(R, \theta)$). Para ello, tomamos el campo perturbado modelado por Visser (Figura 30) y generamos un campo de velocidades a partir de los parámetros cinemáticos obtenidos de este modelo. Con lo cual al sustraer ambos campos con los mismos parámetros, los residuos corresponderán exclusivamente a la perturbación de los brazos espirales. Para generar los campos se utilizó el paquete de programas denominado AdHOC (Boulesteux 1993). El campo residual obtenido se muestra en la Figura 31. Podemos observar que los residuos siguen un esquema similar a aquellos correspondientes a una sobreestimación de la inclinación (Figura 2). Por lo que, en un intento de minimizar los residuos en la determinación de los parámetros cinemáticos sin tener en cuenta la presencia de los brazos espirales, una inclinación mayor a la real borrará en gran medida el efecto de la onda de densidad en el campo residual.

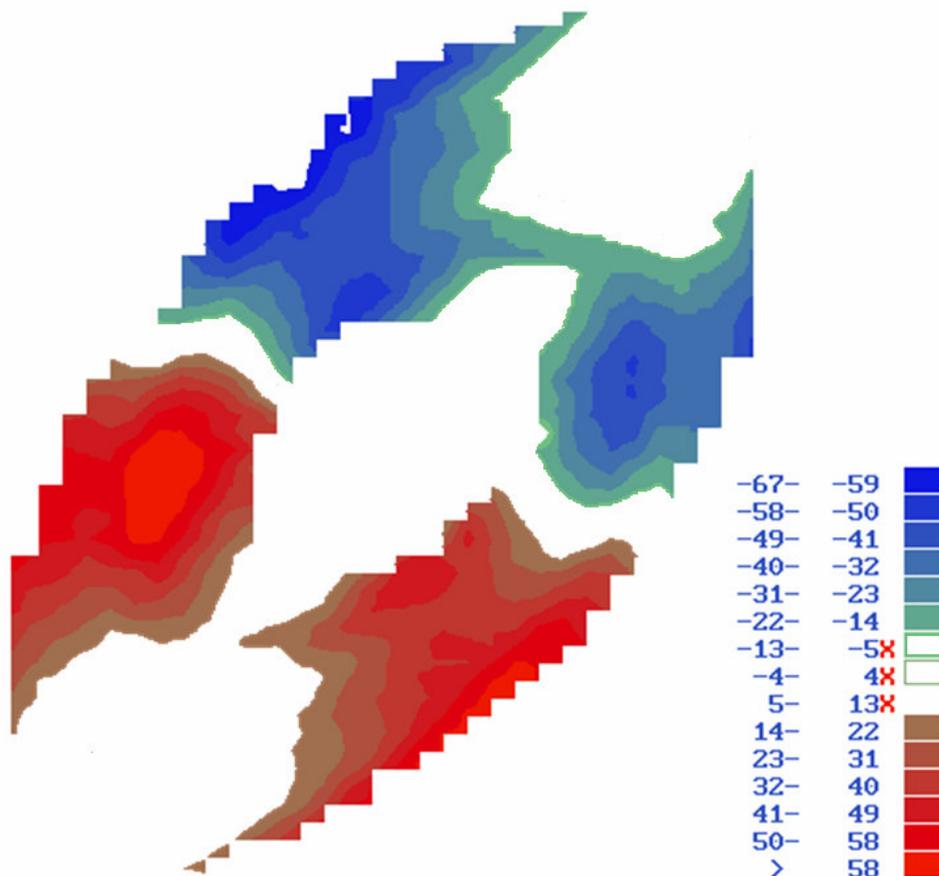


Figura 31. Campo Residual correspondiente a un campo perturbado por la onda de densidad sustrayendo el campo sin perturbar (con la misma Curva de Rotación).

Curva de Rotación

Para determinar la distribución de masa de una galaxia utilizamos la curva de rotación observada, que en la presencia de los brazos espirales, diferirá de la real producto de la perturbación. Para analizar cuán importante es su efecto, hemos

superpuesto la curva de rotación sin perturbar (V_{ϕ_0}) con aquella que incluye la onda de densidad (V_{ϕ}) en la Figura 32. Podemos ver que el efecto de los brazos espirales es generar una ondulación alrededor de la curva real que podría simular la presencia de un bulbo importante imitado por la depresión a 4 Kpc, y un disco con un máximo en un radio más externo y una caída levemente más pronunciada.

Curva de Rotación de M81

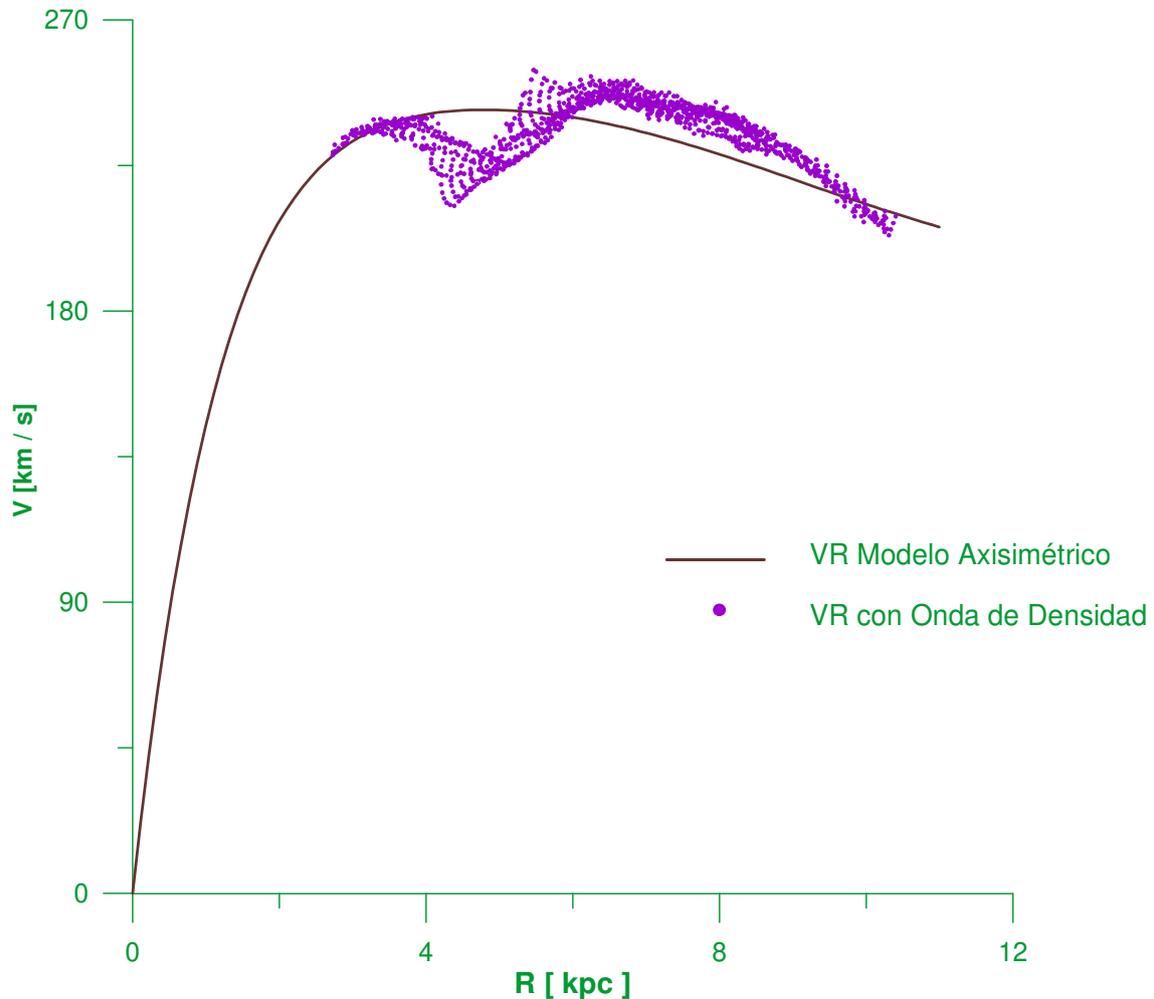


Figura 32: Curva de rotación del modelo original de Visser, desafiada del efecto de los brazos (línea continua) y la curva extraída directamente del campo de velocidades radiales del mismo modelo cinemático distorsionado por la onda de densidad (símbolos).

Como hemos mencionado, la presencia de los brazos espirales modificará las velocidades radiales observadas, afectando la interpretación de la curva de rotación como trazadora de la distribución de masa de la galaxia. Para cuantificar el error que cometemos al ajustar una curva de rotación que no ha sido desafiada por la perturbación de la onda de densidad, hemos realizado el ajuste de ambas curvas de la Figura 32. En ambos casos se asumió un potencial de Miyamoto-Nagai (Ver Sección 4.2.3.1) de dos componentes¹. El ajuste de la Curva de Rotación Axisimétrica es casi perfecto. En cambio, la curva de rotación observada tiene una forma peculiar, la depresión generada cerca de los 4 Kpc simularía la presencia de un bulbo importante,

¹ El modelo de distribución de masa no es importante ya que todas las curvas se ajustarán con el mismo potencial y sólo nos interesa la comparación de los parámetros, es decir, la variación relativa de los mismos.

el disco parece rotar a velocidades más altas y el cambio de pendiente a 9 Kpc haría creer que el disco está truncado y por eso la caída abrupta de las velocidades, más rápida que los valores keplerianos. Por ello, no es posible realizar un ajuste satisfactorio en todo el disco, y en consecuencia debimos realizar dos ajustes (Figura 33). El primero le da mayor importancia a la región central con un bulbo más importante y luego trata de promediar las velocidades del resto del disco. El segundo prioriza la región media del disco, considerando que la depresión interior puede deberse a movimientos no circulares. Ambos ajustes quedan por arriba de las velocidades observadas en los últimos radios debido a que la caída final observada es muy abrupta. Los parámetros de ajuste se muestran en la Tabla 1.

Curva de Rotación de M81

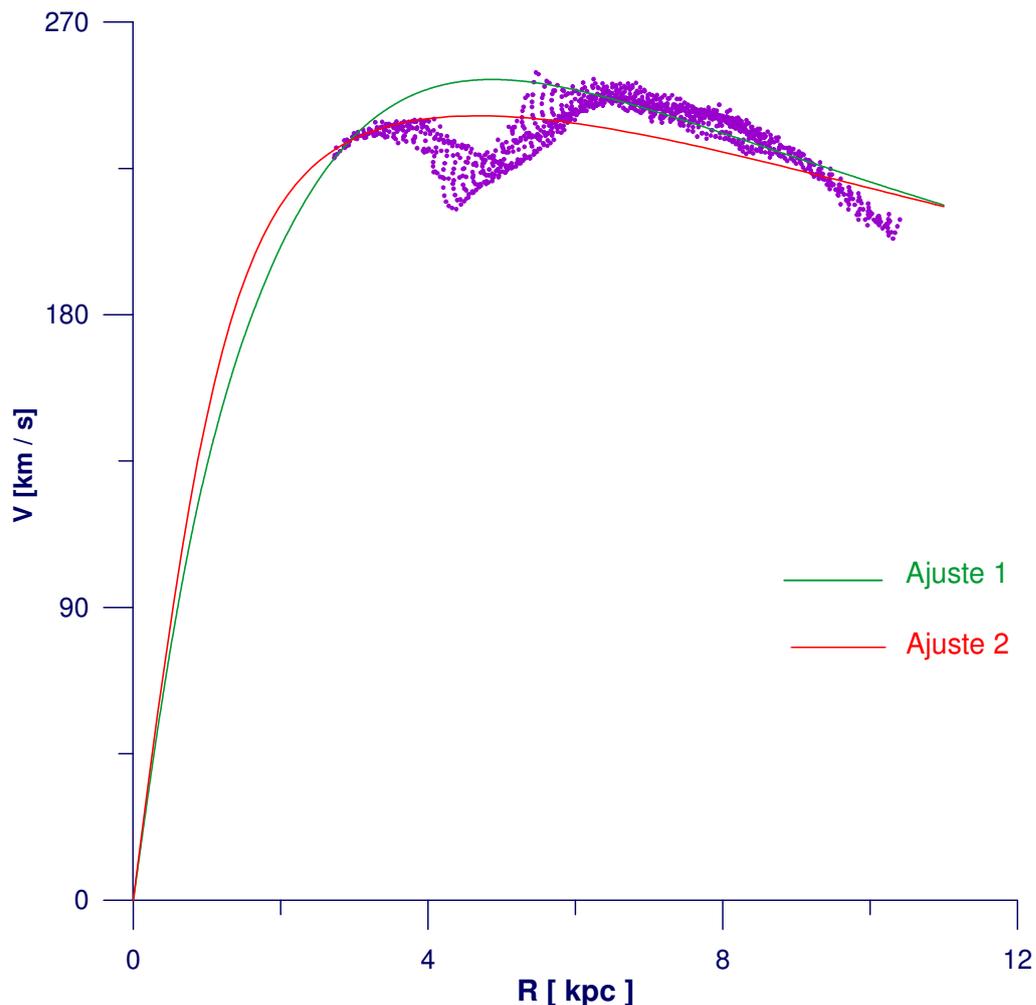


Figura 33: Curva de Rotación observada (símbolos) y ajustes de dos componentes, uno priorizando la región más interna y el otro la zona media del disco.

Tabla 1

	M_{bulbo}	R_{bulbo}	M_{disco}	R_{disco}
CR Axisimétrica	0.17	1.35	1.12	4
Ajuste 1	0.077	1.0	1.3	3.7
Ajuste 2	0.455	1.9	1.03	5.6

En la Figura 34 hemos superpuesto los tres ajustes. Se puede observar que, si bien el Ajuste 2 sigue en forma mucho mejor a la curva de rotación axisimétrica (que es la que realmente traza la masa), los parámetros de ajuste difieren considerablemente. En particular, si se sigue el criterio de dejar residuos similares por arriba y por debajo del ajuste, el bulbo resulta mucho más importante. El disco se modela con un radio de escala mayor para poder mantener la curva más plana hacia fuera. Entonces, el bulbo tiene una región mayor de la curva de rotación que abarcar con un radio de escala y masa mayor. En el Ajuste 1 el disco es dominante a todo radio, siendo el bulbo comparativamente pequeño, similar a la CR Axisimétrica pero sin seguir la forma de la misma, ya que ajusta la elevación media, ignorando la depresión interna y la caída final. Por otro lado, la diferencia en la masa total del Ajuste 1 es sólo del 6%, mientras que el del Ajuste 2 es del 15%.

Curva de Rotación de M81

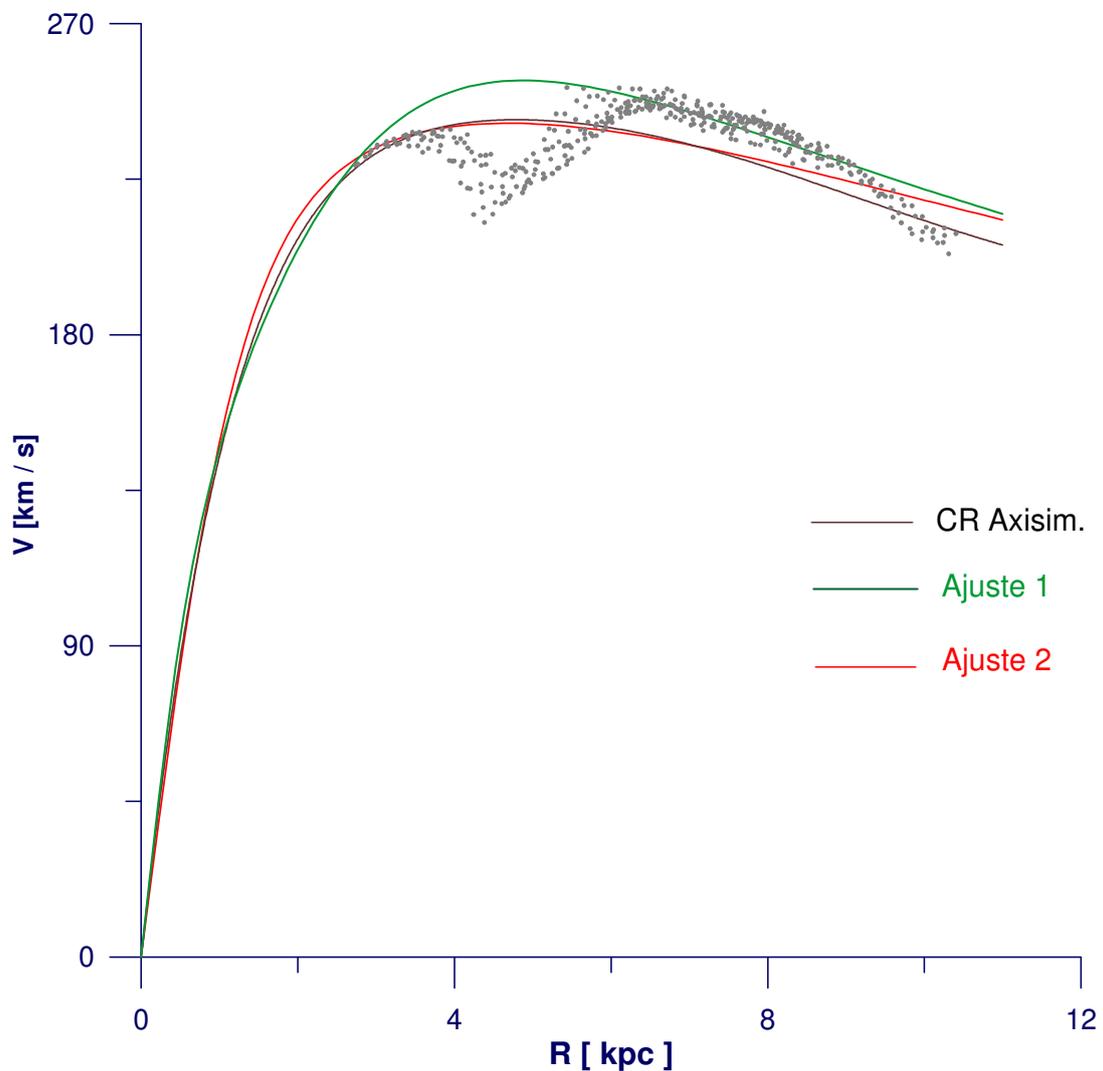


Figura 34: Curvas de Rotación correspondientes a los ajustes de la Tabla 1.

Podemos concluir que la presencia de brazos espirales genera ondulaciones en la curva de rotación, las cuales pueden ser mal interpretadas llevando a una determinación de la distribución de masa y masa total erróneas. Como vimos, según prioricemos la depresión o la elevación ficticia producto de la perturbación, los ajustes

correspondientes le darán mayor importancia a las componentes bulbo o disco, según el criterio de ajuste. El ajuste que prioriza la región media del disco presenta una subestima con respecto a la curva de rotación real del 8% y 26% para los radios de escala del disco y el bulbo, mientras que el ajuste 2 presenta una sobreestima del 40% en ambos radios de escala. En cuanto a la masa, el disco es sobreestimado y subestimado en un 16% en el ajuste 1 y 2 respectivamente; el bulbo presenta una subestima del 50% en el ajuste 1 y una sobreestima del 250% en el ajuste 2.

Si bien las mayores diferencias se presentan en el bulbo, en este caso particular la curva de rotación no está determinada para los radios interiores producto de la falta de emisión de HI en esa región. Por lo que la presencia del bulbo de la galaxia a radios más internos, dominará el ajuste en esa región disminuyendo la influencia de los brazos espirales en la región central y por lo tanto los errores cometidos por presencia de la perturbación en la componente disco serán menores en una curva completa.

Es importante tener en cuenta que si la curva de rotación no se extiende más allá del disco óptico, entonces la presencia de los brazos pueden imitar el truncamiento del disco o caídas no keplerianas ficticias. Por lo que será importante contar con información cinemática más allá del disco óptico, ya sea que el disco de HI se extienda más allá de los brazos o bien con otros trazadores tales como las nebulosas planetarias (Ver Sección 2.1.1).

Referencias

- Boulesteix, J. 1993, ADHOC Reference Manual (Marseille: Pub. Obs. Marseille)
Shu F.H., Milione V., & Roberts W.W. 1973, ApJ 183, 819.
Visser H.C.D. 1980, A&A 88, 174.

2.2.2 Barras y Distorsiones Ovais

La Barra es un subsistema casi rectangular o con forma de cigarro situado en las regiones centrales de algunas galaxias, que puede contribuir hasta un tercio de la emisión total de luz de la galaxia (Figura 35). La mayoría de las veces se presentan en galaxias espirales, partiendo de los brazos espirales desde los extremos de la barra.

Las barras galácticas tienen una razón de semiejes entre 2.5 y 5 y sus masas totales pueden ser hasta 10^{11} masas solares, mientras que los ejes mayores pueden superar los 10 Kpc.

Casi la mitad de todos los discos galácticos contienen una barra distinguible a alguna escala y se cree que puede ser una estructura existente en todas las galaxias discoidales. Usualmente se asocian bandas de polvo en el lado a favor de la rotación, anillos en el radio extremo y flujos de gas a lo largo de las mismas.

No está claro aún si son estructuras permanentes o en qué proporción son transitorias y recurrentes.

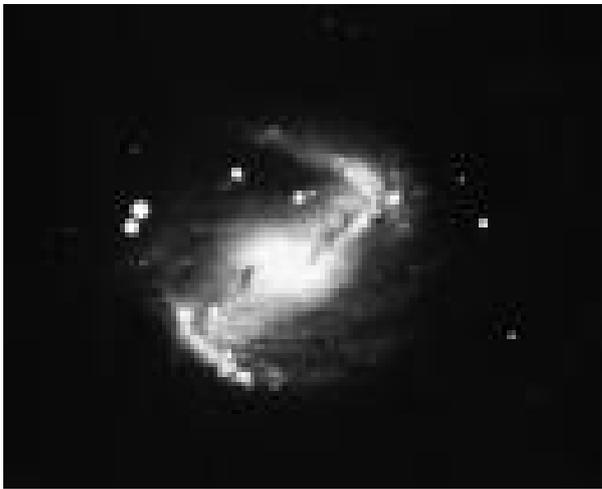


Figura 35: NGC 5383 (DSS)

Existe evidencia de gas fluyendo radialmente en la región de la barra. El mismo efecto que produce la barra es producido por componentes esferoidales descentradas o componentes elípticas.

Uno de los objetos más estudiado es la galaxia espiral barreada NGC 5383. El eje mayor dinámico aparente tiene forma de S (Figura 35). El campo de velocidades obtenido de los datos de HI (Figura 36) provee evidencia para un disco masivo subyacente en la rotación diferencial normal, sobre la cual perturbaciones del orden de 50 km s^{-1} están superpuestas en la región de la barra (Allen et al. 1973, Sancisi 1979). Mediciones ópticas del campo de velocidades obtenido a partir de líneas de emisión (Peterson et al. 1978) confirman la presencia de perturbaciones de la velocidad en la barra y pueden ser interpretadas como movimientos radiales hacia adentro de más de 180 km s^{-1} a lo largo de la barra (Peterson et al. 1978).

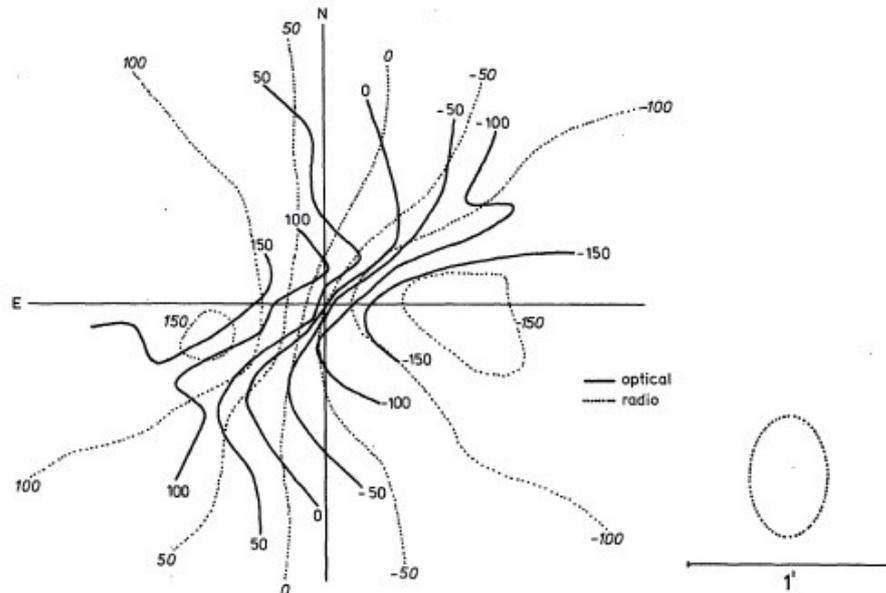


Figura 36: Campo de Velocidades de NGC 5383. Datos ópticos de Peterson et al. (1978) y en HI de Sancisi et al. (1979).

Analizaremos a continuación el efecto de la barra en el campo de velocidades y estimar la influencia de este tipo de perturbación en las determinaciones de masa inferidas a partir de la curva de rotación. Consideremos, entonces, algún modelo de galaxia barreada donde estén separados el potencial global de la galaxia y el de la barra para poder analizar su efecto.

Modelo de Barra

Piner et al. (1995) llevaron a cabo simulaciones hidrodinámicas dependientes del tiempo para intentar reproducir la barra de NGC 6951 (Figura 37). Para ello utilizaron un modelo de tres componentes, bulbo, disco y barra, representados por las siguientes densidades:

Bulbo:
$$\rho(r) = \rho_b \frac{1}{\left(1 + \frac{r^2}{r_b^2}\right)^{3/2}}$$

Disco:
$$\sigma(r) = \frac{V_0^2}{2\pi G r} \frac{1}{\left(1 + \frac{r^2}{r_0^2}\right)^{3/2}}$$

Barra:
$$\rho = \begin{cases} \rho_0(1 - g^2) & g < 1 \\ 0 & g > 1 \end{cases}$$

$$g^2 = \frac{y^2}{a^2} + \frac{(x^2 + z^2)}{b^2}$$

Adoptaron una inclinación de 30° para el disco de la galaxia. El semieje mayor de la barra es $a = 5$ Kpc con una relación de semiejes $a/b = 2.5$.

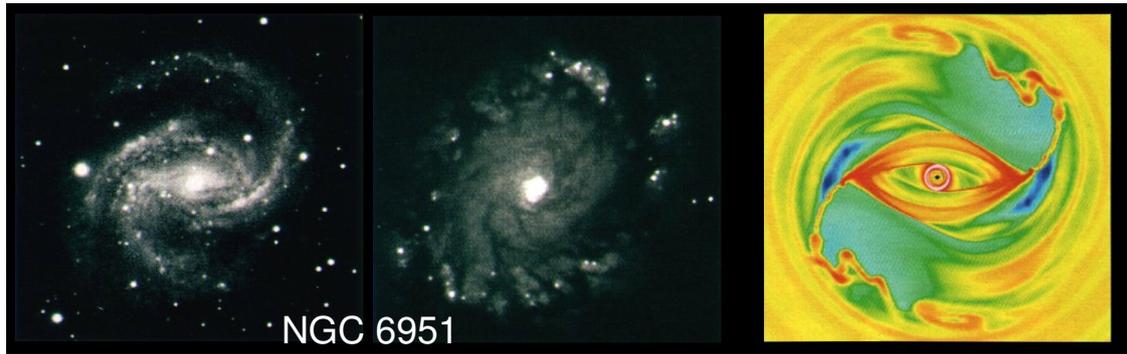


Figura 37

Campo Residual

Para estudiar el efecto de la barra en el campo de velocidades observado, generamos un campo con el potencial sin la perturbación, i.e. a partir de la curva de rotación del modelo, el cual fue sustraído del campo perturbado completo publicado por Piner et al., con la barra orientada a 45° (Figura 38). Obtuvimos así el campo residual (Figura 39).

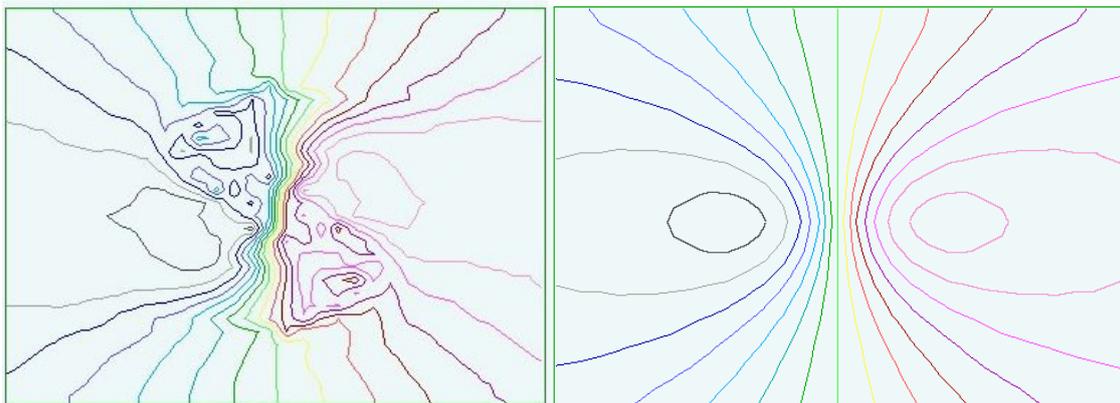


Figura 38: Campo perturbado por una barra a 45° (Izquierda) y Campo sin perturbación (Derecha). Campo de 16 Kpc de ancho.

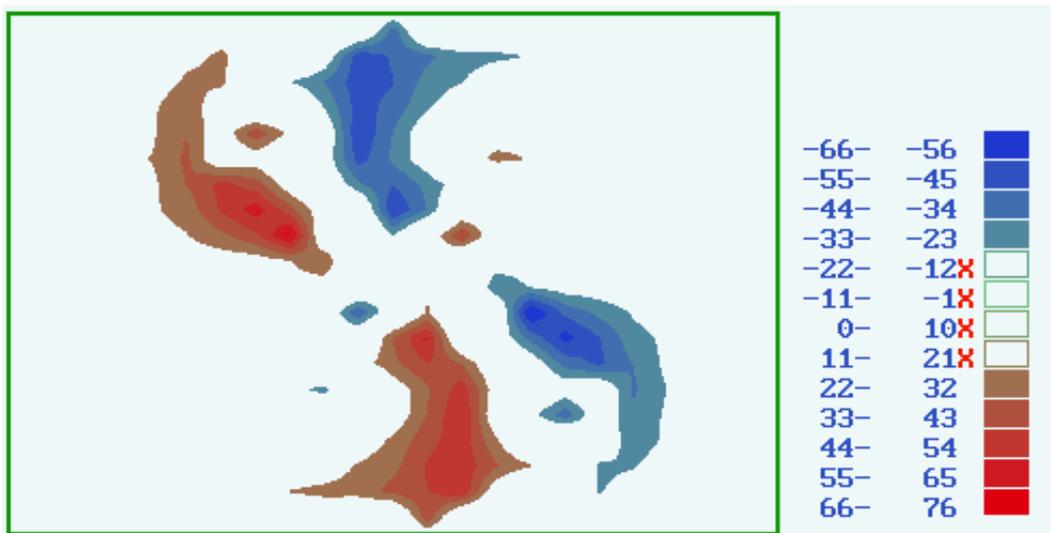


Figura 39: Campo residual obtenido al restar los campos de la Figura 38.

Como se puede apreciar, el residuo generado por la presencia de la barra, tiene un patrón bien definido, lo cual facilita su detección en un campo de velocidades. Uno de los efectos de la perturbación es torcer las líneas de isovelocidades, dificultando la determinación del eje mayor. Para poder obtener parámetros geométricos más confiables, debemos observar el campo más allá de la influencia de la barra.

Curva de Rotación

En muchas ocasiones no se cuenta con el campo de velocidades completo y sólo se cuenta con la curva de rotación obtenida a lo largo del eje mayor. Queremos, entonces, determinar el efecto de la barra en la curva de rotación. En la Figura 40, se muestra la Figura de Piner et al., donde se presentan las curvas de rotación extraídas de las simulaciones antes mencionadas, a lo largo y a lo ancho de la barra. Lo que equivale a tener una galaxia con una barra orientada a lo largo del eje mayor y perpendicular a éste respectivamente.

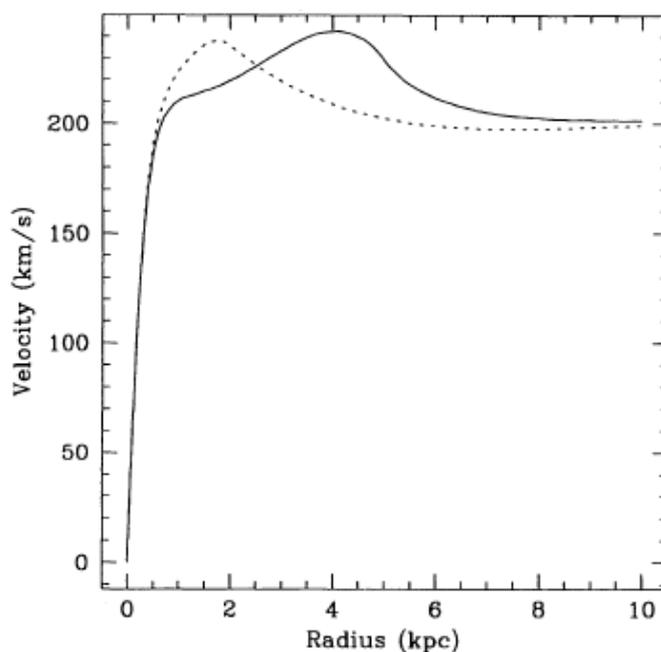


Figura 40: Curva de Rotación obtenida a lo largo de eje mayor (línea continua) y del eje menor (línea a trazos) de la barra en las simulaciones hidrodinámicas de Piner et al. (1995), con una barra de semieje mayor de 5 Kpc y una relación de semiejes de 2.5.

El caso más probable, es encontrar la barra con algún ángulo respecto al eje mayor distinto de 0° o 90° . Si realizamos la extracción de la curva de rotación a lo largo del mayor cinemático, en el campo perturbado de la Figura 38 (Izquierda), que tiene la barra a 45° , vemos que la presencia de la barra genera un abultamiento con un pico cerca de 3.5 Kpc, que corresponde a la posición del extremo de la barra de 5 Kpc a 45° proyectada sobre el eje mayor cinemático (Figura 41). También se muestran en la figura las extracciones a lo largo del eje mayor (45°) y menor de la barra (135°) ya que la presencia de la misma puede introducir incertidumbre en la determinación del eje mayor cinemático.

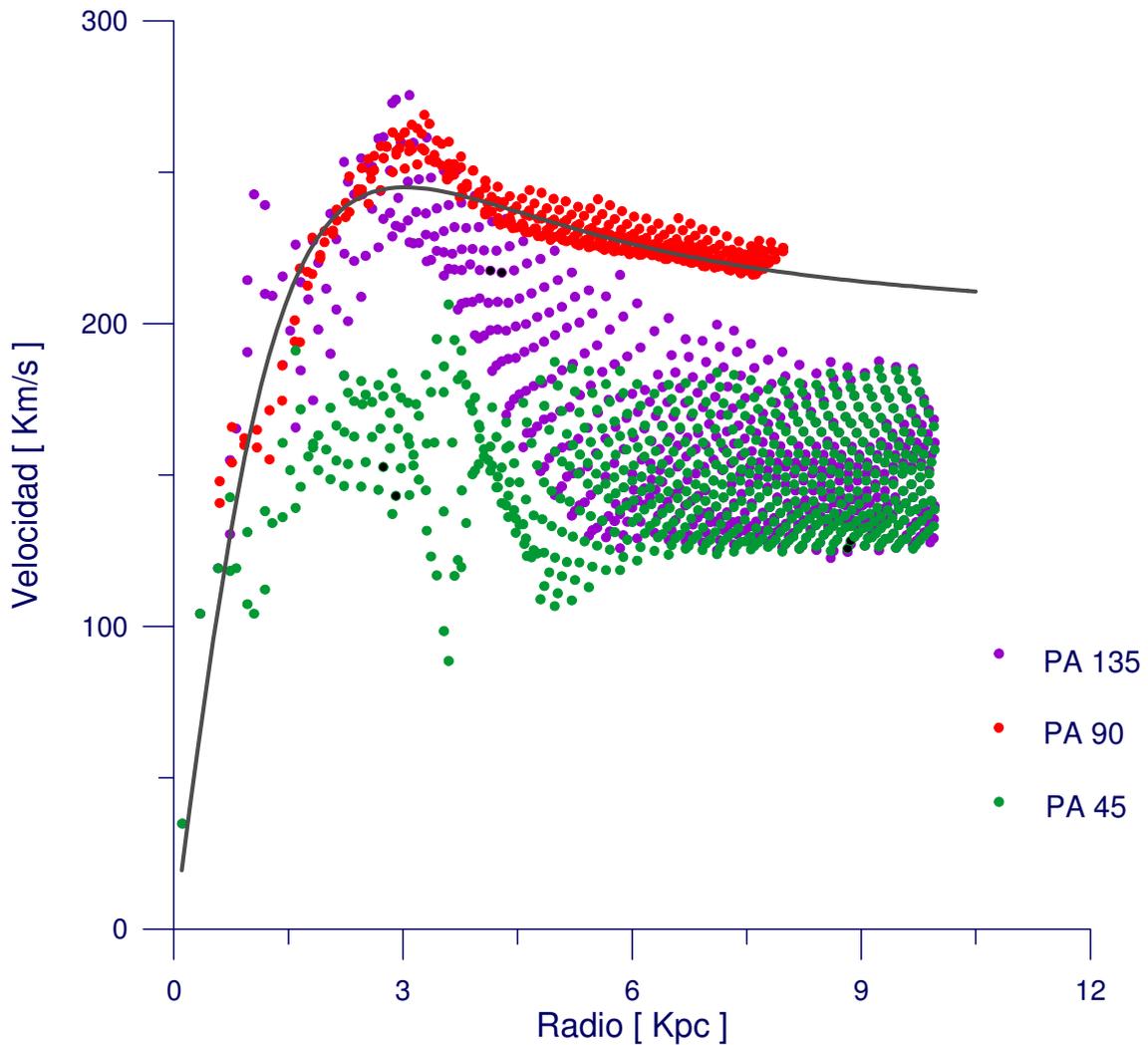


Figura 41: Curva de Rotación del disco sin considerar la perturbación de la barra y las extracciones del campo perturbado en distintos ángulos de posición correspondientes al eje mayor cinemático, los ejes mayor y menor de la barra.

En la Figura 42 se presenta el ajuste de componentes a la curva de rotación afectada por la barra. Se ajustaron dos componentes, un bulbo y un disco, representados por el potencial de Miyamoto-Nagai¹ (Ver Sección 4.2.3). El ajuste no es satisfactorio más allá del máximo en 3 Kpc debido a que la caída es demasiado abrupta. Se realizó el mismo ajuste para la curva de rotación sin perturbar (no se muestra ya que el ajuste es preciso). El efecto de la perturbación es aumentar la importancia del bulbo y extender su radio de influencia ya que la caída posterior al pico obliga a retirar el disco hacia fuera. El radio de escala del bulbo aumentó de 2 a 2.3 Kpc respecto al ajuste sin la barra, mientras que la masa aumentó en un 18%. En tanto que el disco aumentó su radio de escala de 13 a 15 Kpc y su masa sólo varió en un 5%.

¹ El modelo de distribución de masa no es importante ya que todas las curvas se ajustarán con el mismo potencial y sólo nos interesa la comparación de los parámetros, es decir, la variación relativa de los mismos.

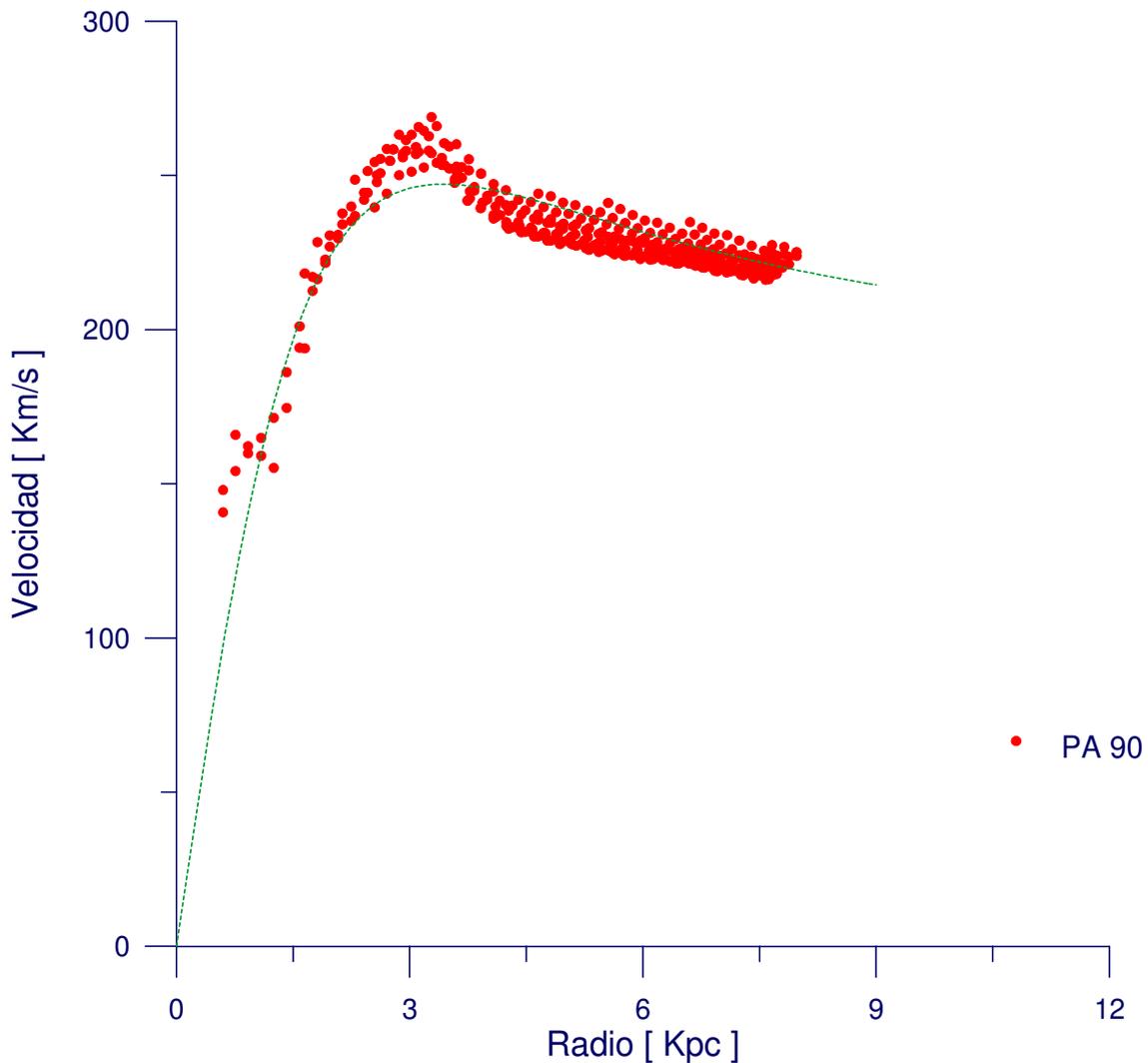


Figura 42: Ajuste de componentes cinemáticas a la extracción del campo de velocidades en la dirección del eje mayor cinemático.

Las curvas de rotación de la Figura 40 corresponden a la componente de velocidad circular de las partículas de las simulaciones numéricas sobre el eje mayor y el eje menor de la barra. Lo que equivale a la extracción de la curva de rotación si el eje mayor cinemático coincide con los ejes de la barra. En la Figura 43 se muestran los ajustes de componentes para estas curvas de rotación. En el caso de las velocidades de rotación sobre el eje mayor de la barra, la perturbación genera un abultamiento en la región media, lo que dificulta el ajuste de componentes, provocando que la componente bulbo de cuenta de esa perturbación extendiendo dicha componente. En consecuencia, al requerir un bulbo más extendido, debemos llevar la componente disco más afuera, pudiendo dar cuenta así de la zona externa de la curva que se mantiene plana. Nótese que no es posible dar cuenta del abultamiento ya que es consecuencia de movimientos no circulares. Puede aumentarse la masa del bulbo para que se aproxime más al máximo de la curva en esa región, pero en ese caso, no sigue la tendencia de los radios externos. En el caso de las velocidades de rotación sobre el eje menor fue necesario adicionar una componente nuclear para la subida central más abrupta producida por la perturbación de la barra. Además, se puede observar que la pendiente externa es levemente ascendente, con lo cual también se debió agregar una componente halo. Con lo cual, en ese caso, la presencia de la barra forzó a introducir dos componentes cinemáticas adicionales que no están contempladas en el modelo de la galaxia.

En la siguiente tabla se presentan los valores de los ajustes para las curvas de las Figuras 42 y 43 con la barra orientada a 45° , 0° y 90° respecto al eje mayor cinemático, junto con las componentes ajustadas a la curva de rotación real de la galaxia modelo.

	Modelo	Barra a 45°	Barra a 0°	Barra a 90°
Núcleo				0.4 Kpc $0.04 \times 10^{11} M_\odot$
Bulbo	2.0 Kpc $0.69 \times 10^{11} M_\odot$	2.3 Kpc $0.82 \times 10^{11} M_\odot$	2.9 Kpc $0.48 \times 10^{11} M_\odot$	1.3 Kpc $0.33 \times 10^{11} M_\odot$
Disco	13 Kpc $1.7 \times 10^{11} M_\odot$	15 Kpc $1.6 \times 10^{11} M_\odot$	16 Kpc $2.55 \times 10^{11} M_\odot$	10 Kpc $1.38 \times 10^{11} M_\odot$
Halo				35 Kpc $3 \times 10^{11} M_\odot$

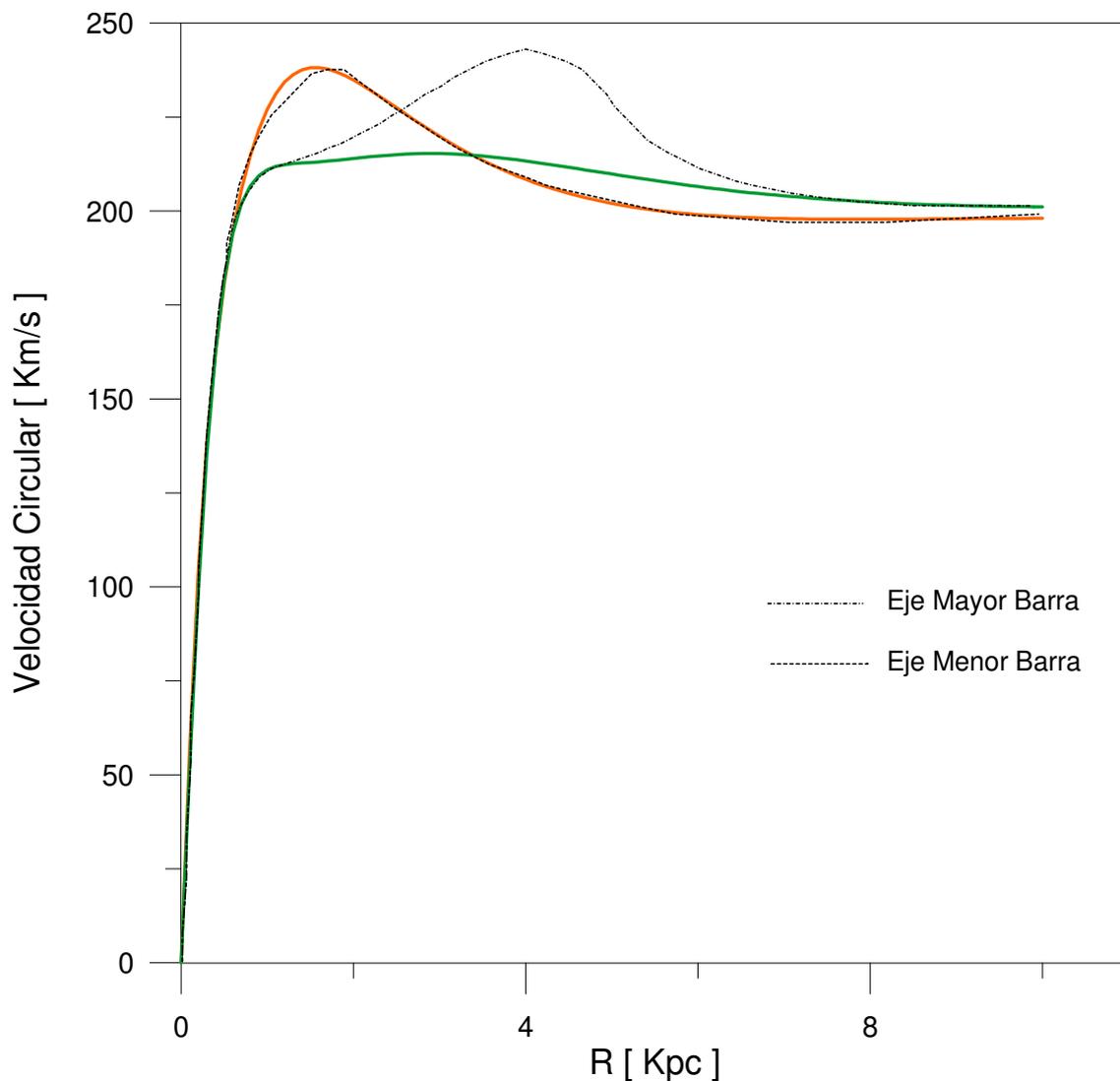


Figura 43: Curvas de rotación sobre el eje mayor y menor de la barra y sus respectivos ajustes cinemáticos.

Podemos concluir que la presencia de una barra puede ser inferida a partir del campo de velocidades residual, ajustando los parámetros geométricos en regiones más alejadas de la influencia de la barra, ya que su patrón es muy característico.

En cuanto a la curva de rotación, la perturbación afecta sólo la parte central, generando un abultamiento cercano al extremo de la barra proyectada. El efecto de este abultamiento en la distribución de masa es incrementar y extender la componente bulbo y desconcentrar levemente la componente disco.

Sin embargo, en el caso que no se pueda determinar con precisión el eje mayor cinemático a partir de las regiones más externas, la presencia de la barra dificultará la determinación del mismo, así como también la determinación del eje mayor fotométrico, lo cual afectará la altura de la curva de rotación, subestimando la masa de la galaxia, y especialmente subestimando la importancia de la componente disco.

Referencias

- Allen R. J., Goss W. M., Sancisi R., Sullivan W. T., van Woerden H. 1974, *IAUS* 58:425.
Peterson C. J., Thonnard N., Rubin V. C. & Ford W. K. 1978, *ApJ* 219:31.
Piner B. G., Stone J. M., & Teuben P. J. 1995, *ApJ* 449:508.
Sancisi R., Allen R. J. & Sullivan W. T. 1979, *A&A* 78:217.

2.2.3 Alabeos

Los discos galácticos pueden presentar perturbaciones a la distribución axisimétrica del gas y las estrellas. Una de ellas es el apartamiento de las órbitas galácticas respecto al plano ecuatorial de la galaxia, llamada Alabeo. Podemos distinguir dos tipos generales de alabeos:

- Uno de ellos se presenta en gran parte del disco (Figura 44 *Izq.*) y afecta tanto la dinámica de estrellas como la del gas; el cual es detectado mayormente por su efecto en el campo de velocidades (Rogstad et al. 1974).
- El otro afecta principalmente al gas en las regiones externas (Figura 44 *Der.*). En el óptico, los discos de galaxias son marcadamente finos y planos. Sin embargo, el disco de HI, que generalmente es más extendido, muestra frecuentemente esta desviación del plano ecuatorial.

Pueden ser bisimétricos, o simplemente darse de un solo lado de la galaxia.

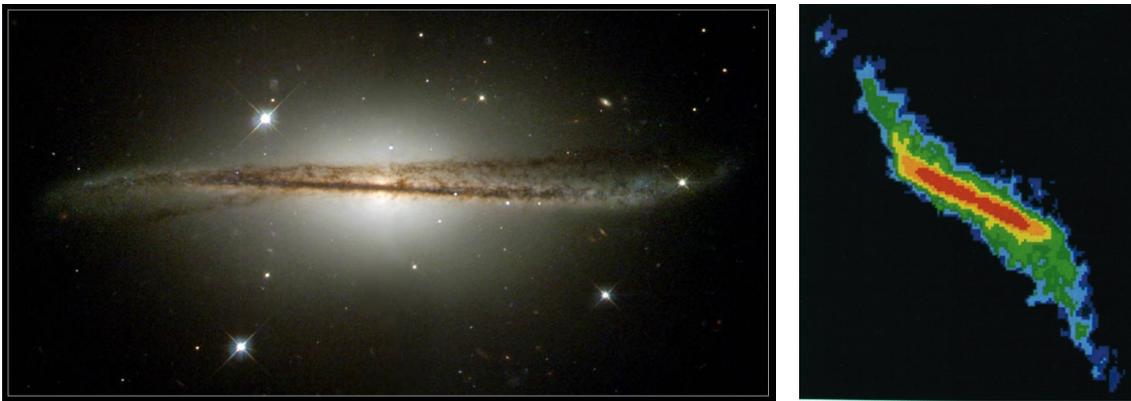


Figura 44: *Izquierda:* Imagen del HST (STScI) de la Galaxia espiral ESO 510-G13. Su orientación de canto permite observar el alabeo global del disco, muy notorio por efecto del polvo. *Derecha:* Imagen de NGC 4013, el color rojo corresponde al disco estelar visto de canto mientras que el verde corresponde a emisión de HI. El disco óptico no presenta ninguna distorsión mientras que hacia fuera, el gas se curva apartándose del plano de la galaxia (Bottema 1987).

El alabeo es una característica estructural muy común (Sánchez-Saavedra et al. 1990, 2003), por ejemplo, las tres galaxias espirales del grupo local presentan alabeos en las partes externas de sus discos. Por ello, esta perturbación debe ser estable en el tiempo, o bien, generarse permanentemente en los discos de las galaxias.

No está bien establecido el origen de esta perturbación. Las causas más probables serían: *(i)* efectos gravitacionales por fuerzas de marea debidas a galaxias satélites; *(ii)* los campos electromagnéticos intergalácticos que afectarían directamente al gas de los discos; *(iii)* caída de material hacia las galaxias que reorienta el halo masivo de la galaxia; *(iv)* o acreción del medio intergaláctico directamente sobre el disco de la galaxia. Algunos estudios sobre la dependencia de la frecuencia y simetría de los alabeos galácticos y el entorno (Reshetnikov & Combes 1998; Kuijken & García-Ruiz 2001; García-Ruiz et al. 2002a) concluyen que la acreción de satélites no es suficiente para producir los alabeos observados. Incluso, parece existir más frecuencia de alabeos en las galaxias de campo. Las galaxias más grandes (tanto en masa como en radio) no presentan alabeos con grandes amplitudes (Sánchez-Saavedra et al. 1990, 2003; García-Ruiz et al. 2002b). La densidad del disco y la relación M/L tienen un comportamiento opuesto, es decir, valores más pequeños dan como resultado

alabeos más asimétricos aunque no más intensos. Estos resultados parecen indicar que los halos masivos de las galaxias espirales no tendrían que ver en la formación de los alabeos, tal vez sí en su simetría (Castro-Rodríguez et al. 2002). Podría ser que varios mecanismos actuaran a la vez sobre las galaxias para producir estas deformaciones, pero en el caso de nuestra galaxia un mecanismo parece ser dominante: la acreción de nubes de HI intergalácticas en el disco es compatible con las medidas del alabeo de la Vía Láctea (Beckman et al. 2003; López-Corredoira et al. 2002; López-Corredoira 2006).

Si bien los alabeos pueden apreciarse visualmente en galaxias muy inclinadas, la distorsión en las velocidades radiales es menores a mayores inclinaciones del disco. Por lo tanto, debe tenerse en cuenta esta perturbación en los estudios cinemáticos y es importante cuantificar sus efectos en las determinaciones de distribución de masa.

Modelo de anillos inclinados:

Rogstad (1974) propuso, para explicar el campo de velocidades observado de M83, un modelo de anillos concéntricos que se apartaban progresivamente del plano ecuatorial central cambiando la inclinación y ángulo de posición (PA) de cada anillo al aumentar la distancia radial (Figura 45).

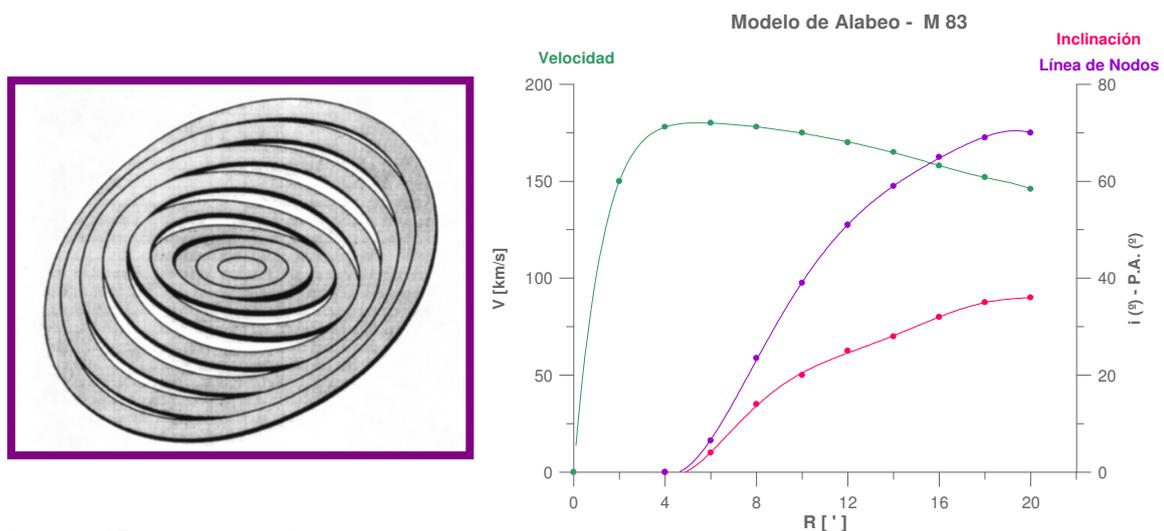


Figura 45: *Izquierda:* Esquema de anillos inclinados y rotados progresivamente con el radio cada 1 minuto de arco propuesto por Rogstad et al. (1974) para explicar el campo de velocidades de M83. *Derecha:* Variación de los parámetros de cada anillo, Velocidad Circular, Inclinación de los anillos (Inclinación de referencia: $i = 24^\circ$), Ángulo de posición de la Línea de los nodos (Ángulo de referencia: $PA = 45^\circ$).

Este modelo es ampliamente utilizado para modelar campos de velocidades con este tipo de estructura (e.g. Corbelli & Schneider 1997, Jozsa et al. 2007).

En la Figura 46 se puede observar el campo generado con el modelo de anillos inclinados propuesto por Rogstad et al. (1974) y el campo observado en 21cm de M83. Podemos apreciar que el modelo reproduce satisfactoriamente el patrón global del campo de velocidades observado.

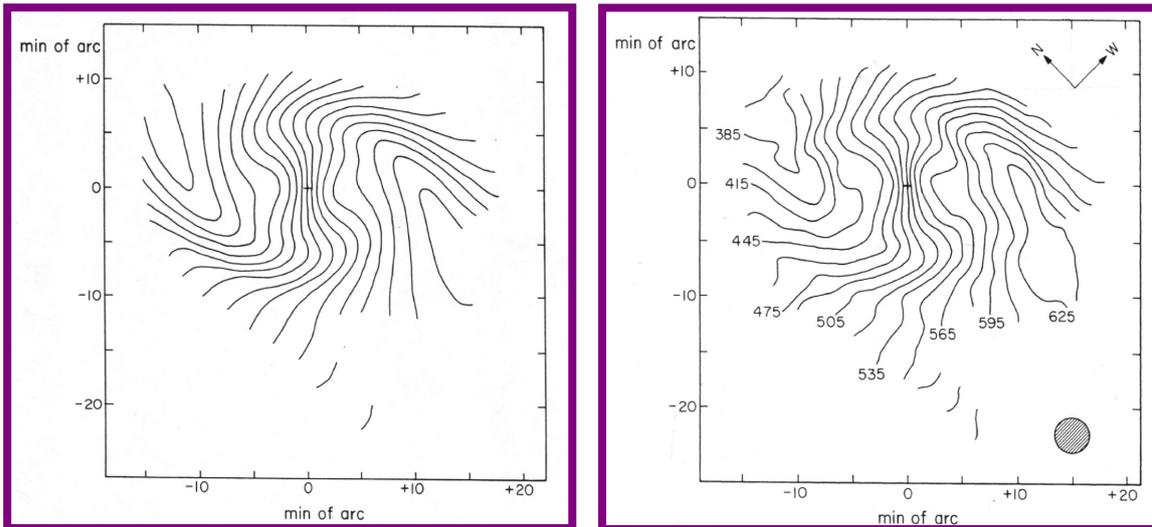


Figura 46: Izquierda: Campo modelo generado con los parámetros de la Figura 45. Derecha: Campo observado en HI.

El patrón generado por el alabeo en el campo de velocidades es muy característico y no puede ser reproducido con ninguna combinación de variación de los parámetros del diagrama araña (centro del campo, velocidad sistémica, PA del eje mayor, inclinación, curva de rotación. Ver Sección 2.1). Sin embargo, en la práctica, la suma de perturbaciones a las velocidades observadas no siempre permite identificar la presencia del alabeo correctamente.

Para identificar el patrón propio del alabeo, generamos dos campos con la misma curva de rotación, $V(R)$, del modelo de la Figura 45. Uno con alabeo, siguiendo el modelo de anillos propuesto por Rogstad et al. 1974, con la variación de los parámetros de la Figura 45 (Izq.); y otro sin perturbar, considerando la inclinación y el PA de la región central fijos ($i = 24^\circ$, $PA = 45^\circ$), ya que serían los determinados a partir de observaciones en el óptico. El residuo obtenido al restar ambos campos se muestra en la Figura 47.

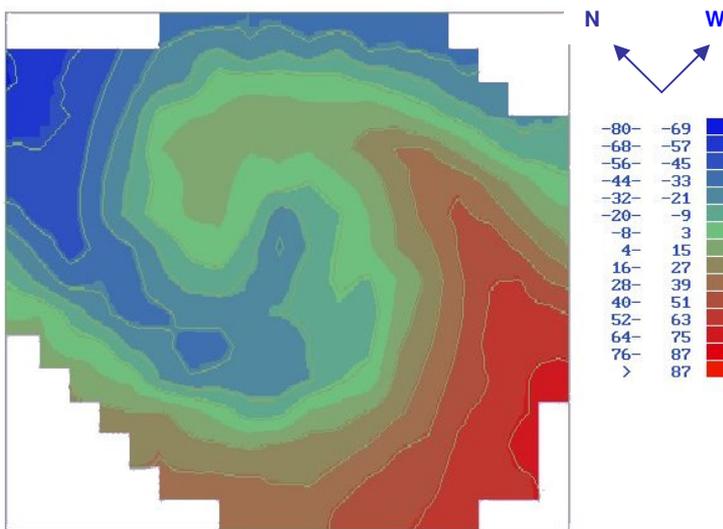


Figura 47: Campo residual de M83, obtenido al sustraer el campo de velocidades modelo y un campo sin perturbación con la misma velocidad circular. Puede observarse el patrón espiral generado por el alabeo, propio de este tipo de perturbación al potencial axisimétrico.

En los estudios cinemáticos, la técnica de ranura larga es ampliamente usada. Por ello hemos determinado el efecto del alabeo del disco en la determinación de las velocidades circulares con esta técnica a lo largo del eje mayor cinemático. La determinación del eje mayor cinemático es muy incierta en la presencia de un alabeo ya que éste varía con el radio. Por ello, realizamos extracciones en el campo modelo

con alabeo (Figura 46 *Izq.*) a lo largo de diferentes ángulos de posición dado que la región interna tiene una geometría diferente de la región externa producto de la perturbación. En la Figura 48 se muestran las extracciones en las dos posiciones extremas, en el ángulo del eje mayor central, $PA=45^\circ$ y en $PA=115^\circ$ que es el ángulo del eje mayor en las regiones externas del campo. En ambos casos se adoptó la inclinación del disco central de 24° . Pero debemos tener en cuenta que si determinamos la inclinación en los radios externos, será de 60° según la Figura 45 (*Der.*), ilustrado con las líneas delgadas que corresponden a las mismas extracciones pero considerando la inclinación externa de 60° . Podemos observar que las velocidades determinadas en todos los casos no reproducen la curva de rotación real utilizada para generar el campo modelo. Dependiendo del valor de inclinación adoptado, podemos subestimar o sobreestimar las velocidades y por tanto las masas inferidas. El procedimiento usual para posicionar la ranura larga o para construir un diagrama P-V con datos de emisión en radio, es considerar el eje mayor externo. En este caso, la curva de rotación es creciente imitando la presencia de una componente externa masiva que no es real. Por el contrario, al considerar el eje mayor interno, se genera una concentración de masa artificial en la región media del disco y una posterior caída abrupta que difiere mucho de la curva de rotación real que es prácticamente plana.

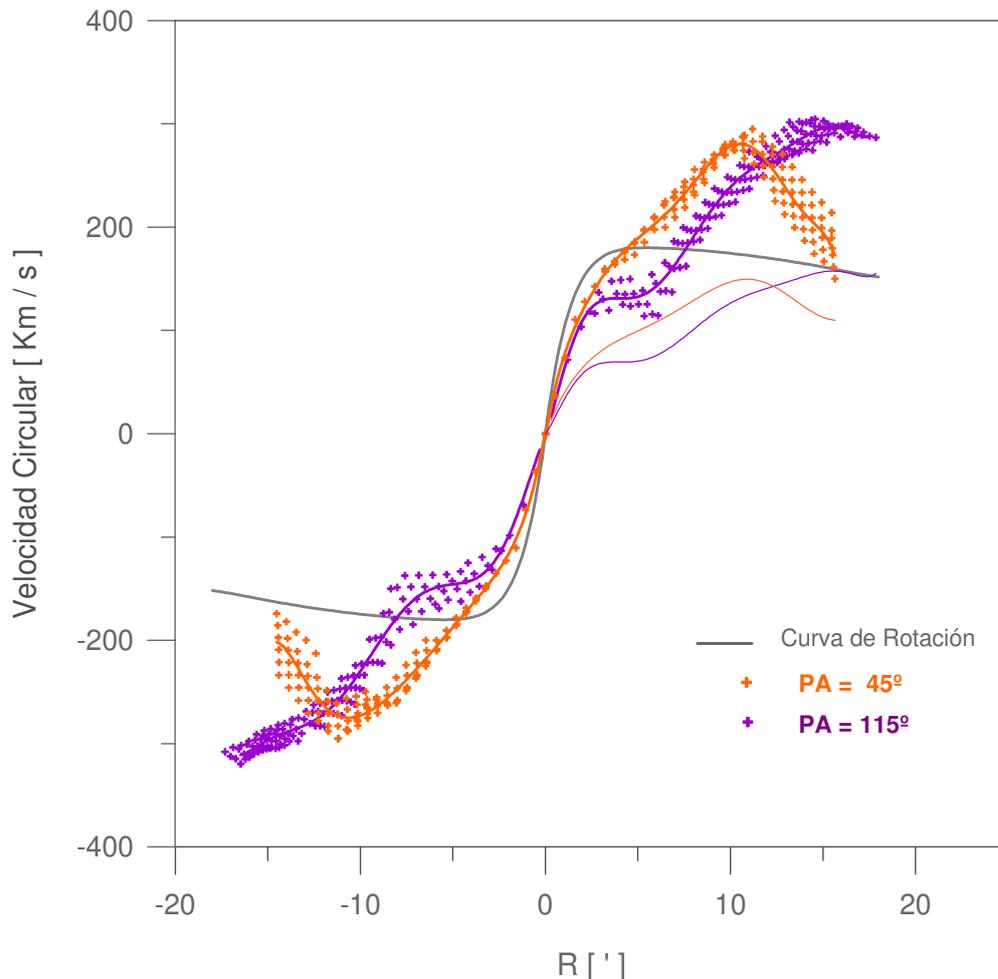


Figura 48: Curva de rotación utilizada para generar el campo de velocidades modelo con alabeo (ídem Figura 45 *Der.*) y curvas de rotación extraídas a lo largo del eje mayor cinemático interno (naranja) y externo (violeta), considerando una inclinación de 24° . Las líneas delgadas corresponden a las mismas velocidades considerando la inclinación externa de 60° .

Este mismo comportamiento hemos observado para NGC 5383, en este caso el alabeo es más intenso y por lo tanto estos efectos son más marcados. Para esta galaxia se adoptó el modelo de anillos inclinados propuesto por Peterson et al. (1978), cuyos parámetros se muestran en la Figura 49. El campo de velocidades residual se muestra en la Figura 50 y las extracciones a lo largo de distintos ejes mayores cinemáticos adoptados se presentan en la Figura 51.

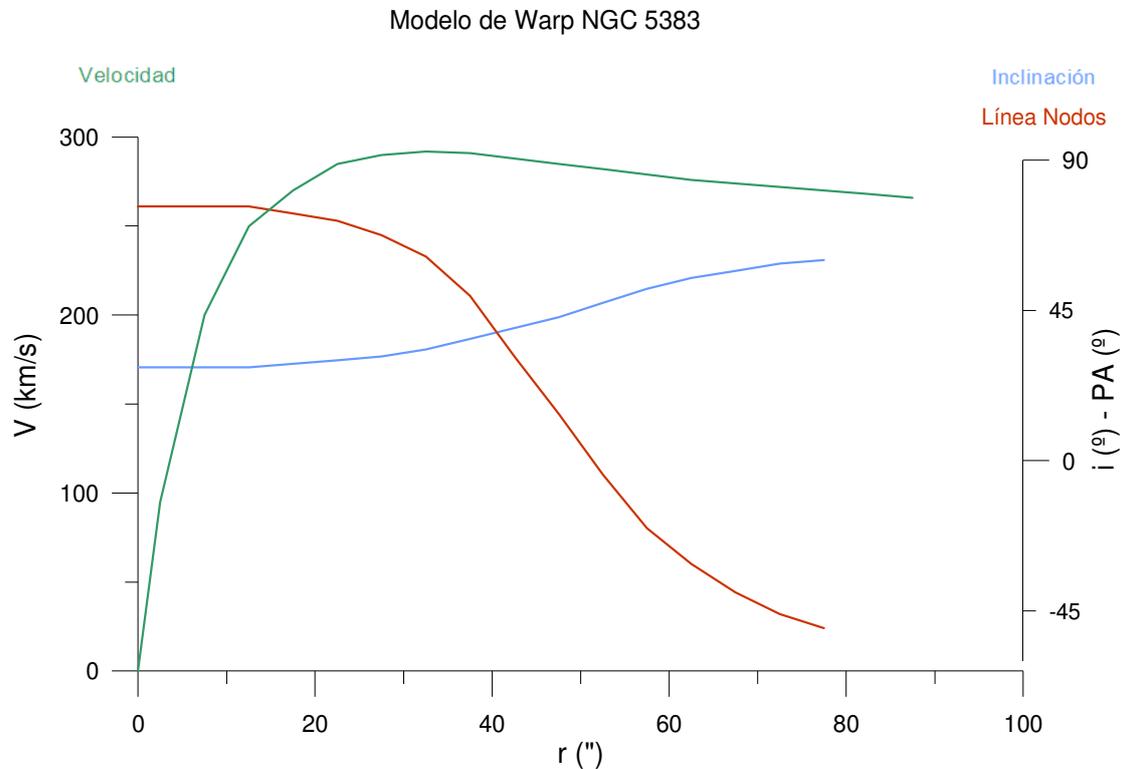


Figura 49: Modelo de Alabeo del Disco de NGC 5383 postulado por Peterson et al. (1978).

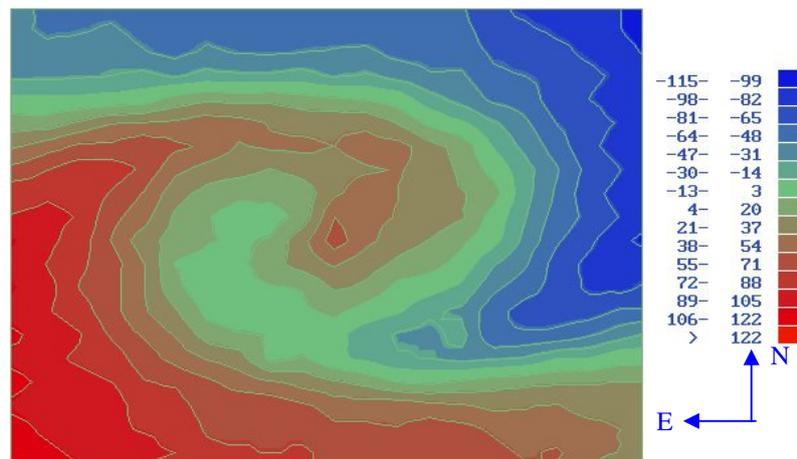


Figura 50: Campo Residual generado al restar el campo modelo afectado por el alabeo y el mismo campo sin perturbar.

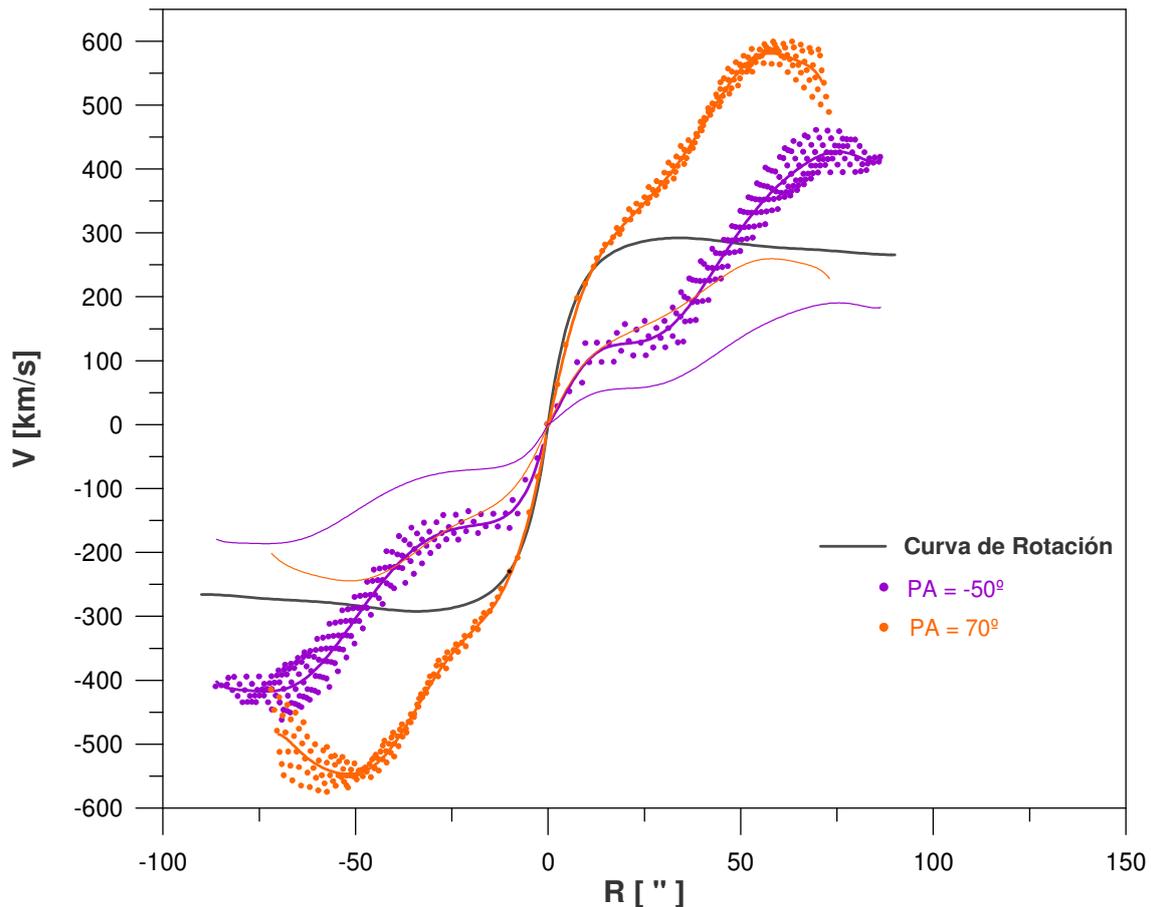


Figura 51: Curva de rotación utilizada para generar el campo de velocidades modelo con alabeo y curvas de rotación extraídas a lo largo del eje mayor cinemático interno (naranja) y externo (violeta), considerando una inclinación de 20° correspondiente a la región central. Las líneas delgadas corresponden a las mismas velocidades considerando la inclinación externa de 50° .

Podemos apreciar las diferencias de velocidades que podemos obtener de acuerdo a los parámetros geométricos adoptados en cada caso, dada la variación de los mismos con el radio. En general, el PA y la inclinación adoptados será un promedio entre ambos extremos, pero pueden estar más próximos al valor de los radios exteriores ya que el peso de las velocidades es mayor, dependiendo el procedimiento para determinar los parámetros geométricos.

Por lo tanto, es crucial utilizar técnicas de reducción para los campos de velocidades que permitan la variación de los parámetros geométricos a ajustar, tales como la inclinación y el eje mayor y no considerarlos constantes a lo largo del disco.

Alabeos Externos:

El alabeo en los radios externos, como el ilustrado en la Figura 52, es más difícil de detectar en el campo de velocidades dada su corta extensión, por lo que puede pasar desapercibido con mayor frecuencia. Estamos interesados entonces en analizar el efecto de esta perturbación en la curva de rotación y la consecuente distribución de masa.

Hemos confeccionado un modelo simple de disco con el alabeo que se muestra en la Figura 52. El modelo consistió en generar un alabeo fijo, es decir, sin presesión de la línea de los nodos, por simplicidad. Se generó una malla de puntos con una

separación de 1.25 Kpc sobre cada anillo de radio fijo¹. A cada punto se le asignó la velocidad circular de la curva de rotación de la Figura 53, correspondiente al potencial esférico:

$$\Phi(R, z) = -\frac{GM}{\sqrt{R^2 + (a + \sqrt{z^2 + b^2})^2}}$$

donde R es el radio medido sobre el plano galáctico y z la componente vertical sobre el mismo, con $M = 1.8 \times 10^{10} M_{\odot}$; $a = 1.5$ Kpc; $b = 0.3$ Kpc. Según los resultados de Revaz & Pfenniger (2001), podemos asumir que las órbitas circulares sobreviven, i.e, siguen al alabeo. Además, la diferencia en la velocidad rotacional de los puntos en órbitas sobre el alabeo con respecto a órbitas sobre el plano galáctico al mismo radio, es sólo de 4 Km/s, por lo que se podría asumir un potencial no dependiente de z .

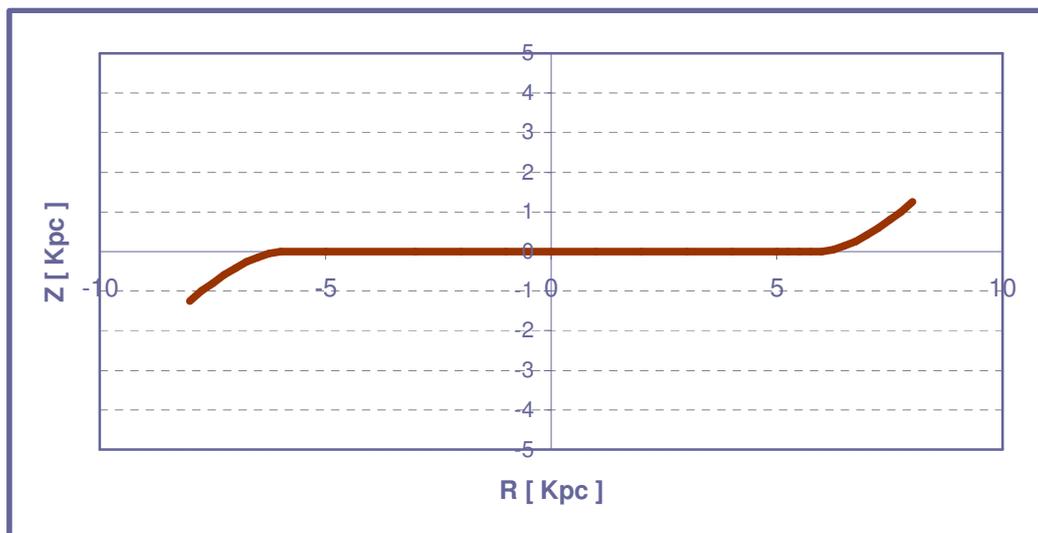


Figura 52: Vista de canto del disco modelado con un alabeo más allá de los 6 Kpc. El alabeo se aparta 1.25 Kpc en dirección perpendicular al disco estelar.

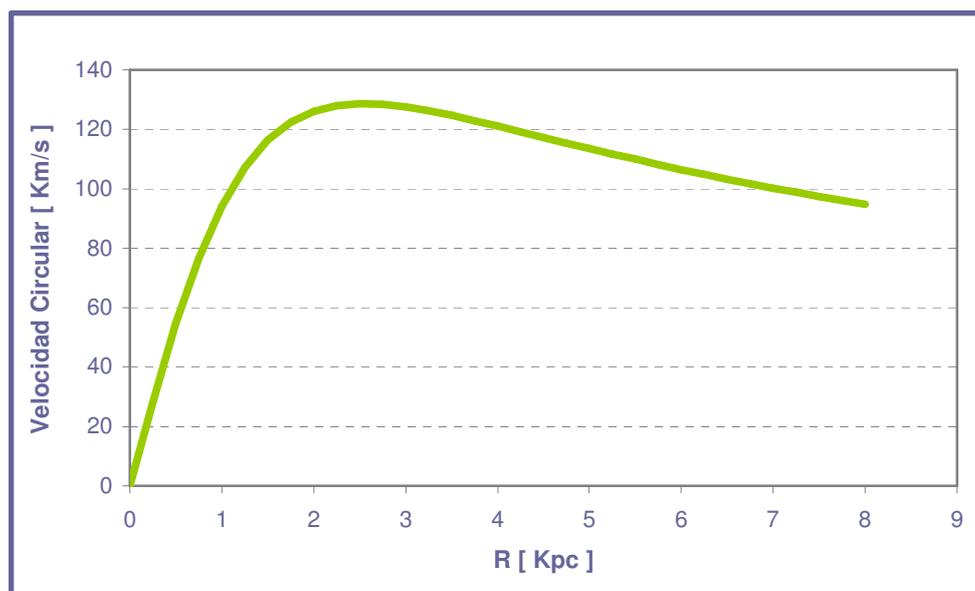


Figura 53: Curva de Rotación adoptada para el disco de la Figura 52.

¹ Tamaño relativo frecuente de los alabeos observados.

Los vectores velocidad en el sistema de coordenadas sobre el plano galáctico (R, θ, z) , tendrán sólo componente azimutal (V_θ) dentro de los 6 Kpc. En aquellos radios donde las órbitas están fuera del plano galáctico (más allá de 6 Kpc), el movimiento tendrá una componente en z , lo cual provocará que la velocidad de rotación pura tenga una componente V_z cuando la proyectamos. Sin embargo, dado que la velocidad total corresponde a la velocidad de rotación dada por la curva de la Figura 53, la descomposición en componente azimutal y vertical depende de los factores geométricos de las órbitas en el alabeo. La componente vertical será máxima en los puntos sobre la línea de los nodos entre ambos planos, el galáctico y el correspondiente a la órbita alabeada, de valor $V(R, \theta, z) \times \sin i_w$, donde i_w es el ángulo entre ambos planos ($i_w = \arctan(z_{max}/R)$). El valor mínimo lo alcanza en los puntos de mayor altura sobre el plano galáctico, donde el vector velocidad se vuelve paralelo al mismo, con lo cual $V_z = 0$. En consecuencia, podemos describir a la componente vertical de la velocidad como:

$$V_z = V(R, \theta, z) \sin i_w \cos(\theta - \theta_w)$$

con θ_w el ángulo de posición de la línea de los nodos del alabeo, cumpliendo que es máxima en la línea de los nodos y mínima a 90° , luego cambia de signo al descender haciéndose máxima nuevamente a 180° y volviendo a ser positiva luego del mínimo de altura.

Dado que $\vec{V}(R, \theta, z) = \vec{V}_\theta + \vec{V}_z$, la velocidad azimutal, siempre positiva, será

$$V_\theta^2 = V(R, \theta, z)^2 - V_z^2 \quad (1)$$

Una vez construida la red de puntos con velocidades asignadas según sus coordenadas galácticas, V_θ y V_z , se procedió a proyectar los vectores velocidad en el plano del cielo, según la definición de coordenadas y matriz de transformación descritas en el Apéndice 2.B. Por simplicidad, se consideró el ángulo de posición del eje mayor, $\theta_0 = 0$.

Para analizar el efecto del alabeo, se analizaron distintas geometrías, se consideraron los casos extremos de inclinación del disco, 90° (de canto) y 20° (casi de frente), así como tres orientaciones del alabeo, con el mayor apartamiento a 90° (caso de la Figura 52), hacia el frente ($\theta_w = 0^\circ$) y el caso intermedio de 45° .

En el caso que la galaxia sea vista de canto, el efecto del alabeo es disminuir la velocidad radial en el eje mayor debido a la componente vertical. En este modelo, el máximo valor alcanzado por V_z es de 14 km/s, pero al sumar cuadráticamente (ec. 1), la velocidad de rotación sólo disminuye en 1 Km/s, cuyo efecto es despreciable.

Por otro lado, si el alabeo se encuentra a 90° , la presencia del mismo sólo producirá un corte prematuro del disco de gas al observar sobre el eje mayor cinemático, dado que la desviación de las órbitas del plano de la galaxia dejará fuera del eje mayor la emisión de la región alabeada.

A menor inclinación, además de la descomposición de la velocidad en componente azimutal y vertical (que como dijimos, su efecto es despreciable), la perturbación hace que se proyecten erróneamente las posiciones de las velocidades medidas. A mayor inclinación, mayor será la superposición de las órbitas que están fuera del plano galáctico sobre el eje mayor, que contribuirán a la velocidad observada y, por lo tanto, mayor el efecto del alabeo en la curva de rotación.

Para determinar la curva de rotación se extrajeron de la malla de puntos, aquellos cercanos al eje mayor (± 50 pc).

En la Figura 54 se presentan las curvas de rotación obtenidas para el caso de $i = 20^\circ$ y las tres posiciones del alabeo. Puede observarse que las velocidades aumentan con el radio en la región perturbada simulando la presencia de una componente masiva extendida. Observemos que la desviación de la curva real es bien marcada en el radio de inicio del alabeo, por lo que puede identificarse un apartamiento de este tipo de la curva de rotación y ser asociado con la presencia de un alabeo externo.

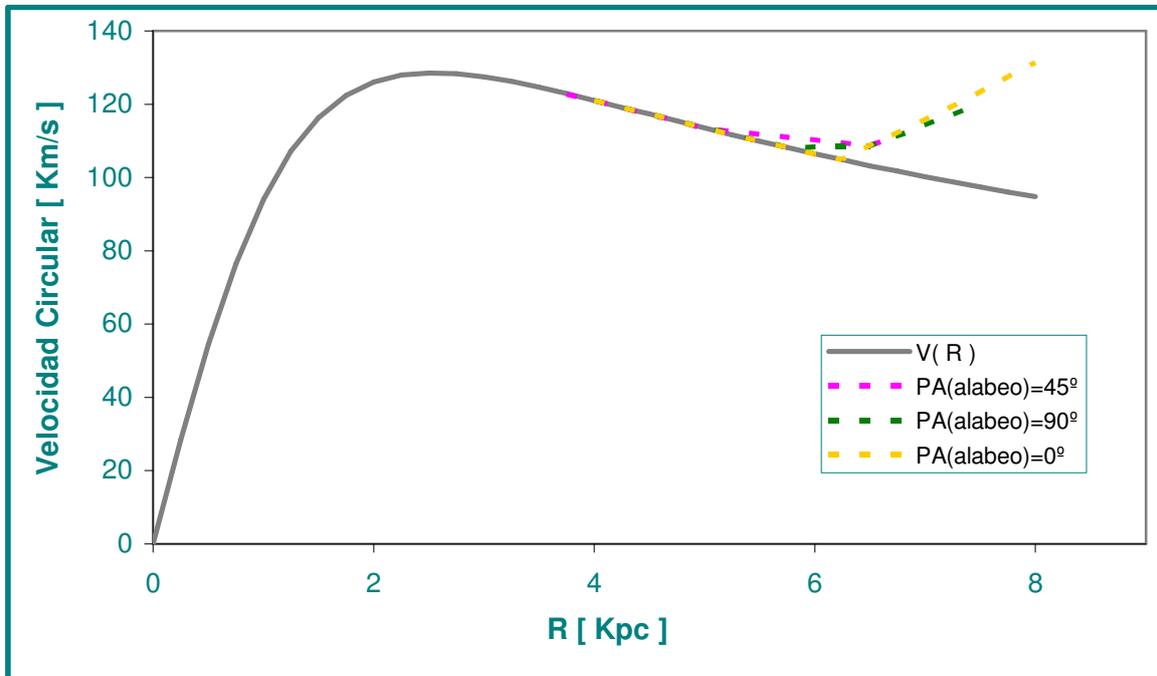


Figura 54: Curva de Rotación adoptada (línea continua) y extracciones sobre el eje mayor para tres orientaciones del alabeo respecto al observador (líneas a trazos).

Los alabeos generalmente presentan una presesión del eje mayor cinemático para cada anillo. El hecho de haber considerado fijo el ángulo del eje mayor para todo radio, no afecta mayormente los resultados ya que al considerar alabeos con diferentes ángulos de posición, el efecto observado es muy similar, por lo que una presesión del eje mayor resultará en una curva de rotación intermedia entre las presentadas en la Figura 54.

Conclusiones:

Dado que los alabeos son perturbaciones frecuentes en los discos de galaxias, es importante tener en cuenta su efecto en las velocidades radiales y las consecuentes determinaciones de masa en las galaxias espirales. En el caso de los alabeos globales, la inclinación del disco y el ángulo de posición del eje mayor cinemático cambian con el radio, por lo que la curva de rotación determinada puede resultar más alta, más baja, creciente o decreciente, dependiendo de los parámetros geométricos fijos adoptados. En general, la curva de rotación con parámetros fijos resulta más lineal, aumentando con mayor rapidez que la curva real, y en el caso que el alabeo sea intenso (i.e. las órbitas cambien mucho su orientación con el radio) puede volverse decreciente generando un pico agudo, dependiendo de la intensidad del alabeo y la geometría elegida.

En el caso de los alabeos externos, el efecto de la perturbación es modificar la pendiente externa de la curva de rotación haciéndola crecer, simulando la presencia de una componente externa masiva.

Referencias:

- Beckman, J.E.; López-Corredoira, M.; Betancort-Rijo, J.; Castro-Rodríguez, N.; Cardwell, A. 2003, *Ap&SS* 284, 747.
- Bottema R., Shostak G., van der Kruit P. 1987, *Nature* 328, 401.
- Castro-Rodríguez, N.; López-Corredoira, M.; Sánchez-Saavedra, M. L.; Battaner, E. 2002, *A&A* 391, 519.
- Corbelli E. & Schneider S.E. 1997, *ApJ* 479, 244.
- García-Ruiz, I.; Kuijken, K.; Dubinski, J. 2002a, *MNRAS* 337, 459.
- García-Ruiz, I.; Sancisi, R.; Kuijken, K. 2002b, *A&A* 394, 769.
- Józsa G.I.G. 2007, *A&A* 468, 731.
- Kuijken, K. & García-Ruiz, I. 2001, *ASPC* 230, 401.
- López-Corredoira, M.; Betancort-Rijo, J.; Beckman, J. E. 2002, *A&A* 386, 169.
- López-Corredoira, M. 2006, *MNRAS* 369, 1911.
- Peterson C. J., Thonnard N., Rubin V. C. & Ford W. K. 1978, *ApJ* 219:31.
- Revaz Y. & Pfenniger D. 2001, *A&A* 372, 784.
- Reshetnikov, V. & Combes, F. 1998, *A&A* 337, 9.
- Rogstad, D., Lockart, I. & Wright, M. 1974, *AJ*, 193, 309.
- Sánchez-Saavedra M.L., Battaner E., Florido E. 1990, *Ap&SS* 171, 239.
- Sánchez-Saavedra, M.; Battaner, E.; Guijarro, A.; López-Corredoira, M.; Castro-Rodríguez, N. 2003, *A&A* 399, 457.

2.3 Conclusiones

La información cinemática bidimensional brinda muchas ventajas en la determinación de las distribuciones de masa en las galaxias espirales. Por un lado, permite determinar los parámetros geométricos que deben ser asumidos de antemano en la espectroscopia de ranura larga y diagramas de posición-velocidad. Permite también detectar los movimientos no circulares que pueden estar presentes, de gran influencia en la interpretación de las velocidades observadas en términos de distribuciones de masa. Además permite modelar las perturbaciones de los discos como pueden ser las barras y los brazos espirales, lo que permite obtener restricciones dinámicas a las distribuciones de masa luminosa y oscura.

Según se vio en la Sección 2.1.3, los numerosos trabajos realizados a la fecha no han arribado a una conclusión única sobre la relación entre las curvas de rotación, la distribución de masa y la estructura luminosa.

Si bien no se puede a priori descartar la ausencia de una relación física única entre la distribución de materia luminosa y la distribución de masa total en las galaxias espirales, el primer paso que hemos dado es analizar en detalle los mecanismos que perturban la cinemática axisimétrica de una galaxia espiral regular. Entre los factores propiamente cinemáticos consideramos más importantes la presencia del patrón de perturbación de los brazos espirales, las barras y los alabeos.

Según se vio, estas perturbaciones pueden considerarse casi intrínsecas a los discos galácticos y pueden darse sin la necesidad de un perturbador externo. Las hemos estudiado desde el punto de vista de su influencia en la curva de rotación observada y la distribución de masa inferida. Hemos demostrado que las más importantes de estas perturbaciones son las barras y los alabeos.

En el caso de la barra, aunque esta este constituida por material visible que da cuenta de no más de un 5% de la masa total de una galaxia espiral barreada típica, mostramos que no hay un ángulo de posición privilegiado para la observación con la técnica de ranura larga o con la técnica de construcción de diagramas de posición-velocidad en radio. La consecuencia es que no es posible recuperar la curva de rotación intrínseca en forma simple, y usualmente se agregan componentes estructurales que no existen para dar cuenta de la curva de rotación observada. En particular, la forma del campo de velocidad con lóbulos distribuidos por cuadrantes, puede aparentar componentes nuclear y de halo masivo, aunque en la galaxia sin perturbar no formaran parte importante de su estructura.

En cuanto a los alabeos, sin un análisis cinemático detallado, mostramos que su efecto en la curva de rotación puede interpretarse erróneamente como la presencia de un halo galáctico masivo. Dado que se ha descubierto que las galaxias espirales más cercanas (La Vía Láctea, M31, M33 y M83) tienen alabeos importantes, este resultado sugiere que se debe tener gran cautela a la hora de interpretar las regiones externas de las curvas de rotación.

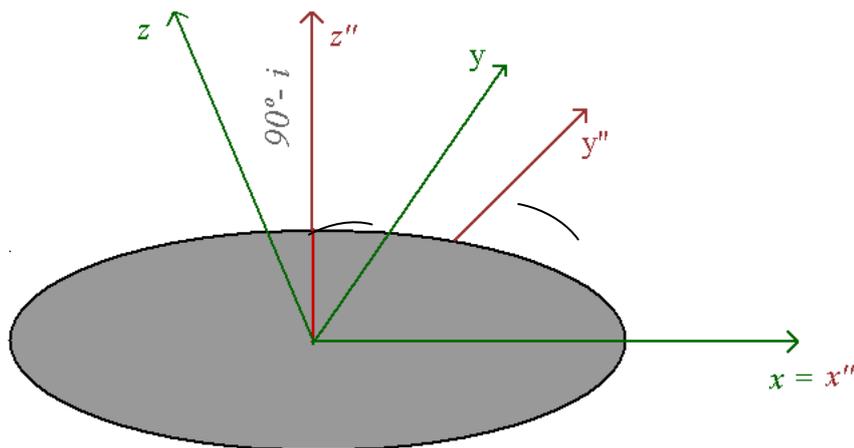
Apéndice 2.A

Definimos x, y, z como las coordenadas galácticas donde x e y se miden en el plano de la galaxia y z perpendicular al mismo. Por otro lado, definimos x'', y'', z'' como las coordenadas solidarias al plano del cielo, donde x'' y z'' se miden en el plano del cielo, mientras que y'' apunta en la dirección opuesta al observador.

Si originalmente ambos sistemas coinciden, i.e, la galaxia está de canto y el eje mayor coincide con el eje x , entonces tenemos dos posibles movimientos para el disco. En primer lugar tomemos el movimiento del disco alrededor del eje x (Figura 1). El ángulo que se van a apartar las coordinas y de y'' , y z de z'' será $(90^\circ - i)$, donde i es la inclinación de la galaxia (ángulo medido entre el plano del disco y el plano del cielo).

Entonces la relación entre las coordenadas de ambos sistemas será:

$$\begin{aligned} x' &= x \\ y' &= \cos(90-i) y - \text{sen}(90-i) z \\ z' &= -\text{sen}(90-i) y + \cos(90-i) z \end{aligned} \quad (1)$$



Luego, rotamos el sistema de coordenadas galácticas alrededor del eje y en un ángulo θ_0 , que sería el ángulo de posición del eje mayor (intersección del plano galáctico y el plano del cielo), medido en el plano de la galaxia. Las nuevas relaciones serán:

$$\begin{aligned} x'' &= \cos \theta_0 x + \text{sen} \theta_0 z' \\ y'' &= y' \\ z'' &= -\text{sen} \theta_0 x' + \cos \theta_0 z' \end{aligned} \quad (2)$$

Combinando (1) y (2), obtenemos la matriz de transformación de las coordenadas en la galaxia a las coordenadas en el cielo:

$$\begin{bmatrix} \cos \theta_o & \text{sen} \theta_o \cos i & \text{sen} \theta_o \text{sen} i \\ 0 & \text{sen} i & \cos i \\ -\text{sen} \theta_o & \cos \theta_o \cos i & \cos \theta_o \text{sen} i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$A \vec{x} = \vec{x}''$$

Dado que la rotación es el movimiento dominante en una galaxia disco, las velocidades generalmente se expresan en coordenadas cilíndricas, r, θ, z :

$$\vec{V} = V_r \hat{r} + V_\theta \hat{\theta} + V_z \hat{z}$$

Respecto al sistema de coordenadas x, y, z , los versores son:

$$\hat{r} = (\cos \theta, \text{sen} \theta, 0)$$

$$\hat{\theta} = (-\text{sen} \theta, \cos \theta, 0)$$

$$\hat{z} = (0, 0, 1)$$

Por lo tanto, se puede tomar cada componente de la velocidad y aplicarle la matriz de transformación (3) para obtener esa componente en coordenadas en el plano del cielo, y luego sumar las tres componentes.

En el caso de rotación pura, sólo tenemos componente V_θ . Las coordenadas en el plano del cielo serán:

$$A \bullet V_\theta \begin{bmatrix} -\text{sen} \theta \\ \cos \theta \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\cos \theta_o \text{sen} \theta + \text{sen} \theta_o \cos i \cos \theta \\ \text{sen} i \cos \theta \\ \text{sen} \theta_o \text{sen} \theta + \cos \theta_o \cos i \cos \theta \end{bmatrix}$$

Pero la única componente de la Velocidad que podemos observar es la radial, que en el sistema x'', y'', z'' , corresponde a la componente en \hat{j} , mientras que las direcciones \hat{x} y \hat{z} corresponden a los movimientos en el plano del cielo o movimientos propios. Por tanto, la velocidad observada sería la clásica expresión:

$$V_{\text{obs}}(x'', z'') = V_{\text{sys}} + V(R) \text{sen} i \cos \theta \quad (4)$$

Si la galaxia presentara movimientos radiales, entonces la componente a agregar en la ecuación (4) es

$$(A \bullet V_r \hat{r}) \bullet \hat{j} = V_r \text{sen} i \text{sen} \theta$$

Por otro lado, si la galaxia presentara movimientos fuera del plano, la componente a agregar será:

$$(A \bullet V_z \hat{z}) \bullet \hat{j} = V_z \cos i$$

Para obtener las velocidades en términos de las variables observables, debemos tener en cuenta la relación entre las coordenadas en el sistema de la galaxia y las coordenadas en el plano del cielo, esto es, escribir la ecuación (3) en coordenadas cilíndricas en cada sistema,

$$\vec{x} = (R \cos \theta, R \sin \theta, z) \quad \vec{x}'' = (r \cos \phi, r \sin \phi, z'')$$

En el caso en que el eje mayor coincida con el eje x'' , i.e. $\theta_0=0$, entonces la relación entre las coordenadas es:

$$R \cos \theta = r \cos \phi \quad , \quad R \sin \theta = r \sin \phi$$

De lo cual se deduce:

$$\left(\frac{r}{R}\right)^2 = \frac{\cos^2 i}{1 - \sin^2 i \cos^2 \phi} \quad \text{en términos de } \phi. \quad (5)$$

$$\left(\frac{r}{R}\right)^2 = \cos^2 \theta \sin^2 i + \cos^2 i \quad \text{en términos de } \theta. \quad (6)$$

Entonces, la velocidad radial observada, en términos de las coordenadas en el plano del cielo resulta:

$$V_{rad} - V_{sys} = V_{\theta} \cos \theta \sin i = V_{\theta} \cos \phi \sin i \sqrt{\frac{\cos^2 i}{1 - \sin^2 i \cos^2 \phi}}$$

Si medimos las velocidades sobre el eje mayor, $V_{rad} = V_{\theta} \sin i$, y podemos relacionar directamente las velocidades observadas con las velocidades de rotación.

3

Estudios Específicos



3.1 La Rotación de M83 de los 10 pc a los 50 Kpc

M83 es una galaxia espiral aislada y barrada de tipo morfológico SAB(s)c que alberga un starburst en la región central. Su cercanía ($D=3.7$ Mpc) y su baja inclinación ($i=24^\circ$) la convierten en una buena candidata para estudios de la relación entre las componentes estructurales y la cinemática, además de permitir una separación clara de la influencia de los flujos radiales en el campo de velocidades observado. Por otro lado, su cercanía también favorece el estudio de la formación estelar que tiene lugar en la región central y los mecanismos detonantes de la misma.



Figura 1: Imagen de la región central de M83 tomada por el telescopio VLT como primera luz, con el instrumento FORS1 (ESO 1998).

3.1.2 La Región Nuclear

La principal característica de la región central de esta galaxia que despertó nuestro interés es que presentaría un núcleo doble. Esto fue sugerido primeramente por Thatte et al. (2000) quienes observaron, en un estudio espectroscópico de ranura larga en el infrarrojo cercano, que los perfiles de dispersión de velocidades radiales presentaban un doble pico.

A partir de observaciones realizadas con el arreglo de microlentes (8 x 12 elementos) y el alargador focal del telescopio de Bosque Alegre durante 2001 junto con los Dres Díaz; Mast y Weidmann, se obtuvo un campo de velocidades en $H\alpha$ de 12 x 21 segundos de arco y un seeing de 2 segundos de arco. Este campo mostró la torsión del eje menor cinemático hacia una segunda concentración de masa que no pudo ser asociada a ninguna característica particular en las imágenes ópticas. La información cinemática bidimensional nos permitió confirmar la presencia de un segundo núcleo ubicada a 4 segundos de arco al noreste del núcleo óptico. De análisis

del gradiente de velocidades establecimos que esta concentración de masa oscura contenía una masa kepleriana de $M = (1.00 \pm 0.08) \times 10^7 M_{\odot} / \sin(i)$ dentro de $1.5''$, resultando más masiva que aquella asociada al núcleo óptico¹, $M = (5.0 \pm 0.8) \times 10^6 M_{\odot} / \sin(i)$.

Para poder estudiar con mayor detalle la dinámica de la región central de esta galaxia, se solicitó un turno de observación con el instrumento CIRPASS del telescopio Gemini Sur en el año 2003 (Investigador Principal: Dr. H. Dottori). Hemos analizado los datos cinemáticos bidimensionales en la región infrarroja del espectro próxima a $\lambda 1.2\mu\text{m}$ (Paschen β). Esta región espectral menos afectada por el polvo permite un análisis más preciso de la región central que presenta altos valores de extinción.

Las observaciones fueron tomadas con la unidad de campo integral (IFU) que cuenta con 490 lentes unidas a fibras ópticas que proveen un factor de llenado de casi el 100%. Las lentes están ubicadas en un arreglo de forma hexagonal de $13'' \times 5''$ con un muestre de $0.36''$. El IFU fue orientado a $PA=120^\circ$ (Figura 2) y centrado en el punto medio entre ambos núcleos. El cubo de datos obtenido es el de la Figura 3. El mismo cubre un rango espectral entre 1.2 y 1.4 μm , incluyendo las líneas de Pa β en $\lambda=1.3\mu\text{m}$ y [FeII] en $\lambda=1.26\mu\text{m}$ con una resolución espectral de ~ 3200 (Figura 4).

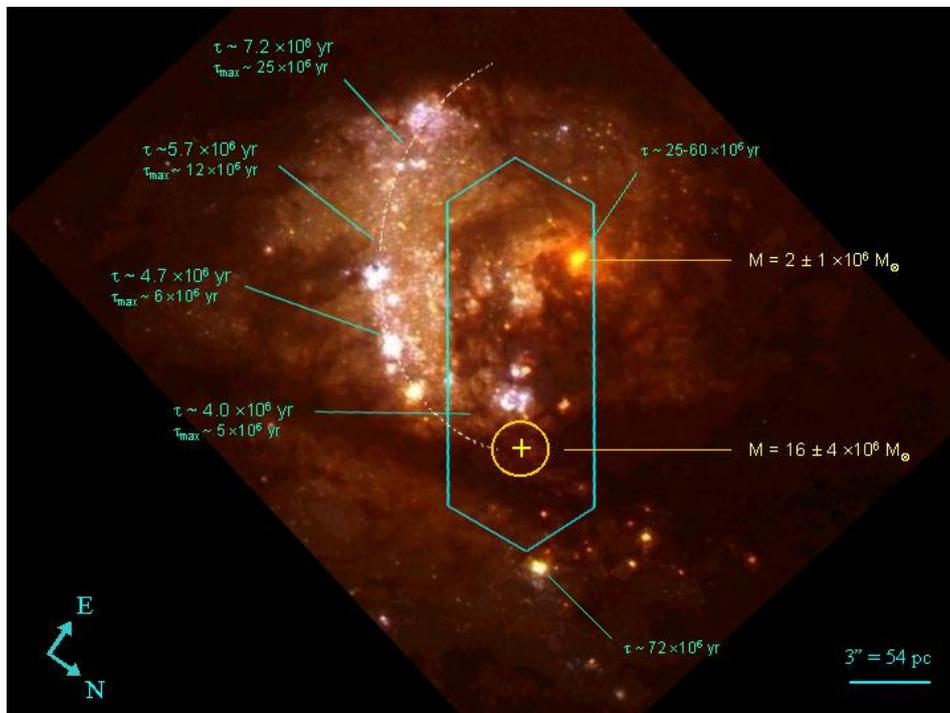


Figura 2: Imágen del HST combinada (filtros F439W, F555W and F702W). Utilizando los datos de (Harris et al. 2001) determinamos las edades promedio de los cúmulos jóvenes en el arco de formación estelar en sectores de 25° , junto a la edad del cúmulo más viejo en el sector. El IFU de CIRPASS se muestra superpuesto, indicando con un círculo la posición del centro cinemático alrededor de un objeto oscuro. Notar que el objeto se encuentra en el extremo joven del arco de formación estelar.

¹ Los resultados de este trabajo fueron publicados en la revista **Astronomical Journal**, 131, 1394, Año 2006, bajo el título "Double Nucleus in M83" Autores: Mast D., Diaz R., Agüero M.P.

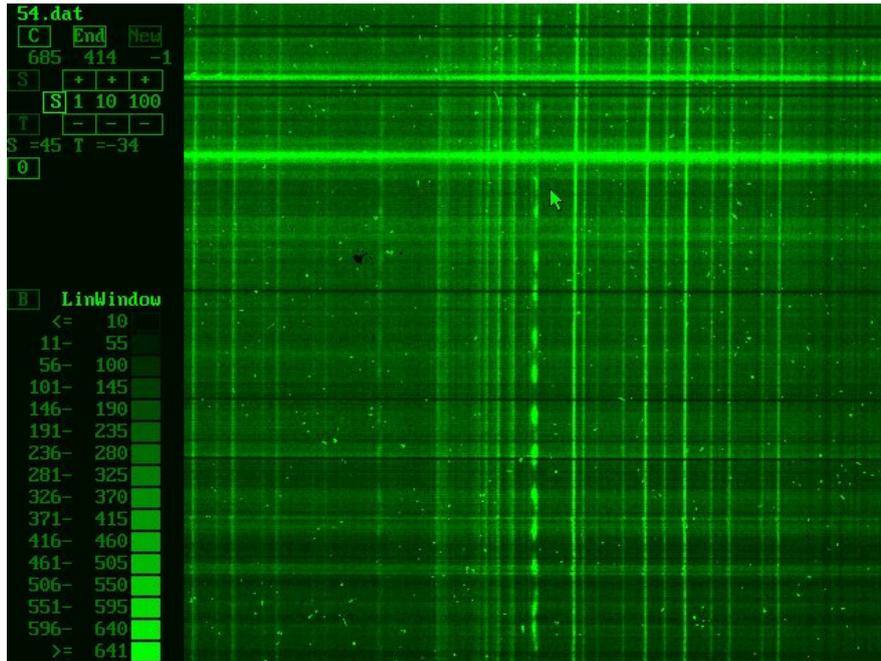


Figura 3: Cubo de datos de las observaciones con CIRPASS. Se pueden observar las líneas de emisión del cielo y de Pa β , así como el continuo del núcleo óptico.

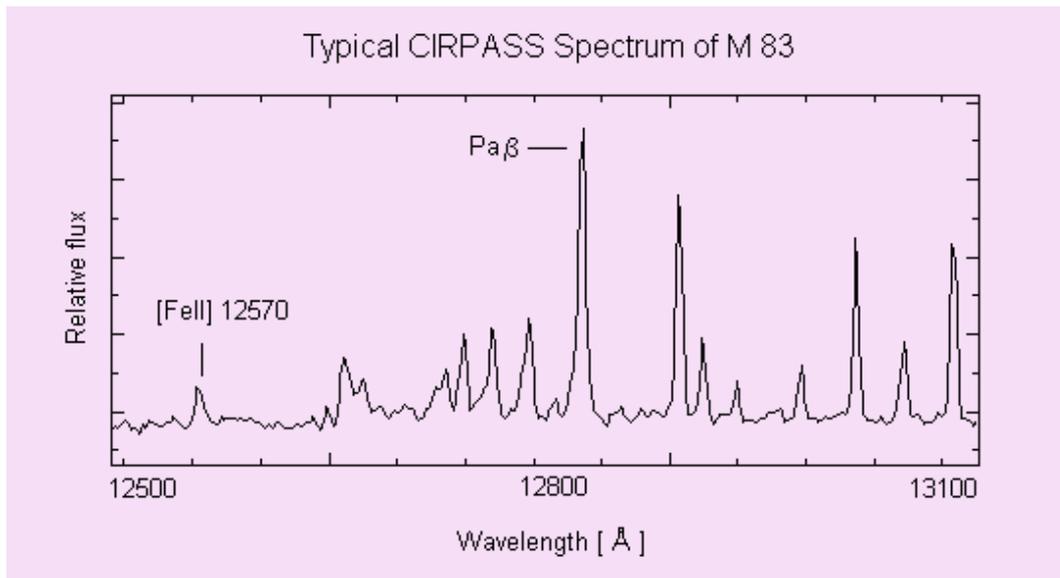


Figura 4: Extracción de un espectro típico del cubo de datos (línea horizontal en el cubo de la Figura 3), donde se pueden observar las líneas en emisión.

Debido a la complejidad de los datos procedimos a una cuidadosa reducción de los espectros individualmente. Una vez extraídos los espectros de la Figura 3 (teniendo especial cuidado en la correspondencia con la lente asociada), se ajustaron manualmente los perfiles de todas las líneas de la Figura 4 con un perfil gaussiano. La línea de Paschen β presentó en varias posiciones del campo varias componentes, ajustándose todas ellas. Para una mejor calibración de las líneas de Pa β y [FeII] en longitud de onda y en ancho instrumental, se utilizaron las líneas del cielo contiguas. Específicamente se utilizaron las cinco líneas más brillantes cuyas longitudes de onda se encuentran bien establecidas en la literatura (se estimó la longitud de onda que minimizaba las diferencias con las líneas del cielo pesadas por intensidad). Por tanto, se obtuvieron las velocidades radiales de la componente principal de Pa β y [FeII], las

componentes secundarias de la primera de ellas, la intensidad, el FWHM y el continuo adyacente de ambas líneas.

Con esta información y una vez asociados los espectros de la Figura 3 a las posiciones de las lentes correspondientes, se construyeron los mapas que se muestran en la Figura 5. El campo de velocidades presenta tres regiones con velocidades radiales ordenadas siguiendo el patrón de los diagramas araña asociados a movimientos de rotación alrededor de un centro, uno de ellos alrededor del núcleo óptico, otro alrededor del núcleo oscuro y otro en el centro geométrico del bulbo en banda K que se encuentra en la región media del campo (Figura 5). En la Figura 6 se muestran también las intensidades y el continuo para estas mismas tres regiones del campo observado. Estos datos nos permitieron determinar con mayor precisión la posición del segundo núcleo dada la alta resolución espacial otorgada por el instrumento, que está señalado con un círculo en el campo de velocidades. Los ajustes de un modelo de rotación pura (potencial de Satoh²) con centro en ambos núcleos arrojaron, para el núcleo óptico una masa total de $M = (2 \pm 1) \times 10^6 M_{\odot}$ con un inclinación de $50^{\circ} \pm 10^{\circ}$, y para el núcleo oscuro $M = (16 \pm 4) \times 10^6 M_{\odot}$ con un inclinación de $50^{\circ} \pm 15^{\circ}$.

El escenario central de M83 es muy complejo y ha sido necesaria la utilización de numerosas técnicas para analizarlo. Un análisis detallado puede encontrarse en "Hidden Trigger for the Giant Starburst Arc in M83?" Díaz R., Dottori H., Mediavilla E., Agüero M.P., Rodrigues I., Mast D. 2006, *Astrophysical Journal*, 652, 1122. El estudio del origen y destino de estos sistemas podrían proveer las claves en el área del crecimiento nuclear y la evolución morfológica en galaxias de Gran Diseño.

Diversas evidencias observacionales sugieren la fusión de M83 con una galaxia satélite que al entrar en el disco ha detonado la formación de estrellas a lo largo de un arco y su núcleo ha llegado al centro de M83, expulsando al núcleo óptico del centro de simetría de la galaxia. Algunas de ellas:

- i) La concentración de masa oscura está precisamente localizada en el extremo joven del arco de formación estelar (Figura 2).
- ii) El núcleo óptico está localizado fuera del centro geométrico y parecería tener una cola estelar posiblemente apuntando hacia el centro geométrico.
- iii) El mapa de continuo en Radio y en 10mm tiene una fuerte apariencia tidal, con la mayor emisión en el infrarrojo medio localizada en la posición de la masa oscura detectada cinemáticamente.
- iv) Una posible banda de polvo relacionada con el mapa de HI global finalizaría en la región de la concentración oscura de masa.
- v) La edad del cúmulo más viejo en el arco de formación estelar sería de 25 Myr, similar al tiempo dinámico de cruce del kilopársec central (~ 26 Myr).
- vi) La diferencia de edad entre el extremo más joven y más viejo del arco de formación estelar (unos pocos Myr) sería similar al tiempo dinámico de cruce en la escala de unos cientos de pársec en M83.

² Potencial de Satoh:
$$\Phi(R, z) = -\frac{GM}{R^2 + z^2 + a\left(a + 2\sqrt{z^2 + b^2}\right)}$$

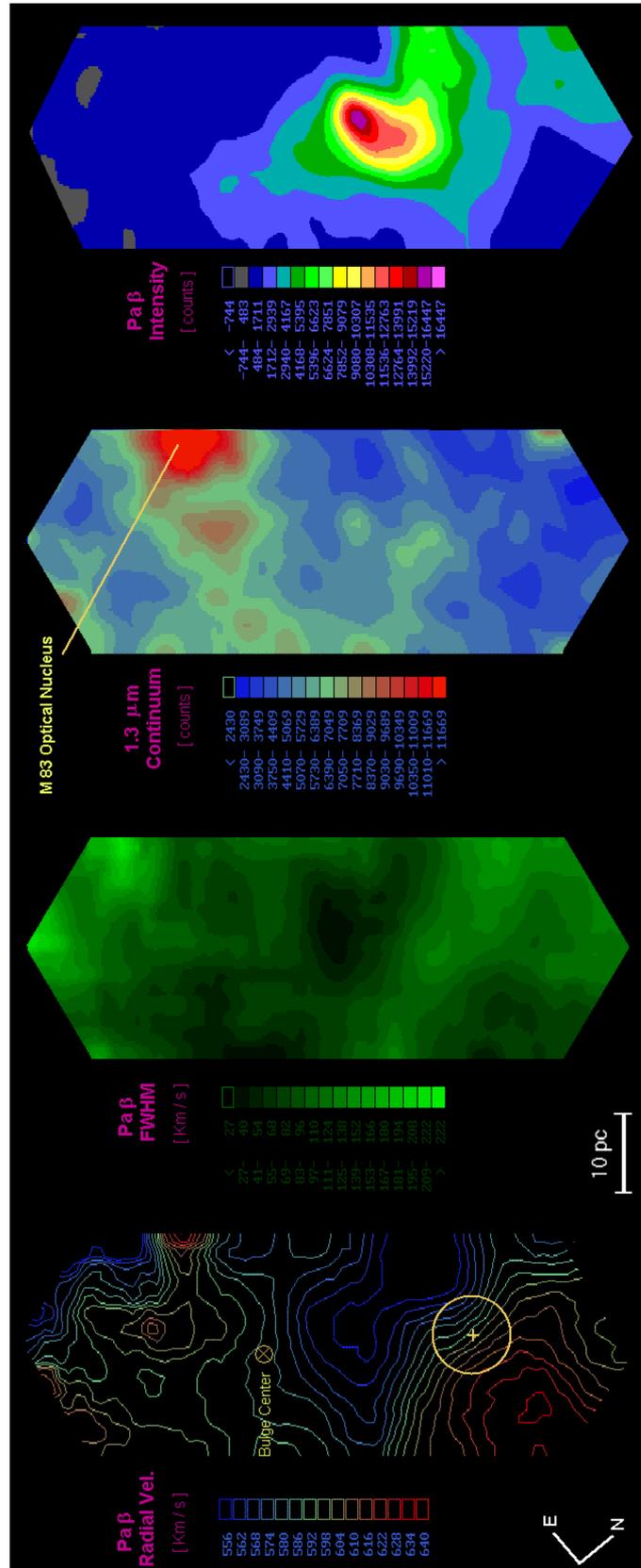


Figura 5: Campos obtenidos, de abajo hacia arriba: (a) Velocidad Radial del gas ionizado (Pa β). El paso en velocidad fue elegido igual a la incerteza promedio; (b) Mapa de FWHM de Pa β ; (c) Mapa generado a partir del continuo medido en 1.28 mm. Las principales características pueden compararse para referencia con aquellas más rojas de la Figura 2; (d) Mapa de intensidad de Pa β en unidades relativas. La resolución alcanzada es de 0.6''

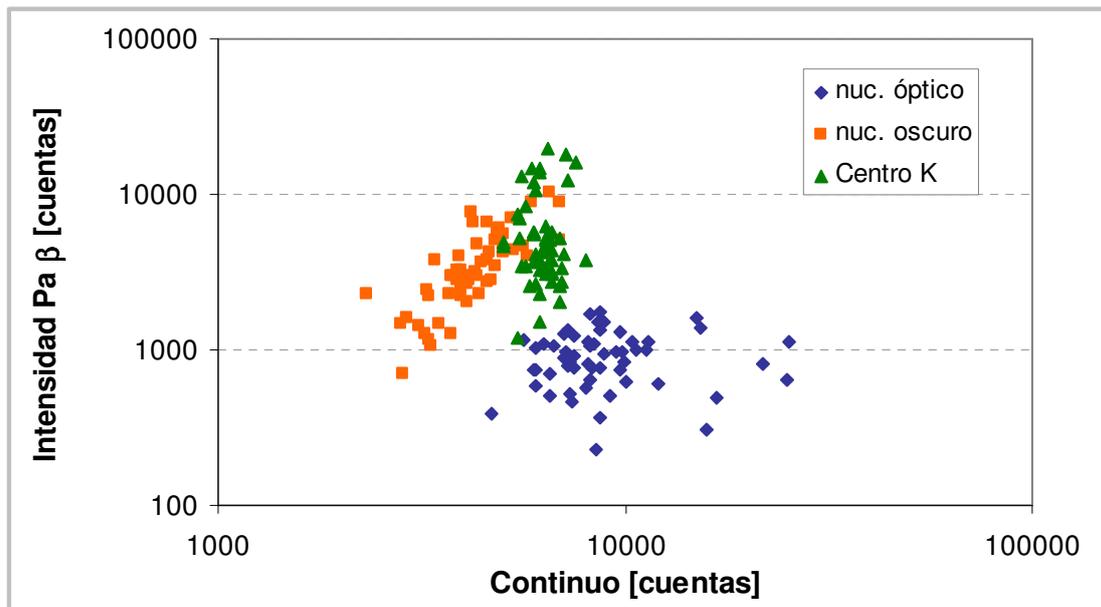


Figura 6: La intensidad de Pa β versus el continuo para distintas regiones, alrededor del núcleo óptico, del núcleo oscuro y del centro geométrico del bulbo en banda K. Nótese que el núcleo óptico muestra muy poca emisión del gas ionizado, mientras que el continuo estelar es mínimo en la región rotante que hemos llamado el núcleo oscuro.

Este estudio cinemático nos han permitido también modelar el escenario de la región central de M83 considerando la coexistencia de tres discos, centrados en los diagramas araña observados en la Figura 5 correspondientes al centro cinemático del bulbo, al núcleo óptico de la galaxia y al núcleo oscuro descrito anteriormente.

Se determinaron parámetros cinemáticos de cada disco individualmente a partir del análisis de los diagramas araña correspondientes. Luego se construyeron los campos de velocidades radiales de cada centro cinemático y se superpusieron formando campo modelo, que luego se comparó con el campo de velocidades radiales observado. La comparación permitió modificar los parámetros para obtener el menor residuo posible. El campo modelo y el campo de residuos se muestran en la Figuras 7a y 7b. Se puede observar que los residuos se encuentran dentro del nivel de ruido, con lo cual, nuestro modelo de tres discos superpuestos es razonable. El ajuste del centro cinemático del bulbo fue el más crítico debido a la dificultad de determinar la inclinación del disco. Se llevaron a cabo varios ajustes manteniendo constante las inclinaciones de los otros dos discos permitiendo que la inclinación varíe entre 25° y 60°. El mejor ajuste arrojó una inclinación de 25°, en acuerdo con la inclinación global de M83 y de los 300pc centrales derivada de la cinemática de CO por Sakamoto et al. (2004). Se puede observar en el campo residual una región con grandes residuos correspondientes a velocidades corridas al azul en el campo observado, que no pueden ser explicados con movimientos rotacionales. Esta región coincide con la zona de mayor dispersión de velocidades en el mapa de FWHM. Estos residuos podrían interpretarse como flujos de gas a lo largo de la barra cayendo hacia la región central.

El análisis de este posible escenario de fusión de M83 y una galaxia satélite que diera origen al campo observado en la región central, ha sido encarado bajo la técnica de las simulaciones numéricas de N-cuerpos. Las simulaciones incluyeron componente gaseosa y estelar. Los discos se modelaron con un potencial de Hernquist (Hernquist 1993) con los parámetros cinemáticos obtenidos en la Tabla 1. También se incluyó en las simulaciones el arco de formación estelar representado por

cuatro concentraciones de masa con potenciales de Plummer. Los detalles de las simulaciones pueden consultarse en “Kinematics and Modeling of the Inner Region of M 83” Rodrigues I., Dottori H., Díaz R., Agüero M.P., Mast D. 2009, The Astronomical Journal 137, 4083. Las simulaciones predicen que las tres concentraciones de masa observadas en la región nuclear de M83 se fusionarían en un solo núcleo masivo en alrededor de 16 Myr. También el arco de formación estelar caería al centro en 130 Myr. Con lo cual, el arco circumnuclear de regiones HII está lejos de ser estable, haciendo difícil su interpretación en términos de una resonancia interna de Lindblad doble. Entonces, el evento de formación estelar y la fusión de los núcleos finalizaría en aproximadamente una revolución galáctica global (150 Myr al radio de 5 Kpc).

Tabla 1: Parámetros Modelo de Satoh.

	KC	ON	HN
PA [°]	120	120	64
i [°]	25.0 ± 8	60 ± 10	62 ± 8
R _{eff} [pc]	38.0 ± 4	8 ± 1	33 ± 3
M _K [10 ⁶ M _⊙]	60.0 ± 20	4 ± 2	20 ± 7
M _{BH} [10 ⁶ M _⊙]	0.2 – 1.0	≤ 1.0	0.2 – 1.0

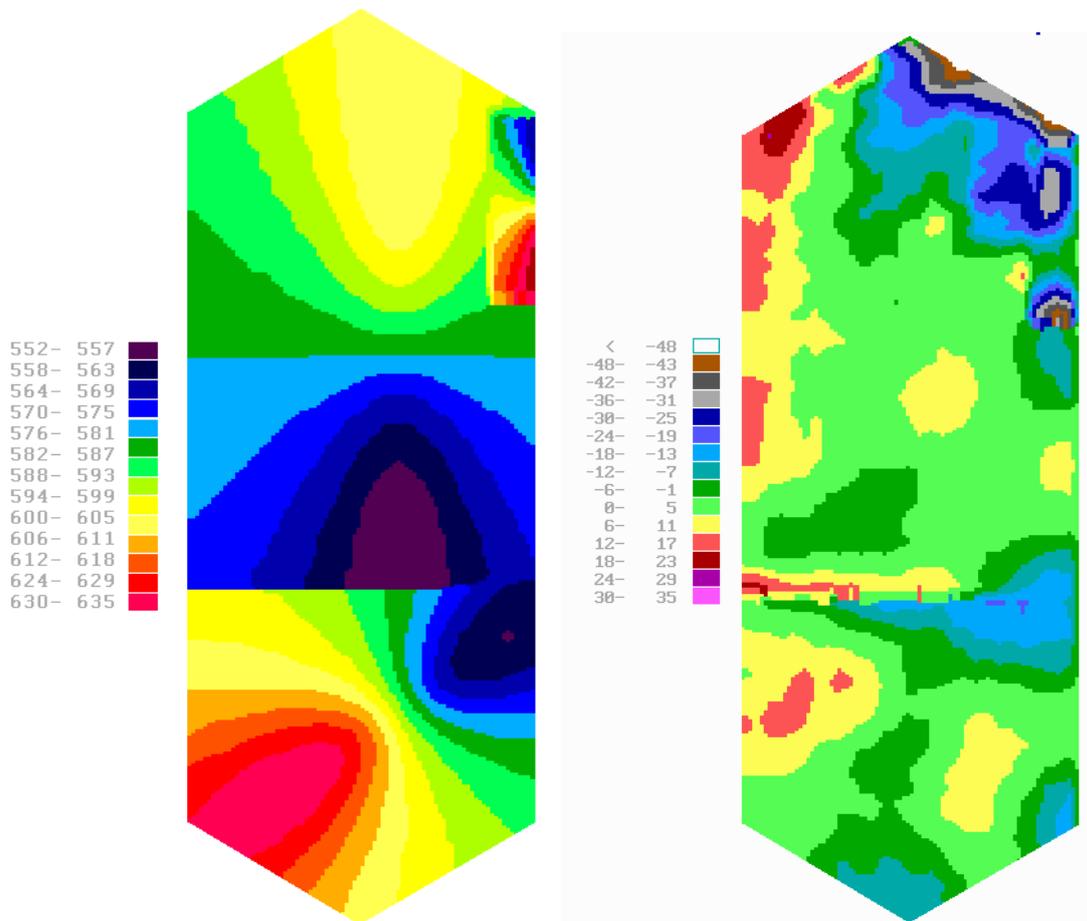


Figura 7: (Izquierda) Campo de Velocidades modelo, superponiendo los modelos individuales de los tres centros de rotación; (Derecha) Campo de velocidades Residual al restar el campo observado con el modelo.

En conclusión, el estudio del campo de velocidades de la región central de M83 nos permitió un estudio detallado de la dinámica de la región, detectando tres centros de rotación que pudieron ser modelados exitosamente. Más allá del origen del núcleo oscuro, hemos visto que la masa del centro cinemático cambiará en un factor 2, cambiando también el aspecto global de los cientos de pársec centrales de esta galaxia en unos pocos Myr.

3.1.2 La Curva de Rotación

Introducción

Dentro del marco de esta tesis, he analizado la cinemática global de M83, construyendo la curva de rotación más extendida en órdenes de magnitud para una galaxia que no sea la Vía Láctea. Esta curva de rotación nos permitió también analizar la distribución radial de masa-luminosidad desde escalas de la decena de pársec hasta los 50 Kpc, evaluando la magnitud de las posibles componentes de masa oscura. Tal como mencionamos en sección anterior, la cercanía de M83 la convierte en una galaxia preferida para la investigación de una diversidad de problemas, con lo cual cuenta con muchas observaciones en la literatura. Particularmente estamos interesados en realizar un estudio detallado de la cinemática de esta galaxia a toda escala. Otro de los factores que destacan a M83 es la extensión de su disco de gas neutro mucho más allá del borde del disco estelar, permitiendo obtener la distribución de masa hasta radios muy alejados del centro, donde la materia oscura es la componente dominante.

En este trabajo hemos recopilado de la literatura, analizado y homogeneizado datos cinemáticos bidimensionales obtenidos a partir de distintas componentes gaseosas (CO, HI). A escalas nucleares hemos completado el conjunto con datos cinemáticos bidimensionales propios (de la emisión infrarroja del gas) obtenidos en observaciones con Gemini. A partir de los campos bidimensionales se extrajeron las curvas de rotación utilizando el Software de Reducción Adhoc, el cual ajusta anillos de de orientación variable con el radio, dando cuenta de posibles alabeos en el disco.

Origen de los Datos

Los datos cinemáticos a homogeneizar provienen de distintas componentes gaseosas, cada una de las cuales esta mayormente asociada a una escala galáctica:

► Región nuclear: Gas ionizado (HII)

Se utilizaron los datos espectroscópicos de la emisión IR en la región de Pa β ($=1.3\mu\text{m}$) obtenidos con el instrumento CIRPASS del Telescopio Gemini Sur (Sección 3.1.1). El campo de velocidades radiales obtenido tiene una extensión de $13'' \times 4.7''$ con una resolución $R > 3000$, el cual nos permite determinar la curva de rotación aproximadamente entre 8 y 60 pc.

Para elaborar la curva de rotación en la región central, optamos por observar en el infrarrojo cercano ya que las observaciones de la emisión del gas en esta región del espectro están menos afectadas por el polvo que las observaciones ópticas, a la vez que la calidad de imagen que se puede alcanzar desde los telescopios terrestres también es mejor.

► Región Circumnuclear: Gas Molecular (CO)

El campo de velocidades publicado por Sakamoto et al. (2004), obtenido a partir de observaciones de CO (2-1) con el Submillimeter Array (SMA) y un ancho de haz de 3.8"x2.5" nos permitió obtener la velocidad hasta los ~10" (220 pc). Los mapas monocromáticos fueron tomados cada 10 km/s.

► Región Interna del Disco: Gas Molecular (CO)

El campo observado en CO(1-0) por Lundgren et al. (2004) usando el Swedish-ESO Submillimeter Telescope (SEST) tiene una extensión de 10' (13 kpc) y una resolución angular de 22". Este campo de velocidades de menor resolución que el anterior pero de mucha mayor extensión completa la información cinemática para el disco óptico de ~5' de radio.

A pesar de la menor resolución de estas observaciones de la componente de gas molecular, las observaciones de CO, en ondas submilimétricas, están menos afectadas por el polvo que las observaciones ópticas y en el infrarrojo cercano.

► Región Externa del Disco: Gas neutro (HI)

Park et al. (2001) han realizado el más detallado mosaico de datos en HI. Se observa que el disco de HI es más de 5 veces el disco óptico (~5'). También realizaron observaciones de velocidad radial con una sola antena en el Parkes Multibeam Telescope (PMT) con una resolución en velocidad de 3.3 km/s cubriendo un campo de 70' x 70'.

La Curva de Rotación

Hemos extraído las curvas de rotación de los mapas de velocidad bidimensionales a lo largo del eje mayor determinado en cada uno de los trabajos mencionados: en el caso del campo en el NIR (CIRPASS-GEMINI) realizamos un ajuste de elipses para determinar el centro de rotación, el ángulo de posición del eje mayor ($PA=83^\circ$) y la velocidad sistémica global del campo observado. En el caso del campo de CO circumnuclear, se extrajo la curva de rotación en $PA=71^\circ$, ángulo en que los autores declaran la simetría del campo. El PA utilizado en la extracción de la curva para el campo global de CO fue de 46° determinado por los autores, aunque el PA aumenta gradualmente hacia la región central. Park et al. no publican el campo de velocidades de HI sino la curva de rotación extraída para un PA variable con el radio, el cual comienza próximo a 42° y luego disminuye hasta -30° .

La diferencia de los centros entre un campo y otro no es determinante en la curva de rotación, ya que las variaciones introducidas en las velocidades son muy pequeñas. Las velocidades positivas corresponden a la región Suroeste y las negativas al Noreste.

Debido a la gran extensión radial cubierta en este trabajo, presentamos en las Figuras 8, 9 y 10 la curva de rotación obtenida en tres regiones: central, disco óptico y disco de HI. En estas figuras se pueden apreciar los desvíos de las curvas de rotación de un trazador con otro. Esto puede deberse a las diferencias en resolución y también a que las orientaciones de los discos medidos en cada componente no coinciden.

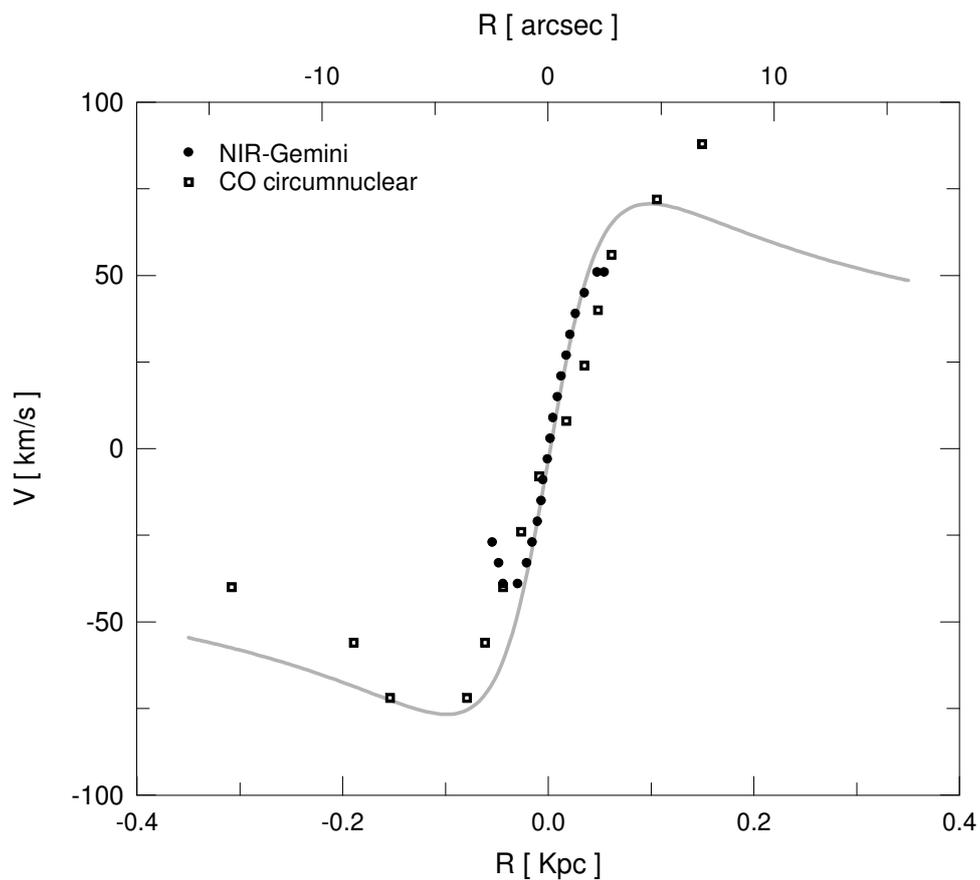


Figura 8: Curva de rotación de la región central (15'') donde los datos infrarrojos se continúan con los datos de CO de mayor resolución. La pendiente central responde a una distribución de masa nuclear de unas $2.5 \times 10^8 M_{\odot}$.

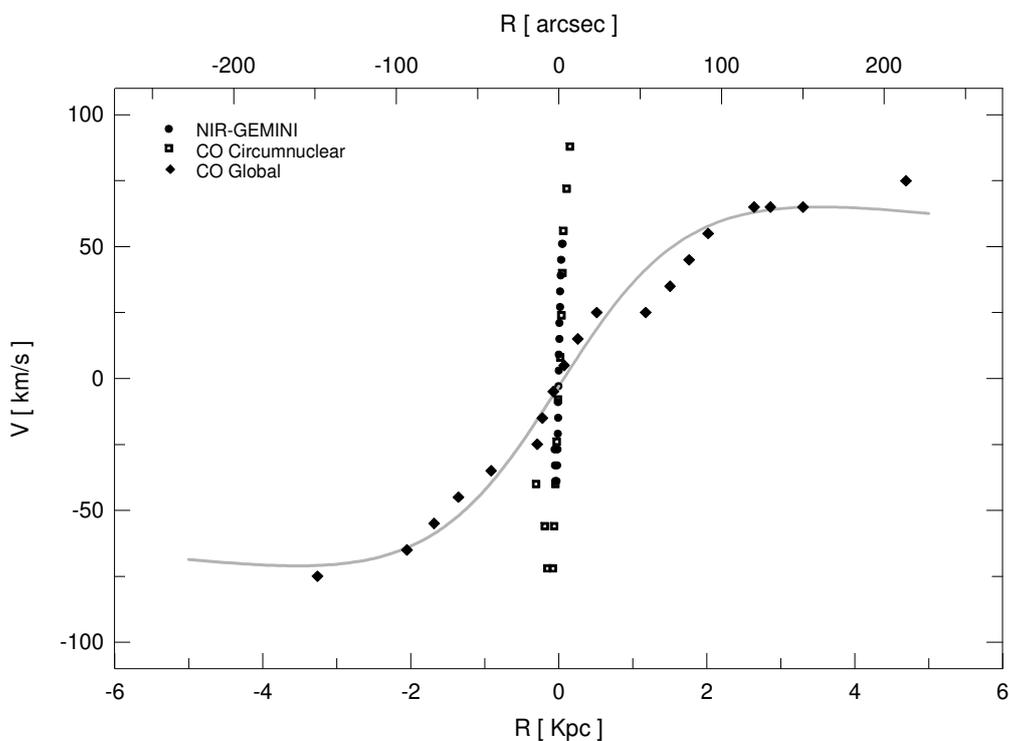


Figura 9: Curva de rotación en la región del disco óptico. Se puede observar el desacople de la rotación central y del disco global trazado por las observaciones de CO. La componente disco ajustada resultó de $7 \times 10^9 M_{\odot}$ para un radio de escala de 2.5 kpc.

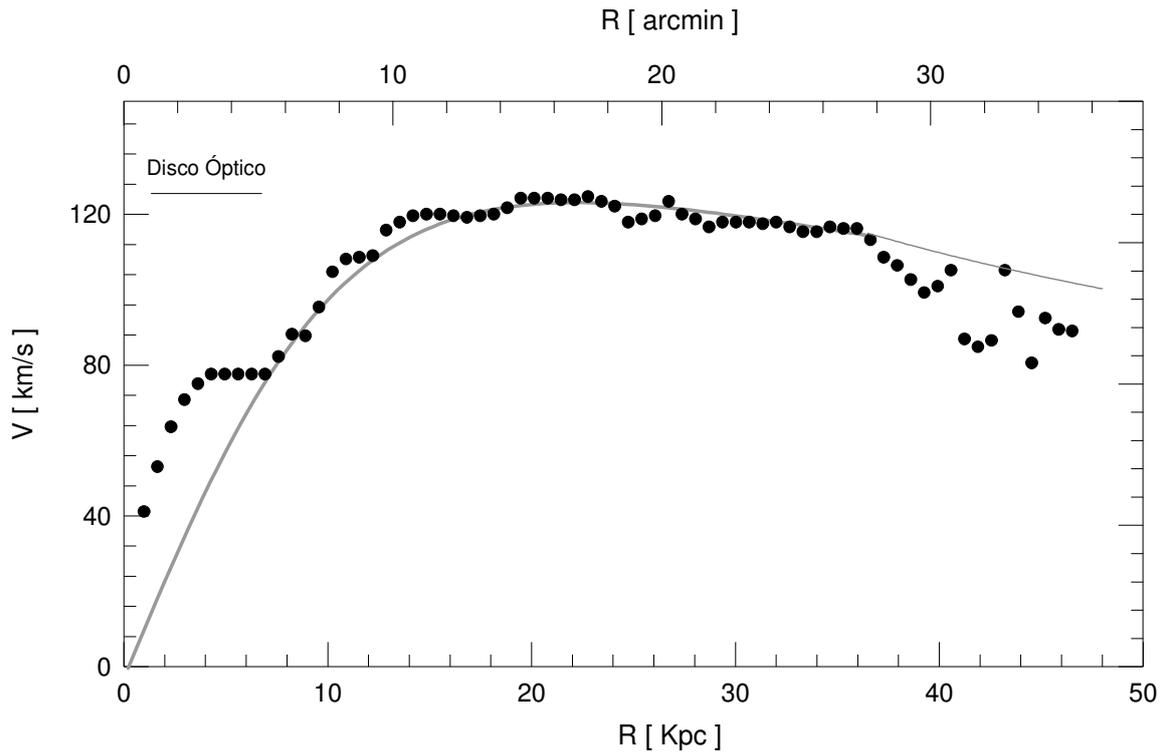


Figura 10: Curva de rotación de HI hasta ~50 kpc la cual requirió una sola componente para ajustar la región externa al disco óptico ($M = 1.5 \times 10^{11} M_{\odot}$; $R = 15.7$ kpc). En un radio de ~37 kpc la curva de rotación comienza a declinar más rápidamente que una caída kepleriana.

En cada región hemos ajustado un modelo de distribución de masa que responde a un potencial gravitatorio de Miyamoto-Nagay (Binney & Tremaine 1987).

En la Figura 11 se han sumado todas las componentes ajustadas. Dada la extensión de la curva y las diferencias en resolución, hemos elegido una escala logarítmica para el radio.

Los parámetros de distribución de masa obtenidos son los siguientes:

Componente	Radio de Escala [Kpc]	Masa Total [$\times 10^{10} M_{\odot}$]
Núcleo	0.06	0.11
Disco	2.5	3
Halo	15.7	80

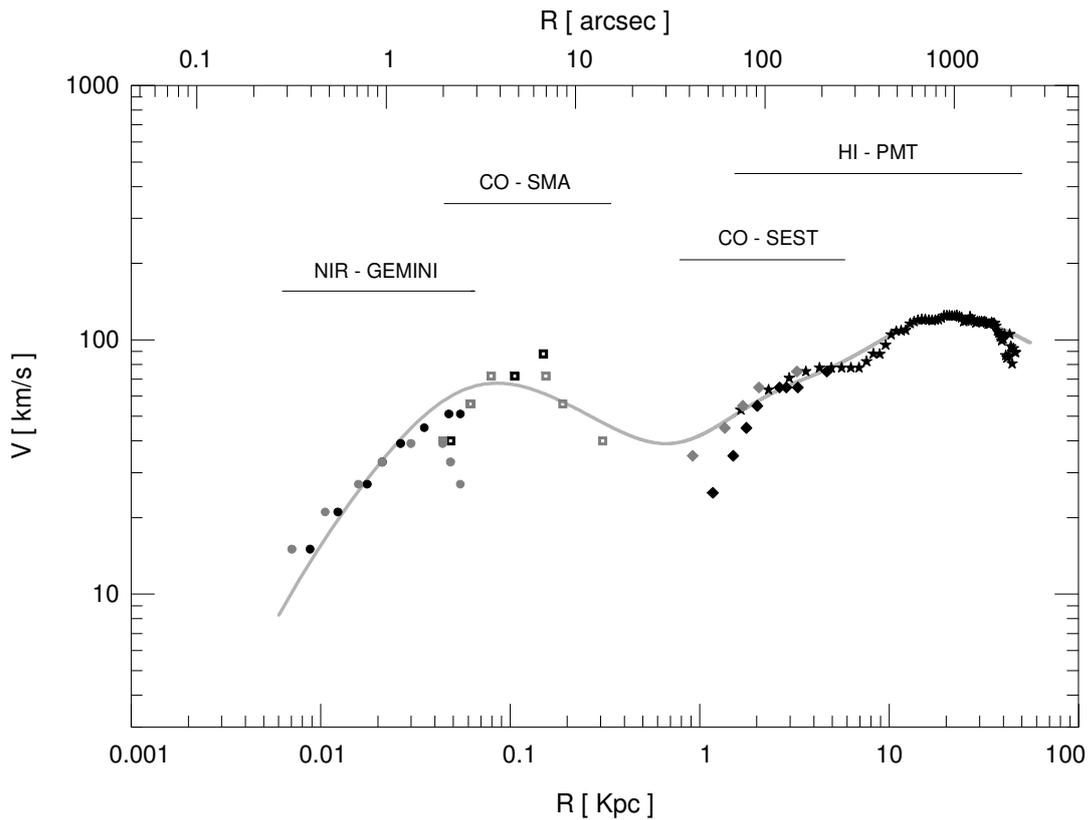


Figura 11: Curva de rotación completa, desde 8 pc a 50 kpc. Los símbolos negros corresponden a las velocidades positivas (SW) y los grises corresponden a las negativas (NE). Hemos excluido los puntos que se encuentran por debajo de la resolución espacial según cada tipo de observación. Para una mejor visualización se eligieron ejes logarítmicos.

A modo de comparación se presenta la curva de rotación de la Vía Láctea (Sofue 1999) que va desde las escalas de influencia del agujero negro hasta los 11 kpc (Figura 12). Puede notarse la gran extensión de la curva de rotación de M83 que aquí presentamos, siendo la Vía Láctea una galaxia de mayor tamaño que M83.

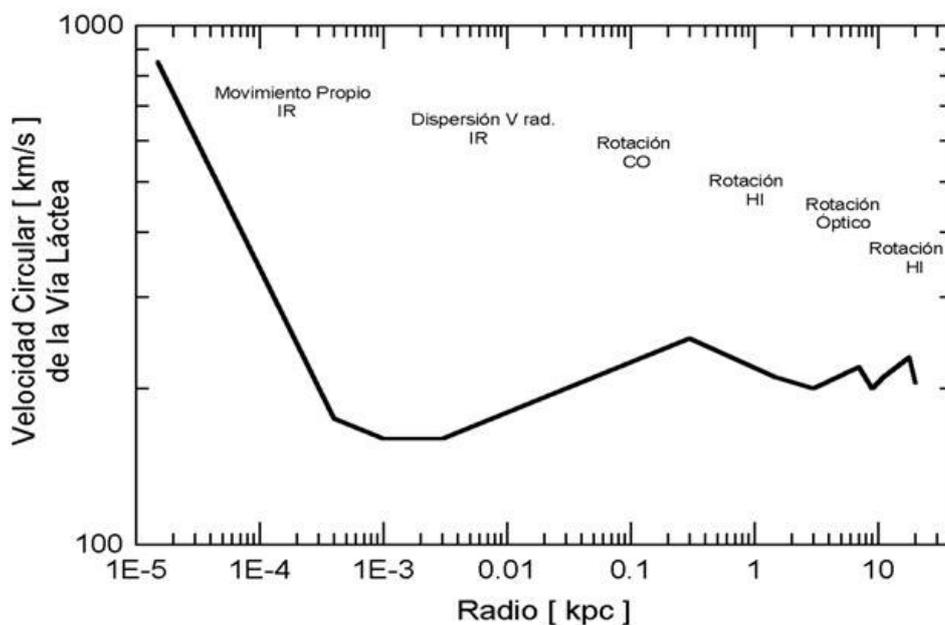


Figura 12: Curva de rotación completa de la Vía Láctea (Sofue 1999) que va desde las escalas de influencia del agujero negro hasta los 11 kpc.

Una vez obtenida la distribución de masa para M83, queremos determinar cuál es la relación entre la masa cinemática y la distribución de luz que responde a la materia luminosa. Para ello se utilizaron los perfiles de brillo del “Large Atlas of Galaxies” en las bandas J, H, K del infrarrojo cercano del relevamiento de 2MASS, bandas fotométricas que presentan las mayores ventajas en el estudio de las distribuciones de masa (Sección 1.2.3). A partir de la curva de rotación de la Figura 4 se determinó la densidad superficial de masa. Con ambas distribuciones, de masa y de luminosidad, se obtuvo el Cociente Masa-Luminosidad de acuerdo al procedimiento descrito en el Capítulo 4. Previamente, se han homogeneizado los datos, dado que las distribuciones de brillo y velocidades presentan diferentes resoluciones. En el caso de M83, el perfil de brillo presenta mejor resolución que la curva de rotación en las regiones centrales y viceversa en la zona externa. Cabe notar que M83 presenta una barra principal de ~ 1 Kpc. En el extremo de la misma dominan los movimientos no circulares, por lo que la curva de rotación es incierta en esos radios. Hemos excluido los puntos del cociente M/L que corresponden a dicha región.

El Perfil radial de Masa-Luminosidad obtenido para esta galaxia en banda J, H y K (Figura 6) tiene una extensión de 10 Kpc ($1.2R_{25}$). Podemos observar una región central brillante (M/L decreciente hacia el centro), una región media de comportamiento bastante constante por debajo de $1 M_{\odot}/L_{\odot}$, que luego de los 7 Kpc aumenta rápidamente llegando a valores cercanos a las $100 M_{\odot}/L_{\odot}$.

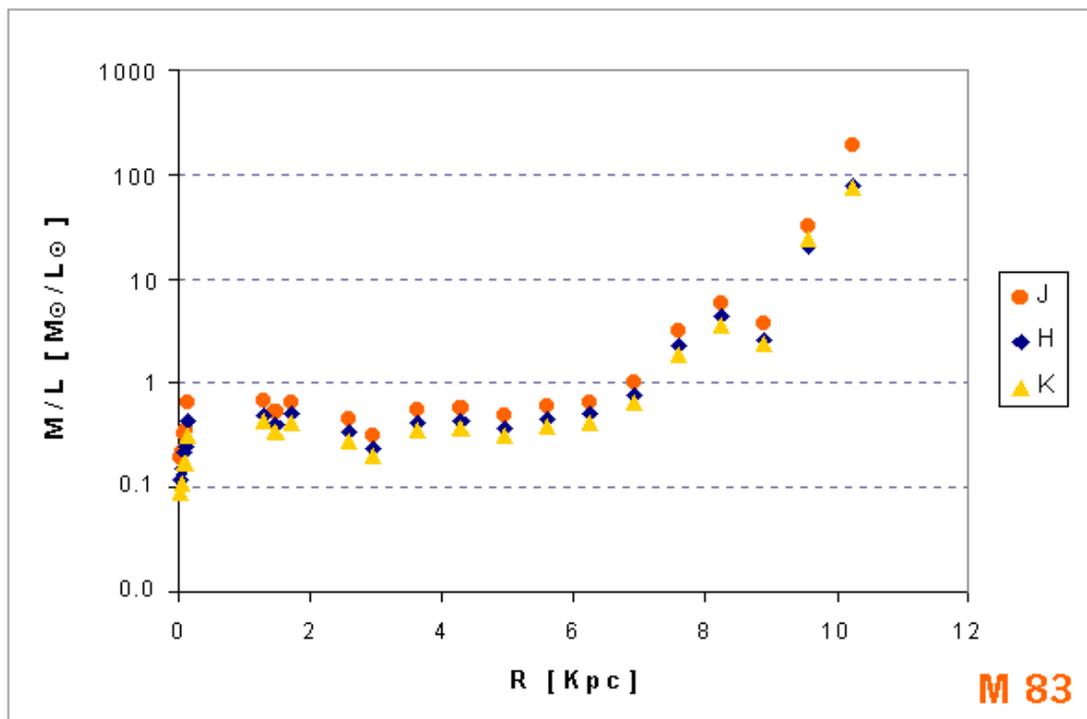


Figura 6: Perfil Radial del Cociente Masa-luminosidad para M83 en las bandas del NIR.

A pesar de la existencia de un núcleo oscuro, la determinación de valores de masa-luminosidad en regiones nucleares está fuertemente afectada por la formación estelar violenta. Dado que la tasa de formación estelar nuclear varía mucho de una galaxia espiral a la otra (de 0.1 a 100 masas solares por año) es de esperar que la masa luminosa no sea un parámetro muy útil para analizar la estructura de una galaxia espiral en radios inferiores a los 300 pársec.

Referencias

- Binney J. & Tremaine S. 1987, "*Galactic Dynamics*", Princeton University Press.
- Hernquist. L. 1993, *ApJS*, 86 389.
- Lundgren A., Olofsson H., Wiklin T & Rydbeck G. 2004. *Astro-ph/0404026*.
- Park O.K., Kalnajs A., Freeman C., Koribalski B. & Staveley-Smith L. 2001. *ASP Conference Series* 230, 109.
- Sakamoto K, Matsushita S., Peck A. B., Wiedner M. C., & Iono D. 2004 *Astro-ph/0403145*.
- Sofue Y. Tutui M., Tomita A., Takamiya T., Koda J. & Takeda Y. 1999, *ApJ* 523:136.

3.2 Galaxias Espirales en Proceso de Fusión

Las galaxias luminosas en el infrarrojo (IR) emiten la mayor parte de su energía en el IR ($L_{\text{IR}} > 10^{11} L_{\odot}$, $L_{\text{IR}} / L_{\text{B}} \sim 5-300$). Estas galaxias presentan grandes cantidades de polvo en emisión, gas molecular y formación estelar en sus regiones centrales. Y un fenómeno común asociado a estos sistemas es la presencia de vientos galácticos.

Gran fracción de estos objetos son galaxias interactuantes o en proceso de fusión. Los objetos más luminosos son generados por galaxias espirales, los que por su gran reservorio de gas desembocan en fusiones espectaculares. Las fuerzas de marea provocarían la pérdida de momento angular conduciendo grandes cantidades de gas hacia la región central, dando lugar a una intensa formación estelar y probablemente a la alimentación del agujero negro central. Estas fusiones de galaxias espirales pueden dar lugar a la formación de tipos más tempranos, incluso a una galaxia elíptica (Ver discusiones y referencias en “*Infrared Mergers and Infrared quasi-stellar objects with Galactic Winds. NGC 2623: Nuclear Outflow in a Proto Elliptical Candidate*”. 2004, MNRAS 348, 369. Autores: Lípári S., Mediavilla E., Díaz R., García-Lorenzo B., Acosta-Pulido J., Agüero M.P., Terlevich R.).

Las contribuciones hechas dentro del plan de trabajo de la tesis se enfocaron en determinar las distribuciones de masa y de luz para estas tres galaxias compuestas por espirales en proceso de fusión.

3.2.1 NGC 2623:

En la Figura 7 se puede apreciar claramente el carácter interactuante de esta galaxia. En su región central presenta tres concentraciones de masa brillantes, las cuales han llevado a interpretar con un sistema triple en colisión. Sin embargo, las imágenes de alta resolución del Telescopio Espacial revelan un núcleo muy oscurecido, invisible en la banda B, además de otras estructuras que evidencian importante presencia de polvo en la región nuclear.

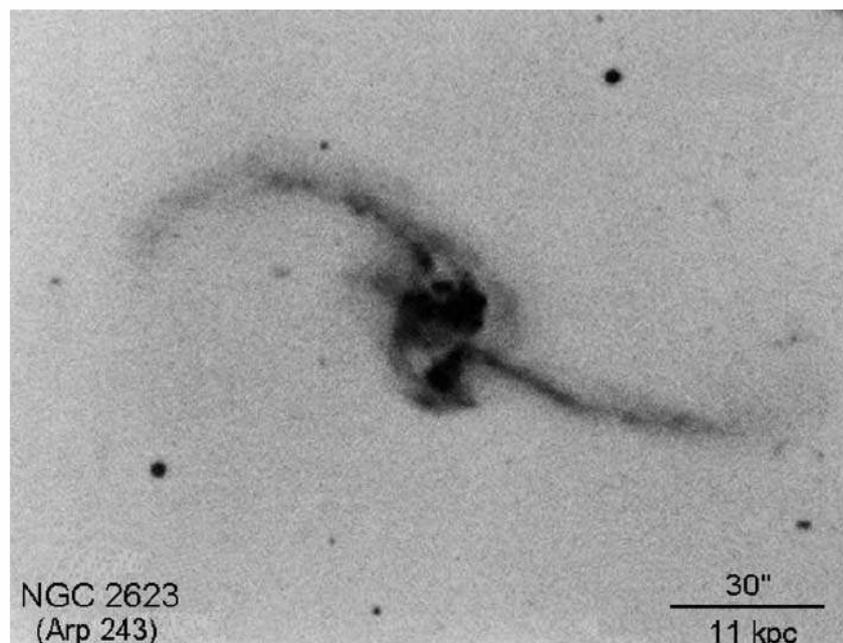


Figura 7: Imagen en banda B de NGC 2623 (Telescopio Palomar 5m), obtenida de NED.

Las imágenes de archivo del Telescopio Espacial en los filtros F555W y F814W de la WFPC2 fueron calibradas según el procedimiento descrito por Bagget et al. (2002):

$$m_{STMAG} = -21.1 - 2.5 \log(PF) - 2.5 \log\left(\frac{C}{TE}\right)$$

donde PF (PHOTFLAM) es de 2.508×10^{-18} para F814W y 3.483×10^{-18} para F555W; C es la cantidad de cuentas por unidad de área, previamente calibrada en cuentas por segundos de arco cuadrados; y TE el tiempo de exposición. Para transformar a las bandas I de Cousins y V de Jhonson se adoptaron las constantes de -1.27 mag y 0.0 mag respectivamente.

Para determinar el perfil de brillo superficial, se realizaron ajustes de elipses en anillos concéntricos con ángulo de posición variable (Paquete de Reducción AdHOC). Se probaron distintos centros de ajuste, dada la irregularidad de la región central de esta galaxia. Los ajustes arrojaron un ángulo de posición de $PA_{F814} = 85^\circ \pm 3^\circ$ entre 1 y 2.5 Kpc y $PA_{F555} = 85^\circ \pm 3^\circ$, regiones donde el PA mantenía cierta regularidad. El ajuste se realizó en anillos de 0.14 segundos de arco de ancho (3 píxeles) obteniendo el brillo superficial sobre el eje mayor de cada anillo. El perfil obtenido para el filtro F814W se extiende hasta 5.3 Kpc y se muestra en la Figura 8, junto con el ajuste de una ley de de Vaucouleurs con el siguiente brillo superficial y radio de escala:

$$\mu_e = 21.7 \pm 0.2 \text{ mag arcsec}^{-2} \quad R_e = 11 \pm 2 \text{ Kpc}$$

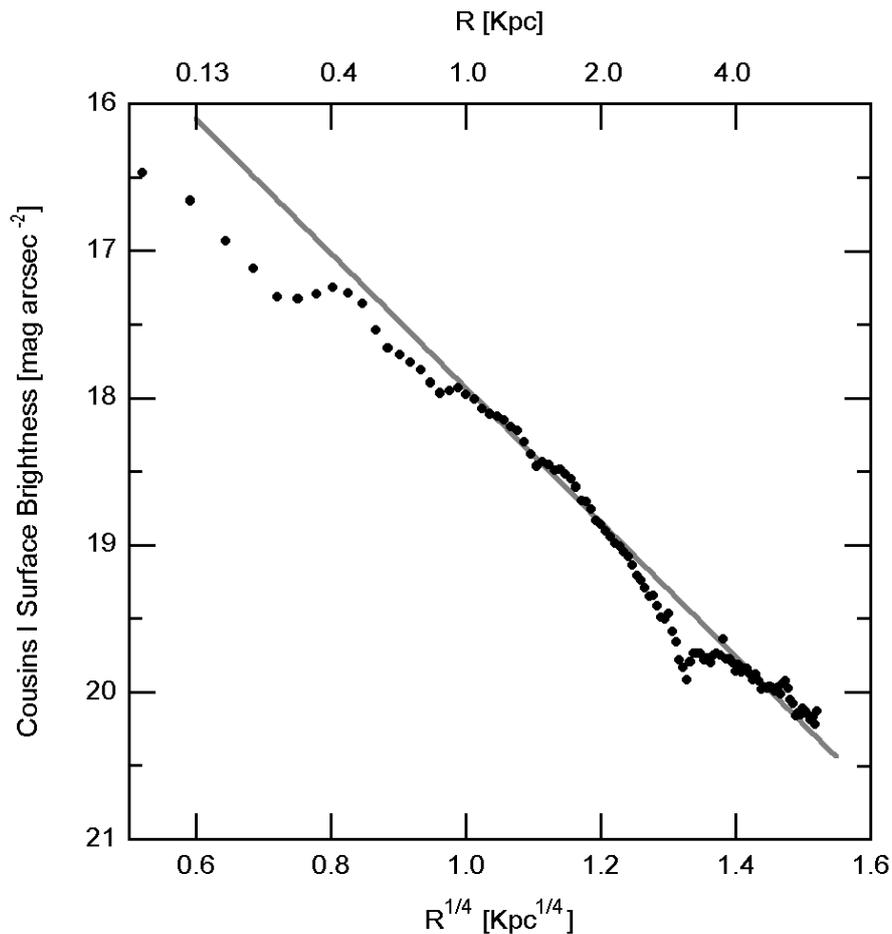


Figura 8: Perfil de Brillo Superficial en el Filtro F814W y ajuste de una ley de de Vaucouleurs.

Se consideraron diversas leyes para el brillo superficial resultando la ley de $R^{1/4}$ la más representativa. Y dado la irregularidad del perfil, se realizaron diversos ajustes, priorizando diferentes regiones del mismo, prefiriendo el ajuste mostrado ya que las depresiones observadas en los rangos $r < 1 \text{ Kpc}$ y $2.5 \text{ Kpc} < r < 3.7 \text{ Kpc}$ pueden ser explicadas por la presencia de polvo en dichas regiones.

Para la determinación de los Perfiles de Densidad Superficial de Masa, se utilizaron datos espectroscópicos bidimensionales obtenidos con el espectrógrafo INTEGRAL del Telescopio de 4.2m William Herschel en La Palma, España, en la región espectral de $H\alpha$. Este estudio particular se realizó como parte de la colaboración con el Dr. S. Lípári (Ver detalles en Lípári et al. 2004).

Para determinar la importancia de los movimientos no circulares, se confeccionó el campo de velocidades residuales de la siguiente manera. Se determinaron los parámetros cinemáticos utilizando la tarea de reducción "adcospa" del paquete AdHOC de ajuste de cosenos que permite determinar interactivamente el centro de rotación, la velocidad sistémica, el ángulo de posición en anillos y la correspondiente velocidad de rotación, y se asumió una inclinación de 45° . La mayor dificultad la presentó la determinación del centro de rotación que resultó a 0.8 y 0.2 segundos de arco al este y al sur del núcleo óptico respectivamente. El ángulo de posición mostró poca variación con un valor promedio de $PA = 119^\circ \pm 10^\circ$.

Debido a que el campo de velocidades está muy perturbado, se consideró más apropiado realizar una extracción a lo largo del eje mayor en un cono de 30° desde el centro, así se promedian las velocidades y los apartamientos locales son menos importantes en la determinación de la curva de rotación. Dicha extracción se muestra en la Figura 9, junto con un ajuste de un potencial de la forma:

$$\Phi(r) = -\frac{GM}{\sqrt{r^2 + r_o^2}}$$

con $M = 1.5 \times 10^{10} M_\odot$ y $r_o = 0.65 \pm 0.15 \text{ Kpc}$. Dada la importante caída de las velocidades en los radios más externos, se analizó la distribución radial de la masa interior (Figura 10), para determinar a qué radio los movimientos no circulares se vuelven importantes. Se puede ver que la Masa interior comienza a decaer en aproximadamente 1.5 Kpc, con lo cual el ajuste se consideró con sentido físico para radios menores.

Con la curva de rotación modelo construimos un campo de velocidades axisimétrico y, al restarlo del campo observado, se obtuvo el Campo de Residuos con fuertes movimientos no circulares de hasta 100 Km/s (Figura 11). En este campo se muestran con una cruz los centros cinemático y fotométrico. Se puede observar una estructura tipo cono en la región noreste que coincide con el cono de emisión observado en $H\alpha$, el continuo adyacente, en [NII] y [SII]. Las velocidades positivas se interpretan como la pared más lejana del cono de ionización que está expulsando material alejándose del observador y las velocidades negativas como la región interna del cono que está expulsando material que con cierta orientación se ve acercándose al observador.

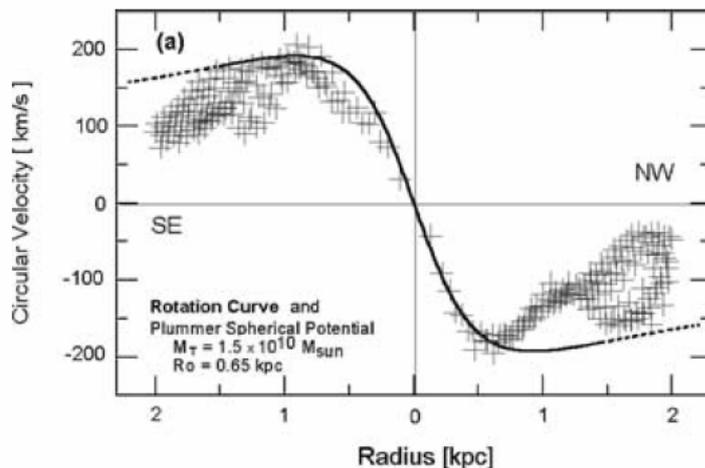


Figura 9: Extracción de la velocidad circular a lo largo del eje mayor cinemático. La línea representa un ajuste de un potencial de Plummer.

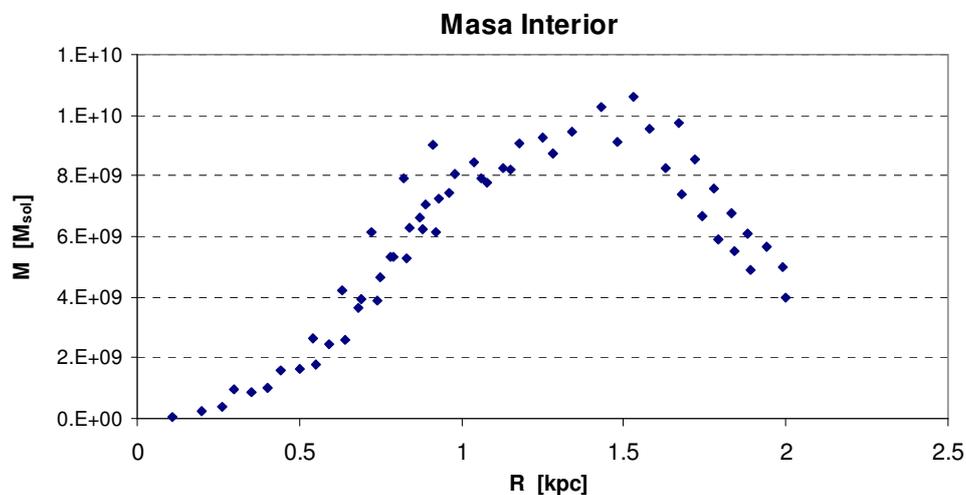


Figura 10: Masa interior a R. La curva no sigue plana debido a los movimientos no circulares.

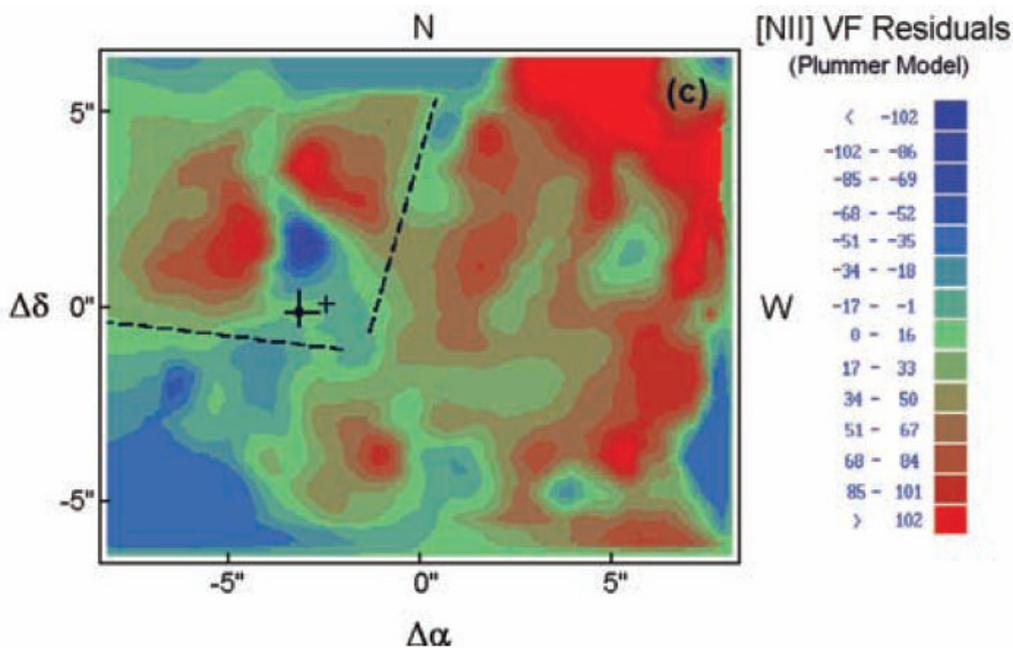


Figura 11: Campo de Velocidades radiales. Las líneas delimitan el cono de ionización de H α .

Se ajustó un potencial esférico a la curva de rotación, un potencial de Plummer, debido a que el perfil de brillo sigue una distribución del tipo $R^{1/4}$ asociada a sistemas esferoidales y no una distribución exponencial esperada para sistemas discoidales. Calculamos la densidad volumétrica a partir de dicho potencial (Ver Sección 1.2.1) e integramos la misma en z para obtener la densidad superficial de masa:

$$\Sigma(R) = - \frac{M}{\pi R_o^2 \sqrt{1 + \frac{R^2}{R_o^2}}}$$

A partir de las distribuciones de masa y de brillo superficial (previamente transformada a L_{\odot}/pc^2 y suavizada a la resolución del campo de velocidades), obtuvimos la distribución radial del Cociente Masa-Luminosidad como $M/L(R) = \Sigma(R)/I(R)$ que se muestra en la Figura 12.

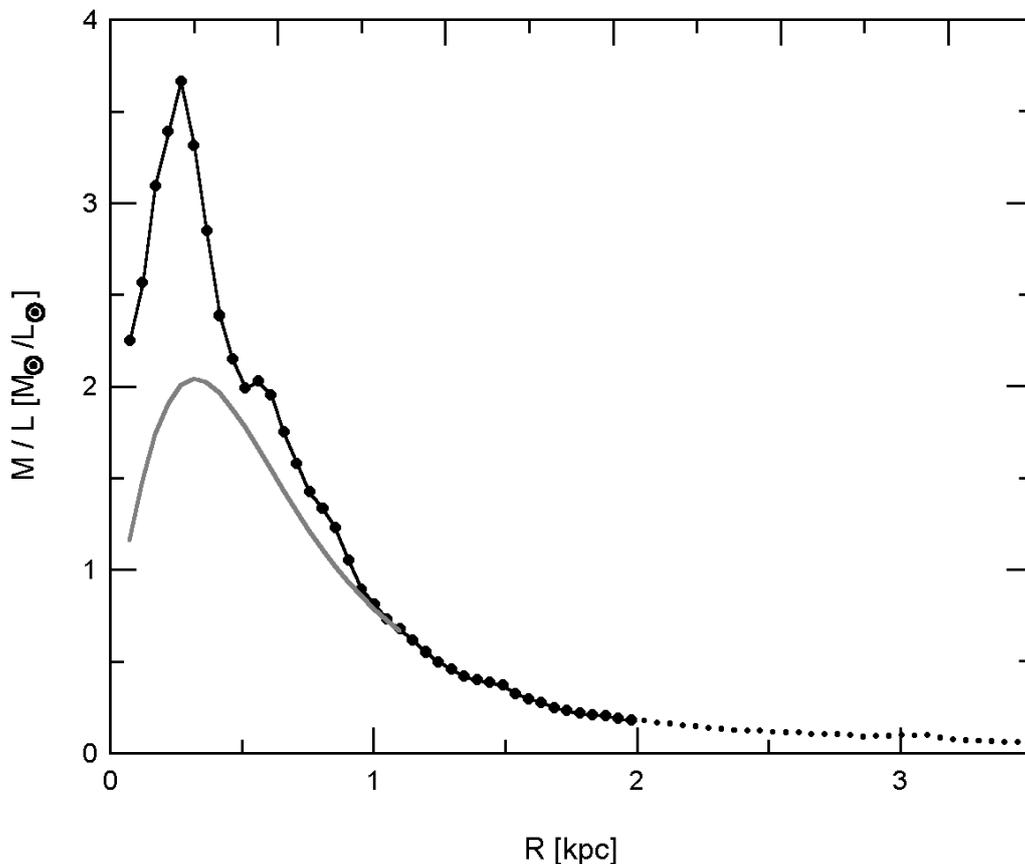


Figura 12: Perfil del Cociente Masa-Luminosidad para NGC 2623. La línea oscura con puntos corresponde al perfil de brillo observado y la línea gris corresponde al ajuste de la ley $R^{1/4}$.

En el Perfil de M/L se observa un pozo central que puede deberse a la baja resolución de la curva de rotación nuclear, luego tiene una subida abrupta que es más marcada en el perfil observado que en el ajustado por la presencia del polvo en esos radios. Luego el perfil cae abruptamente por el predominio de la alta luminosidad de esta región con formación estelar y la caída de la curva de rotación. Más allá de 1.5 Kpc el perfil no es confiable debido a los movimientos no circulares. Los bajos valores de M/L son consistentes con otras determinaciones para galaxias con alta emisión en el IR (Wright et al. 1988). La presencia de polvo tiene un efecto mucho mayor sobre la luminosidad que sobre las velocidades radiales (Sección 1.2.3), con lo cual el perfil de M/L puede ser aún más bajo. Sin embargo, la forma de S de la curva de rotación se

asemeja a la forma de aquellas galaxias con importantes alabeos (Sección 2.2.3). Si ese fuera el caso, entonces hay mayor probabilidad de subestimar la región nuclear y externa de la curva de rotación, y sobreestimar la región media, con lo cual la variación del perfil M/L sería más suave.

Cabe destacar que a pesar de que esta galaxia está fuertemente afectada por las interacciones, tanto la cinemática como la luminosidad han podido ser descritas con las leyes que describen las galaxias normales. Notemos también que el cuerpo de NGC 2623 presenta un perfil bien definido, dando indicio de una completa fusión entre los cuerpos originales, con un comportamiento del tipo $R^{1/4}$ sin presentar indicios de un disco exponencial que fuera característico de las galaxias espirales originarias, probablemente como producto de la interacción.

3.2.2 NGC 5514:

Esta galaxia consiste de un cuerpo principal de aproximadamente 17 Kpc, una cola brillante con una extensión proyectada de 50 kpc y otra cola más débil y opuesta de extensión similar (Figura 13). Presenta un núcleo principal brillante en todas las bandas fotométricas y uno secundario a una distancia de 5.4 Kpc¹.

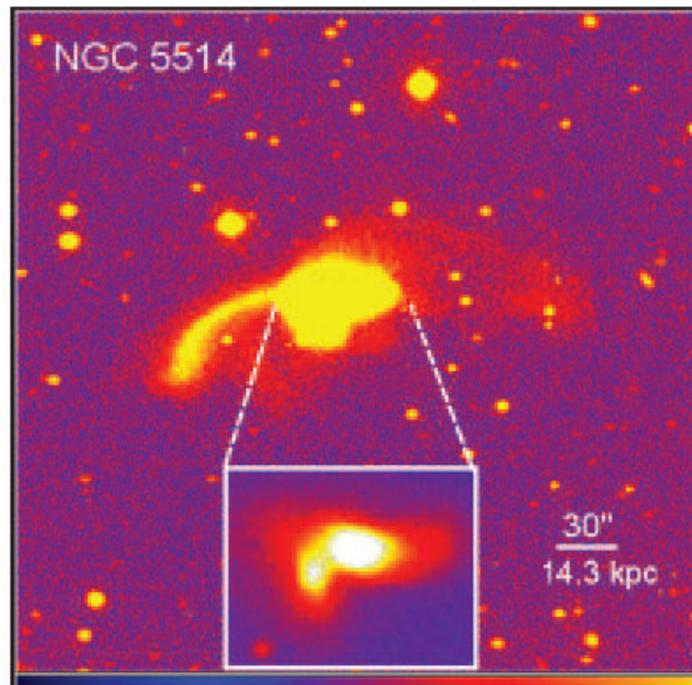


Figura 13: Imagen de NGC 5514 en banda V obtenida en CASLEO.

Se analizaron las imágenes en el NIR del Relevamiento 2MASS, seleccionando la banda H ya que presentaba mayor relación señal ruido. Dado que los cuerpos en interacción no se han fusionado aún, se realizó el ajuste de anillos a la imagen en banda H, centrándonos en cada núcleo y en los sectores que no incluyen al núcleo vecino. Se probaron distintos ajustes de la forma R^n resultando la mejor ley con $n=1/4$. Los ajustes se muestran en la Figura 14.

¹ Esta sección se realizó como parte de la colaboración con el Dr. Lípari cuyos resultados se presentan en "Infrared mergers and infrared quasi-stellar objects with galactic winds-II. NGC 5514: two extranuclear starbursts with LINER properties and a supergiant bubble in the rupture phase" 2004, MNRAS 355, 641. Autores: Lípari S., Mediavilla E., García-Lorenzo B., Díaz R., Acosta-Pulido, Agüero M., Taniguchi Y., Dottori H., Terlevich R.

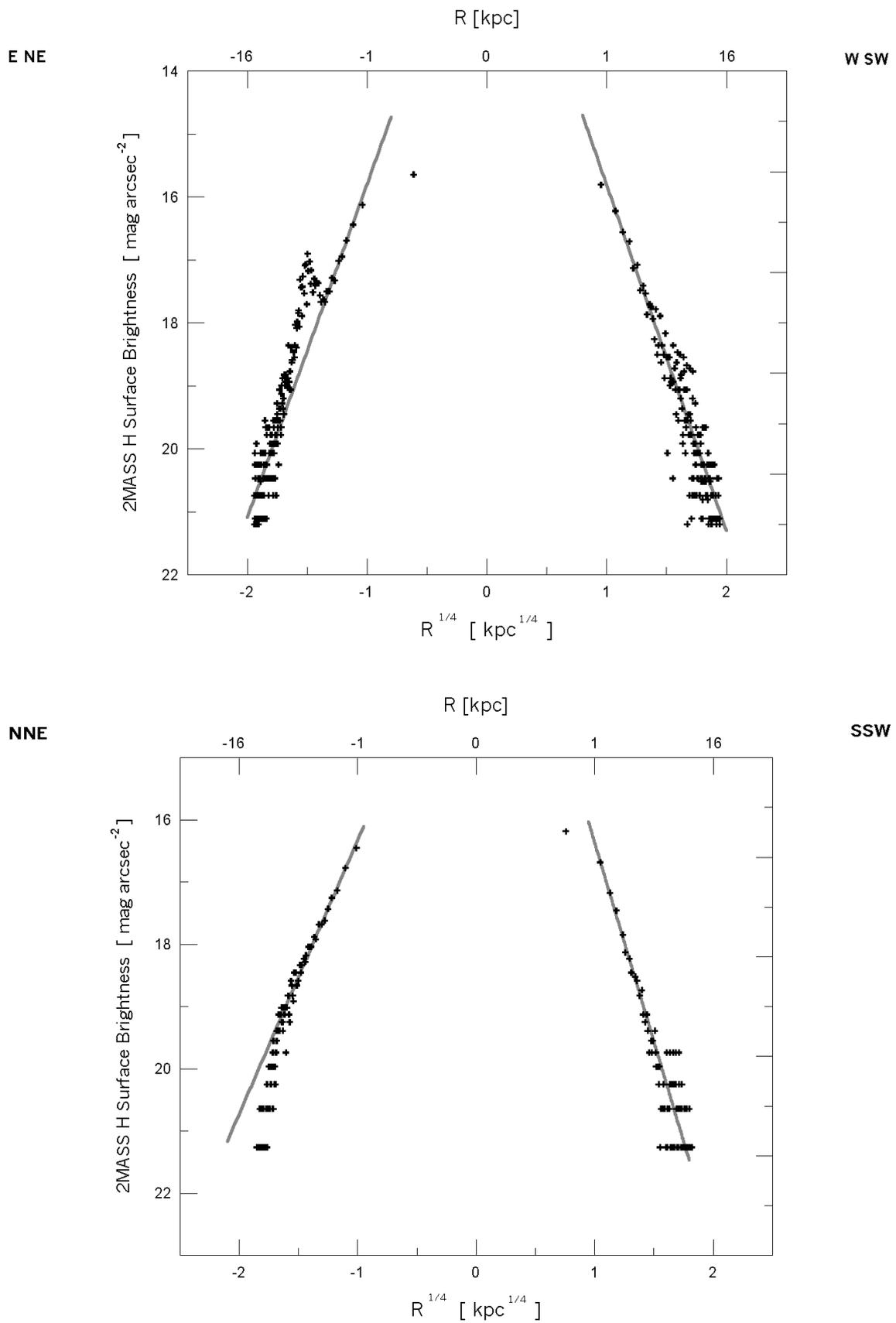


Figura 14: Perfiles de Brillo en banda H para el núcleo principal (arriba) y para el secundario (abajo) en términos de $R^{1/4}$.

3.2.3 NGC 3256:

NGC 3256 es una galaxia infrarroja cercana la cual es una fusión entre dos galaxias ricas en gas, al menos. En la Figura 15 se puede apreciar la complejidad de la región central de esta galaxia.

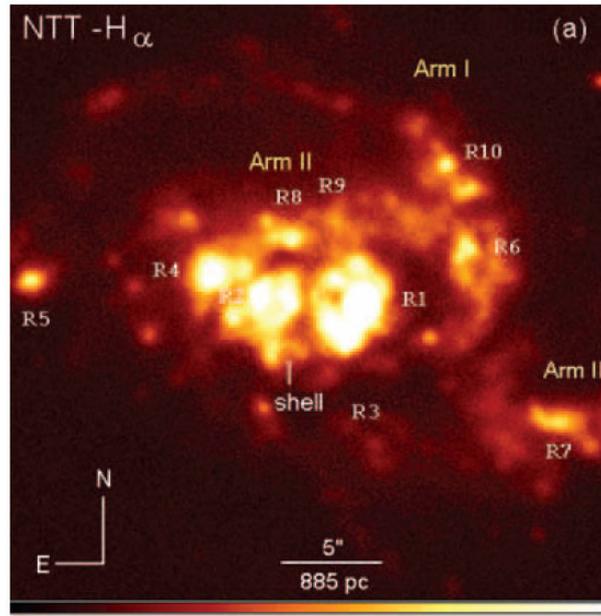


Figura 15: Imagen de la región central de NGC 3256 obtenida por el HST con WFPC2 en $H\alpha$.

Se utilizaron imágenes del Telescopio Espacial en el Filtro F814W para la obtención de las distribuciones de brillo superficial. Se adoptó el centro denominado R1 en la Figura 15 porque es el que arrojó perfiles más simétricos. En la Figura 16 se muestra un corte en la imagen que contiene varias de las estructuras marcadas en la Figura 15. Se realizaron ajustes del brillo en anillos concéntricos con ángulo de posición variable².

Para determinar la distribución de masa se utilizaron espectros (espectrógrafo STIS, modo ranura larga) tomados del archivo del Telescopio Espacial. Estos espectros cubren los 400 pc centrales y fueron tomados para la detección de un posible agujero negro central (Figura 17). Se ajustó un potencial de Plummer-Kuzmin con los siguientes parámetros:

$$M = 2.16 \times 10^8 M_{\odot} \quad r_0 = 40 \text{ pc.}$$

En la Figura 17 también se puede observar la curva de rotación de una masa puntual central de $\sim 10^7 M_{\odot}$ suavizada a dos veces el ancho de la ranura (0.15"), y podemos descartar que las velocidades medidas en el núcleo de esta galaxia se deban a un agujero negro supermasivo central.

En la Figura 18 se muestra el Cociente M/L en función del radio. Se puede observar que éste aumenta hacia el centro, sin mostrar la caída abrupta hacia el origen observada en NGC 2623. Nótese la alta resolución de la curva de rotación de NGC 3256. Hacia fuera el perfil cae a valores muy chicos, en acuerdo con lo

² Esta sección se realizó como parte de la colaboración con el Dr. Lípari cuyos resultados se presentan "The nearest extreme starburst: bubbles, young star clusters and outflow in NGC 3256". 2004, MNRAS 354, L1. Autores: Lípari S., Díaz R., Forte J., Terlevich R., Taniguchi Y., Agüero M., Alonso-Herrero A., Mediavilla E., Zepf S.

observado en otras galaxias infrarrojas. Sin embargo, con datos cinemáticos de baja resolución en CO se determinó el perfil de M/L hasta 3 Kpc, el cual muestra una depresión central y luego un valor constante alrededor de $\sim 0.5 M_{\odot}/L_{\odot}$.

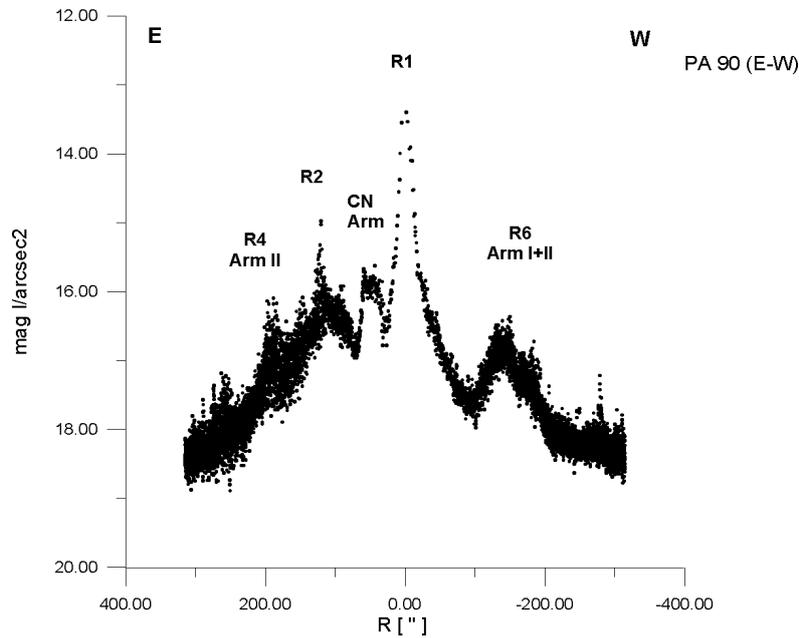


Figura 16: Corte a PA=90° en la Imagen de NGC 3256 en F814W.

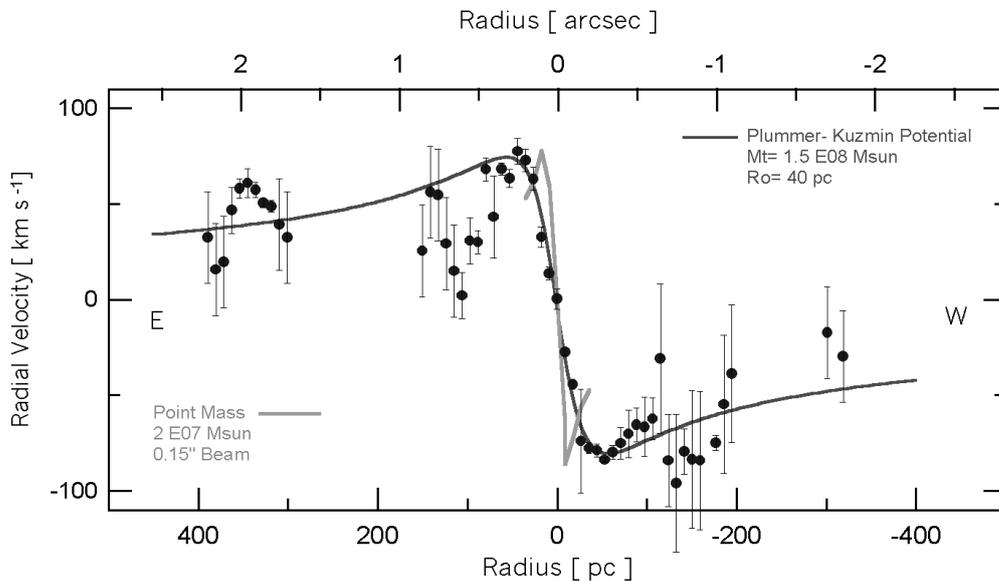


Figura 17: Curva de rotación central y ajuste de Plummer-Kuzmin y masa puntual central.

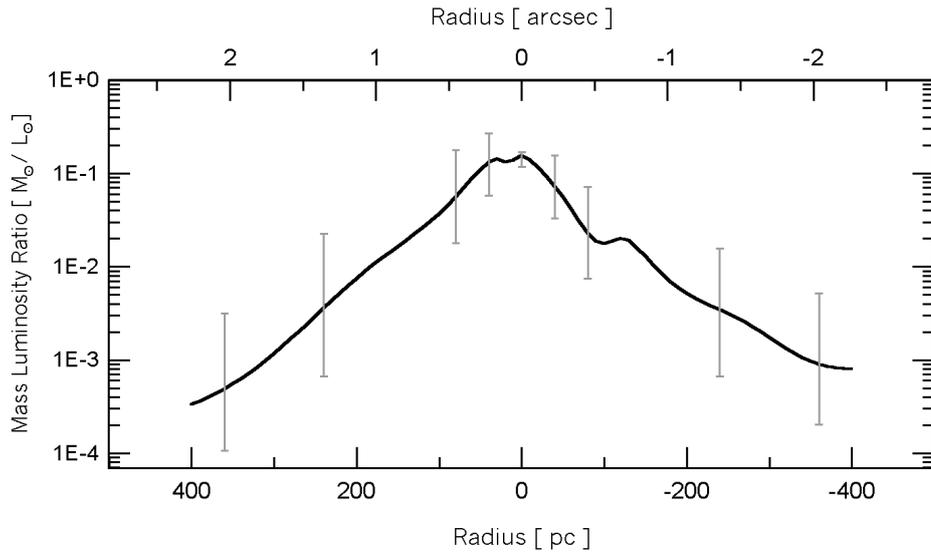


Figura 18: Perfil de M/L para NGC 3256.

En esta sección hemos comprobado las complicaciones a afrontar para obtener información cinemática y fotométrica válida en los fusiones avanzadas. Sin embargo en el caso más evolucionado de los tres que tratamos, existe un rango radiales en el cual la relajación dinámica ha actuado lo suficiente como para generar una zona radial de comportamiento regular, para la que fue posible derivar una distribución de masa luminosidad.

3.3 Anillos Circumnucleares

Las regiones centrales de galaxias presentan un escenario bastante complejo donde conviven diferentes estructuras, que pueden afectar la determinación de las distribuciones de masa. En el caso de las galaxias espirales Sa-Sc, las más importantes son los anillos circumnucleares (AnCs). Estas estructuras están asociadas a la estructura global de la galaxia, consecuencia de la dinámica de la misma (e.g. Buta & Combes 1996 y referencias). Las estructuras anulares están asociadas a resonancias de los patrones de las perturbaciones y la rotación global del disco, específicamente a la resonancia interna de Lindblad. A su vez estas resonancias están asociadas al aumento de masa central, a la presencia de un agujero negro supermasivo central y una subida en el perfil de M/L en el centro galáctico (e.g. Díaz et al. 1999).

Por otro lado, muchos centros de galaxias presentan agujeros negros, que al ser alimentados con gas y estrellas desatan la actividad nuclear observada en las Galaxias Activas. Los mecanismos por los cuales el material de la región interna de las galaxias llega al núcleo de la misma alimentando el agujero negro masivo responsable de la actividad nuclear son poco conocidos. La posible relación entre las distintas estructuras que conviven en la región central puede dar luz a este mecanismo que permite perder varios órdenes de magnitud de momento angular del gas para ser devorado por el AGN.

Los anillos circumnucleares son estructuras claramente diferenciables del núcleo activo en sí mismo y de las estructuras asociadas al mismo como por ejemplo el cono de ionización, condición que no se cumple para otras estructuras presentes en estas escalas como barras secundarias, espirales nucleares y discos circumnucleares. Es por ello que los anillos circumnucleares son las estructuras más indicadas para el estudio de la dinámica del gas y su asociación con la actividad nuclear.

En las sobredensidades radiales de materia que forman el anillo conviven el gas, polvo y estrellas. Dependiendo de la componente dominante y del filtro con que lo observemos, tendremos diferentes clasificaciones de anillos circumnucleares (Figura 1). Los anillos dominados por el polvo presentan la estructura anular en absorción o enrojecida. Otros están dominados por la emisión de regiones HII como es el caso de NGC 1512 en donde se pueden diferenciar las regiones de polvo de aquellas regiones con estrellas azules. Aquellos llamados anillos estelares están dominados por estrellas más evolucionadas, el anillo presenta muy poco contraste, resultando dificultosa su detección en imagen directa, por ello se realiza un *unsharp masking*, que consiste en restarle a la imagen ella misma pero muy suavizada para que resalten las estructuras. Otra técnica que se utiliza para la detección de anillos de bajo contraste es el mapa de color.

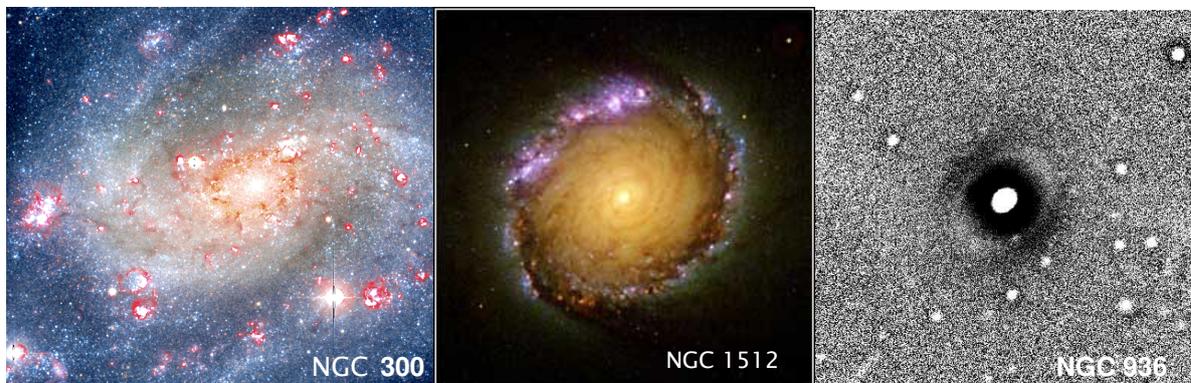


Figura 1: Diferentes tipos de anillos circumnucleares. Anillo de Polvo (NGC 300, ESO combinación de óptico e infrarrojo), Anillo de Regiones HII (NGC 1512, HST) y Anillo Estelar (NGC 936, *unsharp masking* en R).

Estudiaremos aquí las propiedades de los anillos circumnucleares y las galaxias que los hospedan, su relación con la alimentación de la actividad nuclear y su efecto sobre la M/L en estas galaxias dado que los anillos se relacionan directamente con la presencia de perturbaciones en el disco y se espera que los mismos sean más estables en galaxias con halos masivos. También buscaremos indicios estadísticos de una diferencia en la relación de Tully-Fisher en este tipo de objetos.

3.3.1 Catálogo

Para realizar un estudio estadístico de las propiedades de galaxias que presentan estas estructuras, hemos confeccionado un catálogo de Galaxias con Anillos Circumnucleares (Catálogo de AnCs) que se presenta en la Tabla 3.1, el cual fue construido teniendo en cuenta los siguientes criterios de selección:

- a) Hemos realizado una búsqueda bibliográfica de imágenes de galaxias en búsqueda de anillos circumnucleares. El catálogo de galaxias con anillos interiores y circumnucleares publicado por Buta & Crocker (1993) de 64 galaxias se tomó como base para la búsqueda de galaxias candidatas. A pesar de que este catálogo presenta mayormente anillos detectados en imágenes tomadas por los autores y además cuenta con las dimensiones de los anillos, no presenta imágenes de los mismos. Otros autores han llevado a cabo campañas de observación que no han confirmado los anillos circumnucleares declarados, por lo cual se requirió una confirmación visual u otra detección independiente del anillo, que nos permitan clasificar al anillo según los criterios que hemos determinado para la confección de nuestro catálogo. De las 64 galaxias declaradas por Buta & Crocker (1993) se pudieron confirmar 51 objetos. Se incluyeron entonces en el Catálogo aquellas galaxias para las cuales se dispone de una imagen, perfil o mapa de color publicados en donde el anillo sea visible y puedan determinarse sus dimensiones. En algunos casos la imagen no era contundente pero si además había trabajos que mencionaban la existencia del mismo, éste fue incluido en el Catálogo de AnCs. También se incluyeron aquellos que contaban con una segunda confirmación que citaba las dimensiones y orientación del anillo, aunque no hubiera imagen. En el caso de las galaxias ESO 507-G16 y de NGC 5945, se contaban con indicios de poseer un anillo circumnuclear y fueron observadas por nuestro grupo de trabajo en el observatorio de CASLEO (San Juan, Argentina), en una campaña de observación destinada al estudio de este tipo de objetos, obteniendo una confirmación positiva. El Catálogo de AnCs cuenta con 94 galaxias y se encontraron más de 30 galaxias que no cumplían con los criterios para ser incluidas en el Catálogo pero son buenas candidatas a tener anillos circumnucleares en sus centros. Estas galaxias formarán parte de una muestra a observar en el futuro.
- b) Para determinar si la estructura anular observada corresponde al anillo circumnuclear se tuvieron en cuenta las siguientes características:
 - I. Como se mencionó, el anillo circumnuclear es interior a la barra, mientras que los anillos interiores son exteriores a la misma, sin embargo en muchos casos la barra no está presente o no es observable, dificultando la clasificación del anillo. En consecuencia, hemos exigido que el tamaño relativo del anillo respecto a la galaxia sea menor al 20% ($R_{\text{anillo}} / R_{\text{galaxia}} < 20\%$).
 - II. Dado que no se observan barras con tamaños menores a los 2Kpc, y dado que no hay evidencias de resonancias internas de Lindblad menores a los 100pc,

hemos tomado estos límites superiores e inferiores para el tamaño físico del anillo circumnuclear ($100 \text{ pc} < R_{\text{anillo}} < 2 \text{ Kpc}$).

III. Debido a que nuestro interés en la observación de anillos circumnucleares es estadístico, se ha exigido también que el tamaño aparente del anillo sea mayor a 1.5 segundos de arco, para que el mismo pueda ser observado desde Tierra, técnica mayormente usada para la observación de las galaxias y la consecuente detección de un anillo circumnuclear ($R_{\text{anillo}} > 1.5''$).

La galaxia ESO 138-G1 tiene un anillo de 2.6 Kpc de radio, pero se la incluyó en la muestra porque es un caso excepcional de un anillo circumnuclear gigante (Buta, Crocker, Baugus 1999, AJ 118, 2071).

Los anillos fueron clasificados como Anillos de Polvo cuando se observa como un anillo en absorción, o bien un anillo visible sólo en el Infrarrojo; Anillos HII cuando son anillos de formación estelar en etapa de emisión; Anillos Estelares cuando son distinguibles en un mapa de color o un *unsharp masking*. El Catálogo consta de 73 Anillos HII, 12 Anillos de Polvo y 9 Anillos Estelares (Tabla 3.1). Esta frecuencia observada no es representativa de la frecuencia real de cada tipo de anillo debido a que los anillos de formación estelar son considerablemente más probables de ser detectados.

También se determinaron los radios de los anillos, medidos en cada imagen, perfil o mapa de color. Aunque estuviera reportado el tamaño del anillo circumnuclear en la literatura, realizamos nuestra propia determinación para unificar los criterios de medición a fin de obtener una muestra más homogénea de los mismos. En la Figura 2a se muestra la distribución del radio de los anillos. La media de los radios de los anillos es de $R_a = 0.8 \text{ Kpc}$ (mediana: 0.7 Kpc y moda: 0.5 Kpc). Los tamaños relativos al tamaño de la galaxia (Figura 2b) presentan un pico en 5% (media y mediana de 7% y 6% respectivamente). El 91% de los radios de la muestra se encuentran entre (0.2 - 1.85) Kpc y entre (2 - 18)% del R_{25} . El 91% de los anillos circumnucleares del Catálogo tienen tamaños entre 200pc y 1.85 Kpc, con lo cual los límites inferior y superior que habíamos exigido para los mismos son razonables en función de la distribución intrínseca de tamaños. En cuanto al tamaño relativo, también podemos ver que el límite del 20% del R_{25} queda en la cola de la distribución, asegurándonos de no dejar demasiados objetos fuera. El caso límite es ESO 138-G1 con un $R_a/R_{25}=0.23$, pero fue incluida debido a que apenas supera el límite establecido para el tamaño relativo y tiene un tamaño absoluto de 1.25 Kpc, bien por debajo del límite de 2 Kpc (esta galaxia es una galaxia E/S0, con lo cual no presenta una barra distinguible a fin de compararla con el anillo).

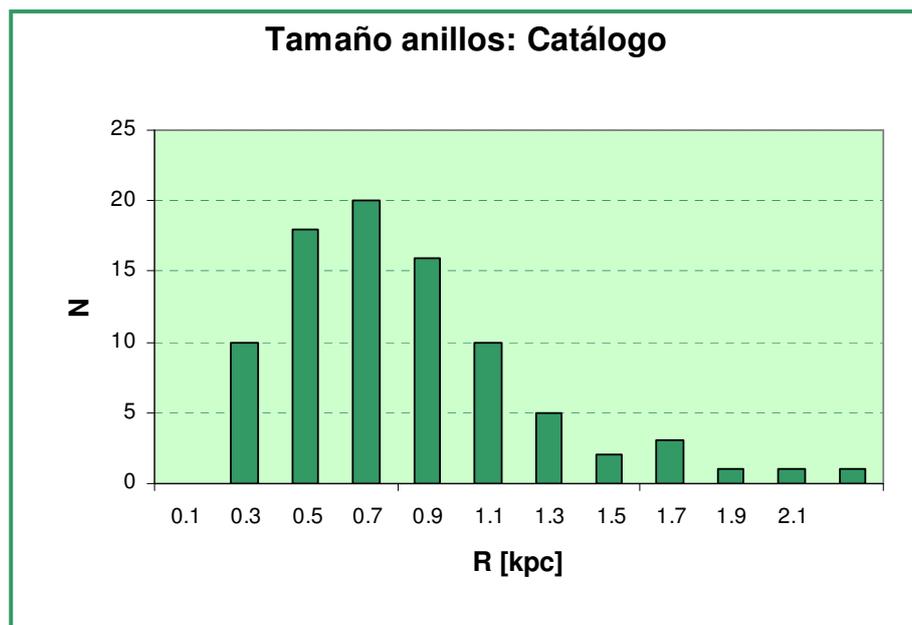


Figura 2a: Distribución del tamaño absoluto de los Anillos Circumnucleares.

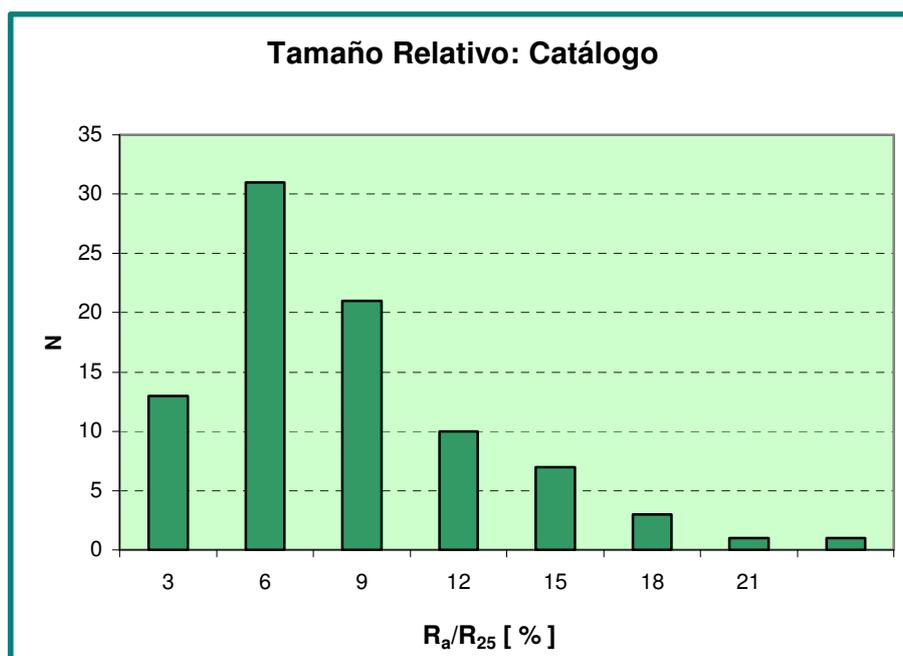


Figura 2b: Distribución del tamaño (R_a/R_{25}) de los Anillos Circumnucleares.

En la Tabla 3.2 se muestran el Tipo morfológico, el Tipo de Barra y el Tipo de Actividad Nuclear de las galaxias del Catálogo. El Tipo Morfológico y de Barra fueron obtenidos del Catálogo de Tully (1988), y los objetos que no se encontraran en dicho catálogo se obtuvieron de la NED (NASA-IPAC Extragalactic Database)¹. El tipo de actividad fue obtenido del Catálogo de Véron-Getty & Véron (2006) para la actividad nuclear más importante (fuentes Seyfert), mientras que para la clasificación de núcleos

¹ <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>

de menor actividad se utilizó la clasificación dada por Ho et al. (1997)² que coincide, en todos los casos con la clasificación establecida en NED, excepto para NGC 5850 para la cual NED no ofrece clasificación alguna, mientras que en Ho et al. se clasificó como LINER.

En la Figura 3 se muestra la distribución de tipos morfológicos numéricos del Catálogo de AnCs. El Tipo de Hubble E corresponde a $T=-5$ en la clasificación de de Vaucouleurs; el tipo S0 corresponde a $T=-2$; las Sa a $T=1$; las Sb a $T=3$; las Sc a $T=5$; las Sd a $T=7$; las Sm a 9; y las Irr a 10.

Se puede observar que predominan los tipos 3 y 4 (Sb-Sbc).

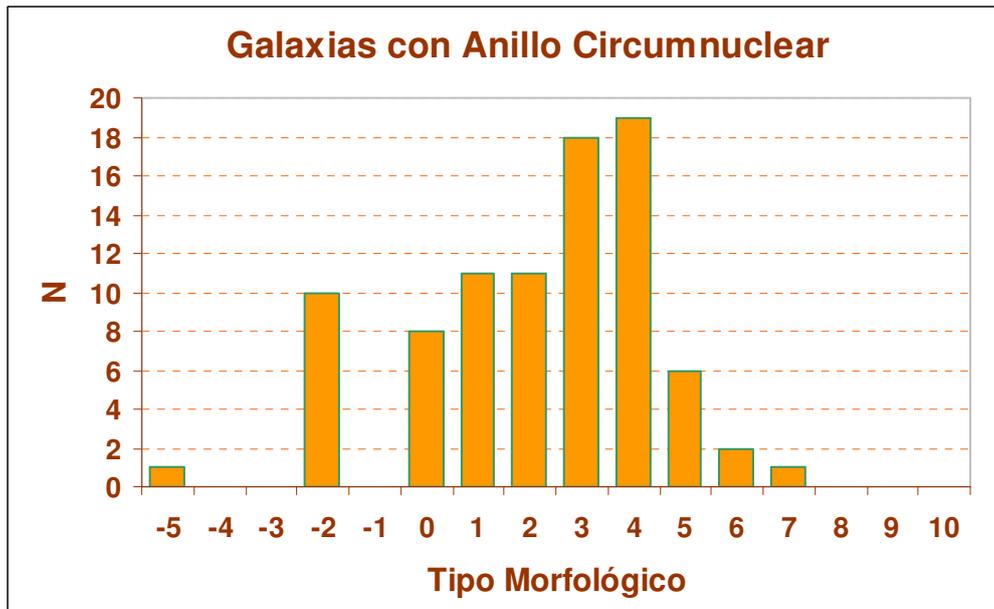


Figura 3: Distribución del Tipo Morfológico del Catálogo. La galaxia más temprana es NGC 5953 y la más tardía NGC 300.

Para analizar si este predominio es propio de las galaxias con anillos circumnucleares o es una propiedad de cualquier muestra de galaxias espirales, hemos comparado la distribución de tipos morfológicos de nuestro catálogo con aquel de Tully (1988) que cuenta con 2367 galaxias y con aquel de Ho et al. (1997) con 486 galaxias (Muestra para un estudio de las regiones centrales de galaxias espirales). En estos dos catálogos de comparación se presenta un pico en el tipo morfológico Sc (distribuciones con los mismos rangos que se utilizaron en la Figura 3). Para que las distribuciones fueran comparables, el tipo morfológico del Catálogo de AnCs se obtuvo del catálogo de Tully y para aquellas que no se encontraran en dicho catálogo (27 galaxias) se obtuvieron del RC3. En la Figura 3 se muestran las distribuciones de nuestro Catálogo y el de Tully, donde los tipos morfológicos se agruparon de la siguiente manera: E = -5 S0 = -3, -2; Sa = 0, 1, 2; Sb = 3, 4, Sc = 5, 6, Sd = 7, 8, Irr = 9, 10, P=13. Se probaron agrupaciones alternativas para descartar variaciones por la elección de los rangos mencionados. Se puede observar en la figura que el predominio de galaxias Sb es propio de las galaxias con anillos circumnucleares ya que una muestra aleatoria de galaxias espirales presentaría mayor número de galaxias tardías que el observado en nuestro Catálogo. Para cuantificar este exceso de galaxias

² El trabajo de Ho et al. (1997) estudia espectroscópicamente en detalle los núcleos de 486 galaxias espirales en busca de galaxia Seyfert enanas, con lo cual muchas de las galaxias clasificadas como Seyfert en ese trabajo no clasificarían como tales en el Catálogo de Verón-Cetty & Verón (2006), por lo que sólo se consideraron las clasificaciones de las galaxias de menor actividad, como son las LINER, de Transición y de Formación Estelar.

tempranas, se calculó la distribución de tipos morfológicos esperada para una muestra de 92 galaxias espirales entre los tipos morfológicos S0 y Sd de acuerdo a la distribución del Catálogo de Tully. Se excluyó NGC 5953 ya que no esperamos encontrar anillos circumnucleares en galaxias elípticas y nos interesa estudiar las propiedades de los AnCs en las galaxias espirales. En la Figura 4 se comparan ambas distribuciones. En el caso del tipo S0 la diferencia está en el límite del error de Poisson, pero no así con los tipos Sa y Sb que presentan un exceso de 2.5 y 2 veces el valor esperado respectivamente. También es significativo la falta de galaxias más tardías de tipo Sc y Sd con lo esperado.

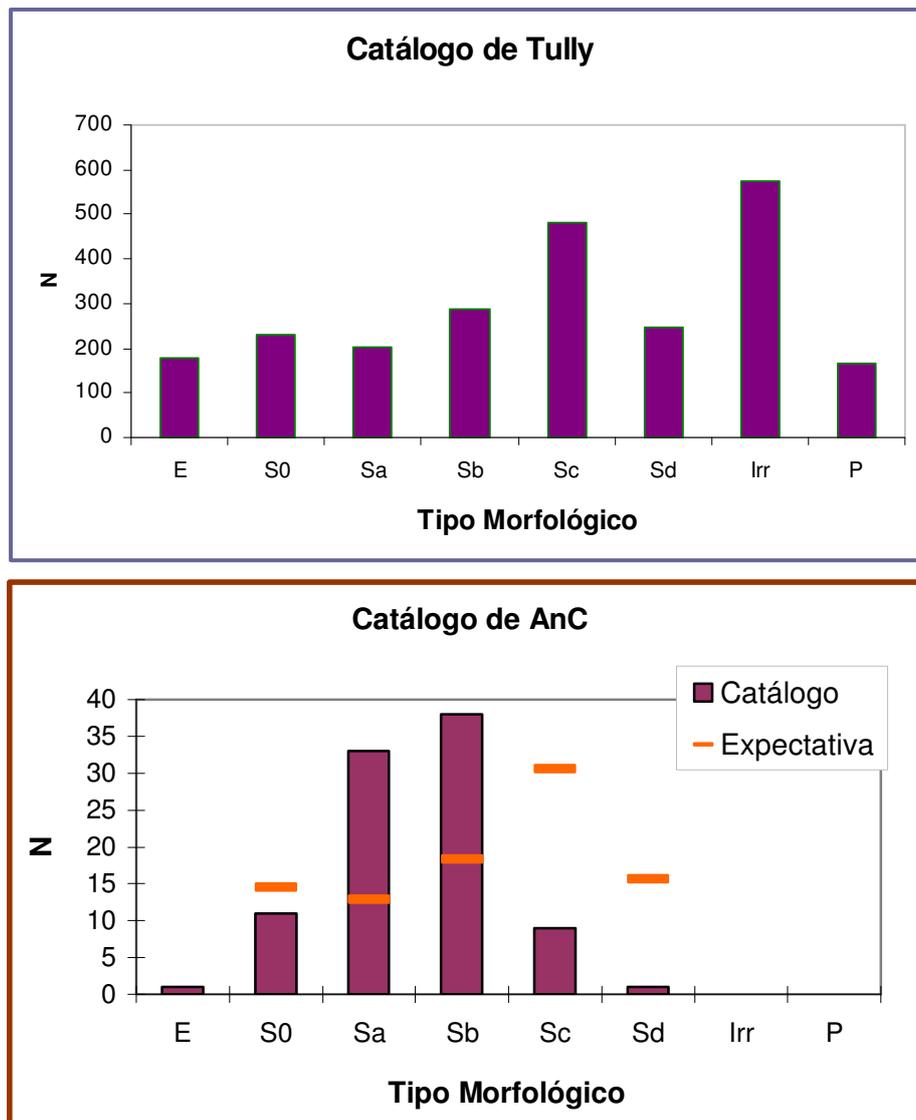


Figura 4: (Arriba) Distribución del Tipo Morfológico del Catálogo de Tully (1988). (Abajo) Distribución para las Galaxias con Anillos Circumnucleares y expectativa para una muestra como la del Catálogo de AnCs.

Otra característica importante de las galaxias que puede estar relacionada con la presencia de anillos es la intensidad de la barra. En la Figura 5 se comparan la distribución del tipo de barra para las galaxias del Catálogo de AnCs con la expectativa esperada para la distribución morfológica de la muestra de acuerdo al Catálogo de Tully. Se puede apreciar que la cantidad de galaxias barreadas es la esperada, mientras que se observan menor número de galaxias sin barra que se encuentran en un estado de barra intermedio.

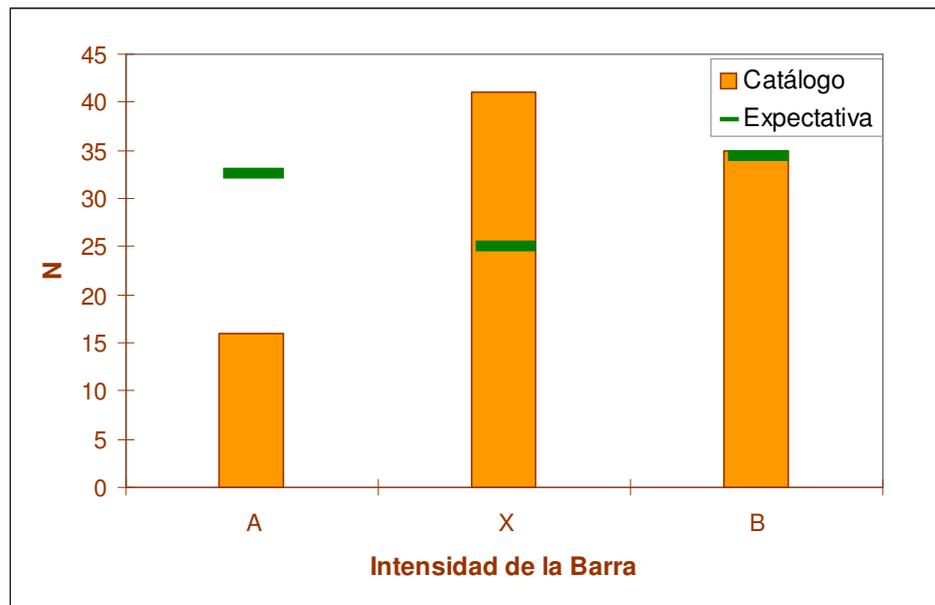


Figura 5: Distribución de la Intensidad de la Barra. “A” corresponde a ausencia de Barra, “X” a una Barra débil y “B” a una Barra destacada. Los segmentos corresponden a la expectativa según la distribución de tipos morfológicos del Catálogo de AnCs.

En la Figura 6 se presenta la distribución del Tipo de Actividad Nuclear del Catálogo de AnCs. El grupo S1 incluye las galaxias tipo Sy1, Sy1.2 y 1.5; en las S2 están contempladas las Sy2, Sy1.8 y 1.9, Sy1i y Sy1h³; L son LINERS; HII representa los núcleos con formación estelar y la categoría “no”, agrupa aquellas galaxias que no pertenecen a ninguna de las clases anteriores. Se observa un predominio de galaxias tipo S2 entre las galaxias activas. En cambio, si agrupamos los núcleos activos de la siguiente manera, S1 incluye sólo a Sy1; S1.5 incluye a los tipos intermedios Sy1.5, Sy1.8 y S1.9; y S2 a las Sy2, Sy1i y Sy1h, en este caso se ve que predominan las Sy2 junto con las Sy de tipo intermedio.

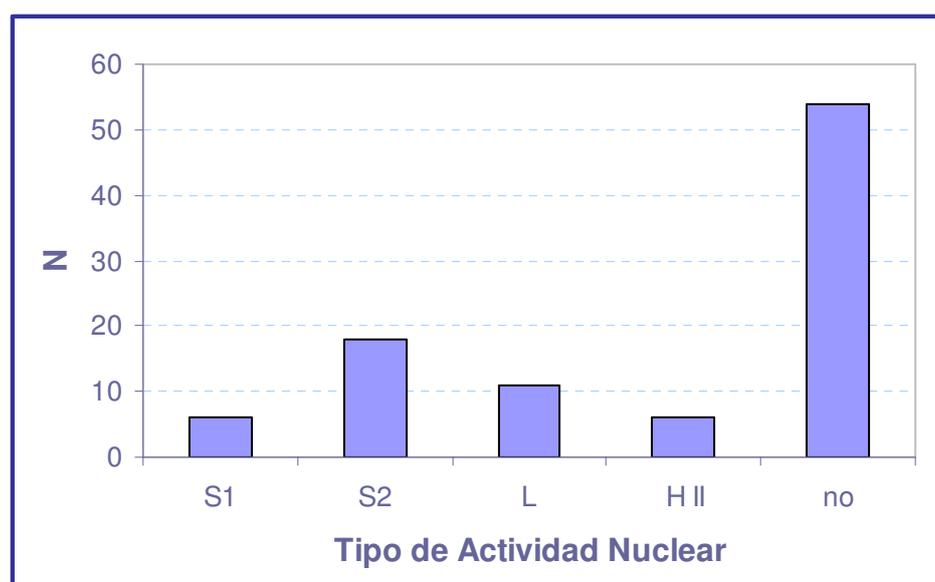


Figura 6: Distribución del grado de Actividad Nuclear de las galaxias del Catálogo de AnCs.

³ Las galaxias que presentan líneas anchas sólo en luz polarizada se consideraron Sy2, debido a que la mayoría de las observaciones no contemplan la polarización y se observarían como Sy2.

Para determinar cuan significativa es esta distribución, calculamos la expectativa de galaxias Sy para la distribución morfológica de nuestra muestra de acuerdo a las abundancias de galaxia Seyfert publicadas por Woltjer (1990) obtenidas a partir del catálogo de galaxias RSA de 1246 galaxias y utilizando el catálogo de Véron-Cetty & Véron (1989) para la clasificación de la actividad nuclear:

Tipo Morf.	% de Sy 1	% de Sy 2
E-S0	2%	0%
Sa-Sap	6.5%	6.5%
Sb-Sbc	3.2%	3.9%
Sc	0.5%	0.8%

La expectativa de galaxias Seyfert para el Catálogo de AnCs es de 3 Sy1 y 3 Sy2. Podemos ver que la incidencia de galaxias tipo Sy1 en el Catálogo (6 S1) es el doble de lo esperado pero dado el bajo número de objetos no es muy significativo, sin embargo el tipo Sy2 es considerablemente mayor (16 S2).

Debido a esta gran diferencia en el número de S2, tomamos la muestra de Ho et al. (1997), quienes presentan observaciones detalladas para determinar las características de las regiones centrales de 486 galaxias. A partir de los resultados publicados en dicho trabajo, confeccionamos la siguiente distribución de incidencia de núcleos Seyfert de acuerdo al tipo morfológico:

Tipo Morf.	% de Sy 1	% de Sy 2
E	0%	7%
SO	2%	9%
SO/a-Sap	7%	12%
Sb-Sbc	2%	12.6%
Sc-Scd	1%	4.6%
Sd-Sdm	0%	5.0%
Sm-Im	0%	5.0%
Ir	0%	0.0%
P+S	14%	0.0%

En este caso la expectativa es de 3 S1 y de 9 S2. Si bien la expectativa esperada es más cercana a la incidencia observada en el Catálogo de AnCs para las Sy2, la muestra de Ho et al. fue confeccionada para la búsqueda de núcleos Seyfert enanos, es decir, de baja luminosidad, con lo cual se verán favorecidas en esa muestra las galaxias con núcleos S2 que son más débiles que los S1. Por otro lado, una galaxia de esa muestra que fuera clasificada como S2, tiene un análisis muy detallado de su núcleo que lleva a dicha clasificación, un análisis con alto grado de precisión con el que no cuentan las galaxias del Catálogo de AnCs, por lo que no serían comparables directamente. Cabe mencionar que los anillos de las galaxias con núcleos Seyfert son mayormente de Tipo H, encontrándose 4 de Tipo P y sólo 1 de Tipo S que es una galaxia de tipo E/S0.

Dado el bajo número de objetos del Catálogo de AnCs, y dado los posibles efectos de selección del mismo, procedimos a confeccionar un catálogo de comparación, formado por galaxias con propiedades similares pero sin presencia de un anillo circumnuclear. Esto nos permitirá confirmar las tendencias observadas de una manera más independiente y también determinar si las galaxias con AnC tienen alguna propiedad peculiar.

Para poder obtener resultados significativos respecto a la incidencia de Actividad Nuclear en nuestro Catálogo, descartamos aquellas galaxias que fueran observadas por su condición de Galaxia Activa y cuyo anillo circumnuclear no hubiera sido descubierto de otra manera. Se excluyeron NGC 1386, NGC 4151⁴, NGC 5643, NGC 6890, NGC 7582, Mrk 477 y ESO138-G1. De esta manera obtenemos una muestra de galaxias que no está condicionada por la actividad nuclear de las mismas.

Para poder comparar esta muestra de galaxias con AnC y la muestra de Comparación, debemos obtener las propiedades de ambas muestras de una misma fuente, evitando así diferencias en los métodos y criterios de clasificación. Se adoptó el Catálogo de Tully como fuente para las propiedades globales de ambas muestras y el Catálogo de Véron-Cetty & Véron (2006) para la clasificación de la Actividad Nuclear. En el catálogo de Tully se encontraron 67 de las 87 galaxias de la muestra.

3.3.2 Galaxias de Comparación

A cada una de las 67 galaxias de la submuestra se le asignó una galaxia de comparación. El apartamiento de las propiedades de la galaxia de comparación respecto a la galaxia con anillo debía seguir los siguientes criterios:

Desde el punto de vista observacional, queremos que la inclinación de ambas galaxias sean parecidas ya que la detección del anillo circumnuclear depende de la orientación del disco de la galaxia respecto al observador, además queremos tamaños aparentes similares para asegurarnos que la región circumnuclear de ambas estén igualmente resueltas:

- a) Inclinación: $\Delta i \leq 10^\circ$
- b) Tamaño Aparente: $\Delta D_{25} \leq 20\%$

También queremos que la galaxia de comparación sea lo más parecida posible en sus propiedades físicas globales como son la Magnitud absoluta, el tipo morfológico y el tamaño real:

- c) Magnitud en banda B: $\Delta M_B \leq 0.3$ mag.
- d) Tipo Morfológico (numérico): $\Delta T \leq 2$
- e) Tamaño Real: $\Delta R_{25} \leq 40\%$

Se inspeccionaron las imágenes disponibles en la literatura de las galaxias de comparación para asegurarnos que no pudieran tener un anillo circumnuclear en su región central y se constató que no fueran galaxias candidatas aún no confirmadas.

Debido a que para unas pocas galaxias no se encontró una galaxia de comparación que cumpla con todos los requisitos anteriores, y que puede haber más de una galaxia de comparación dentro de los criterios, se definió un índice que refleja la cercanía de la galaxia de comparación a la galaxia con anillo. Éste se definió como la suma de las diferencias entre la propiedad de la galaxia y su comparación dividida la diferencia máxima para esa propiedad:

$$I = \frac{\Delta T}{2} + \frac{\Delta M_B}{0.3} + \frac{\Delta i}{10} + \frac{\Delta D_{25}}{20} + \frac{\Delta R_{25}}{40} \leq 5$$

Este índice nos habla de un parecido general, dado que una comparación puede estar fuera en un criterio pero fue elegida porque era muy parecida en el resto. Entonces, la diferencia excesiva de un ítem puede ser contrarrestada por la buena similitud en otro. Además, al estar normalizada cada diferencia, todos los ítems tienen

⁴ A pesar de estar catalogada en el trabajo de Buta & Crocker, estos autores detectaron el anillo en imágenes que fueron tomadas por su condición de galaxia activa (Vila-Vilaro et al. 1995).

el mismo peso en la comparación. Este índice nos permite elegir la galaxia que más se aproxime entre las galaxias que cumple con todos los requisitos.

Las galaxias seleccionadas se listan en la Tabla 3.3.

Las principales dificultades para encontrar una galaxia de comparación se presentaron para galaxias muy cercanas, o extremas en luminosidad.

Los promedios de las diferencias entre la galaxia con anillo y su par de comparación, sin anillo, son las siguientes:

$$\begin{aligned} \Delta i &: & -4 \pm 10 \text{ [}^\circ\text{]} \\ \Delta D_{25} &: & 0.8 \pm 1.7 \text{ [']} \\ \Delta M_B &: & 0.0 \pm 0.2 \text{ mag}_B \\ \Delta T &: & 0 \pm 1 \\ 2. \Delta R_{25} &: & -0.9 \pm 4.1 \text{ [kpc]} \end{aligned}$$

En la Figura 7 se muestran las diferencias de inclinación entre las galaxias de la submuestra y la comparación. Los casos extremos son NGC 1433 y NGC 2681 que presentan baja inclinación (27° y 0° respectivamente).

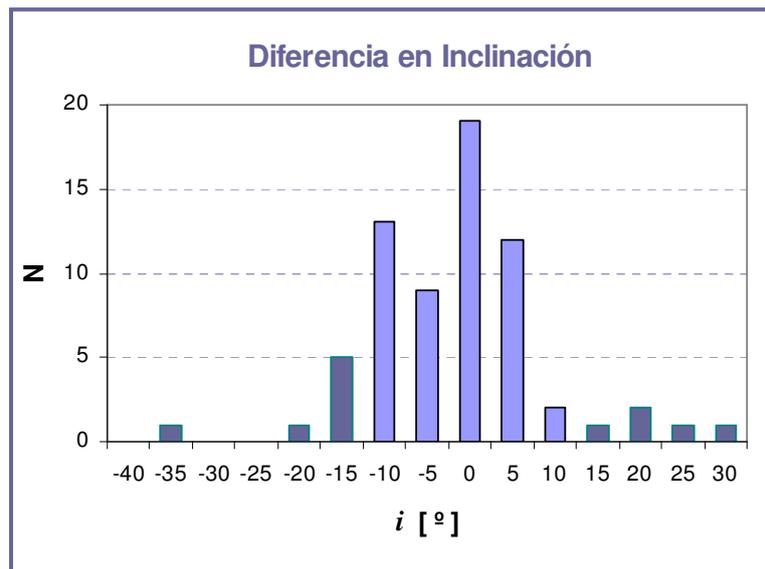


Figura 7: Diferencias en la inclinación de la galaxia con AnC y su galaxia de comparación. Los casos fuera del criterio de selección se muestran más oscuros.

En relación a la magnitud absoluta, hay tres para las cuales no se pudo encontrar una galaxia de comparación que estuviera dentro del criterio (Figura 8). NGC 300 muy débil y cercana ($M=16.88$ y $D_{25}=20'$), NGC 1068 muy brillante y extendida ($M= -21.3$ y $2R_{25}=33$ kpc), NGC 1512 muy cercana ($D = 13.4'$). Hay dos casos en el límite con 0.31 y 0.32 pero en el histograma aparecen fuera.

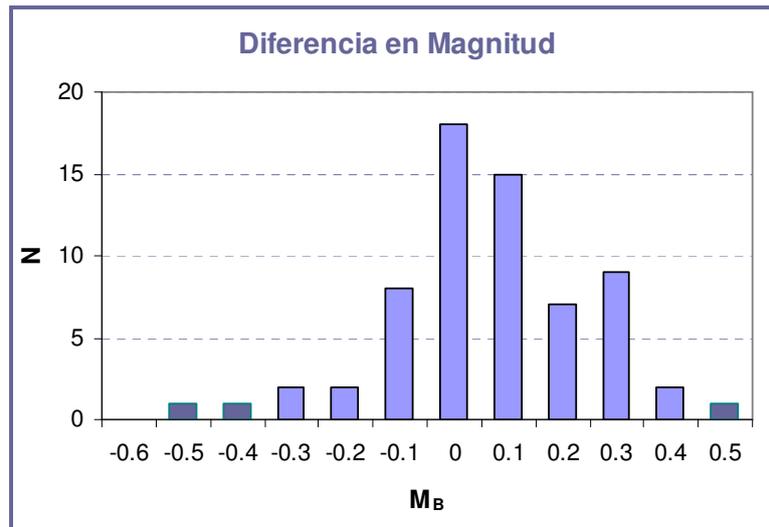


Figura 8: Diferencias en la Magnitud Absoluta B de la galaxia con AnC y su galaxia de comparación. Los casos fuera del criterio de selección se muestran más oscuros.

En la Figura 9 se muestran las diferencias en el Tipo Morfológico. NGC 4314 muestra una diferencia de 3 tipos morfológicos pero esto se debe a que el tipo T=-1 no existe, por lo tanto, queda dentro del criterio de selección.

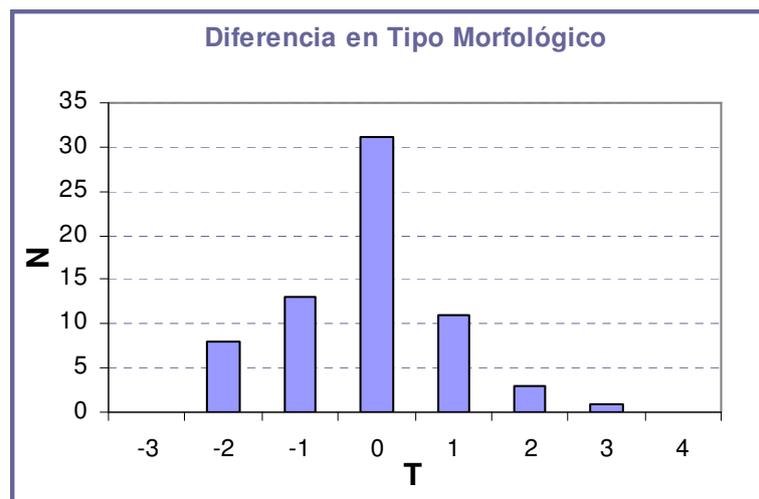


Figura 9: Diferencias en Tipo Morfológico (numérico) de la galaxia con AnC y su galaxia de comparación.

Para el análisis de los tamaños calculamos las diferencias porcentuales (Figura 10). Hay varios casos fuera de criterio. La mayoría se debe a que tienen un tamaño real o aparente muy grande.

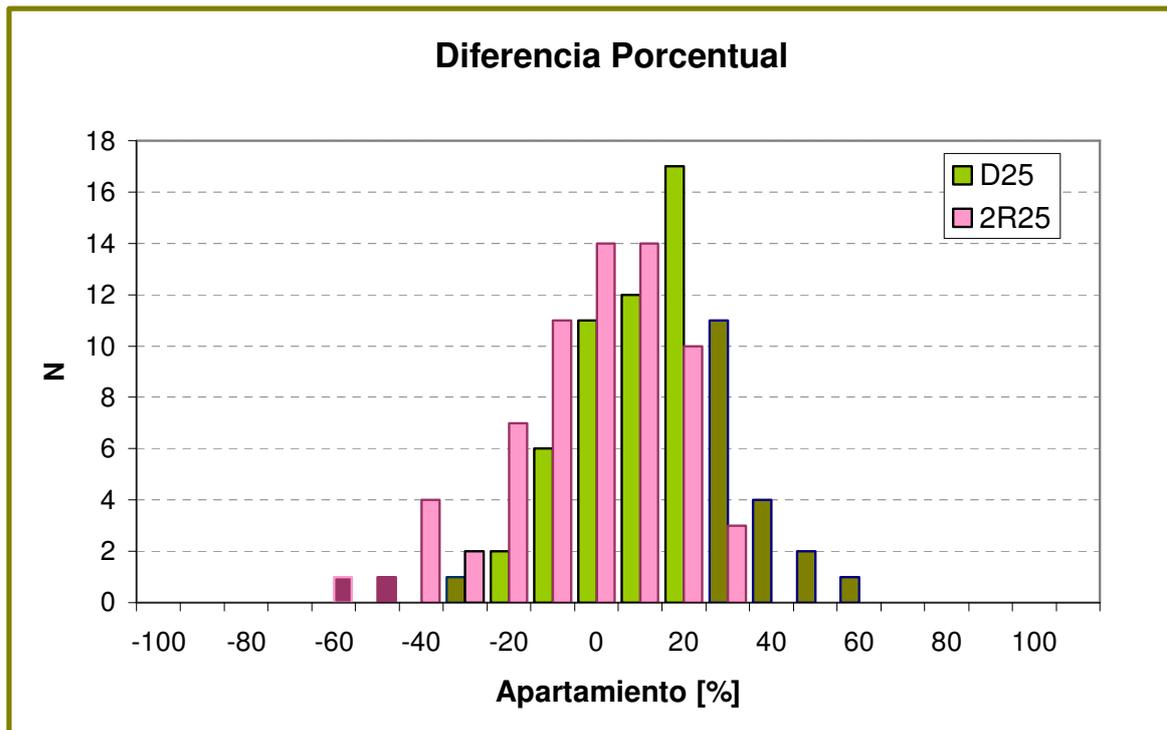


Figura 10: Diferencias porcentuales en el tamaño real ($2R_{25}$) y aparente (D_{25}) de la galaxia con AnC y su galaxia de comparación. Los casos fuera del criterio de selección se muestran más oscuros.

Teniendo en cuenta el índice de proximidad, solo 6 galaxias quedaron fuera del criterio general ($I > 5$):

NGC 1512: $I = 6.5$ ($I(D_{25}) = 2.4$; $I(M_B) = 1.5$) Galaxia de 13.4' de diámetro.

NGC 300: $I = 6.4$ ($I(D_{25}) = 1.8$; $I(M_B) = 1.7$) Galaxia de 20' de diámetro y muy débil, $M_B = -16.9$ mag_B.

M 83: $I = 6.1$ ($I(D_{25}) = 2.7$; $I(i) = 1.2$; $I(R_{25}) = 1.5$) Galaxia de 11.5' y baja inclinación, 27°.

NGC 5728: $I = 5.7$ ($I(D_{25}) = 1.7$; $I(i) = 2.4$) Galaxia muy brillante, -21.7 mag_B.

NGC 1068: $I = 6.5$ ($I(D_{25}) = 1.4$; $I(i) = 1.9$; $I(M_B) = 1.6$) Galaxia de 8' y muy brillante, -21.4 mag_B.

En la Figura 11 se muestran la distribución de redshift y distancias acumulativas (número de objetos a hasta una distancia dada) de la submuestra y su comparación a fin de revisar la completitud de la muestra. Nótese que para distancia 10 hay ~10 objetos, distancia 15 hay ~22, distancia 20 hay ~40. Ahí hay un crecimiento cuadrático y debería ser cúbico, la muestra no es espacialmente completa, pero sí demuestra que la comparación está bien ajustada en distribución de distancias. Se nota en ambas muestras la discontinuidad en la densidad de objetos detectados, a partir del radio que comienza a incluir objetos del cúmulo de Virgo, más allá de 15 Mpc. Podemos deducir que todavía hay muchos anillos circumnucleares por detectar en el universo cercano.

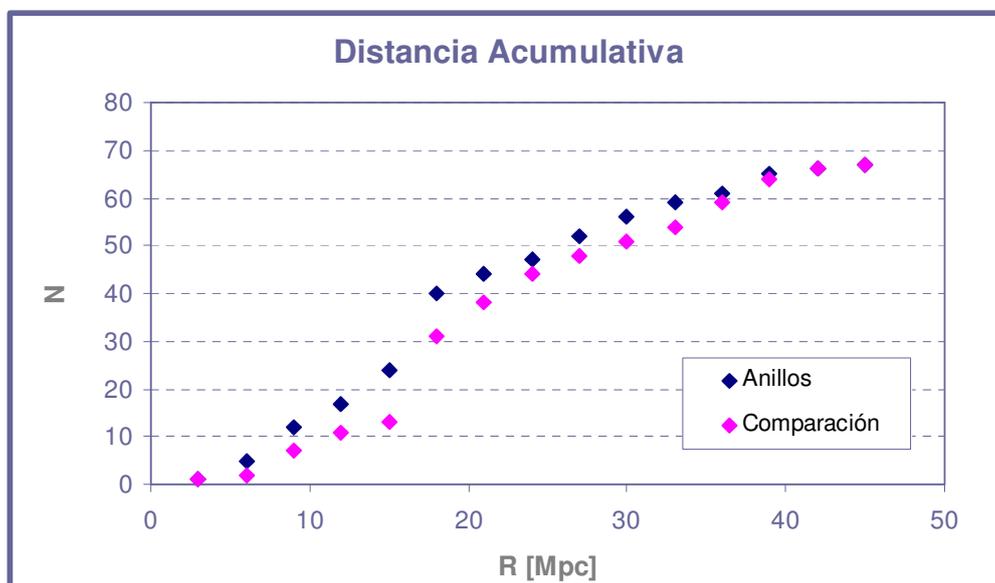
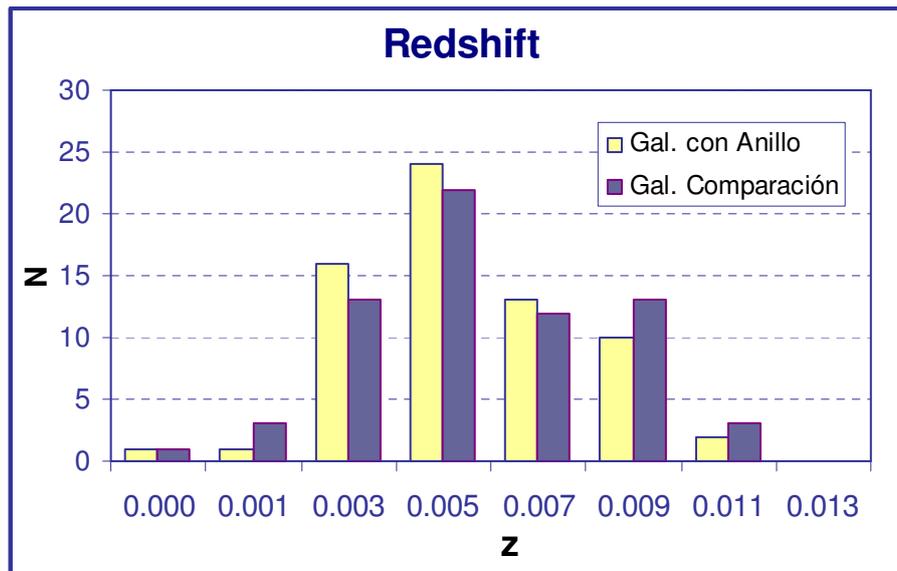


Figura 11: Distribución de redshift (arriba) y de la distancia acumulativa (abajo) para la muestra y sus comparaciones.

3.3.3 Resultados

La incidencia de Barras en la submuestra es similar a la de su comparación (Figura 12), si bien la submuestra presenta menor cantidad de galaxias no barreadas y un exceso de barras intermedias, i.e. la misma tendencia que el Catálogo completo, la diferencia con las comparaciones no es importante, con lo cual no podemos concluir que la presencia del anillo circumnuclear esté condicionada por la presencia marcada de una barra en las imágenes ópticas.

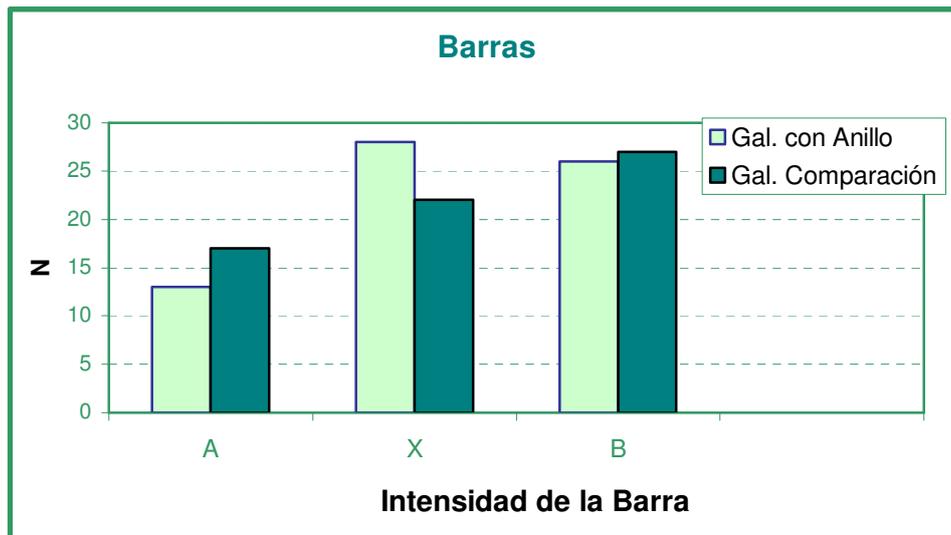


Figura 12: Distribución de la intensidad de la Barra en la submuestra y en la muestra de comparación.

Como hemos visto, el Catálogo de AnCs muestra un exceso de galaxias con núcleos S1 y S2 respecto a lo esperado según los resultados de Woltjer, presentando el doble y el quintuple de objetos respectivamente.

Para analizar la importancia de estos excesos, comparamos la incidencia de actividad nuclear de la submuestra y su comparación. Dado que las galaxias de ambas muestras tienen las mismas propiedades globales y observacionales que favorezcan la detección del anillo circumnuclear, las diferencias encontradas serán más factibles de estar relacionadas con la presencia del anillo circumnuclear.

Si bien los porcentajes de Woltjer pueden no ser representativos para nuestro Catálogo debido a que en los últimos años ha aumentado la detección de núcleos activos, podemos tomarlos como referencia para establecer la importancia de las diferencias entre la submuestra y su comparación. Calculamos entonces la expectativa para la submuestra (es la misma que para la muestra de comparación ya que tienen la misma distribución de tipos morfológicos) resultando en 2 S1 y 2 S2.

La incidencia de la actividad nuclear resultó:

	S1	S2
Submuestra	3	14
Comparación	1	4
Expectativa	2	2

En la Figura 13 se comparan las distribuciones de la submuestra y de la Comparación. Se puede apreciar que las galaxias con anillos presentan en general una mayor actividad nuclear que sus comparaciones.

Dado el bajo número de objetos tipo S1, no podemos determinar si la submuestra presenta un exceso real de estos objetos. Sin embargo, para las galaxias tipo S2, la submuestra presenta más del triple de objetos que su comparación, diferencia significativa más allá del error de Poisson.

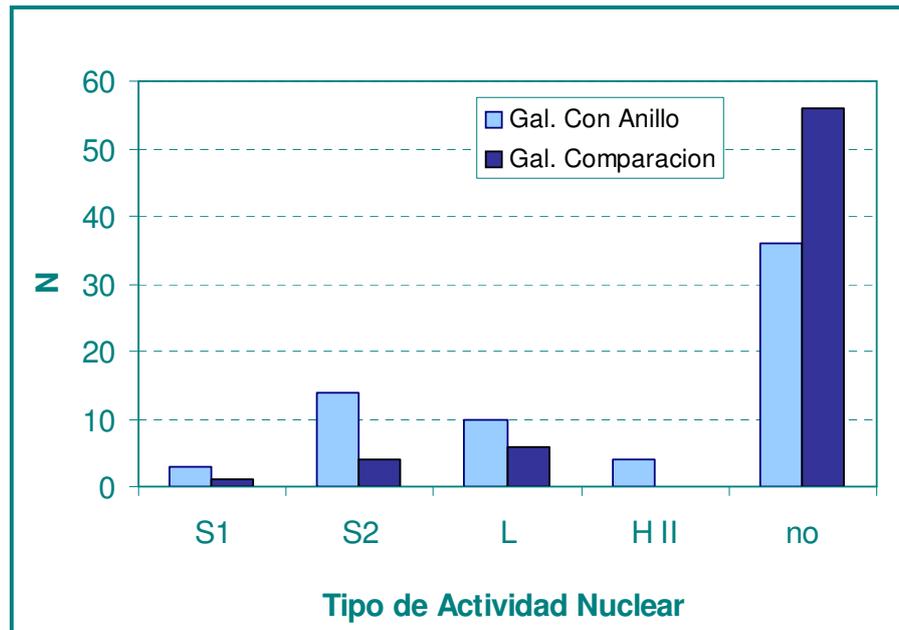


Figura 13: Distribución de la Actividad Nuclear de la submuestra con anillos circumnucleares y la muestra de comparación.

Otras propiedades

Es interesante estudiar la presencia de galaxias cercanas que puedan, mediante las interacciones tidales, favorecer la formación de los anillos circumnucleares. Es por ello que analizamos la distribución de la densidad local para ambas muestras (Figura 14).

Se puede observar que las galaxias con AnCs no parecen preferir ambientes densos, sino por el contrario pareciera haber una tendencia a presentar menos galaxias compañeras que sus vecinas. Se estudiaron distintas formas de agrupamiento para determinar si la tendencia de observar más galaxias con AnCs dentro de $0.5 \text{ Galaxias/Mpc}^3$ que galaxias sin AnCs y en todas las distribuciones se observa la misma tendencia. Sin embargo, la densidad media es la misma en ambas muestras ($0.6 \pm 0.8 \text{ Galaxias/Mpc}^3$).

Podemos concluir entonces que las perturbaciones externas no son importantes para el desarrollo de la resonancia. Igualmente no se espera encontrar a las galaxias con AnCs en ambientes muy densos ya que grandes perturbaciones no permitirían la aparición de resonancias que permanezcan en el tiempo de manera tal de dar lugar a la acumulación de material en ellas.

Otra propiedad interesante a analizar es la fracción de gas presente en las galaxias con AnCs. Una mayor fracción de gas podría favorecer la llegada del material al centro de la galaxia, favoreciendo así la formación de los anillos. Las distribuciones de $M_{\text{gas}}/M_{\text{total}}$ para ambas muestras no presentan diferencias significativas entre las mismas con promedios de 0.04 ± 0.03 (AnCs) y 0.07 ± 0.1 (Comparación).

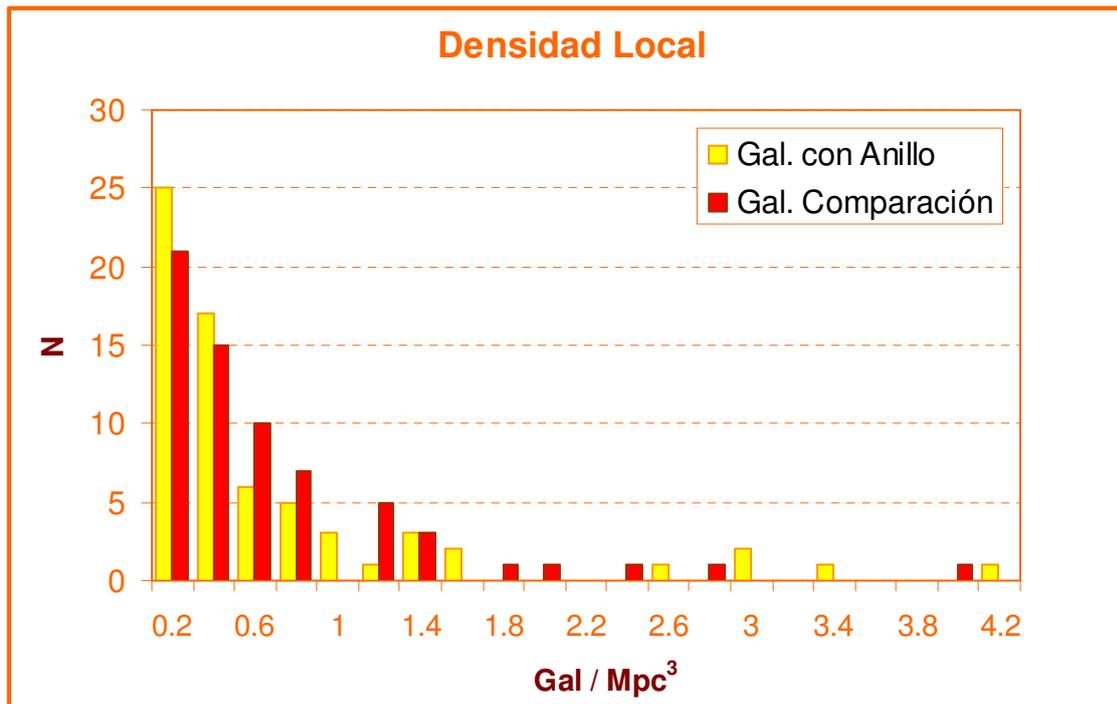


Figura 14: Distribución de la densidad local para la submuestra y su comparación.

En la Figura 15 se muestra la comparación de la masa de gas en términos de la luminosidad en banda B. Si consideramos que la masa estelar es proporcional a la luminosidad a través del cociente Masa-Luminosidad estelar, entonces M_{gas}/L_B es la fracción de gas respecto a la masa estelar. Podemos observar la misma tendencia que en el gráfico anterior, es decir, pareciera haber menos fracción de gas en las galaxias con AnCs, aunque los promedios ($0.2 \pm 0.2 M_{\odot}/L_{\odot}$ y $0.26 \pm 0.2 M_{\odot}/L_{\odot}$) y las medianas son similares (0.14 y $0.21 M_{\odot}/L_{\odot}$).

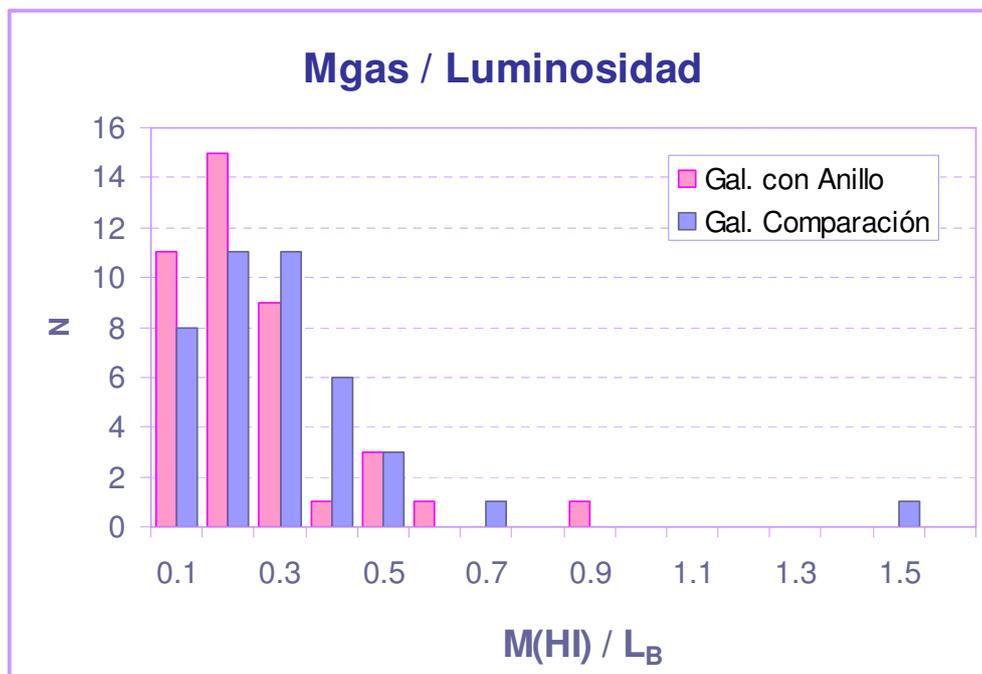


Figura 15: Distribución de la fracción de gas para la submuestra y su comparación.

Se observa una correlación entre el W_{20} (ancho de la línea de HI al 20% de intensidad) y el R_{25} , entre la masa de HI y la luminosidad B, y entre la masa de HI y el W_{20} (más ruidosa) para la submuestra y la muestra de control.

La distribución de W_{20} en ambas muestras presenta una distribución gaussiana alrededor de ~ 300 Km/s (se probaron otros rangos para la distribución mostrando la misma tendencia), pero se observa una cola hacia velocidades altas, evidente en la muestra de comparación, con otro pico en 500 Km/s de galaxias de alta rotación. Los promedios no son muy diferentes, 285 ± 84 para los anillos y 304 ± 123 para la comparación, sin embargo las medianas sí lo son: 307 Km/s y 410 Km/s.

Para determinar si las galaxias con AnCs son galaxias con halos de materia oscura más importantes, cuya masa le dé estabilidad a los discos en estas galaxias favoreciendo la aparición de resonancias, comparamos los Cocientes M/L totales en la Figura 16. No se observan diferencias significativas entre ambas muestras.

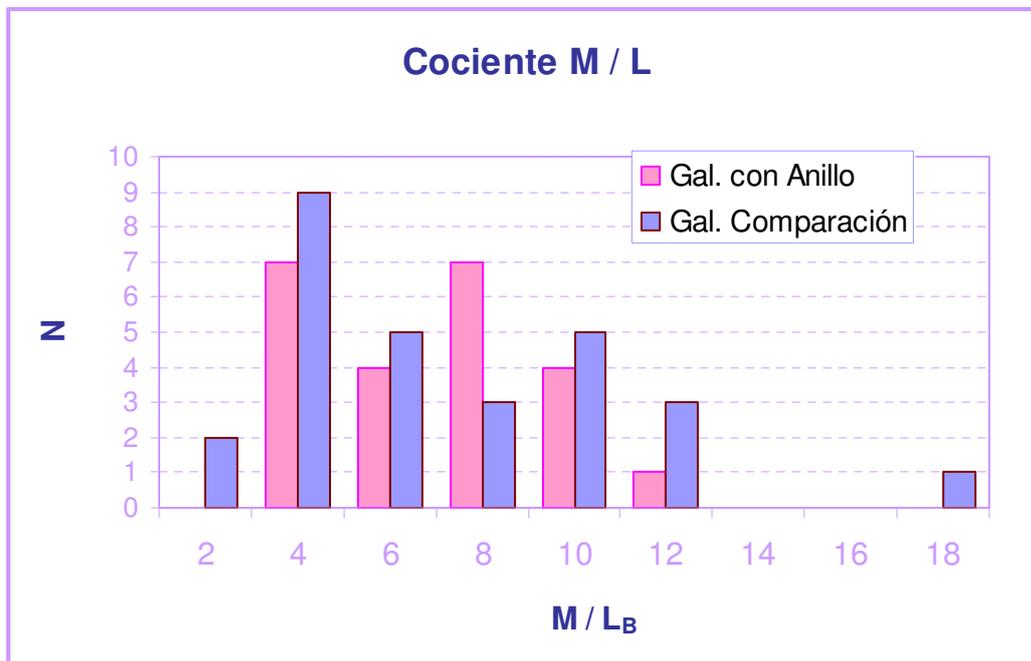


Figura 16: Distribución del Cociente Masa-Luminosidad para la submuestra y su comparación. Nótese que los objetos con datos de M/L no son los mismos en ambas muestras (23 contra 28).

En las Figuras 17 y 18 se muestran la Relación de Tully Fisher en banda B y en banda K respectivamente, donde $V_{rot} = W_R / 2$. Los valores de W_R estaban disponibles para 23 galaxias con AnC y 28 galaxias de comparación.

Los valores reportados por Tully & Pierce (2000) para la pendiente de la relación en banda B es de 2.9 y para la banda K de 3.5.

Los ajustes de la relación arrojaron los siguientes valores (en L_{\odot} y Km/s):

$$L_B = (3.5 \pm 0.4) V^{(3.0 \pm 0.2)} \quad \text{Anillos}$$

$$L_B = (6.9 \pm 0.3) V^{(1.5 \pm 0.2)} \quad \text{Comparación n}$$

$$L_K = (2.8 \pm 0.4) V^{(3.5 \pm 0.2)} \quad \text{Anillos}$$

$$L_K = (4.6 \pm 0.5) V^{(2.7 \pm 0.2)} \quad \text{Comparación n}$$

Los valores de la pendiente para las galaxias con AnC son prácticamente aquellos reportados por Tully & Pierce (2000), en cambio, las pendientes de las

comparaciones son menores tanto en B como en K, con lo cual, galaxias con la misma masa kepleriana (V_{rot}) serían más luminosas aquellas con AnCs que sus comparaciones. Sin embargo, dado el bajo número de objetos, no son los pares de galaxias comparados (galaxia con AnC y su comparación), por lo cual la diferencia puede atribuirse a una diferencia en las muestras y no podemos corresponder las diferencias a la presencia de los AnCs.

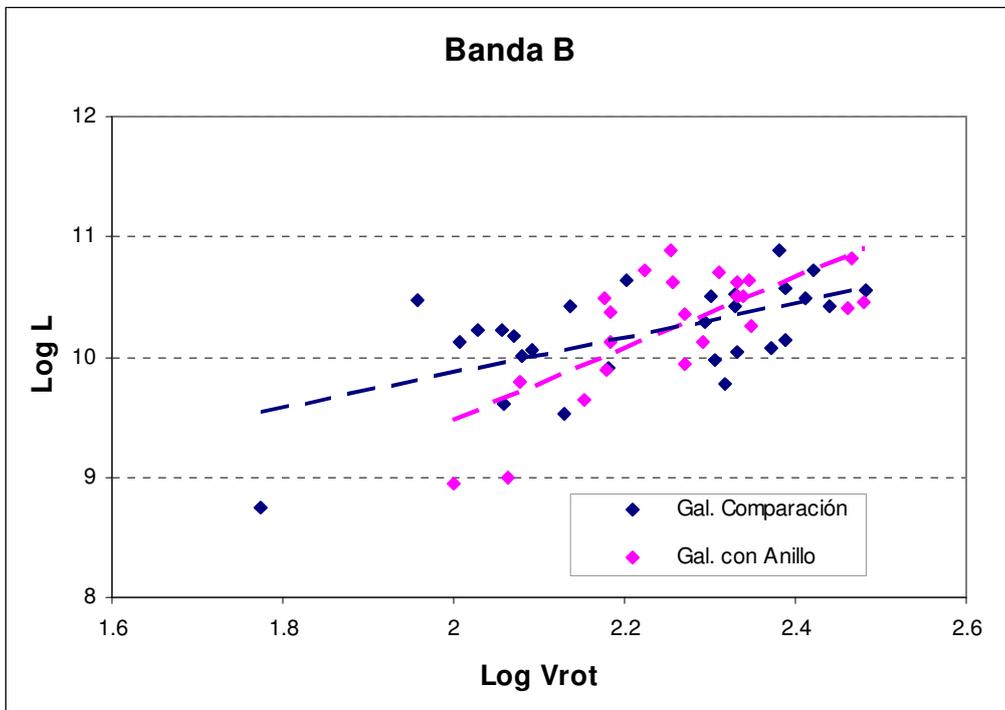


Figura 17: Relación de Tully Fisher en banda B para las galaxias de la submuestra y sus comparaciones.

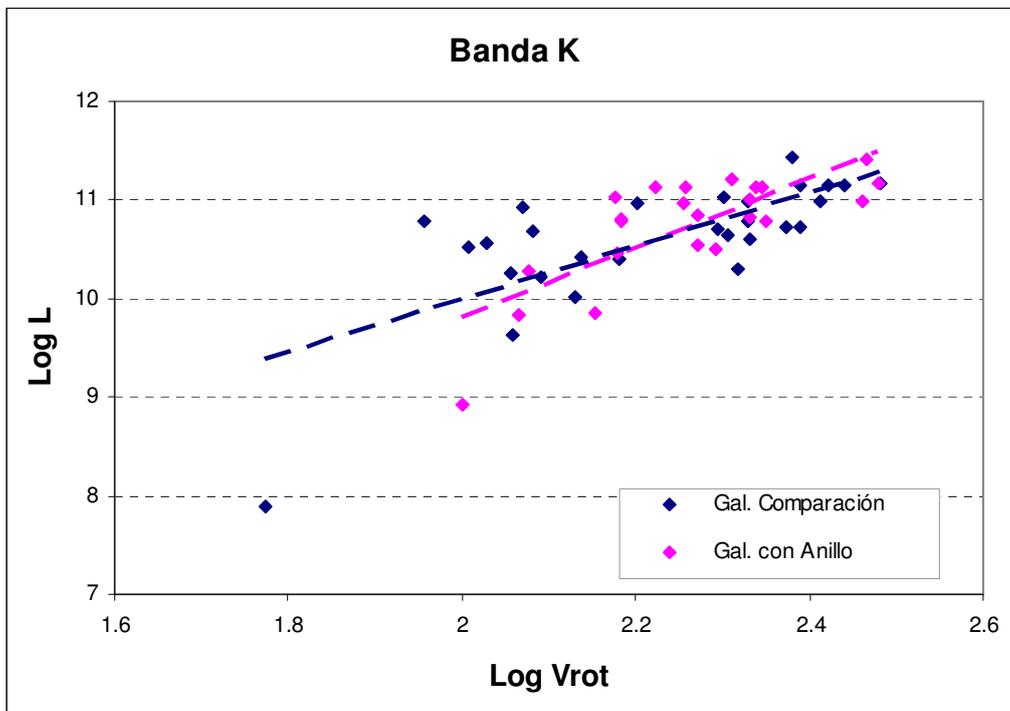


Figura 18: Relación de Tully Fisher en banda B para las galaxias de la submuestra y sus comparaciones.

3.3.4 Conclusiones

Hemos realizado una extensa búsqueda de galaxias con anillos circumnucleares, analizando las imágenes, perfiles y mapas de color disponibles en la literatura. Se han incluido sólo aquellas galaxias que cuentan con una confirmación visual del anillo circumnuclear que nos permita determinar el tamaño del mismo. Hemos considerado también algunas características de los anillos para poder asegurarnos de que sean anillos asociados a la resonancia interna de Lindblad. Hemos confeccionado así el catálogo más completo hasta la fecha de galaxias con este tipo de estructuras que nos permitirá desarrollar diferentes líneas de trabajo en busca de esclarecer el origen y el rol de estos anillos en la evolución de la estructura de las galaxias y en los mecanismos de alimentación de los agujeros negros centrales.

El análisis estadístico de las galaxias del Catálogo muestra que los anillos circumnucleares tienen un diámetro medio de 1.4 Kpc (mediana estadística), mientras que el valor más común (moda) es 1 Kpc. En relación al tamaño fotométrico, los anillos tienen 6% del R_{25} (mediana estadística) y un valor más común de 5% del R_{25} (moda). Estos tamaños están en acuerdo con los resultados de Buta & Crocker (1993), quienes obtienen una media de 1.1 Kpc para el diámetro en una muestra de 20 objetos.

La presencia de un anillo circumnuclear es más frecuente en galaxias tipo Sb-Sbc, y comparando con la distribución de tipos morfológicos del Catálogo de Tully (1988) podemos observar un exceso de galaxias tipo Sa y Sb respecto a lo esperado para una muestra aleatoria de galaxias espirales. Estos resultados dan indicios de que la presencia de anillos circumnucleares en los centros de galaxias estaría relacionada con procesos evolutivos de las galaxias que dan lugar a la formación de estas estructuras, o bien, a un mecanismo transitorio y recurrente que sería más frecuente en tipos morfológicos Sa y Sb. También se observa una mayor frecuencia de galaxias activas, de acuerdo a la frecuencia esperada para la distribución morfológica del Catálogo. Parece probable que ambos fenómenos estén relacionados, ya que el aumento de la actividad nuclear está relacionado con la etapa de crecimiento del bulbo galáctico a través de la relación entre masa del agujero negro supermasivo y masa del bulbo galáctico (Magorrian et al. 1998).

Para poder estudiar algunas propiedades de las galaxias de este Catálogo, elaboramos una muestra de comparación con galaxias del mismo tipo morfológico, con misma inclinación, misma magnitud absoluta, y mismo tamaño aparente y absoluto, con lo cual nos aseguramos cierta similitud física y observacional. Esta última es requerida para que ambas muestras tengan la misma probabilidad de que el anillo circumnuclear, si estuviera presente, fuera detectado. Se descartaron las galaxias cuyo anillo fuera descubierto por su condición de núcleo Seyfert (7 objetos), para no viciar la muestra y poder comparar la incidencia de actividad nuclear con la muestra de comparación. Otro aspecto importante a la hora de comparar ambas muestras es que las propiedades de las mismas tuvieran la misma fuente, evitando así diferencias en los criterios y metodologías utilizadas. El catálogo que nos presentaba mayores ventajas en número de galaxias y propiedades medidas, era el publicado por Tully (1988) que cuenta con más de 2000 galaxias y varias propiedades determinadas, entre ellas, las seleccionadas como criterios de selección de la muestra de comparación. Desafortunadamente, no todas las galaxias de nuestro Catálogo se encuentran en el catálogo de Tully (67 de 87), sin embargo, las tendencias observadas dan el puntapié inicial para otros estudios diseñados específicamente para confirmarlas.

Del cotejo entre la submuestra y sus galaxias de comparación, podemos sintetizar los siguientes resultados:

No se observa una correlación entre la presencia del anillo y de la barra. Si bien pareciera haber menor número de galaxias no barreadas y un posible exceso de barras intermedias, las diferencias con la muestra de comparación no son significativas dado el bajo número de objetos.

Sin embargo, sí se observa una mayor frecuencia de núcleos activos en el Catálogo que lo observado en galaxias sin esta estructura. Específicamente se observa una mayor proporción de núcleos tipo Sy 2. La asociación de incidencia de anillos y núcleos activos favorece la hipótesis de que la estructura anular favorecería el proceso de pérdida de momento angular del material que luego alimentaría al agujero negro. Los estudios de estabilidad de los discos galácticos proponen que los mismos pueden ser estabilizados por pequeños reajustes en la distribución de masa de la región interna con el consecuente aumento de la velocidad angular central, creando así una resonancia interna de Lindblad que frena la propagación de las ondas de densidad (Binney & Tremaine 2008). En consecuencia, los anillos circumnucleares estarían asociados a centros más densos, favoreciendo la alimentación del agujero negro central, presentando una mayor actividad nuclear.

En nuestro estudio, parece haber una sobrepoblación de Sy2 proporcionalmente mayor que la de las Sy1, sin embargo estos resultados no son concluyentes dado el bajo número de objetos Sy1. Esta tendencia no estaría de acuerdo con el Modelo Unificado (Sección 1.1) cuyo paradigma dice que las galaxias tipo Sy1 y Sy2 son el mismo fenómeno cuya diferencia radica en la orientación respecto al observador. En este escenario, la detección del anillo circumnuclear se ve favorecida en galaxias de baja inclinación, en cuyo caso el núcleo activo tiene más probabilidades de estar de frente al observador favoreciendo a galaxias tipo Sy1, a menos que el disco de acreción del núcleo activo no sea coplanar con el disco de la galaxia en un sentido estadístico. Algunos trabajos sugieren un escenario evolutivo como alternativa al Modelo Unificado, en el cual, las interacciones con galaxias cercanas provocarían el transporte de material hacia el centro, desatando la formación estelar nuclear, alimentando el agujero negro central que evoluciona a un núcleo Seyfert 2 y luego a Seyfert 1 (e.g. Storchi-Bergmann et al. 2001; Dultzin-Hacyan et al. 1999; Krongold et al. 2002; Koulouridis et al. 2006). Además de las interacciones, los estudios teóricos de la estabilidad de los discos galácticos, predicen que las perturbaciones tipo $m=2$ (barras y brazos Grand Design) también provocarían la concentración de material hacia el centro (e.g. Piner et al. 1995). Cualquiera sea el mecanismo por el cual el material llega al centro y se desata la formación estelar nuclear, que luego evoluciona en un núcleo Sy2, ese aumento de densidad generará la resonancia interna de Lindblad que da origen al anillo circumnuclear. Con lo cual, la mayor incidencia de galaxias Sy2 en nuestro Catálogo sería razonable en este escenario evolutivo. En este contexto podríamos preguntarnos si todos los núcleos Sy2 evolucionan a Sy1. Si analizamos la expectativa calculada para el Catálogo de AnCs (y para la submuestra) de núcleos Sy vemos que se esperan la misma cantidad de Sy1 y Sy2 (según porcentajes de Woltjer 1990), sin embargo, sigue aumentando el número de núcleos activos cercanos detectados y quizás estos porcentajes varíen a medida que se alcance la completitud estadística en anillos circumnucleares y AGNs del universo cercano. Por ello no se puede descartar que la mayor incidencia de núcleos Sy2 respecto a Sy1 que se observa en el Catálogo, la submuestra y la muestra de comparación⁵ sea real. Por ejemplo, según el trabajo de Ho et al. (1997), la expectativa para nuestro Catálogo fue de tres veces mayor número de Sy2 que Sy1. En el caso de que todos los núcleos evolucionen a Sy1, otra posible explicación de este exceso de núcleos Sy2 es que los tiempos evolutivos del núcleo activo y los anillos circumnucleares sean tales que cuando el núcleo está en la fase de Sy1, el anillo haya evolucionado de manera de ser menos detectable en las imágenes estándares. Sin embargo, los núcleos Sy1 presentan 2 anillos de polvo y 4 de formación estelar, sin presentar ningún anillo estelar (que es más evolucionado). De hecho, no se observan anillos de tipo estelar entre las galaxias activas, a excepción de ESO 131-G1 que es una galaxia E/S0, siendo todos de formación estelar o de polvo.

⁵ el exceso de Sy2 respecto a Sy1 en la muestra de comparación es muy marginal dado el bajo número de galaxias Sy.

Desde el punto de vista de las interacciones, no parece ser importante la presencia de una galaxia compañera brillante para la aparición de un anillo circumnuclear, la cual estaría más relacionada con propiedades intrínsecas de la galaxia anfitriona o bien a los procesos de captura de galaxias enanas satélites. Y como ya mencionamos, tampoco parece depender de la presencia de una perturbación en el disco tal como una barra. O bien, el anillo circumnuclear aparece como consecuencia del mecanismo que impide el crecimiento de la barra y su posterior desaparición o debilitamiento, en cuyo escenario, sería razonable la tendencia observada de mayor número de barras débiles (X) que las esperadas.

Los resultados también parecen indicar una posible falta de gas en términos de las masas estelar y total, lo que significa que el anillo pertenece a una fase de la galaxia en que una parte sustancial del combustible disponible para formación estelar ha sido usado en eventos recientes, como el que ha dado origen al anillo de formación estelar. Para confirmar las tendencias observadas en este trabajo planeamos la observación sistemática, con una misma configuración instrumental, de los centros de galaxias con y sin anillo circumnuclear a fin de atacar el problema con niveles de detección espectroscópica similares para toda la muestra.

Algunos resultados (Weinberg 1985, Debattista y Sellwood 1998) sugieren que la fricción dinámica por un halo masivo debería frenar las barras y tender a la estabilización de los discos, previniendo la formación de resonancias duraderas. Algunos autores postularon que la destrucción de la barra por parte del halo sería mucho menos efectiva en el caso que las barras roten rápido (véase Elmegreen 1996), pero en general las velocidades angulares de las barras son relativamente bajas (Agüero, Díaz y Bajaja 2004 y referencias ahí). Por tanto es de esperarse que aquellas galaxias con caracteres anulares, y por tanto discos menos estables, presenten halos de materia oscura menos dominantes. En nuestro estudio de galaxias con AnCs, los resultados sugieren que la distribución de materia oscura no parece correlacionar con la presencia de los AnCs. A su vez la presencia del anillo no afecta la determinación de los valores globales de masa y luminosidad (al menos en banda B). La relación de Tully-Fisher tampoco señala un mayor dominio de los halos en galaxias con AnCs, por el contrario, la tendencia es inversa, favoreciendo halos menos masivos, o bien, una historia de formación estelar más activa en galaxias con AnCs.

Referencias

- HST F606W image.
- Agüero E. L., Díaz R. J., Bajaja E. 2004, *A&A* 414, 453.
- Alonso-Herrero, A., Ryder, S. D., & Knapen, J. H. 2001, *MNRAS* 322, 757.
- Benedict, G. Fritz; Howell, D. Andrew; Jørgensen, Inger; Kenney, Jeffrey D. P.; Smith, Beverly J. 2002, *AJ* 123, 1411.
- Binney & Tremaine 2008, *Galactic Dynamics*, 2d Edition, Princeton University Press.
- King, D. L.; Vladilo, G.; Lipman, K.; de Boer, K. S.; Centurion, M.; Moritz, P.; Walton, N. A. 1995, *A&A* 300, 881.
- Böker, T.; Calzetti, D.; Sparks, W.; Axon, D.; Bergeron, L. E.; Bushouse, H.; Colina, L.; Daou, D.; Gilmore, D. & 12 colaboradores, 1999, *ApJSS* 124: 95.
- Böker, T., Laine S., van der Marel R., Sarzi M., Rix, H-W., Ho L., Shields J.C. 2002, *AJ* 123, 1389.
- Boselli A., Gavazzi G., Hippelein H., Lequeux J., Pierini D., Tuffs R., Völk H., Xu C. 1995, *Spiral Galaxies in The Near Infrared*, Eds. Minnitti D, Rix H-W., Springer, pag. 120.
- Buta R., Crocker D. 1993, *AJ* 105, 1344.
- Buta R. & Crocker D. A. 1991, *AJ* 102, 1715.
- Buta R. & Crocker D. A., Byrd G. G. 1999, *AJ* 118, 2071.
- Buta, R.; Alpert, A.J.; Cobb, M.L.; Crocker, D. A.; Purcell, G.B. 1998, *AJ* 116, 1142.
- Buta R. 1986, *ApJS* 61, 631.
- Buta R. 1995, *ApJS* 96, 39.
- Buta R., Combes F. 1996, *Fundamental Cosmic Physics*, 17, 95.
- Carollo, C. M.; Stiavelli, M.; Seigar M.; de Zeeuw, P. T.; Dejonghe, H. 2002, *AJ* 123, 159.

- Carollo, C. M.; Stiavelli, M.; Mack, J. 1998, *AJ* 116, 68.
- Corsini, E. M., Pizzella, A., Funes, J. G., Vega Beltran, J. C., & Bertola, F. 1998, *A&A* 337, 80.
- Crocker D.A., Baugus P.D., Buta R. 1996, *ApJS* 105, 353.
- Debattista, Victor P.; Sellwood, J. A. 1998, *ApJ* 493, L5.
- Díaz R. en preparacion.
- Díaz R. J., Dottori H., Vera-Villamizar N., Carranza G. 2003, *ApJ* 597, 860.
- Díaz, R.; Carranza, G.; Dottori, H.; Goldes, G. 1999, *ApJ* 512, 623.
- Elmegreen B., 1996, *IAU Colloquim* 157, *Barred Galaxies*, Eds. R. Buta, D. Crocker & B. Elmegreen (San Francisco: ASP), 197.
- Elmegreen D., Chromey F., Warren A. 1998, *AJ* 116, 2834.
- Erwin P. & Sparke L. S. 2002, *AJ* 124, 65.
- Erwin P. 2004, *A&A* 415, 941.
- Erwin P. & Sparke L. 1999, *ApJ* 521, L37.
- Feinstein, C., Mendez, M., Vega, I., & Forte, J. C. 1990, *A&A* 239, 90.
- Ferruit P., Wilson A., Mulchaey J. 2000, *ApJS* 128, 139.
- Forbes, D. A., Norris, R. P., Williger, G. M., & Smith, R. C. 1994, *AJ* 107, 984.
- González Delgado R., Pérez E., Tandhunter C., Vilchez J., Rodríguez Espinosa J. 1997, *ApJS* 108, 155.
- Higdon, James L.; Buta, Ronald J.; Purcell, Guy B. 1998, *AJ* 115, 80.
- Ho L., Filippenko V., Sargent W. 1997, *ApJ* 487, 568.
- Hummel E., Jörsater S., Lindblad P., Sandquist A. 1987, *A&A* 172, 51.
- Jogee, S.; Shlosman, I.; Laine, S.; Englmaier, P.; Knapen, J. H.; Scoville, N.; Wilson, C. D. 2002, *ApJ* 575, 156.
- Knapen J. H. 2005, *A&A* 429, 141.
- Knapen J., Whyte L., De Blok W., van der Hulst J. 2004, *A&A* 423, 481.
- Knapen J. H., Mazzuca L. M., Böker T., Shlosman I., Colina L., Combes F., Axon D. J. 2006, *A&A* 448, 489.
- Knapen, J. H., Pérez-Ramírez, D., & Laine, S. 2002, *MNRAS* 337, 808.
- Kotilainen, J. K., Forbes, D. A., Moorwood, A. F. M., van der Werf, P. P., & Ward, M. J. 1996, *A&A* 313, 771.
- Kotilainen, J. K.; Ward, M. J. 1997, *A&AS* 121, 77.
- Lopez Aguerri 1998, PhD Thesis, Instituto Astrofísica de Canarias, Estructura y Dinámica de una Muestra de Galaxias Espirales.
- Magorrian, J.; Tremaine, S.; Richstone, D.; Bender, R.; Bower, G.; Dressler, A.; Faber, S. M.; Gebhardt, K.; Green, R.; Grillmair, C y dos colaboradores 1998, *AJ* 115, 2285.
- Maoz D., Barth A., Filippenko A. V., Ho L., Machetto D., Rix H-W, Schneider D. P. 1996, *AJ* 111, 2248.
- Martini P., Regan M., Mulchaey J. & Pogge R. 2003, *ApJS* 146, 353.
- Meurer G., Heckman T., Leitherer C., Kinney A., Robert C., Garnett D. 1995, *AJ* 110, 2665.
- Piner B. G., Stone J. M., & Teuben P. J. 1995, *ApJ* 449:508.
- Pérez-Ramírez, D.; Knapen, J. H.; Peletier, R. F.; Laine, S.; Doyon, R.; Nadeau, D. 2000, *MNRAS* 317, 234.
- Pogge R. 1989, *ApJSS* 71, 433.
- Pogge R., Eskridge P. 1993, *AJ* 106, 1405.
- Quillen, A. C.; Alonso-Herrero, A.; Rieke, M. J.; McDonald, Colleen; Falcke, Heino; Rieke, G. H. 1999, *ApJS* 527, 685.
- Regan M., Mulchaey J. 1999, *AJ* 117, 2676.
- Regan M., Vogel S. 1995, *Spiral Galaxies in The Near Infrared*, Eds. Minniti D, Rix H-W., Springer, 276.
- Sakamoto, Kazushi; Okumura, Sachiko K.; Ishizuki, Sumio; Scoville, N. Z. 1999, *ApJS* 124, 403.
- Sandage A. & Bedke J., 1994, *Carnegie Atlas of Galaxies*, Washington, Carnegie Institution.
- Saraiva M.F. 1997, *AJ* 113, 1607.
- Schinnerer E., Maciejewski W., Scoville N., Moustakas L. 2002, *ApJ* 575, 826.
- Sersic J. L. 1958, *Obs.* 78, 123.
- Storchi-Bergmann, T., Rodríguez-Ardila, A., Schmitt, H. R., Wilson, A. S., & Baldwin, J. A. 1996, *ApJ* 472, 83.
- STScI Archive, Image WFPC2 F606W de la galaxia NGC 2997.
- Tacconi-Garman, L. E., Sternberg, A., & Eckart, A. 1996, *AJ* 112, 918.
- The Messenger 109, 46 (Sep. 2002).
- Tomita, A.; Aoki, K.; Watanabe, M.; Takata, T.; Ichikawa, S. 2000, *AJ* 120, 123.

- Tully R. 1998, *Nearby Galaxies Catalog* (Cambridge University Press).
- Vega Beltran, J. C.; Zeilinger, W. W.; Amico, P.; Schultheis, M.; Corsini, E. M.; Funes, J. G.; Beckman, J.; Bertola, F. 1998, *A&AS* 131, 105.
- Véron-Cetty M., Véron P. 1989, *ESO Scientific Report: A Catalogue of Quasars and Active Nuclei*, 4th Edition.
- Véron-Cetty M., Véron P. 2006, *ESO Scientific Report: A Catalogue of Quasars and Active Nuclei*, 12th Edition.
- Vila-Vilaro, B., Robinson, A., Perez, E., Axon, D. J., Baum, S. A., Gonzalez-Delgado, R. M. 1995, *A&A* 302, 58.
- Weinberg, M. D. 1985, *MNRAS* 213 451.
- Windhorst R., Taylor V.A., Jansen R. A., Odewahn S.C., Chiarenza C.A.T. 2002, *ApJS* 143, 113.
- Woltjer L. 1990, en *Active Galactic Nuclei*, ed. Courvoisier T., Mayor M., Springer-Verlag, 13.
- Wozniak H., Friedli D., Martinet L., Martin P., Bratschi P. 1995, *A&AS* 111, 115.
- Wray J. D. 1988, *The Color Atlas of Galaxies* (Cambridge University Press, Cambridge).
- Zwicky F., Zwicky M. 1971, *Catalogue of selected compact galaxies and of post-eruptive galaxies*, Guemligen, Switzerland.

Apéndice 3.A: TABLAS

Tabla 3.1

Galaxia	D₂₅	R_a	Tipo	Ref.	Galaxia	D₂₅	R_a	Tipo	Ref.
ESO 138-G1	10.8	1.25	S	1, 2	NGC 3486	13	0.95	H	18
ESO 437-G33	19.4	0.6	H	3	NGC 3504	19.3	0.5	H	3, 24
ESO 437-G67	22.8	0.6	H	3	NGC 3516	26.1	0.9	H	28
ESO 507-G16	30.9	1.2	H	3, 4	NGC 3593	6.4	0.2	H	10, 44
ESO 565-G11	29.3	2.6	H	3, 5	NGC 3945	38.8	0.3	S	45
ESO 566-G24	21.7	1.1	P	6	NGC 3982	11.9	0.6	H	35, 28
IC 1438	22.7	0.65	H	7	NGC 4151	36.2	1.9	P	46
IC 4214	19	1.3	H	3, 8	NGC 4192	32.4	0.5	H	22
MARK 477	24.5	1.85	H	2	NGC 4303	26.2	0.6	H	28, 47
NGC 0278	11	0.33	H	10, 11	NGC 4314	12.2	0.5	H	14, 48
NGC 0300	6.7	0.16	P	12	NGC 4321	29.4	0.9	H	10, 24
NGC 0473	20	1.3	H	13	NGC 4340	13.7	0.7	S	19
NGC 0521	6.2	1.95	S	14	NGC 4371	21.1	0.7	S	14, 45
NGC 0613	25	0.6	H	15, 13	NGC 4526	28.9	0.6	P	49, 50
NGC 936	29.6	0.8	S	16, 17	NGC 4579	26	1	H	10, 51
NGC 1068	33.2	1.6	H	18, 19	NGC 4593	34.6	0.9	P	14, 2
NGC 1079	24.7	0.15	H	20	NGC 4736	14.8	1	H	18
NGC 1097	37.7	0.55	H	21, 15	NGC 4826	8.4	0.2	H	10, 22
NGC 1241	26.4	0.71	H	22, 23	NGC 5020	41.7	0.9	H	14
NGC 1300	35.7	0.5	H	10, 24	NGC 5055	24.6	0.7	H	22
NGC 1317	14.8	1	H	14, 16	NGC 5194	26.5	0.6	H	16, 52
NGC 1326	17.3	0.5	H	14, 6	NGC 5236	16.1	0.15	P	53
NGC 1343	19	1	H	25, 13	NGC 5248	37.8	0.9	H	20, 54
NGC 1365	48.4	1.7	H	16, 26	NGC 5371	44.2	0.5	H	18
NGC 1386	11.8	1.1	H	1	NGC 5377	33.5	0.8	P	40, 55
NGC 1433	19.6	0.5	H	27, 20	NGC 5427	25.6	1.4	H	16, 14
NGC 1512	29.1	0.27	H	16, 20	NGC 5643	28.6	0.5	P	56
NGC 1530	51.3	0.7	H	16, 28	NGC 5728	25.9	0.9	H	3, 14
NGC 1543	10.2	0.7	S	19	NGC 5806	21.6	0.5	H	40, 55
NGC 1566	31.3	0.9	H	29, 30	NGC 5850	38.3	1.4	S	57, 58
NGC 1672	24.1	0.5	H	31, 2	NGC 5905	55	0.6	H	14
NGC 1808	22.4	0.3	H	32, 33	NGC 5945	29.1	1.3	H	4
NGC 1819	22.2	0.7	H	34	NGC 5953	16.4	0.9	H	13
NGC 2273	27.4	0.27	H	1, 19	NGC 6221	23.8	0.9	H	59
NGC 2595	41.3	1	H	16	NGC 6699	19.5	0.75	P	22
NGC 2681	14	0.6	P	16, 35	NGC 6753	28.5	1.9	H	42, 14
NGC 2763	15.8	0.45	H	36	NGC 6782	30.4	1.2	H	42, 14
NGC 2903	18.4	0.4	H	37, 24	NGC 6890	13	1.1	H	2
NGC 2935	45.6	0.45	H	3	NGC 6951	31.7	0.5	H	14
NGC 2997	41.5	0.3	H	20, 38	NGC 7187	14.3	0.8	S	14
NGC 3081	20.9	0.7	H	39, 1	NGC 7217	17.8	0.9	P	14
NGC 3184	18.8	1.7	H	18	NGC 7469	34.4	0.7	H	60, 2
NGC 3277	17.5	0.4	P	40	NGC 7552	19.9	0.5	H	61, 62
NGC 3310	19.1	0.6	H	41, 42	NGC 7570	29.1	1.1	H	13
NGC 3313	40.8	0.75	H	43	NGC 7582	20	0.11	H+P	9
NGC 3344	11.8	1	H	16, 18	NGC 7690	8.1	0.45	H	55
NGC 3351	16.3	0.4	H	16, 24	NGC 7742	13	1	H	14, 16

Col. 1: Nombre de la Galaxia.

Col. 2: Radio de la isofota de magnitud 25 en banda B (NED) en Kpc (Distancias de NED).

Col. 3: Radio del Anillo Circumnuclear en Kpc.

Col. 4: Tipo de Anillo Circumnuclear. Anillo de Formación estelar: "H"; de Polvo: "P", Estelar: "S".

Col. 5: Referencia para la imagen, perfil o mapa de color donde se puede apreciar el anillo circumnuclear. (1) Ferruit et al. (2000). (2) Martini et al. (2003). (3) Buta & Crocker (1991). (4) Diaz R. en preparación. (5) Buta et al. (1999). (6) Buta et al. (1998). (7) Crocker et al. (1996). (8) Saraiva (1997). (9) Regan & Mulchaey (1999). (10) Pogge (1989). (11) Knapen et al. (2004). (12) The Messenger 109, 46 (Sep. 2002). (13) Knapen et al. (2006). (14) Wozniak et al. (1995). (15) Hummel et al. (1987). (16) Wray (1988). (17) Erwin & Sparke (2002). (18) Knapen (2005). (19) Erwin (2004). (20) Maoz et al. (1996). (21) Sersic (1958). (22) Böker et al. (1999). (23) Díaz et al. (2003). (24) Pérez-Ramírez et al. (2000). (25) Zwicky & Zwicky (1971). (26) Regan & Vogel (1995). (27) Buta (1986). (28) Knapen et al. (2002). (29) et al. (2004). (30) Sandage & Bedke (1994). (31) Díaz et al. (1999). (32) Kotilainen et al. (1996). (33) Tacconi-Garman et al. (1996). (34) Pogge & Eskridge (1993). (35) Gonzalez Delgado et al. (1997). (36) Böker et al. (2002). (37) Alonso-Herrero et al. (2001). (38) HST F606W image. (39) Storchi-Bergmann et al. (1996). (40) Carollo et al. (2002). (41) Meurer et al. (1995). (42) Windhorst et al. (2002). (43) Buta (1995). (44) Corsini et al. (1998). (45) Erwin & Sparke (1999). (46) Vila-Vilaro et al. (1995). (47) Schinnerer et al. (2002). (48) Benedict et al. (2002). (49) Tomita et al. (2000). (50) King et al. (1995). (51) Boselli et al. (1995). (52) Sakamoto et al. (1999). (53) Elmegreen et al. (1998). (54) Jogee et al. (2002). (55) Carollo et al. (1998). (56) Quillen et al. (1999). (57) Higdon et al. (1998). (58) Lopez Aguerra (1998). (59) Vega Beltran et al. (1998). (60) Kotilainen & Ward (1997). (61) Forbes et al. (1994). (62) Feinstein et al. (1990).

Tabla 3.2

Galaxia	T	Barra	Act. Nuclear	Galaxia	T	Barra	Act. Nuclear
ESO 138-G1	-3	A	S2	NGC 3486	5	X	S2
ESO 437-G33	1	X		NGC 3504	2	X	H2
ESO 437-G67	2	B		NGC 3516	-2	B	S1.5
ESO 507-G16	0	X		NGC 3593	0	A	H
ESO 565-G11	0	B		NGC 3945	-2	B	L2
ESO 566-G24	4	B		NGC 3982	4	X	S1.9
IC 1438	3	B		NGC 4151	2	X	S1.5
IC 4214	2	X		NGC 4192	2	X	S3
MARK 477			S1h	NGC 4303	4	X	S2
NGC 0278	3	X	H	NGC 4314	1	B	L2
NGC 0300	7	A		NGC 4321	4	X	T2
NGC 0473	0	X		NGC 4340	-2	B	
NGC 0521	4	B		NGC 4371	-2	B	
NGC 0613	4	B	S?	NGC 4526	-2	X	H
NGC 936	-2	B		NGC 4579	3	X	S3b
NGC 1068	3	A	S1h	NGC 4593	3	B	S1
NGC 1079	0	X		NGC 4736	2	A	S
NGC 1097	3	B	S3b	NGC 4826	2	A	S
NGC 1241	3	B	S2	NGC 5020	4	X	
NGC 1300	4	B		NGC 5055	4	A	T2
NGC 1317	0	X		NGC 5194	4	A	S2
NGC 1326	-2	X		NGC 5236	5	X	
NGC 1343	3	X		NGC 5248	4	X	H
NGC 1365	3	B	S1.8	NGC 5371	4	X	S?
NGC 1386	-2	A	S1i	NGC 5377	1	B	L2
NGC 1433	1	B		NGC 5427	5	A	S2
NGC 1512	1	B		NGC 5643	5	X	S2
NGC 1530	3	B		NGC 5728	1	X	S1.9
NGC 1543	-2	B		NGC 5806	3	X	H
NGC 1566	4	X	S1.5	NGC 5850	3	B	L2
NGC 1672	3	B	S	NGC 5905	3	B	H2
NGC 1808	0	X	H2	NGC 5945	2	B	
NGC 1819	-2	B		NGC 5953	-5		S2
NGC 2273	1	B	S1h	NGC 6221	5	B	S2
NGC 2595	5	X		NGC 6699	4	X	
NGC 2681	0	X	S3b	NGC 6753	3	A	
NGC 2763	6	B		NGC 6782	1	X	
NGC 2903	4	X	H	NGC 6890	3	A	S1.9
NGC 2935	4	X		NGC 6951	4	X	S2
NGC 2997	5	X		NGC 7187	-1	X	
NGC 3081	1	X	S1h	NGC 7217	2	A	S3
NGC 3184	6	X	H	NGC 7469	1	X	S1.5
NGC 3277	2	A		NGC 7552	2	B	H2
NGC 3310	4	X	H2	NGC 7570	1	B	
NGC 3313	2	B		NGC 7582	2	B	S1i
NGC 3344	4	X	H	NGC 7690	3	A	
NGC 3351	3	B	H	NGC 7742	3	A	T2/L2

Col. 1: Nombre de la Galaxia

Col. 2: Tipo morfológico. T=-5 corresponde a Gal. Elípticas; T=-2 a S0; T=1 a Sa; T=3 a Sb; T=5 a Sc; T=7 a Sd.

Col. 3: Tipo de Barra. "A": Galaxias no-Barreadas; "X": Galaxias con una barra débil, "B": Galaxias Barreadas.

Col. 4: Clasificación de la Actividad Nuclear adoptada. *Izquierda*: Clasificación de Verón-Cetty & Verón (2006):

"H2" con formación estelar nuclear; "S1", "S1.5", "S1.8", "S1.9" y "S2" Seyfert; "S1h" Sy2 con líneas anchas en

luz polarizada; "S3" LINER o de Transición. *Derecha*: Clasificación de Ho et al. (1997): "H" con formación estelar

nuclear; "L2" LINER; "T2" de Transición.

Tabla 3.3

Nombre	G. Comp.	T	B	i	D ₂₅	2R ₂₅	M _B	M _K	D	ρ	W _R	log(M _H)	log(M _T)	M _H /M _T	M _H /L _B	M _T /L _B
IC 1438	UGC 9837	3	B	25	2.3	22.7	-19.45	-23.34	33.8	0.17						
NGC 278	NGC 4369	3	XP	0	2.7	11	-19.62	-22.54	11.8	0.11		9.02			0.1	
NGC 300	UGC 5666	7	A	46	20.2	6.7	-16.88	-19.02	1.2	0.45	200	8.9	9.89	0.102	0.9	8.83
NGC 473	NGC 357	0	X	54	2.5	20	-19.77	-22.81	29.8	0.08						
NGC 613	NGC 4254	4	B	37	5	25	-20.53	-24.19	17.5	0.07	577	9.49	11.38	0.013	0.12	9.54
NGC 936	NGC 2217	-2	B	40	6.2	29.6	-20.08	-24.23	16.9	0.24						
NGC 1068	UGC 2953	3	A	29	8	33.2	-21.39	-25.00	14.4	0.34		9.22			0.03	
NGC 1079	NGC 1415	0	XP	49	5.4	24.7	-18.83	-22.80	16.9	0.2						
NGC 1097	NGC 3992	3	B	57	9.8	37.7	-20.79	-24.56	14.5	0.13	436	9.87	11.32	0.036	0.23	6.45
NGC 1241	NGC 7412	3	B	52	3.6	26.4	-19.83	-23.47	26.6	0.11						
NGC 1300	NGC 4123	4	B	43	6.8	35.7	-20.42	-23.81	18.8	0.71	373	9.55	11.16	0.025	0.15	6.28
NGC 1317	NGC 3729	0	X	38	3.1	14.8	-19.2	-23.41	16.9	1.3						
NGC 1326	NGC 3941	-2	B	53	3.8	17.3	-19.84	-23.69	16.9	1.36	305	9.26	10.67	0.039	0.13	3.47
NGC 1365	NGC 4569	3	B	63	11.2	48.4	-21.26	-24.77	16.9	1.58	410	10.04	11.37	0.046	0.22	4.75
NGC 1433	NGC 4665	1	B	27	5.9	19.6	-19.67	-23.26	11.6	0.55						
NGC 1512	NGC 1055	1	B	77	13.4	29.1	-19.02	-22.40	9.5	0.37	239	9.53	10.68	0.069	0.53	7.65
NGC 1530	NGC 1169	3	B	60	4.8	51.3	-21.32	-24.53	36.6	0.2	334	10.09	11.22	0.074	0.23	3.16
NGC 1543	NGC 4503	-2	B	65	3	10.2	-19.07	-23.19	13.4	0.95						
NGC 1566	NGC 1398	4	X	40	8.4	31.3	-20.45	-23.75	13.4	0.92	305		10.93			3.59
NGC 1672	NGC 2775	3	B	37	5.9	24.1	-19.84	-23.79	14.5	0.64						
NGC 1808	NGC 1371	0	X	50	7.6	22.4	-19.52	-23.51	10.8	0.3		9.26			0.18	
NGC 2273	NGC 5678	1	B	50	3.4	27.4	-20.76	-23.79	28.4	0.19	430	9.46	11.17	0.02	0.09	4.68
NGC 2681	NGC 4457	0	X	0	3.6	14	-19.59	-23.19	13.3	0.2		9.12			0.12	
NGC 2763	NGC 6412	6		0	2	15.8	-19.53	-22.49	25.7	0.22		9.46			0.29	
NGC 2903	NGC 3521	4	X	66	11.6	18.4	-19.85	-22.96	6.3	0.12	391	9.25	10.91	0.022	0.13	6.02
NGC 2935	NGC 2207	4	X	49	5.4	45.6	-21.74	-24.12	30.6	0.3	359	10.01	11.23	0.06	0.13	2.2
NGC 2997	NGC 3359	5	X	53	10.2	41.5	-20.74	-24.29	13.8	0.28	301	10.06	11.04	0.105	0.37	3.55
NGC 3081	NGC 5691	1	X	35	2.2	20.9	-20.05	-23.65	32.5	0.25						
NGC 3184	NGC 2835	6	X	26	7.5	18.8	-19.34	-22.44	8.7	0.17		9.36			0.27	
NGC 3277	NGC 718	2	A	26	2.4	17.5	-19.51	-23.06	25	0.35						
NGC 3310	NGC 3887	4	XP	25	3.6	19.1	-20.09	-22.76	18.7	0.27		9.69			0.29	
NGC 3344	NGC 1637	4	X	23	6.7	11.8	-18.47	-21.49	6.1	0.19		9.25			0.47	
NGC 3351	NGC 4274	3	B	56	7.5	16.3	-19.26	-22.87	8.1	0.54	302	8.92	10.64	0.019	0.1	5.48

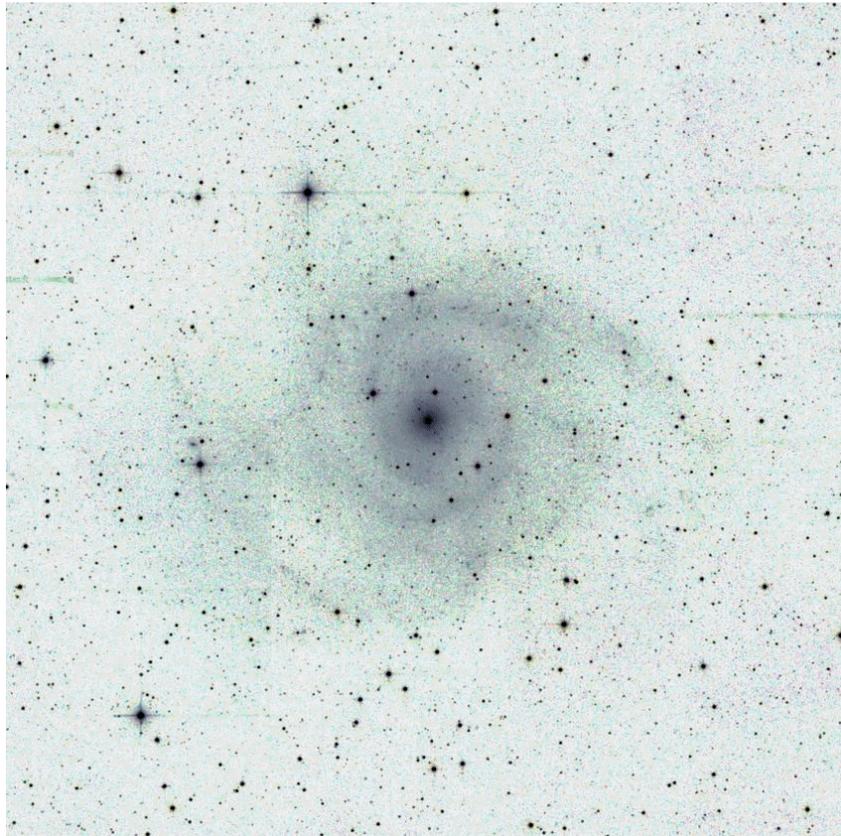
Tabla 3.3 - *Cont.*

Nombre	G. Comp.	T	B	i	D ₂₅	2R ₂₅	M _B	M _K	D	ρ	W _R	log(M _H)	log(M _T)	M _H /M _T	M _H /L _B	M _T /L _B
NGC 3486	NGC 1249	5	X	47	6.4	13	-18.61	-21.35	7.4	0.27	285	9.27	10.48	0.061	0.43	7.06
NGC 3504	NGC 4750	2	X	35	2.6	19.3	-20.38	-23.85	26.5	0.25						
NGC 3516	NGC 5087	-2	B	34	2.3	26.1	-20.59	-24.44	38.9	0.19		9.38			0.09	
NGC 3593	NGC 4460	0	A	69	4.8	6.4	-17.01	-21.28	5.5	0.19	232	8.02	10	0.01	0.11	10.12
NGC 3945	NGC 5365	-2	B	55	6.5	38.8	-20.3	-24.23	22.5	0.5						
NGC 3982	UGC 3190	4	X	26	2.4	11.9	-19.45	-22.30	17	0.72		9.21			0.18	
NGC 4192	NGC 4216	2	X	83	8.7	32.4	-21.08	-24.24	16.8	1.44	429	9.75	11.24	0.033	0.13	4.11
NGC 4303	NGC 2442	4	X	17	5.9	26.2	-20.71	-24.43	15.2	1.06		9.66			0.15	
NGC 4314	NGC 1947	1	B	15	4.2	12.2	-18.65	-22.48	9.7	1.25						
NGC 4321	NGC 488	4	X	37	6.1	29.4	-21.13	-24.54	16.8	2.95	444	9.7	11.23	0.03	0.11	3.82
NGC 4340	NGC 1387	-2	B	20	2.8	13.7	-19.17	-22.81	16.8	2.89						
NGC 4371	NGC 2685	-2	B	66	5	21.1	-19.3	-23.41	16.8	4.09						
NGC 4526	NGC 4438	-2	X	74	7.4	28.9	-20.55	-24.66	16.8	2.45		9.31			0.08	
NGC 4579	NGC 3631	3	X	36	5.4	26	-20.67	-24.64	16.8	3.26	605	9.36	11.44	0.008	0.08	9.57
NGC 4593	NGC 3223	3	B	58	3.3	34.6	-21.58	-24.99	39.5	0.21						
NGC 4736	NGC 3368	2	A	33	12.2	14.8	-19.37	-23.06	4.3	0.42	373	8.48	10.78	0.005	0.03	6.86
NGC 4826	NGC 2683	2	A	66	8	8.4	-19.15	-22.73	4.1	0.2		8.32			0.03	
NGC 5055	NGC 4559	4	A	55	13	24.6	-20.14	-23.68	7.2	0.4	447	9.65	11.15	0.032	0.26	8.05
NGC 5194	NGC 4258	4	AP	64	13.6	26.5	-20.75	-23.93	7.7	0.33		9.46			0.09	
NGC 5236	NGC 4051	5	X	24	11.5	16.1	-20.31	-23.74	4.7	0.18		10.01			0.5	
NGC 5248	NGC 1232	4	X	45	6.1	37.8	-21.07	-24.53	22.7	0.3	361	10.05	11.15	0.079	0.27	3.43
NGC 5371	NGC 2417	4	X	41	4.2	44.2	-21.57	-25.28	37.8	0.74	585	10.12	11.64	0.03	0.2	6.63
NGC 5377	NGC 5448	1	B	58	4.2	33.5	-20.69	-24.10	31	0.19						
NGC 5427	NGC 3367	5	AP	17	2.3	25.6	-20.94	-24.31	38.1	0.19						
NGC 5728	NGC 4699	1	X	65	2.3	25.9	-21.67	-24.96	42.2	0.18						
NGC 5806	NGC 5633	3	X	63	2.9	21.6	-20.36	-23.82	28.5	0.85						
NGC 5850	NGC 5375	3	B	28	4.6	38.3	-20.69	-24.17	28.5	0.65		9.62			0.14	
NGC 5953	NGC 5017	-5		43	1.8	16.4	-19.59	-23.43	33	0.3						
NGC 6221	NGC 3672	5	B	55	3.9	23.8	-21.04	-24.32	19.4	0.14						
NGC 6951	NGC 5350	4	X	28	3.7	31.7	-20.73	-24.69	24.1	0.08		9.68			0.16	
NGC 7217	NGC 4691	2	A	32	3.6	17.8	-20.38	-24.17	16	0.15		8.81			0.03	
NGC 7552	NGC 3507	2	B	31	3.5	19.9	-20.14	-23.91	19.5	0.52		9.57			0.21	
NGC 7690	NGC 6239	3	A	73	2.1	8.1	-18.87	-21.58	16.4	0.09						
NGC 7742	NGC 4412	3	A	28	2	13	-19.65	-23.10	22.2	0.1						

- Col. 1:** Nombre de la Galaxia con AnC.
Col. 2: Nombre de la Galaxia de Comparación.
Col. 3: Tipo Morfológico numérico (Tully 1988). E=-5; S0=-2; Sa=1; Sb=3; Sc=7.
Col. 4: Tipo de Barra (Tully 1988). B: Gal. Barreadas; X: Gal. con Barra Débil; A: Gal. sin Barra.
Col. 5: Inclinación [°] (Tully 1988).
Col. 6: Diámetro observado a la isofota de magnitud 25 en banda B [arcmin] (Tully 1988).
Col. 7: Diámetro a la isofota de magnitud 25 en banda B corregido por proyección y oscurecimiento [Kpc] (Tully 1988).
Col. 8: Magnitud Absoluta en banda B [mag_B] (Tully 1988).
Col. 9: Magnitud Absoluta en banda K [mag_K] (2MASS).
Col. 10: Distancia [Mpc] (h=0.75, Tully 1988).
Col. 11: Densidad Local de Galaxias más brillantes que M_B=-16 [Galaxias / Mpc³]
Col. 12: Velocidad rotacional $W_R^i = 2 V_{C_{max}}$ [Kpc] donde
 $(W_R^i)^2 = W_{20}^2 + W_t^2 - 2W_{20}W_t(1 - \exp(-(W_{20}/W_c)^2)) - 2W_t^2 \exp(-(W_{20}/W_c)^2)$
 con W_{20} el ancho de la línea de HI en 21cm al 20% del máximo y W_t (random) = 38km/s
Col. 13: Masa de HI [M_⊙] (Tully 1988).
Col. 14: Masa Total estimada[M_⊙]: $M_T = (W_R^i)^2 2R_{25}^{b,i} / 8G$ (no se calculó si $i < 30^\circ$, Tully 1988).
Col. 15: Fracción de la Masa de HI respecto a la Masa Total (Tully 1988).
Col. 16: Cociente Masa de gas – Luminosidad Blue [M_⊙/L_⊙] (Tully 1988).
Col. 17: Cociente Masa – Luminosidad Blue [M_⊙/L_⊙] (Tully 1988).

4

Relación Masa Luminosidad



4.1 Relevancia de la Relación Masa Luminosidad

Una de las mayores incertidumbres para entender la dinámica interna de las galaxias espirales es la distribución de la materia oscura en ellas, es decir, cuál es la contribución fraccional a cada radio. Sabemos que el halo oscuro domina a grandes radios más allá del disco estelar, sin embargo, su contribución dentro del mismo no está bien establecida.

La masa oscura inferida de la diferencia entre la masa asociada a la luminosidad observada y la masa dinámica incluye materia bariónica que por diversos motivos se mantiene invisible a las observaciones (e.g. absorción por polvo¹, gas frío²) y la llamada materia oscura no bariónica de origen hasta ahora desconocido. Por ejemplo, las galaxias de bajo brillo superficial presentan cocientes Masa-Luminosidad (M/L) mayores que las de alto brillo superficial, sin embargo, esta diferencia no se atribuye completamente a una mayor presencia de materia oscura sino también a una menor eficiencia de transformar gas en estrellas que aporten a la luminosidad observada. El caso extremo son las galaxias de hidrógeno o galaxias oscuras. Estos objetos fueron descubiertos en los relevamientos de HI (HIPASS), y son pequeñas galaxias de hidrógeno neutro que no han formado prácticamente estrellas (o bien, estas estrellas ya se extinguieron) y son básicamente invisibles en cualquier banda fotométrica, resultando en altísimos cocientes M/L, sin embargo el contenido de materia oscura en estos objetos es incierta (Struve et al. 2008).

Se han postulado diferentes argumentos indirectos para precisar la contribución relativa de la materia visible y oscura al campo gravitatorio total. Entre ellos, se han estudiado las inestabilidades en el disco tales como la barra y los brazos espirales, dado que el halo tiene un papel destacado en la estabilidad de los discos. Se ha estimado la contribución del halo analizando la distribución de masa en la vecindad solar y también estudiando los residuos de la relación de Tully-Fisher³. Sin embargo, estos argumentos no han provisto, todavía, evidencia consistente de la contribución del halo oscuro a la masa dentro del disco estelar.

La curva de rotación delimita fuertemente la distribución de masa global pero no nos da ninguna información sobre la contribución relativa de la materia visible y oscura. La fracción entre ambos tipos de materia depende del Cociente M/L del disco o M/L estelar, $\gamma_d = M_*/L$, el cual está pobremente determinado.

Numerosos trabajos se han llevado a cabo en los últimos años a fin de caracterizar las relaciones entre las distribuciones de materia oscura con otras propiedades de las galaxias. Debido a que el perfil de masa del halo no es conocido, la mayoría de los estudios destinados a determinar la contribución de la materia oscura en cada radio, asumen un Cociente M/L para el disco y otro para el bulbo, independientes del radio, asumen también una forma para el potencial del halo⁴. Se varían dichos parámetros a fin de dar cuenta de la curva de rotación (e.g. Voght et al 2004, Yoshino & Ichikawa 2008). En la hipótesis de disco máximo se procura la mayor contribución posible de la componente estelar dentro del disco visible.

¹ La presencia de polvo interestelar afecta considerablemente la luminosidad observada, subestimando así la masa subyacente. Valentijn (1990) sugirió que la falta de luz estelar en las partes externas de las galaxias podía deberse a la extinción por polvo, no siendo necesaria la postulación de materia oscura en las partes externas de las galaxias espirales (Sección 1.2.3).

² La presencia de una sorprendente cantidad de polvo y formación estelar a ~ 20 Kpc del centro de M31, sugiere la presencia de hidrógeno molecular no observado en CO, con lo cual podría haber grandes cantidades de gas frío en las regiones externas de las galaxias que escapan a las observaciones (Allen 2004, Pfenniger 2004).

³ Relación entre la Luminosidad y la Velocidad de rotación de las galaxias espirales: $L \propto V^\alpha$ (Tully & Fisher 1977).

⁴ Algunos autores adicionan una componente gaseosa de masa conocida (Blais-Ouellette et al. 2001, Gentile et al. 2004, Kassin et al. 2006).

Ya que los halos oscuros son requeridos para ajustar las curvas de rotación fuera del disco estelar⁵, y la densidad del halo crece hacia adentro, incluso en los discos máximos, algo del halo contribuye a la fuerza radial dentro del disco estelar. Las investigaciones sugieren que los discos máximos contribuyen con el 75-95% de la velocidad circular a $2.2 R_d$ (radio del máximo de un disco exponencial) y con el 55-90% de la fuerza radial. Las galaxias espirales de alta luminosidad y con altas velocidades rotacionales tienen discos cercanos al máximo, mientras que en las de baja luminosidad el halo contribuye con la mitad o más de la masa dentro del disco estelar.

Los discos máximos son difíciles de reconciliar con el modelo cosmológico estándar de la formación de los halos a partir de materia oscura fría, el cual produce halos con una fuerte concentración central (Navarro, Frenk & White 1997).

El cociente γ_d puede ser estimado a partir de los modelos de síntesis de poblaciones estelares al ser comparados con los colores o espectros de las galaxias disco (Ver Sección 1.2.3). Sin embargo, estos modelos dependen de las asunciones inciertas sobre la distribución de las edades y masas estelares. Por un lado, la llamada degeneración edad-metalicidad de las estrellas dificulta la comparación con los modelos. Además, las estrellas de baja masa contribuyen poco o nada a la luminosidad de la galaxia pero pueden hacer una contribución sustancial a γ_d . Otro factor importante a tener en cuenta al comparar los modelos y las observaciones es la absorción del polvo interestelar presente en los discos galácticos. Estudios recientes estiman que sólo el 11% de los fotones en $0.1 \mu\text{m}$ escapa de las galaxias, llegando al 87% en $2.1 \mu\text{m}$ (Driver et al. 2008). En la Sección 1.2.3 se describen las ventajas de las observaciones en el Infrarrojo Cercano en el estudio de la Masa-Luminosidad en las galaxias espirales.

Por lo tanto, el Cociente M/L dependerá de las propiedades de la población emisora en cada banda espectral, de la distribución del polvo dentro de las galaxias y de la distribución de materia oscura. Estos tres factores presentan gradientes desde el centro hacia el borde del disco, con lo cual, en principio no podemos descartar la dependencia radial del Cociente M/L.

Estudiaremos el Cociente M/L como función del radio y analizaremos su comportamiento en las distintas regiones de las galaxias. Uno de los objetivos es determinar si la adopción de un solo cociente para toda la galaxia es una buena aproximación o, por el contrario, es imperativo fijar un cociente distinto o incluso variable con el radio para cada componente estructural de la misma. En tal caso se investigará cómo pueden ser determinados y cual sería la descripción simplificada más adecuada.

4.2 Procedimiento

Los Cocientes M/L locales (en función del radio) serán calculados siguiendo el procedimiento de Takamiya & Sofue (2000), efectuando el cociente entre la densidad superficial de masa obtenida de la curva de rotación (en unidades de M_\odot / pc^2) y el brillo superficial obtenido de la fotometría (en unidades de L_\odot / pc^2):

$$M / L = \frac{\sigma(R)}{I(R)}$$

⁵ Algunos estudios logran ajustar las curvas de rotación dentro del disco estelar sin la necesidad de postular un halo oscuro, o bien, uno muy pequeño (Palunas & William 2000, Sancisi 2004).

Para determinar los cocientes M/L necesitamos estimar la masa a partir de la cinemática, es decir, a través de la curva de rotación de acuerdo al procedimiento descrito en la sección 1.2, y compararla con la luminosidad de la galaxia en alguna banda espectral.

Debido a las incertidumbres involucradas en la determinación de las distribuciones de masa y de brillo, consideramos de gran importancia seleccionar una muestra de manera tal de minimizar estos efectos. Primeramente queremos señalar la importancia de utilizar datos homogéneos tanto cinemáticos como fotométricos a fin de posibilitar comparaciones de las propiedades entre los objetos. Es por ello, que hemos seleccionado nuestra muestra a partir del catálogo de Curvas de Rotación de galaxias cercanas publicadas por Sofue y colaboradores en varias publicaciones y que están disponibles en su página web⁶. Estas curvas de rotación tienen la particularidad de haber sido confeccionadas a partir de datos de distintos rango espectrales y técnicas observacionales, los cuales han sido homogeneizados en toda la muestra. Dadas las ventajas que presentan las observaciones NIR respecto al óptico (Sección 1.2.3), principalmente que el brillo superficial en el NIR es mejor trazador de la distribución de masa y que presenta menor extinción por polvo, hemos seleccionado la información fotométrica del Catálogo de Galaxias brillantes del 2MASS en los filtros J, H, K (Jarret et al 2003). A pesar de las posibles variaciones en las condiciones particulares de observación de cada objeto, que hayan sido observados con el mismo instrumento y que los perfiles de brillo hayan sido extraídos con el mismo método, nos aseguran mayor uniformidad en los datos. Las propiedades globales de las galaxias de la muestra fueron obtenidas del catálogo de Tully (1988) y de la Base de Datos de NED (magnitud aparente B, Distancia, D_{25}). Para minimizar las diferencias provenientes de las determinaciones de distancia, hemos utilizado las distancias publicadas en la NED, aquellas que incluyen la corrección por la caída general hacia el Supercúmulo de Virgo "Virgo Infall". En cuanto a las inclinaciones, hemos considerado las determinaciones ópticas, también de NED, en lugar de las inclinaciones infrarrojas dado que las observaciones ópticas son, en general, de mayor profundidad permitiendo llegar a radios más externos donde la presencia de los brazos espirales es menos influyente en la geometría observada, permitiendo una mejor determinación de la inclinación.

A partir de la muestra de objetos en ambos catálogos, se seleccionaron las galaxias de acuerdo a los siguientes criterios:

► *Galaxias sin barras importantes.*

Como hemos señalado en la Sección 2.2, la barra introduce perturbaciones tanto en la determinación de la curva de rotación como en un exceso de brillo dificultando la determinación del brillo del disco subyacente. Dado que en el NIR la morfología puede ser diferente de la óptica, se realizó un examen visual de las imágenes del 2MASS para asegurarnos que la barra, en caso de estar presente, no fuera prominente. La excepción fue NGC 3198 cuya clasificación óptica es SB pero su barra en el NIR es más bien débil, de longitud menor a 1/5 del diámetro del disco óptico. Los casos más prominentes de galaxias SAB son M 83 y NGC 2903, cuyas barras tampoco son mayores que 1/5 del diámetro de la galaxia en la isofota $m_B = 25$ mag.

► *Galaxias aisladas y no perturbadas.*

A partir de una inspección visual, hemos seleccionado galaxias de apariencia normal, es decir, que no presenten claras evidencias de asimetrías por interacciones y que no tengan una galaxia compañera cercana. La densidad local de galaxias por Mpc cúbico para la muestra es de $\rho = 0.49 \pm 0.63$. Se puede ver en la Figura 1 que NGC 4321, presenta una densidad de $\rho = 2.95$, alejada del valor medio del resto de la muestra que resulta de $\rho = 0.37 \pm 0.29$. Este objeto fue incluido en la muestra pues el valor alto de densidad local proviene solamente de la presencia de numerosos satélites, dado que

⁶ <http://www.ioa.s.u-tokyo.ac.jp/~sofue/h-rot.htm>

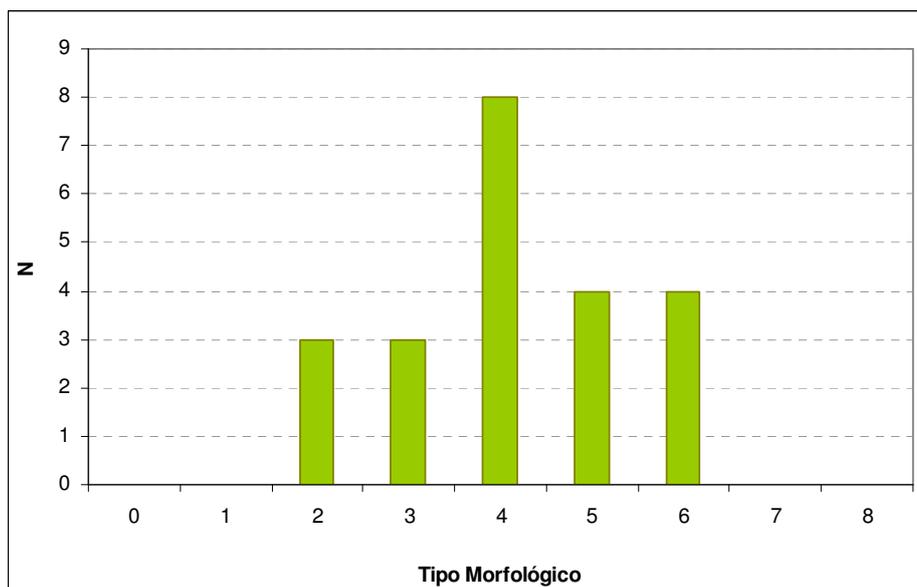
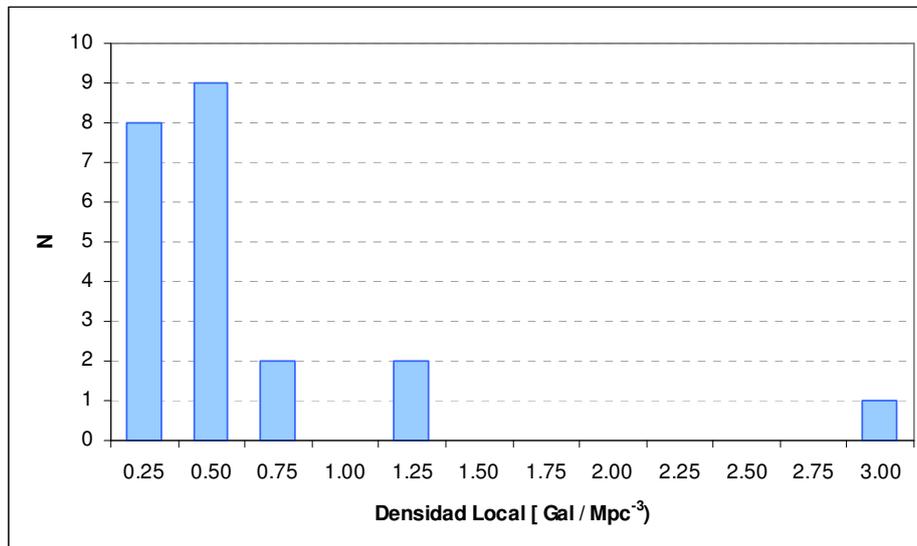
NGC 4321 es una de las mayores espirales en la región central del Cúmulo de Virgo. Esta galaxia presenta estructura espiral de tipo gran diseño (Sandage A. & Bedke J. 1994), y no se detecta presencia de ninguna compañera perturbadora importante.

► $1 \leq T \leq 6$.

Galaxias de tipos morfológicos entre Sa y Scd. La galaxia NGC1808 presenta distintas clasificaciones morfológicas. En Tully (1988) está clasificada como S0/a (T=0). Dado el prominente desarrollo de los brazos espirales, la clasificación de Tully parece errónea. La mayoría de los catálogos la clasifican entre Sa (RC3; Sérsic & Pastoriza 1965) y Sbc (Sandage & Bedke 1994 The Carnegie Atlas of Galaxies; Sandage A. & Tamman G., Revised Shapley-Ames Catalog of Bright Galaxies 1981). Por ello hemos adoptado un tipo medio de Sb (T=3).

► $20^\circ \leq i \leq 70^\circ$.

El límite inferior en la inclinación se debe principalmente a que las determinaciones de velocidades radiales resultan inciertas a bajas inclinaciones. El límite superior responde a la precariedad de las determinaciones de los perfiles de brillo cuando la galaxia está muy de canto, adicionalmente al mayor efecto del polvo a altas inclinaciones.



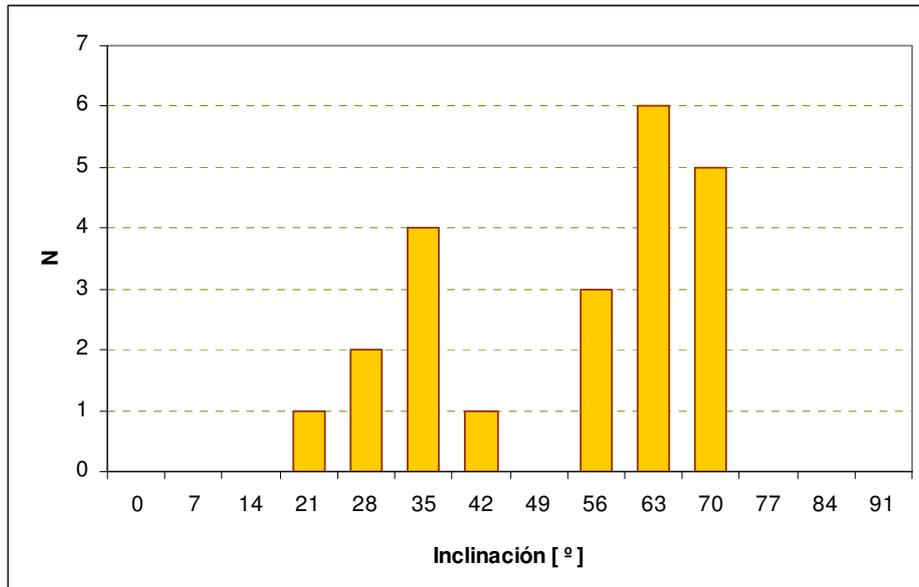


Figura 1: Distribución de la Densidad Local, Tipo Morfológico e Inclinación de las galaxias de la muestra.

4.1.2 La Muestra

Las propiedades globales de la muestra se presentan en la Tabla 4.1.

► *Distancia Media:* $D = 10.15 \pm 4.27$ Mpc.

La media de las distancias originales de las curvas de rotación es de 10.19, con una variación de $D_{\text{Sofue}}/D_{\text{NED}} = 1.00 \pm 0.32$. La galaxia más cercana en la muestra es NGC 3031, con $D_{\text{min}} = 2.8$ Mpc y la más lejana UGC 2855, con $D_{\text{max}} = 19.4$ Mpc. De esta manera hemos conseguido una muestra única en su tipo, bien resuelta espacialmente y a la vez con una variación de distancias no mayor a un orden de magnitud.

► *Magnitud Total Blue:* $M_B = -19.95 \pm 0.83$.

Esta muestra incluye sólo galaxias cercanas de alto brillo superficial. Siendo la más brillante NGC 1068 (actividad nuclear tipo Sy2) y las más débiles IC 342 y NGC 6946, de magnitudes totales -21.1 y -18.5 respectivamente. La magnitud aparente de UGC 2855 obtenida de NED resultó demasiado débil comparada con aquella declarada por Tully (1988) en más de dos magnitudes, y dado que se apartaba en las pruebas de control realizadas al comparar distintas propiedades de la muestra, adoptamos la magnitud aparente B del Catálogo de Tully para esta galaxia. Las magnitudes aparentes de este catálogo difieren en no más de 0.35 magnitudes respecto a las adoptadas de NED para el resto de las galaxias de la muestra.

► *Magnitud Total K:* $M_K = -23.80 \pm 0.72$.

En esta banda, también NGC 1068 es la más brillante (también presenta el mayor índice de concentración central) mientras que las más débiles resultaron NGC 3198 y NGC 2403.

► *Colores Infrarrojos:* $J-K = 0.98 \pm 0.10$.

Las galaxias de color más rojo son NGC 1068 y UGC 2855, mientras que la más azul es NGC 2403 con $J-K = 0.80$. El valor promedio de las galaxias espirales del Atlas de galaxias brillantes del 2MASS (LGA) es de 0.97 ± 0.13 .

► *Formación estelar.* El flujo de radiación en el Infrarrojo lejano, L_{FIR} , es un trazador de la Formación estelar (SFR). La muestra presenta valores entre 1.5 y $43 \times 10^9 M_{\odot}$ a excepción de NGC1068 que presenta un valor inusualmente alto de $81 \times 10^9 M_{\odot}$. La Masa de Gas Molecular correlaciona con L_{FIR} para las galaxias de esta muestra, en acuerdo con los resultados de Murgia et al. (2005), y sumada a la Masa de Gas Atómica podemos tener una estima de La Tasa de eficiencia de Formación Estelar ($\text{SFR}/M_{\text{gas}}$).

► *Actividad nuclear.*

Dado que son galaxias cercanas, sus actividades centrales han sido ampliamente estudiadas. En la muestra se encuentran 5 galaxias con alta actividad (Galaxias Seyfert) y sólo dos galaxias presentan un núcleo sin formación estelar. La galaxia que parece estar afectada en sus propiedades globales por su condición de activa es NGC 1068. (NGC 5033, Sy1, disco más débil y M/L total más alto).

4.2.2 Densidades de Brillo Superficial

Los perfiles de Luminosidad fueron transformados a las unidades de luminosidad solar por pársec cuadrado según $M_{K_{\odot}} = 4.7$ y las distancias de la Tabla 4.1. Dado que varios estudios indicarían que las galaxias espirales son prácticamente transparentes en el NIR, hemos corregido las magnitudes K por inclinación según la ecuación 4.0, asumiendo $C = 1$ (Sección 1.2.3).

$$\mu_{\text{obs}} = \mu_{\text{face-on}} + 2.5 C \text{Log}(\cos i) \quad C = 1 \text{ Ópticam. Fina}; C = 0 \text{ Ópticam. Gruesa} \quad 4.0$$

Hemos observado que los perfiles de brillo muestran un cambio de pendiente coincidente con el fin de los brazos espirales. Esto mismo fue observado por Grosbol (1996).

El radio en el cual la luminosidad en la banda K ha caído a 20 mag/arcsec^2 (R_{20}) es, en media, la mitad del radio a la isofota de magnitud 25 en la banda B (R_{25}), $R_{20K} = 0.55 \pm 0.17 R_{25B}$. Los perfiles se extienden, en términos del R_{20} , hasta $R_{\text{maxK}} / R_{20} = 1.81 \pm 0.32$.

Descomposición del Perfil de Brillo

Hemos realizado un ajuste de los perfiles de brillo suponiendo dos componentes fotométricas, el bulbo y el disco. Hemos seleccionado una ley exponencial para el disco y una ley de Sérsic (Sec. 1.2.2) y una ley de de Vaoucouleurs para el bulbo. Éste último fue elegido para poder realizar una comparación más directa de los parámetros fotométricos (el radio de escala y el brillo superficial central) entre los objetos, ya que para la ley de Sérsic no es directa la comparación porque dichos parámetros dependen del índice n , por ejemplo, para una misma galaxia, a menor índice n menor el radio de escala. A excepción de IC 342 (la galaxia más cercana de la muestra) cuyo mejor índice fue $n=6$, todas las galaxias presentan un índice de 4 o menor, siendo el más frecuente $n=2$. Como el radio de escala disminuye con n , decidimos comparar los ajustes con $n=4$ para todas debido que a menor radio de escala mayor incertidumbre por efecto del seeing (radio de escala medio con $n=4$ es $r_e = 20 \pm 13 \text{ arcsec}$; y con n variable $r_e = 14 \pm 11 \text{ arcsec}$, ver discusión de errores).

En la Tabla 4.2 se presentan los parámetros de ajuste y en la Figura 2 muestra el ajuste de IC 342 a modo ilustrativo.

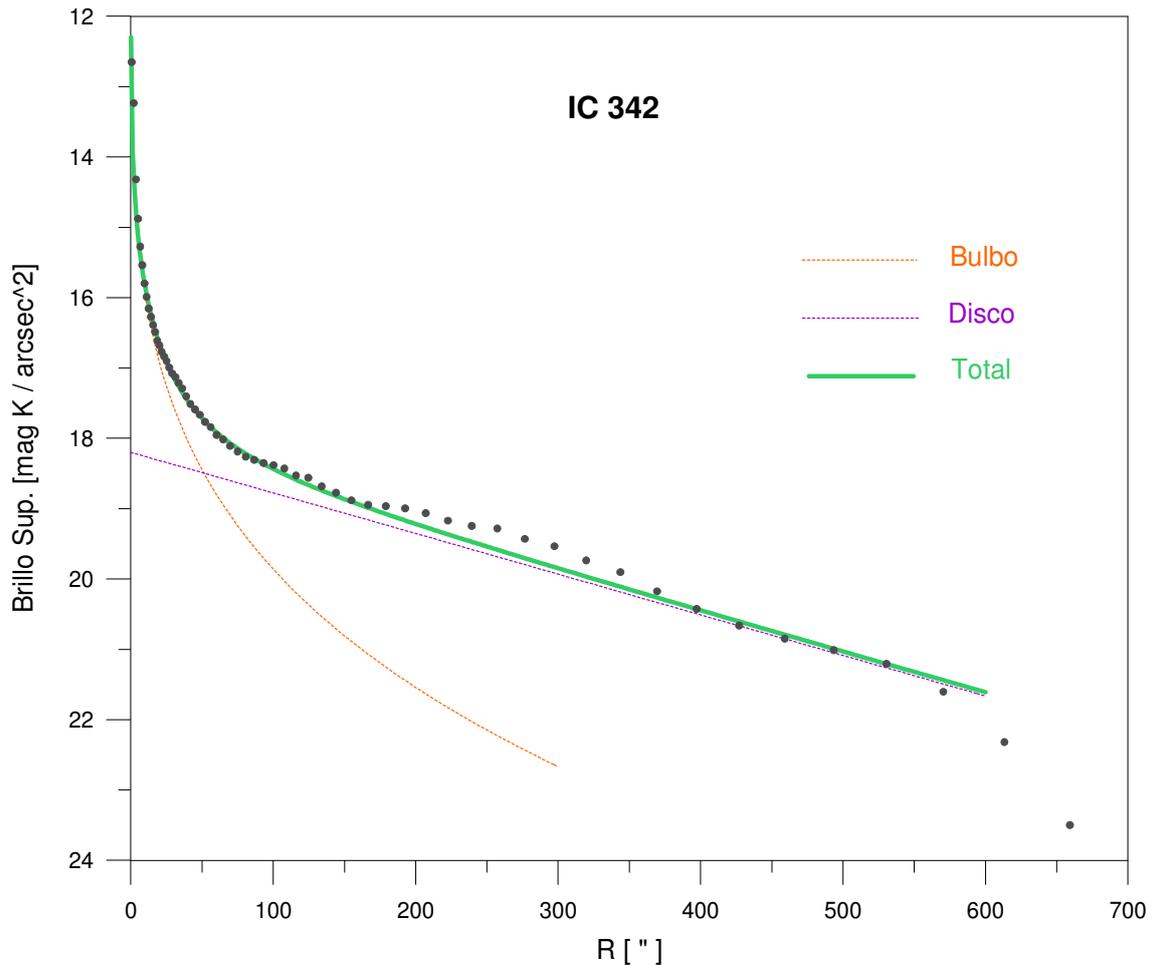


Figura 2: Perfil de Brillo de IC 342. En líneas punteadas se muestran las componentes bulbo (Ley $R^{1/4}$) y disco ajustadas (ley exponencial) y en verde el ajuste total. La mayoría de las galaxias presentan un abultamiento en la región intermedia producto, probablemente, de los brazos espirales.

Debido a que las estructuras presentes en las galaxias, por ejemplo brazos espirales o anillos, producen fluctuaciones de brillo que resaltan respecto a la distribución homogénea subyacente, no es posible, o mejor dicho confiable, realizar un ajuste automático de los perfiles. Es por ello que los parámetros obtenidos no son únicos, dependiendo de la subjetividad del ajuste manual. La profundidad fotométrica de los perfiles también producirá un cambio en los parámetros obtenidos. Por ello es importante contar con observaciones de un mismo instrumento, lo cual permitirá una comparación más confiable entre objetos.

La Figura 3 muestra la relación entre los brillos superficiales centrales del bulbo y del disco resultado de los ajustes mencionados. Las galaxias con bulbos más brillantes requieren discos con alto brillo central, a excepción de NGC 5033 que presenta brillos fuera de la relación, dado que el disco ajustado muestra el brillo central más bajo de la muestra.

El ajuste realizado muestra una relación entre los dos parámetros de ajuste de la componente disco, el Brillo Superficial Central (μ_0) y el Radio de Escala (R_0), lo cual refleja cierta consistencia en los ajustes realizados (Figura 4). Los discos más extensos tienen un brillo superficial más débil, en más de una magnitud, respecto a los discos más compactos.

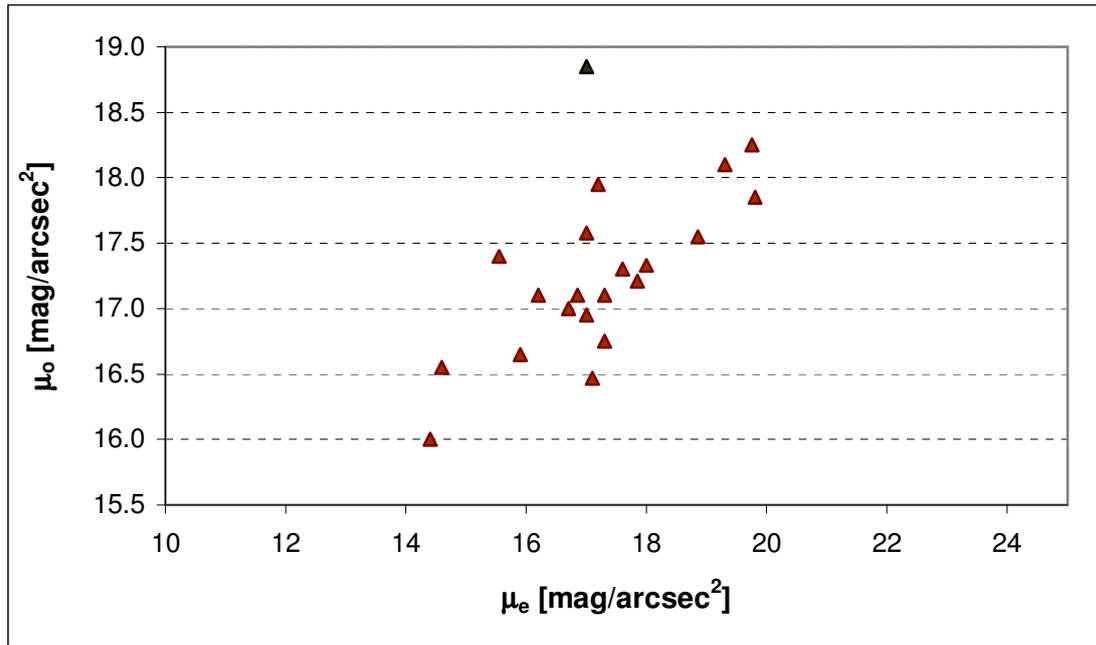


Figura 3: Relación entre los brillos centrales del bulbo y el disco. La galaxia fuera de la relación es NGC 5033.

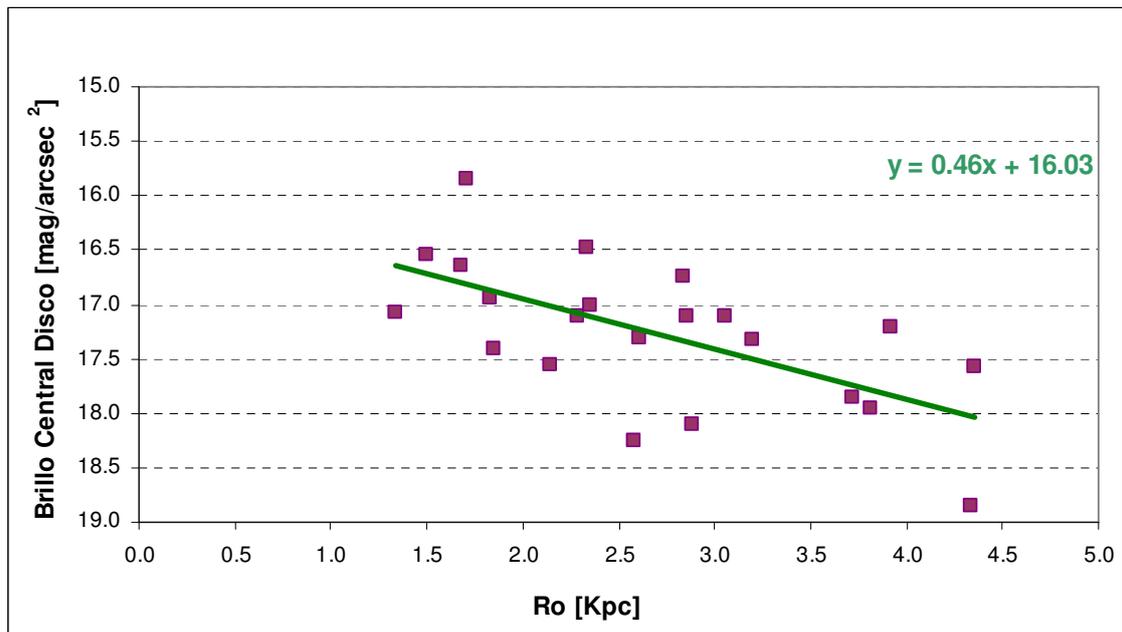


Figura 4: Relación entre los parámetros de ajuste de la componente Disco. Podemos decir que el disco típico ajustado a los perfiles tiene brillo central de $\mu_o \sim 17.3 \text{ mag}_K$ y un radio exponencial de 2.6 Kpc, un tercio del radio total del disco definido por la isofota $m_K = 20$.

Esta relación entre el brillo superficial central del disco y el radio de escala implica que, dado que discos más brillantes son más compactos, entonces habrá algún radio característico en el cual los discos se crucen. Para analizar dicho comportamiento graficamos los discos ajustados a cada galaxia mostrados en la Figura 5. Se puede observar que los discos parecen coincidir cerca de 4 Kpc. La línea gruesa corresponde al ajuste lineal de los puntos, excluyendo a NGC 2903 cuyo ajuste

fue de un disco puro y por tanto es de difícil comparación con el resto de las galaxias y que se muestra en líneas a trazos. El ajuste arrojó los siguientes valores típicos para los discos de esta muestra en banda K:

$$\mu_{0K} = 17.3 \text{ mag/arcsec}^2 \quad R_0 = 2.5 \text{ Kpc}$$

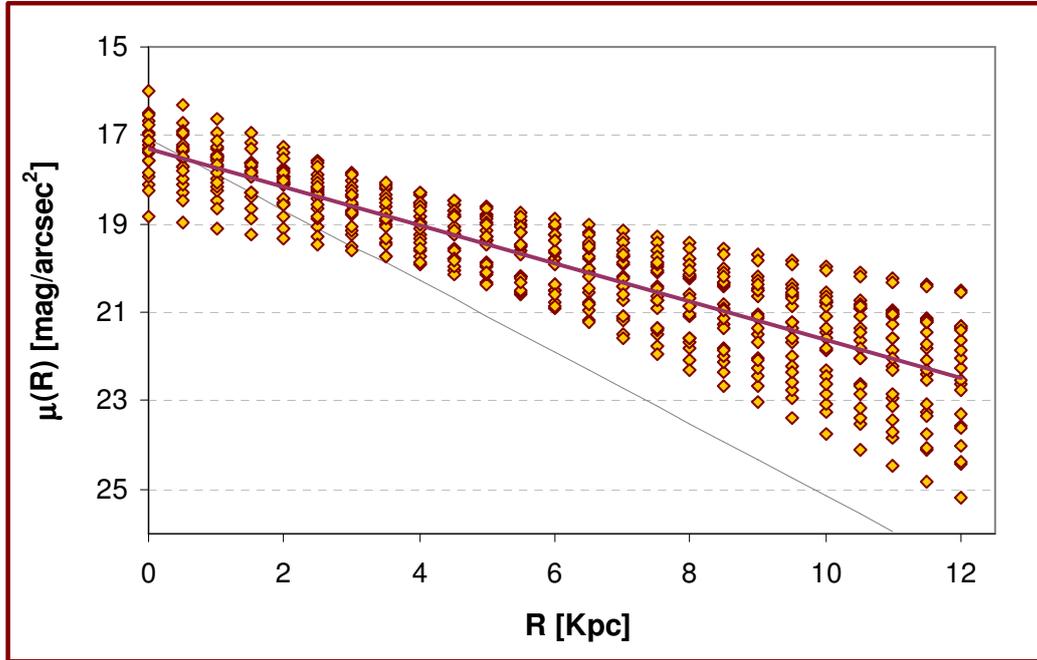


Figura 5: Discos de las galaxias de la muestra obtenidos en el ajuste fotométrico.

Otra característica de los discos ajustados es la relación $R_{\text{maxK}} = (5.0 \pm 0.7)R_0 + (1 \pm 2)$. Como es de esperarse, las galaxias con discos estelares mayores presentan radios de escala mayores. Lo interesante de esta relación es el factor de proporcionalidad entre ambos. Los modelos dinámicos postulan que si una esfera de densidad uniforme, que rota rígidamente, se acomoda en un disco con una curva de rotación plana conservando la distribución de $M(j)$, la masa con un momento angular específico menor que j , entonces el disco tiende a ser exponencial (van der Kruit 2001). El radio máximo de este disco o radio de truncamiento, dado por el momento angular específico máximo de la nube original, tiene una relación única con el radio de escala del disco formado. Esta relación es $R_{\text{max}} \sim 4.5R_0$. En general, los estudios en bandas ópticas reportan valores menores a 4.5 (e.g. Kregel et al. 2002: $R_{\text{max}}/R_0 \sim (3.6 \pm 0.6)$).

Errores

El error introducido por la corrección por inclinación debido a la extinción por polvo es muy incierto ya que no se conoce la distribución del polvo. En la suposición de galaxias transparentes, las más afectadas por la extinción del polvo serían las galaxias con mayor inclinación dado que aumenta la densidad de columna en la dirección de la visual, siendo crítico en las galaxias de canto (vista directa a la franja de polvo), ausentes en esta muestra. El mismo efecto se observa en los centros galácticos donde es mayor la densidad de masa. Suponiendo que el efecto del polvo esté bien descrito por la ecuación 4.0, el error en la determinación de la inclinación producirá un cambio constante en las magnitudes. La incertidumbre en la inclinación provoca un mayor error en la luminosidad a altas inclinaciones, siendo del 30% para un error de 5° desde $i=70^\circ$ a $i=75^\circ$ mientras que sólo del 5% para $i=30^\circ$.

Errores en la determinación de distancias no afectará a los valores de densidad de luz dado que la iluminación es independiente de ella.

El efecto de suavizado por el seeing afecta principalmente la región central de los perfiles. Para cuantificar este efecto, hemos tomado un perfil teórico con parámetros $\mu_e = 19.5 \text{ mag/arcsec}^{-2}$ $\mu_o = 18.35 \text{ mag/arcsec}^{-2}$ y $R_e = 1.4 \text{ Kpc}$, $R_o = 3 \text{ Kpc}$ (parámetros de IC 342), al cual lo hemos llevado a la distancia de la galaxia más cercana ($D_{min} = 2.76 \text{ Mpc}$) y a la de la más lejana ($D_{max} = 19.4 \text{ Mpc}$) de la muestra para determinar los efectos extremos. A estos perfiles los hemos convolucionado con un perfil gaussiano con un ancho típico (FWHM) de 2.5 segundos de arco (valor típico de las observaciones del 2MASS), simulando el efecto del seeing⁷ y se muestran en la Figuras 6a y b.

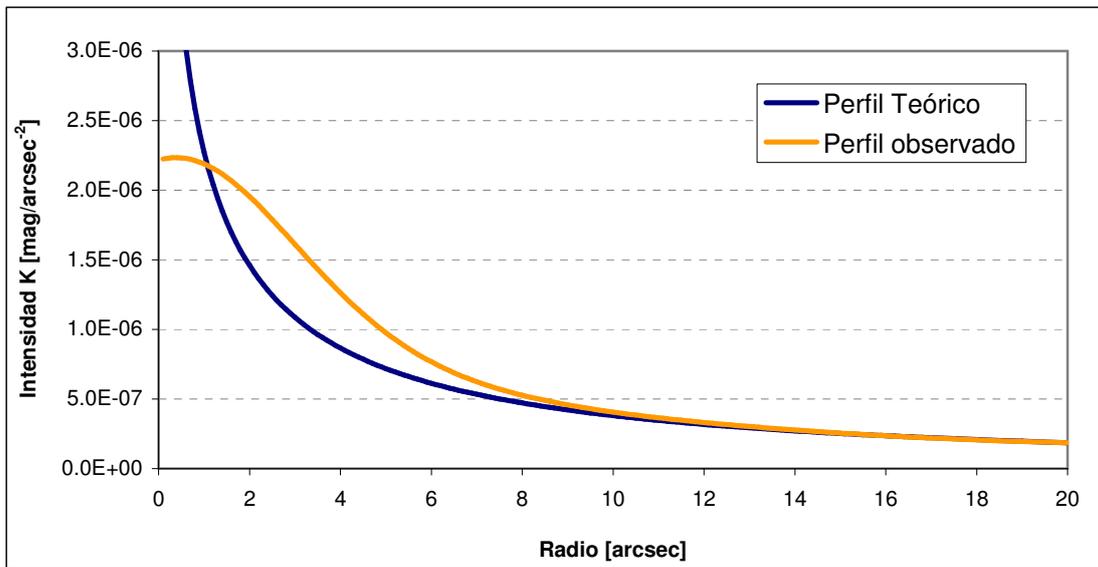


Figura 6a: Se presentan el perfil de Intensidad de brillo de un modelo bulbo y disco (teórico), y aquel convolucionado por el efecto del seeing (observado), llevado a $D_{mínima}$.

$$^7 I(X) = \frac{1}{2\pi\sigma} \int I(x)G(X-x)dx = \int -\frac{1}{2\pi\sigma} \left[I_e e^{-7.67\left(\frac{x}{R_e}-1\right)^{1/4}} + I_o e^{-\frac{x}{R_o}} \right] e^{-\frac{(X-x)^2}{2\sigma^2}} dx$$

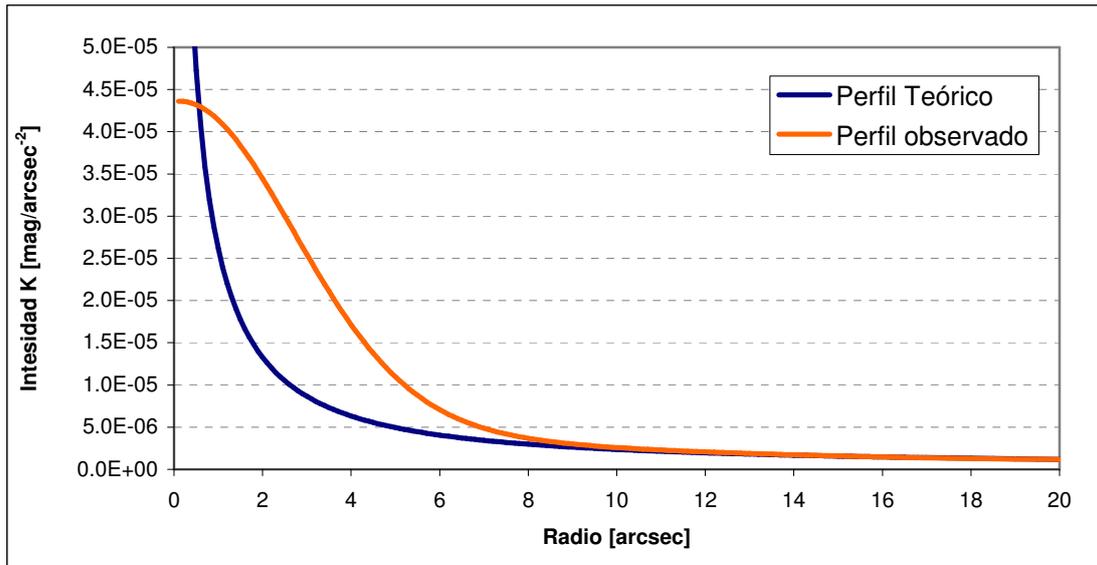


Figura 6b: Perfil de Intensidad de brillo de un modelo bulbo y disco (teórico), y aquel convolucionado por el efecto del seeing (observado), llevado a $D_{\text{máxima}}$.

Se puede observar que el efecto del seeing es prácticamente nulo más allá de los 10 segundos de arco. Las galaxias más alejadas se verán más afectadas por el seeing ya que el disco de seeing suaviza una mayor región del perfil acentuando su efecto. El máximo apartamiento del perfil observado respecto al teórico se da a los 4" para la galaxia puesta a la D_{min} y es del 50%, mientras que para la D_{max} el apartamiento máximo es del 180% en 2.5" (segundo punto de los perfiles de 2MASS).

De la siguiente tabla se puede concluir que para radios más allá de los 10", el efecto del seeing es prácticamente despreciable:

R (")	$\Delta I(D_{\text{min}})$ %	$\Delta I(D_{\text{max}})$ %
1	3.8	-58.4
2.5	-43.7	-185.7
4	-45.9	-171.3
5.5	-30.2	-96.5
7	-17.0	-41.8
8.5	-10.1	-18.1
10	-6.7	-9.6
11.5	-4.8	-6.1
13	-3.3	-3.8
14.5	-1.6	-1.8
16	0.1	0.1

4.2.3 Curvas de Rotación y Densidades de Masa

Las curvas de rotación publicadas por Sofue et al., utilizadas para las determinaciones de distribución de masa fueron obtenidas a partir de observaciones en el óptico (H α) en la región central (en el caso que hubiera emisión) y en los discos; determinaciones de CO en las regiones centrales y de HI en las zonas más externas.

Las curvas de rotación fueron obtenidas observacionalmente de la siguiente manera:

Región interna: líneas de emisión de CO
NRO 45m, OVRO, IRAM 30m, SEST 15m
FWHM 4" - 15"

Región intermedia: líneas de emisión de H α
Telescopios de 2 a 4 m
FWHM 1" - 5"

Región externa: líneas de emisión de HI
VLA, FWHM 20" - 50"

Las curvas se pueden representar en todos los casos por más de 30 puntos angularmente resueltos y observacionalmente independientes, con un $\sigma_{\text{obs}} \sim 10$ km/s. El método utilizado por Sofue para determinar las velocidades es el Método de la Envoltura (Ver Sec. 2.1.2). La velocidad rotacional será la velocidad terminal corregida por la resolución de las observaciones y por la dispersión de V para el gas interestelar.

$$V_{\text{rot}} = V_t - (\sigma_{\text{obs}}^2 + \sigma_{\text{ISM}}^2)^{1/2}$$

Para las galaxias discutidas en esta muestra se tomó una dispersión de velocidades del gas interestelar de $\sigma_{\text{ISM}} \sim 7$ km/s, la misma dispersión del gas molecular de nuestra galaxia. La velocidad terminal está definida como la velocidad en la cual la intensidad es igual a I_t en el diagrama PV observado, donde I_{max} es la intensidad máxima. La V terminal es la que limita el 20% de la emisión con mayor velocidad (I_c : 3 x ruido rms).

$$I_t = \left[(0.2 I_{\text{max}})^2 + I_c^2 \right]^{1/2}$$

La muestra presenta velocidades de rotación máximas entre 125 y 300 Km/s, con una media de $V_{\text{max}} = 241 \pm 49$ Km/s (Figura 7). Los radios máximos hasta los cuales se tienen los datos cinemáticos es $R_{\text{maxV}} / R_{25} = 1.57 \pm 0.78$. Las galaxias que no cuentan con datos en HI son NGC 1068, NGC 4527 y UGC 2855 que cuentan con un R_{maxV} / R_{25} de 0.4, 0.6 y 0.7 respectivamente.

Se determinaron algunos parámetros de la curva de rotación tales como el radio y la velocidad del pico central (R_{pico} , V_{pico}); el radio donde la curva de rotación cambia de pendiente de la subida central al disco, si aproximamos la región interior a un cuerpo rígido (R_{turn}); la velocidad en el radio de isofota 20 Kmag" (V_{R20}) y la velocidad media de la región plana (V_{plana} , en aquellas que no aumentan o decaen marcadamente). También la pendiente externa de la curva que se muestra en la Figura 8. NGC 1808 presenta una curva decreciente en toda la región media y externa, probablemente producto de movimientos no circulares. NGC 4569 sólo está

muestreada hasta el 65% del R_{25} , por lo que su aumento puede ser parte de las ondulaciones propias del disco y no el comportamiento externo.

Estos parámetros se muestran en la Tabla 4.3.

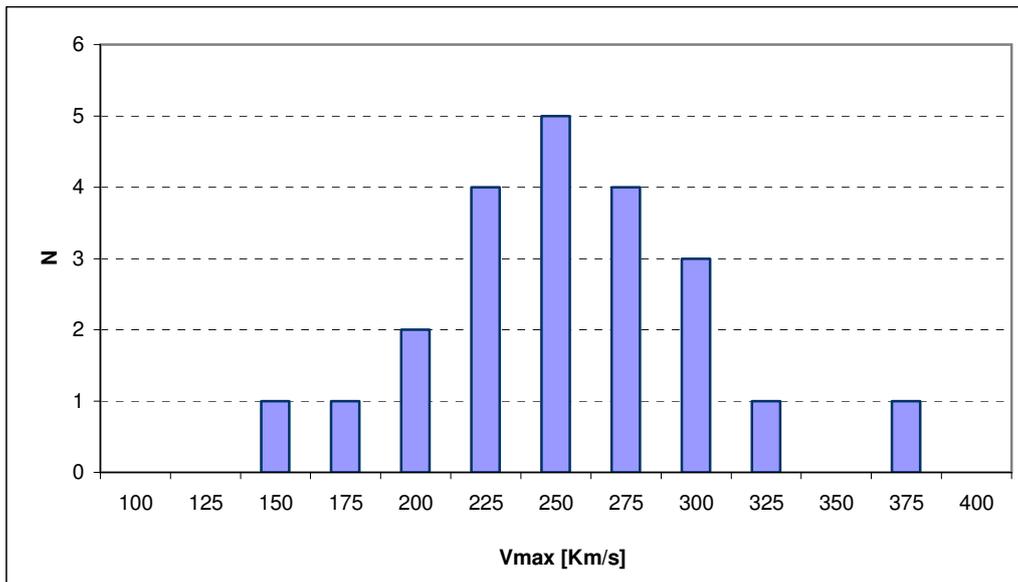


Figura 7: Distribución de la Velocidad máxima de las curvas de rotación.

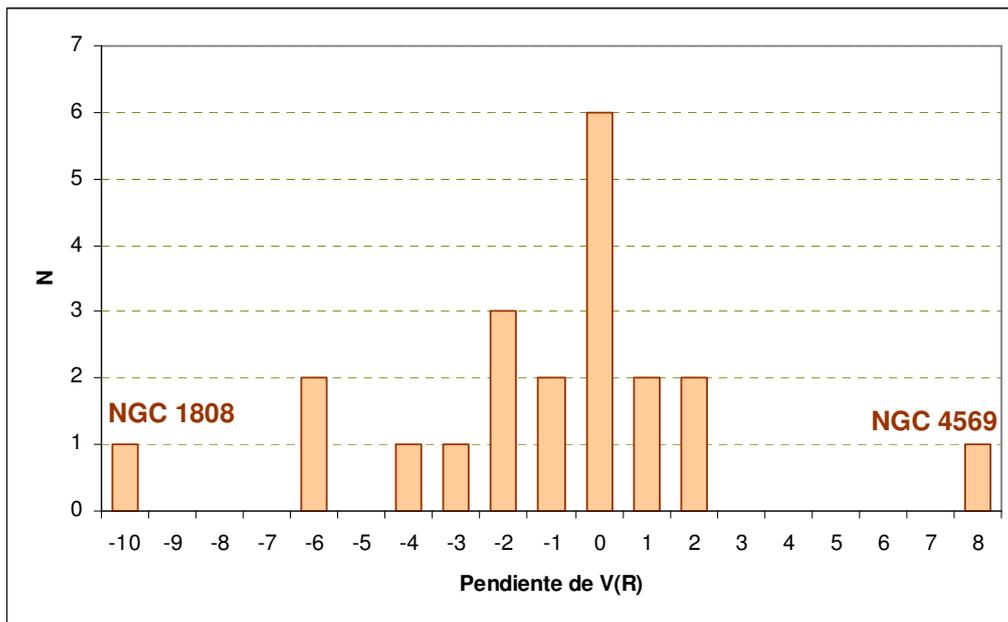


Figura 8: Distribución de la Pendiente de la Curva de Rotación determinada a partir del cociente incremental entre la velocidad y radio de la región externa. Los valores negativos corresponden a curvas decrecientes y los positivos a crecientes.

Si determinamos la densidad media de masa dentro de los 500pc centrales, observamos que la media de la muestra es de $\rho(500\text{pc}) = 8.5 \pm 5.1 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$ (Figura 9). Si excluimos a NGC 2841, el la densidad resulta de $\rho(500\text{pc}) = 7.8 \pm 3.8 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$. La densidad se determinó mediante el cociente de la masa kepleriana⁸ a 500pc y el volumen de una esfera del mismo radio.

⁸ $M=232RV^2(R)$ con V en Km/s y R en pc.

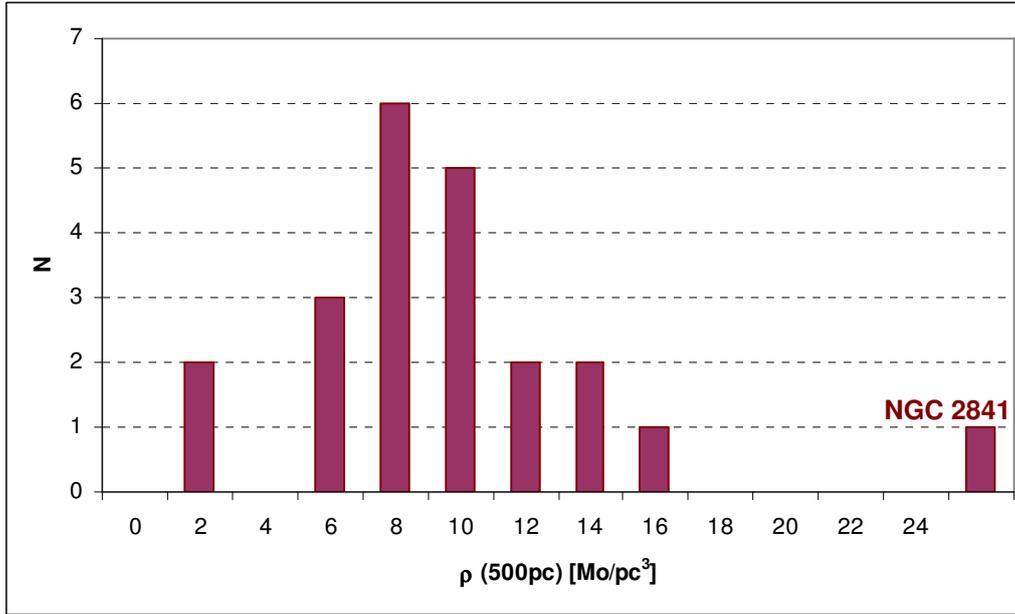


Figura 9: Densidad de masa media dentro de 500pc.

Componentes cinemáticas

Se realizó la descomposición de la curva de rotación en componentes cinemáticas identificadas como núcleo, bulbo, disco y halo.

Para representar las distintas componentes en la distribución de masa utilizamos un potencial de forma generalizada, el potencial de Miyamoto & Nagai (1975)

$$\phi_M(R,z) = -\frac{GM}{\sqrt{R^2 + \left(a + \sqrt{z^2 + b^2}\right)^2}}$$

Cuando $a = 0$

$$\phi_M(R,z) = -\frac{GM}{\sqrt{r^2 + b^2}} \quad \text{Potencial de Plummer (esférico)}$$

r es la coordenada radial en un sistema de referencias esférico.

Cuando $b = 0$

$$\phi_M(R,z) = -\frac{GM}{\sqrt{R^2 + (a + |z|)^2}} \quad \text{Potencial de Kuzmin (aplanado)}$$

Entonces, dependiendo de la elección de los parámetros libres a y b , este potencial puede representar desde un disco infinitesimalmente fino hasta un sistema esférico. El potencial total de la galaxia se puede expresar como suma de los potenciales correspondientes a cada componente de masa:

$$\phi_T(\vec{r}) = \sum_i \phi_{M_i}(\vec{r})$$

La velocidad de rotación se obtiene por medio de la ecuación 1.1 de la Sec. 1.2.1 (el segundo término se anula para $z=0$).

Se observa de la forma del potencial que, en general, existen tres parámetros de ajuste para cada componente, la masa total y dos parámetros de escala, pero, al asumir alguna geometría para la distribución de cada componente, los parámetros se reducen a la masa total y un factor de escala. En nuestro caso, a fin de minimizar el cuerpo de hipótesis, no hemos hecho ninguna suposición con respecto a la geometría, por lo que lo único que distingue cada componente de masa es su factor de escala y su masa total.

Para reproducir la curva de rotación observada, en primer lugar, se ajustó una sola componente correspondiente al disco, variando los dos parámetros libres, la masa y el factor de escala. Luego se incorporó una componente más, el bulbo, y posteriormente la componente núcleo (excepto para NGC 1068, NGC 2841, NGC 3031 y NGC 7331 en las que no fue necesario). Por último, se agregó una cuarta componente masiva, el halo, para poder ajustar las partes externas de aquellas curvas de rotación que no decaen.

Por consiguiente, los principales criterios de ajuste fueron:

- La componente núcleo debe reproducir la pendiente inicial de la curva de rotación con un radio de escala ~ 100 pc.
- El pico de la componente bulbo debe dar cuenta de la posición y magnitud del máximo de velocidad central.
- En la región del disco, intentar imitar el máximo de la curva de rotación, considerando que los apartamientos de una curva suave se deben a desviaciones del movimiento circular.
- La componente halo se incluyó en aquellos casos en que la parte externa de la curva de rotación no es reproducida por la componente disco, exigiendo que esta cuarta componente ajuste la pendiente de la curva a grandes radios.

A modo ilustrativo, el ajuste de IC 342 se muestra en la Figura 10.

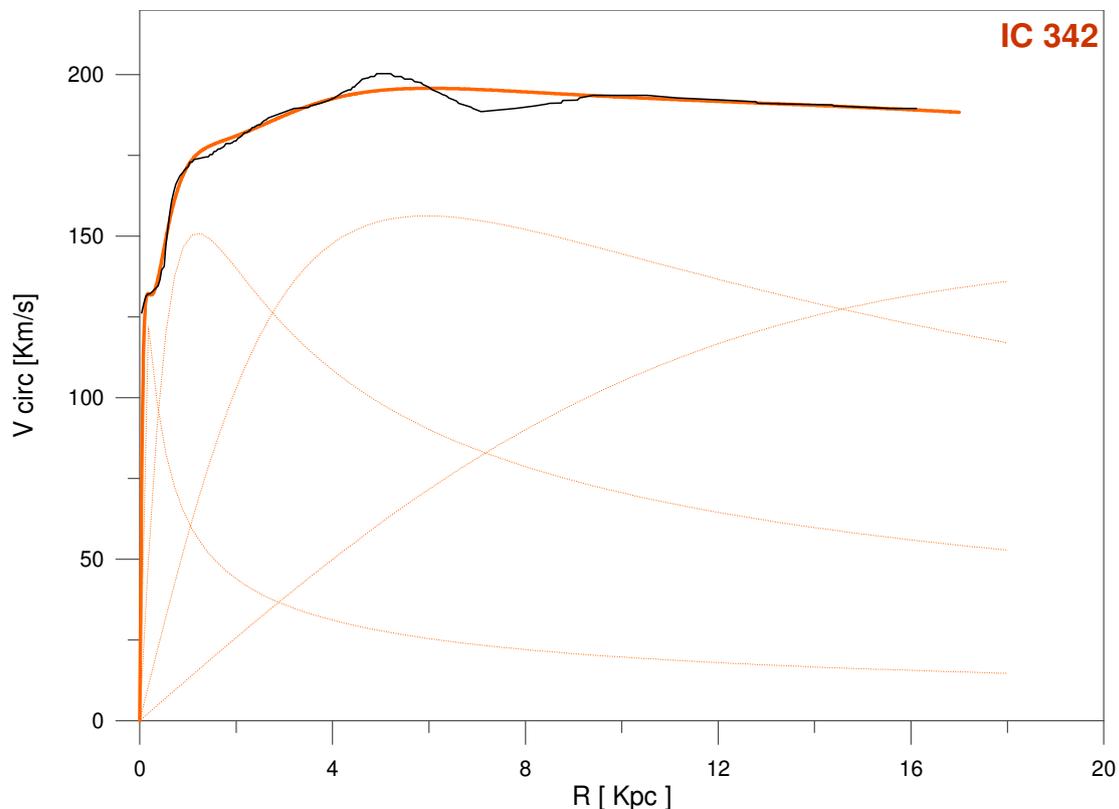


Figura 10: Ajuste de componentes para IC 342. Las líneas punteadas corresponden al núcleo, bulbo, disco y halo. La línea continua corresponde al ajuste total, es decir, la suma de las cuatro componentes.

Los movimientos no circulares que producen ondulaciones en la curva de rotación dificultan el ajuste ya que no podemos saber si es un abultamiento o una depresión producto de la perturbación a la curva de rotación subyacente (Ver Sección 2.2). Esto nos llevó a realizar los ajustes de componentes de forma manual, a fin de poder tener en cuenta la presencia de perturbaciones.

El ajuste no es unívoco en el sentido que se puede llegar al mismo ajuste final con diferentes combinaciones de los parámetros de ajuste de las componentes, siendo más crítico el ajuste en los radios externos dado que la curva de rotación presenta mayor uniformidad, permitiendo sumar un disco y un halo con distintos parámetros y obtener una curva plana, no así en las regiones centrales donde los caracteres de la curva restringen la elección de los parámetros del núcleo y del bulbo. Sin embargo, la masa total de la galaxia puede cambiar considerablemente (dependiendo de la uniformidad de la curva). Por ejemplo, al ajustar la curva de rotación de NGC 4321 (Figura 11), podemos compensar un disco más grande con un halo más pequeño y viceversa, resultando en un ajuste total prácticamente idéntico. La variación de los parámetros es del 10% para el radio de escala y 20% para la masa del disco, mientras que para el halo las diferencias son del 1% y 7% para el radio y la masa respectivamente. Para el caso ilustrado, la diferencia entre ambos ajustes es de sólo el 2% en la masa total. Sin embargo, para el caso de NGC 7331 la diferencia en la masa total es del 13% para ajustes idénticos, pudiendo ser hasta un 50% en curvas extendidas y planas (e.g. Vía Láctea, no incluida en esta muestra). De acuerdo a nuestro procedimiento de ajuste, al ajustar primero el disco, prevalecen los discos grandes y halos pequeños, priorizando masas totales bajas.

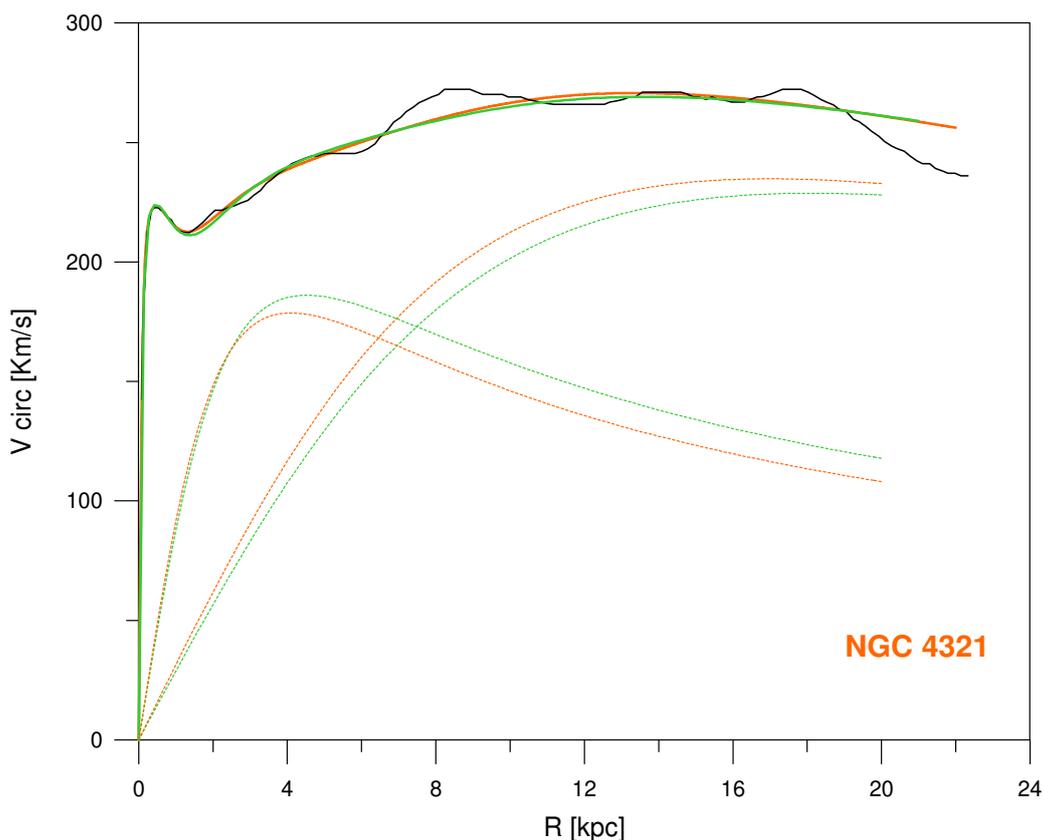


Figura 11: Ajuste de la curva de rotación de la Vía Láctea considerando dos combinaciones distintas de disco y halo que prácticamente dan ajustes finales indistinguibles. La masa del halo para un ajuste es de $3.4 \times 10^{11} M_{\odot}$ y para el otro de $5.8 \times 10^{11} M_{\odot}$, una diferencia del 60%.

Por otro lado, las mayores incertezas en el ajuste de componentes cinemáticas a la curva de rotación provienen de las irregularidades que presenta la misma. Las

principales dificultades se presentan en los abultamientos en la región del disco y en las caídas finales de la curva de rotación a la hora de determinar si son una perturbación a una curva plana o no⁹. Mientras mayor sea el detalle y resolución de la curva de rotación, menor la ambigüedad entre el disco y el halo. Sin embargo, las perturbaciones pueden imitar un bulbo, o un disco pronunciado. Algunos caracteres de la curva son muy abruptos, lo que a veces nos obliga a promediar las ondulaciones de la curva de rotación, ajustando componentes muy generales. Hemos considerado para los ajustes las regiones donde la masa interior kepleriana (masa integrada) en función del radio no presenta pendientes negativas o abultamientos respecto al crecimiento global dado que corresponden a cambios abruptos en la velocidad, producto de movimientos no circulares.

Los parámetros de ajuste de la muestra pueden consultarse en la Tabla 4.4. Podemos ver que el radio de escala del núcleo está entre el 5% y 45% respecto al radio de escala de bulbo y la masa entre el 1% y 45%. El bulbo tiene un radio del 5% al 25% respecto al disco y una masa del 2% al 40%. Mientras que el factor de escala del disco respecto al halo va del 10% al 30% y la masa del 10% al 35% (Tabla 4.5).

En resumen, los mejores ajustes logrados presentan cada componente con un orden de magnitud de diferencia en tamaño y masa con respecto a la componente que le sigue en escala creciente o decreciente.

En las Figuras 12a y b se muestran las distribuciones de la Masa del Bulbo y Disco respectivamente. La componente bulbo presenta una distribución más homogénea de masa que el disco. Las galaxias que no requirieron una componente bulbo en el ajuste fueron NGC 3198 y NGC 5236 (curva de rotación modelada para evitar el efecto importante del alabeo del disco de HI).

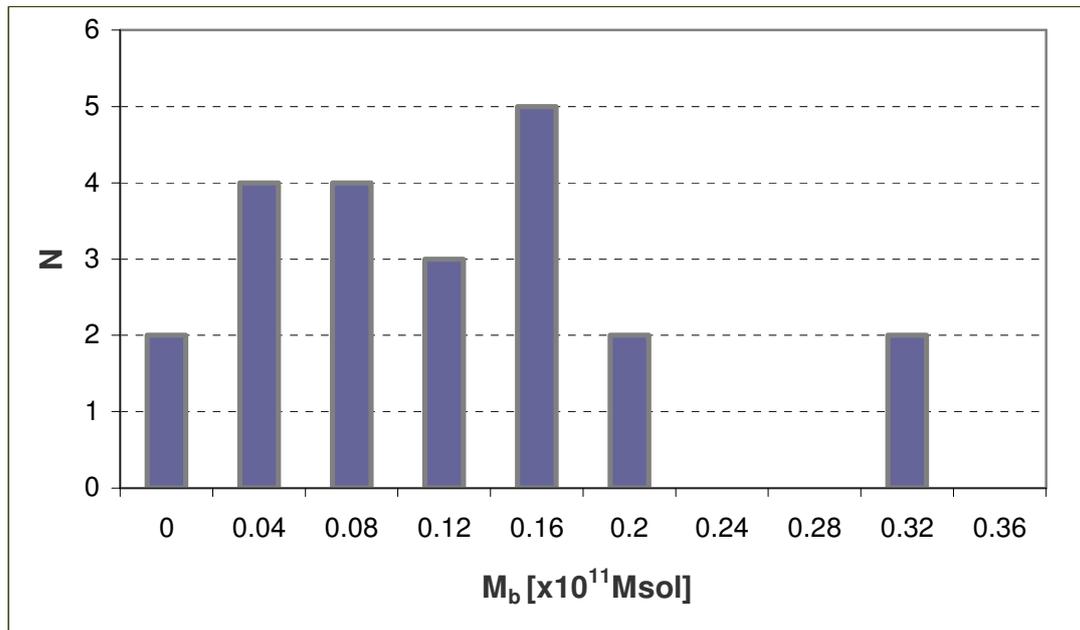


Figura 12a: Distribución de la masa total y del bulbo. Las dos galaxias que presentan los bulbos más masivos son NGC 4258 y NGC 5055.

⁹ Por ejemplo, NGC 2841 presenta un abultamiento en 5 Kpc (que se extiende hasta 10Kpc) que no puede ser atribuido al bulbo, pero sí quizás a una gran barra, pero dado que el R_{25} es de menos de 13Kpc, interpretamos este abultamiento como la componente disco (seleccionamos galaxias no barreadas). Dada la extensión del halo, la incertidumbre de esta componente es importante. Realizamos dos ajustes prácticamente iguales que tienen la misma componente disco, pero el halo presenta una diferencia del 10% en el radio y 15% en la masa.

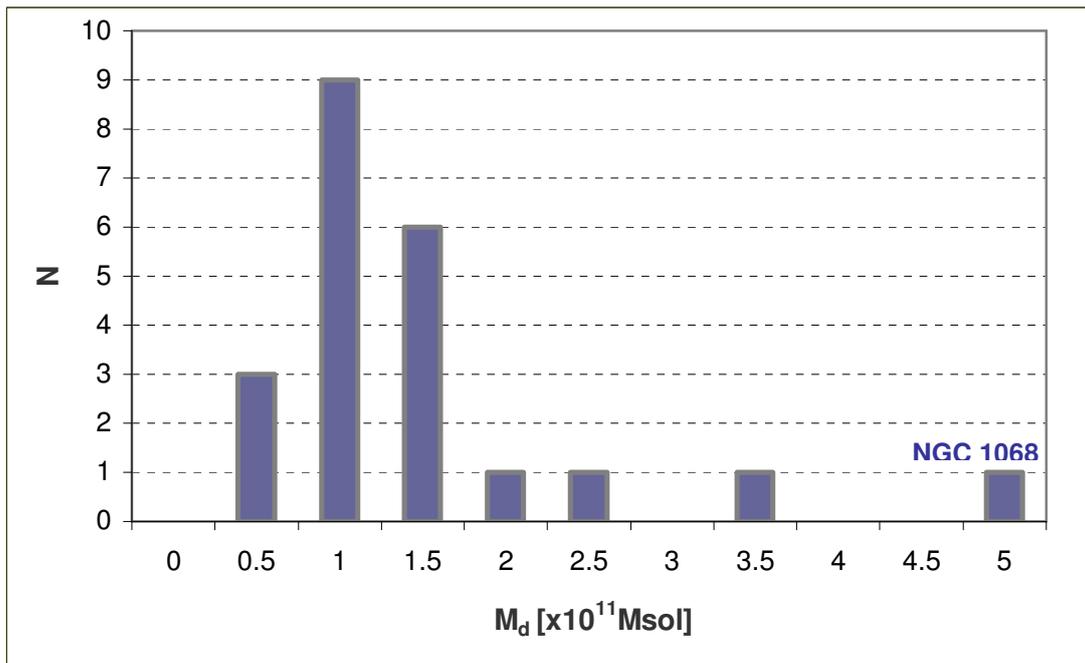


Figura 12b: Distribución de la masa total del disco. NGC 1068 no está bien muestreada a lo largo del disco, por lo que el ajuste es incierto.

Por otro lado, la componente disco presenta la mayoría de las galaxias concentradas en $\sim 1 \times 10^{11} M_{\odot}$. NGC 1068 es la galaxia que requirió un disco más masivo, sin embargo esto se debe a que esta galaxia no tiene información en los radios externos, con lo cual la subida de la curva de rotación puede ser efecto de alguna irregularidad local en las velocidades y no es representativa del disco. Es el mismo caso que el de NGC 4569 con la segunda mayor masa del disco de la muestra, a pesar de que esta galaxia sí posee observaciones de HI, el disco de gas sólo se extiende hasta $0.7R_{25}$. Exceptuando estas dos galaxias la masa media del disco resulta $M_d = 1.0 \pm 0.5 \times 10^{11} M_{\odot}$. NGC 2841 presenta una curva de rotación plana más allá de 45 Kpc, con lo cual requirió un disco masivo y el halo más masivo de la muestra con $M_d = 2.4 \times 10^{11} M_{\odot}$ y $M_h = 15 \times 10^{11} M_{\odot}$. Se puede observar en la Figura 13 que resultó un orden de magnitud más masiva que algunas galaxias de la muestra.

En cuanto a los radios de escala, el radio de escala del disco se presenta entre el 15% y el 50% del R_{25} . NGC 5055 es la galaxia más extendida de la muestra ($R_{\max V} = 50$ Kpc) y que junto a NGC 2841 son las dos galaxias que presentan los mayores discos de HI respecto a los discos ópticos con $R_{\max V} / R_{25}$ de 2.7 y 3.5 respectivamente. Los promedios de los radios de escala son $R_d / R_{25} = 0.3 \pm 0.1$ y $R_b / R_{25} = 0.04 \pm 0.02$. En términos del R_{20} , la galaxia que presenta radios de escala tanto para el disco como para el bulbo muy por encima de la media es NGC 2403 con $R_d / R_{20} = 1.25$ ($\langle R_d / R_{20} \rangle = 0.6 \pm 0.3$) y $R_b / R_{20} = 0.30$ ($\langle R_b / R_{20} \rangle = 0.09 \pm 0.08$).

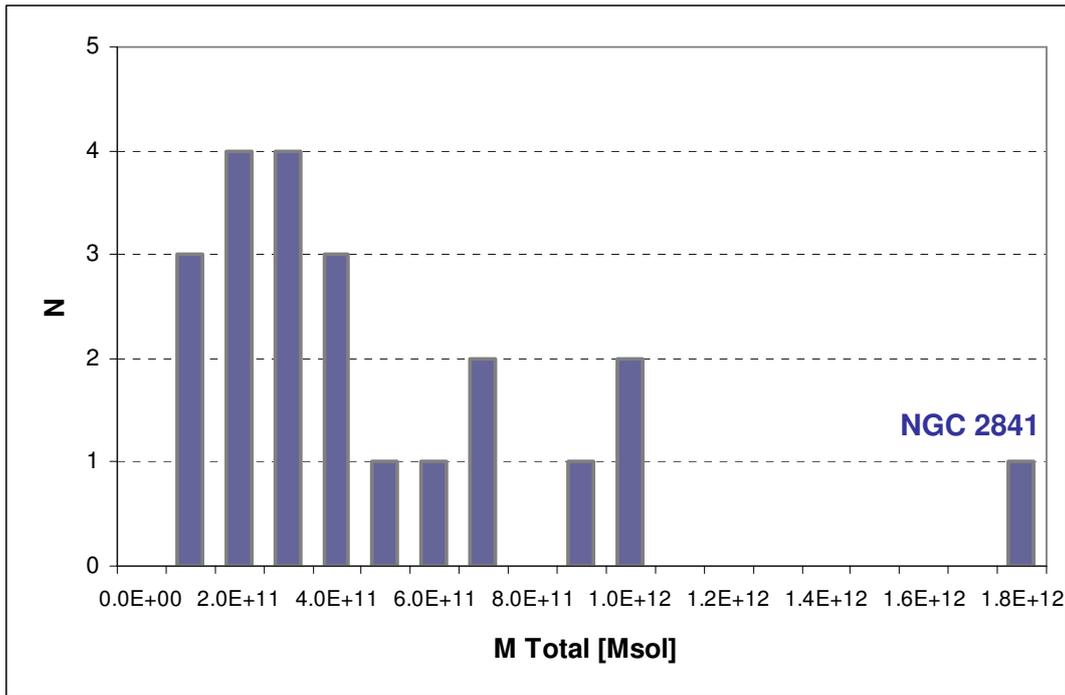


Figura 13: Distribución de la Masa Total obtenida a partir del ajuste cinemático. NGC 2841 es una galaxia muy extendida (45 Kpc) con una alta velocidad de rotación (280 Km/s) hasta el último punto medido.

En la Figura 14 se muestra la distribución de un indicador de la densidad superficial de masa media del Disco, definido como la masa total del disco y el radio de escala del mismo obtenidos en el ajuste cinemático: $D_d = M_d / R_d^2$. Las dos galaxias que presentan los discos más densos son NGC 2841 y NGC 7331.

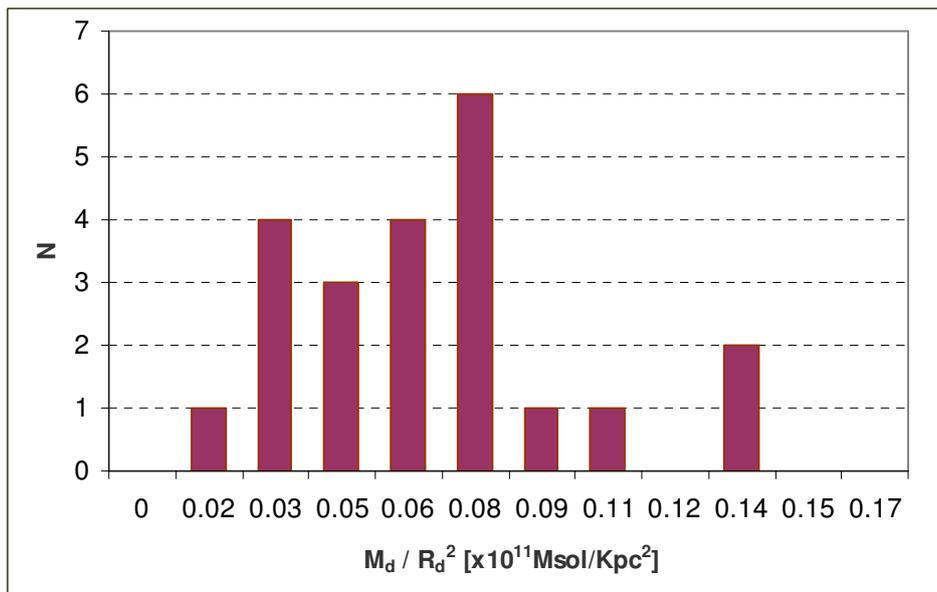


Figura 14: Distribución de un indicador de la densidad superficial de masa media.

Para seleccionar ajustes de similar calidad, hemos utilizado algunos gráficos donde relacionamos los parámetros de ajuste, entre ellos, el radio y la masa del disco y del halo, el cociente entre la densidad media del disco y el brillo central del mismo en

función del cociente entre el radio de escala fotométrico y cinemático del disco (Figura 15). Además consideramos que el cociente entre los parámetros de componentes adyacentes (Tabla 4.5) fuera consistente con la distribución de la muestra. En los casos de difícil resolución, se analizó el crecimiento radial de la masa interior, la cual se consideró de crecimiento aproximadamente lineal y cualquier apartamiento se atribuyó a movimientos no circulares.

Si comparamos los radios de escala fotométricos y cinemáticos, para el disco, el radio de escala cinemático R_d resulta, a excepción de NGC 5236, mayor o igual que el radio de escala fotométrico R_o con un promedio de $R_o/R_d = 0.60 \pm 0.27$. En cuanto a la componente bulbo, el cociente de radios de escala presenta una gran dispersión, con valores entre 0.4 y 7, resultando, en promedio, que el radio de escala fotométrico es el doble que el cinemático, lo que es consistente con el hecho de que las leyes de densidad volumétrica de bulbo y disco son diferentes entre sí.

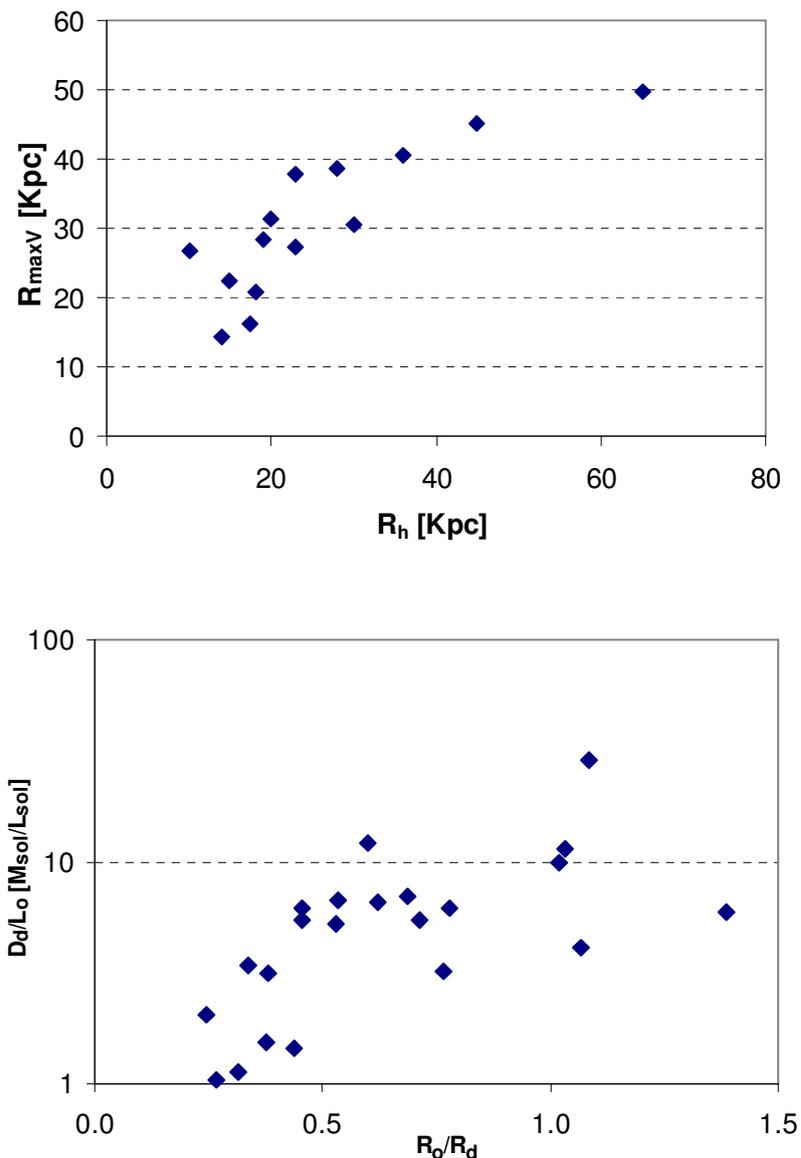


Figura 15: Relaciones entre distintos parámetros de ajuste y otras propiedades de las galaxias: tamaño del halo y la extensión de la curva de rotación; densidad de masa media del disco respecto a la densidad de brillo del mismo en función del cociente de radios de escala fotométricos y cinemáticos.

Un resultado de este estudio es la determinación de una curva de rotación modelo para una galaxia espiral aislada tipo Sbc con estructura espiral gran diseño, de radios fotométricos R_0 y R_{25} , con los efectos de resolución, inclinación y extinción minimizados, con los siguientes parámetros:

$$\begin{aligned} M_d &= 1.0 \times 10^{11} M_\odot & M_b &= 1.0 \times 10^{10} M_\odot & M_{\text{tot}} &= 4.0 \times 10^{11} M_\odot \\ R_d / R_{25} &= 0.3 & R_b / R_{25} &= 0.04 & R_0 / R_d &= 0.6 \end{aligned}$$

Un parámetro importante a determinar es la contribución de cada componente, especialmente el disco, a la fuerza gravitatoria total. Para establecer las zonas de dominio de cada componente ajustada, se analizó la relación entre las fuerzas por unidad de masa de cada subsistema como función del radio (Figura 16):

$$\frac{F_i(r)}{F_j(r)} = \frac{\partial \phi_i / \partial r}{\partial \phi_j / \partial r} = \frac{V_i^2(r)}{V_j^2(r)} \quad 1 = \frac{V_i^2(r_o)}{V_j^2(r_o)} = \left(\frac{r_o^2 + \alpha_i^2}{r_o^2 + \alpha_j^2} \right)^{3/2} \frac{M_j}{M_i}$$

Las galaxias que presentan un r_{ob} (radio en el cual la fuerza del bulbo y el disco se igualan) mayor son NGC 4258 con $r_{ob} = 6.75\text{Kpc}$ y NGC 5055 con $r_{ob} = 5.2\text{Kpc}$ y las que presentan un r_{oh} (radio en el cual la fuerza del halo y el disco se igualan) menor son NGC 5236, NGC 4321 y NGC 4303. En términos del R_{25} , Figura 16, la galaxia con el r_{oh} menor es NGC 5033 ($r_{oh} = 0.59R_{25}$); mientras que en términos de R_0 las galaxias más extremas en r_{oh} son NGC 4321, NGC 5236 y NGC 5033.

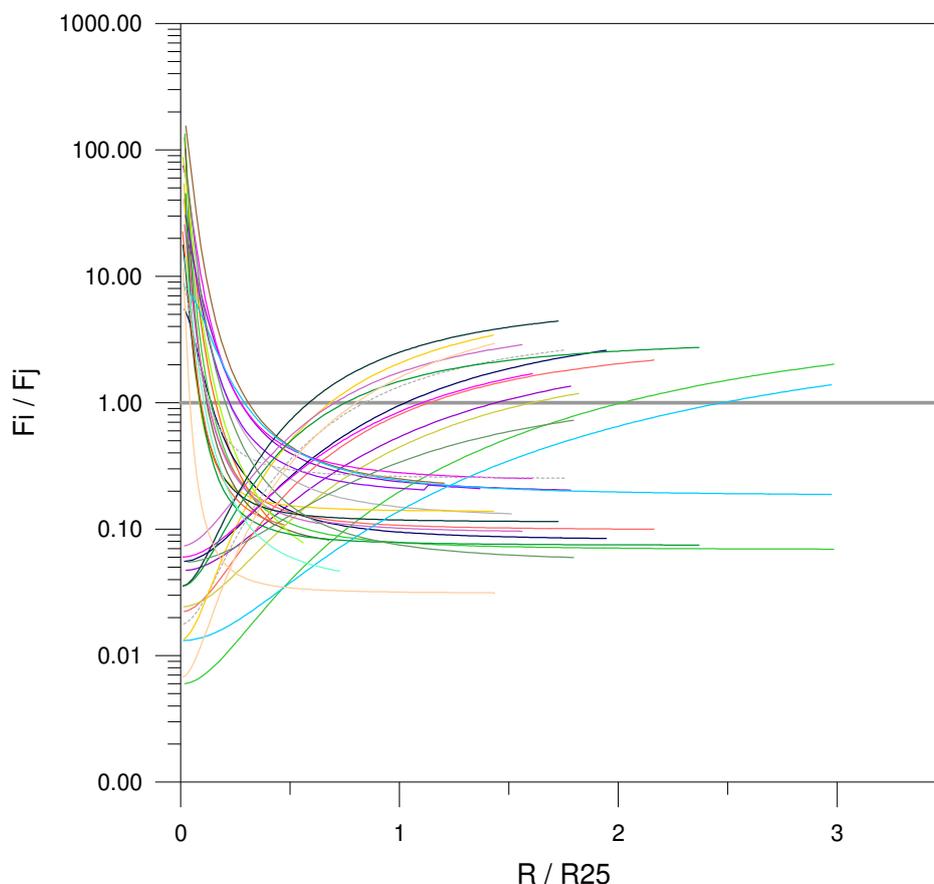


Figura 16: Relación radial entre las fuerzas de cada componente en función de R/R_{25} . Las líneas decrecientes corresponden a $F_{\text{bulbo}}/F_{\text{disco}}$, mientras que las crecientes a $F_{\text{halo}}/F_{\text{disco}}$. La línea gris corresponde a fuerzas iguales.

Las galaxias que no presentan una componente halo arrojan una contribución del disco a la fuerza gravitatoria total en el R_{25} de $F_d(R_{25})/F_{tot}(R_{25}) \sim 0.5$, lo que equivale a una contribución del 70% en la V_{tot} .

En las galaxias sin componente bulbo ajustada, el disco alcanza su mayor aporte a F_{tot} en radios internos, prácticamente a $R=0$. La contribución del disco en R_{25} es $F_d(R_{25})/F_{tot}(R_{25}) \sim 0.3$ (55% en V_{tot}). Para las galaxias que presentan las tres componentes, el aporte máximo del disco tiene un promedio de $F_d(r_o)/F_{tot}(r_o) = 0.32 \pm 0.08$ y este máximo se da a $r_o/R_{25} = 0.38 \pm 0.18$.

Estamos particularmente interesados en relacionar el disco fotométrico con el disco cinemático. En la Figura 17 se muestra la zona de dominio de cada componente en función del radio en unidades del radio de escala fotométrico del disco R_o . Las galaxias que presentan un menor r_{oh}/R_o son NGC 4321, NGC 5236 y NGC 5033 con $2.6 R_o$, $2.8 R_o$ y $3.15 R_o$ respectivamente.

De 6.5 a 8.5 Kpc es el rango radial para el cual, cualquiera sea la galaxia Sbc elegida, el disco aparezca con predominio cinemático. En términos del R_{25} la existencia de esta región es más marcada todavía. El disco domina cinemáticamente entre 0.3 y $0.6 R_{25}$.

Este resultado es muy útil ya que permite saber dónde evaluar la curva de rotación de manera tal de tener idea directa de cual es la masa del disco galáctico. Es notorio el hecho de poder determinar un rango de radios absolutos donde el disco parece predominar cualquiera sean las otras características de la galaxia espiral Sbc tipo gran diseño. Fenómenos tales como las perturbaciones por inestabilidades auto-gravitatorias del disco habrán de tener un claro predominio alrededor de los 7.5 kpc.

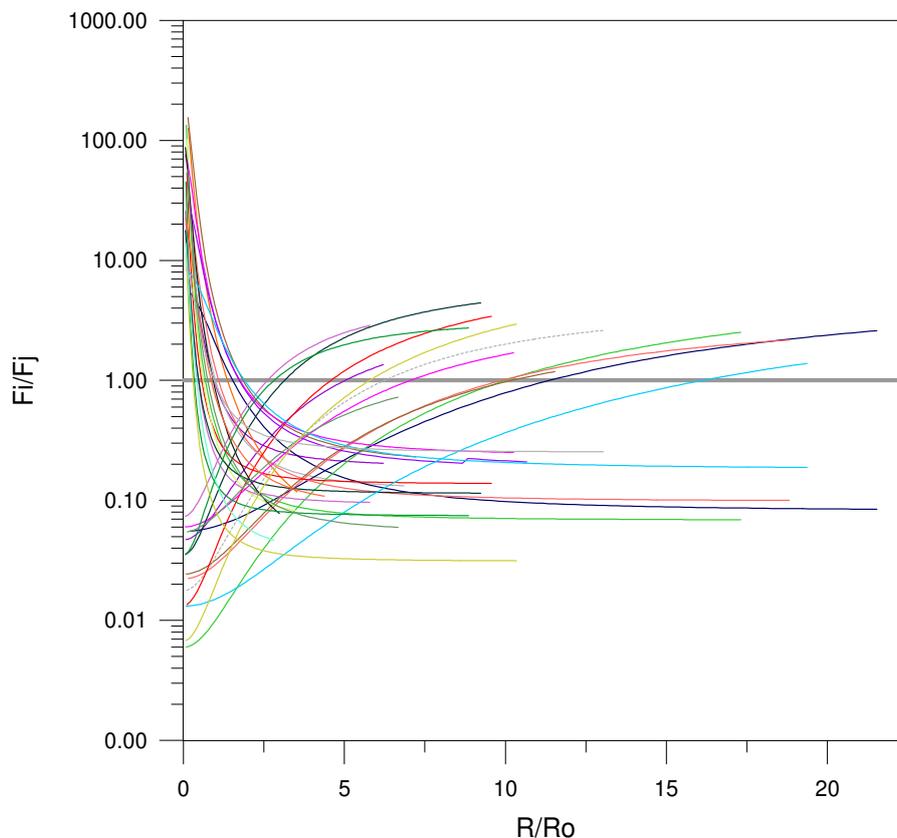


Figura 17: Relación entre las fuerzas de cada componente en función del Radio en unidades del radio de escala fotométrico del disco R_o .

En las Figuras 18 y 19 se presenta la distribución de r_{ob}/R_{25} y r_{oh}/R_{25} . Los valores individuales de r_{ob} y r_{oh} se pueden consultar en la Tabla 4.6.

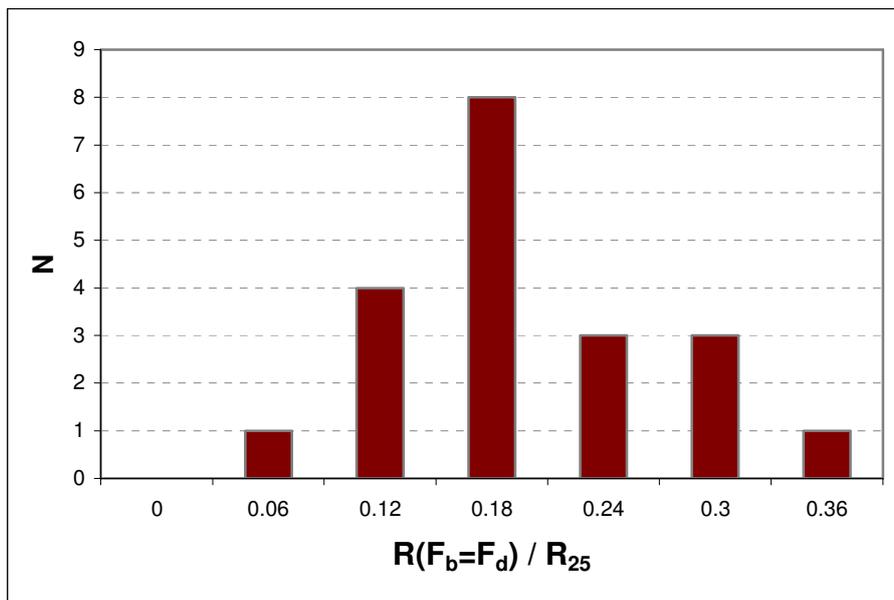


Figura 18: Distribución de los radios en los cuales las fuerzas del bulbo y el disco son iguales en unidades de R_{25} .

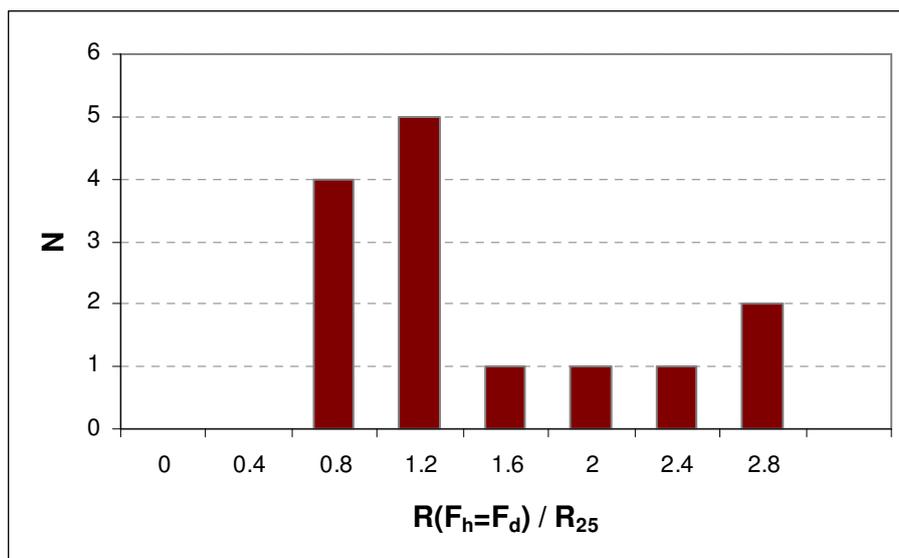


Figura 19: Distribución de los radios en los cuales las fuerzas del disco y el halo se igualan en función de R_{25} .

A pesar de la gran dispersión en el cociente entre el radio de escala fotométrico y cinemático del bulbo (R_e/R_b), este cociente parece correlacionar con el radio en el cual la fuerza gravitatoria del bulbo se iguala a la del disco tanto en unidades de R_{20} como de R_0 ($R(F_b=F_d)$).

Puede verse en las Figuras 16 y 17 que existen regiones bien definidas de dominio de cada subsistema, a excepción de algunas galaxias. A pesar de la gran diferencia de tamaños de las galaxias de la muestra, también se observan rangos radiales absolutos (o sea en kpc) de predominio de las distintas componentes. Nótese que en términos de R_0 , el Disco domina aproximadamente entre 2 y 2.6 de R_0 ,

consistente con el radio de $2.15R_0$ en el cual se alcanza el máximo de la curva de rotación para un disco exponencial puro (Freeman 1970).

A continuación listamos los rangos de dominio absoluto, respecto al R_{20} , al R_{25} y al R_0 para la muestra completa y considerando el FWHM (67%) de la distribución (i.e. excluimos 3 galaxias de cada ala de la distribución):

Bulbo < 6.7 Kpc	6.7 Kpc < Disco < 8.3 Kpc	8.3 Kpc < Halo
Bulbo < 0.6 R_{20}	0.6 R_{20} < Disco < 0.9 R_{20}	0.9 R_{20} < Halo
Bulbo < 0.3 R_{25}	0.3 R_{25} < Disco < 0.6 R_{25}	0.6 R_{25} < Halo
Bulbo < 1.9 R_0	1.9 R_0 < Disco < 2.6 R_0	2.6 R_0 < Halo

Bulbo < 3.2 Kpc	3.2 Kpc < Disco < 14.5 Kpc	14.5 Kpc < Halo
Bulbo < 0.5 R_{20}	0.5 R_{20} < Disco < 1.6 R_{20}	1.6 R_{20} < Halo
Bulbo < 0.2 R_{25}	0.2 R_{25} < Disco < 0.8 R_{25}	0.8 R_{25} < Halo
Bulbo < 1.7 R_0	1.7 R_0 < Disco < 4.5 R_0	4.5 R_0 < Halo

Densidades Superficiales de masa

A pesar de que la estructura de las galaxias es compleja y variada, supondremos dos modelos de distribución de masa extremos, el caso esférico y el caso de disco infinitesimal. Consideraremos, entonces, que la verdadera distribución de densidad superficial de masa se encontrará entre aquellas obtenidas en ambos modelos.

► Distribución Esférica de masa

A partir de la curva de rotación, podemos determinar la masa interior al radio r de acuerdo a

$$M(r) = \frac{rV(r)^2}{G} \quad 4.1$$

donde $V(r)$ es la velocidad circular en r . Por otro lado, las densidades superficial y volumétrica de masa son

$$\sigma(R) = 2 \int_0^\infty \rho(r) dz \quad 4.2$$

$$\rho(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{dM(r)}{dr} \quad 4.3$$

donde la relación entre las variables esféricas y cilíndricas es $r = (R^2 + z^2)^{1/2}$. Reemplazando $\rho(r)$ en la ecuación 4.2, resulta

$$\sigma(R) = \frac{1}{2\pi} \int_R^\infty \frac{1}{r\sqrt{r^2 - R^2}} \frac{dM(r)}{dr} dr \quad 4.4$$

Dado que la curva de rotación no es infinita, la integral deberá realizarse hasta R_{maxV} . Este efecto de borde introduce una subestima de $\sigma(R)$ a partir de $0.9 R_{maxV}$ (Figura 20), y por lo tanto una subestima del cociente M/L obtenido a partir de ella, además afectará la pendiente del cociente haciéndolo más plano. Las galaxias para las cuales el cociente M/L supera el 0.9 de R_{maxV} son: NGC 1068, NGC 4321, NGC 4527, NGC 4569, NGC 5457 y UGC 2855.

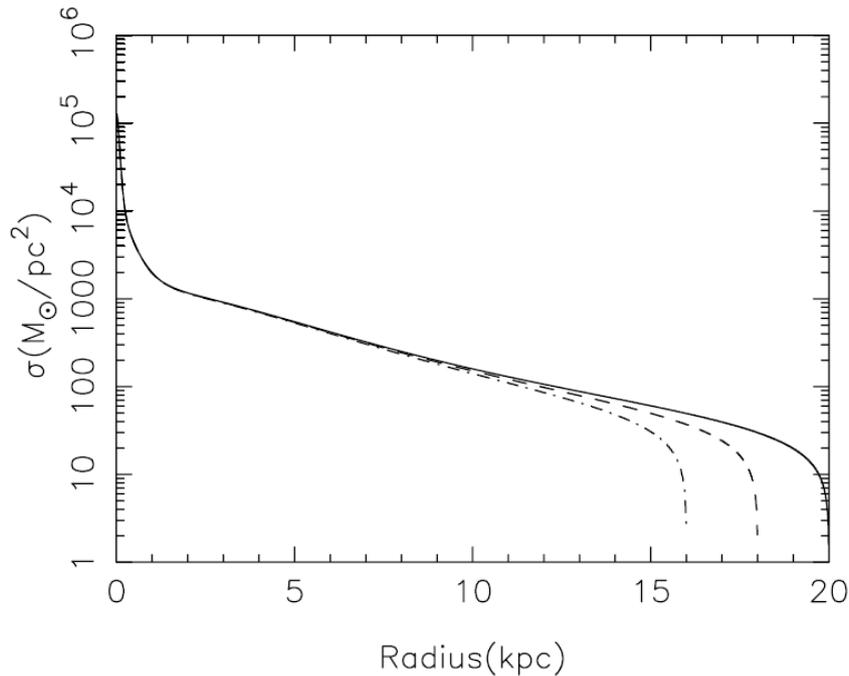


Figura 20: Distribución radial de la densidad superficial de masa en la aproximación de una distribución esférica de masa para un modelo de Miyamoto-Nagai para la Vía Láctea. La línea continua corresponde a $R_{max}=20Kpc$, la línea a trazos a $R_{max}=18Kpc$ y la línea con punto y trazo a $R_{max}=16Kpc$, para el límite superior de integración de la ec. 4.4 (Takamiya y Sofue 2000).

El cálculo de $\sigma(R)$ se realizó numéricamente, donde el último término de 4.4 se reemplazó por $\Delta M_i(r) = r_{i+1}V(r_{i+1})^2 - r_iV(r_i)^2 / G$. El tamaño del intervalo elegido para la integración numérica no fue determinante.

Para analizar la validez de la integración numérica, realizamos el cálculo con otro método analítico. El mismo consistió en calcular $M(r)$ a partir de 4.1 y ajustarle una función polinómica, seguidamente, diferenciamos el polinomio obtenido y realizamos la integral 4.4 analíticamente. Podemos observar en la Figura 21 que la integración numérica es más ruidosa y en los primeros puntos es subestimada la densidad de masa debido a la condición discreta de los datos.

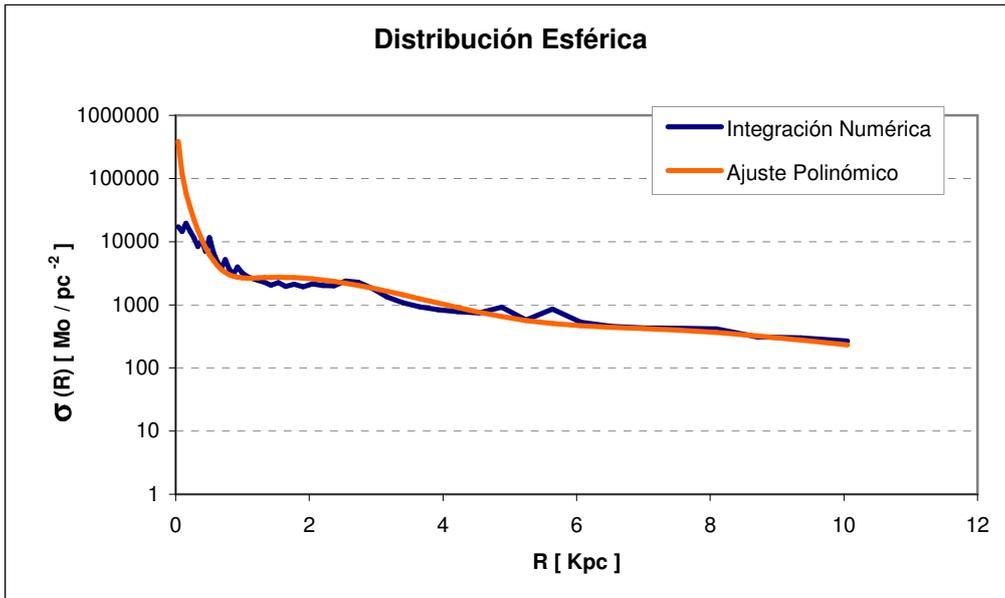


Figura 21: Perfil radial de la Densidad Superficial de Masa para NGC 2841 para el modelo de distribución esférica calculada a partir de una integración numérica y una resolución analítica.

► Distribución en un Disco Fino

La densidad superficial de masa para una distribución plana está relacionada con la velocidad circular según (Binney & Tremaine 1987):

$$\sigma(R) = \frac{1}{\pi^2 G} \left[\frac{1}{R} \int_0^R \frac{dV^2}{dR'} K\left(\frac{R'}{R}\right) dR' + \int_R^\infty \frac{dV^2}{dR'} K\left(\frac{R}{R'}\right) \frac{dR'}{R'} \right]$$

donde K es la integral elíptica completa¹⁰. Nuevamente, el límite de integración ∞ deberá reemplazarse por R_{maxV} que en este caso implicará una sobreestima de $\sigma(R)$ a grandes radios. Esta relación es relativamente sensible al término (dV^2/dR') , y por tanto a los errores observacionales en V . Este término diferencial producirá variaciones aleatorias en la densidad de masa principalmente en las regiones centrales (Ver Figura 2-18 en Binney & Tremaine 1987). A pesar de ello, este método tiene la ventaja de que no supone ningún comportamiento o modelo para $\sigma(R)$.

En la Figura 22 se muestra la densidad superficial de masa calculada con ambos métodos, a partir de la curva de rotación de la Vía Láctea (Takamiya & Sofue 2000). Puede observarse que la suposición de disco infinitesimal sigue considerablemente bien la densidad superficial real, excepto en radios muy internos, donde las desviaciones son de ~30% y es más confiable en los radios externos, por lo que la aproximación de disco fino es más apropiada que la aproximación esférica.

¹⁰ $\int_0^\infty J_0(kr) J_0(kr') dk = \frac{2}{\pi r_>} K\left(\frac{r_<}{r_>}\right)$ donde $r_< = \min(r, r')$ y $r_> = \max(r, r')$.

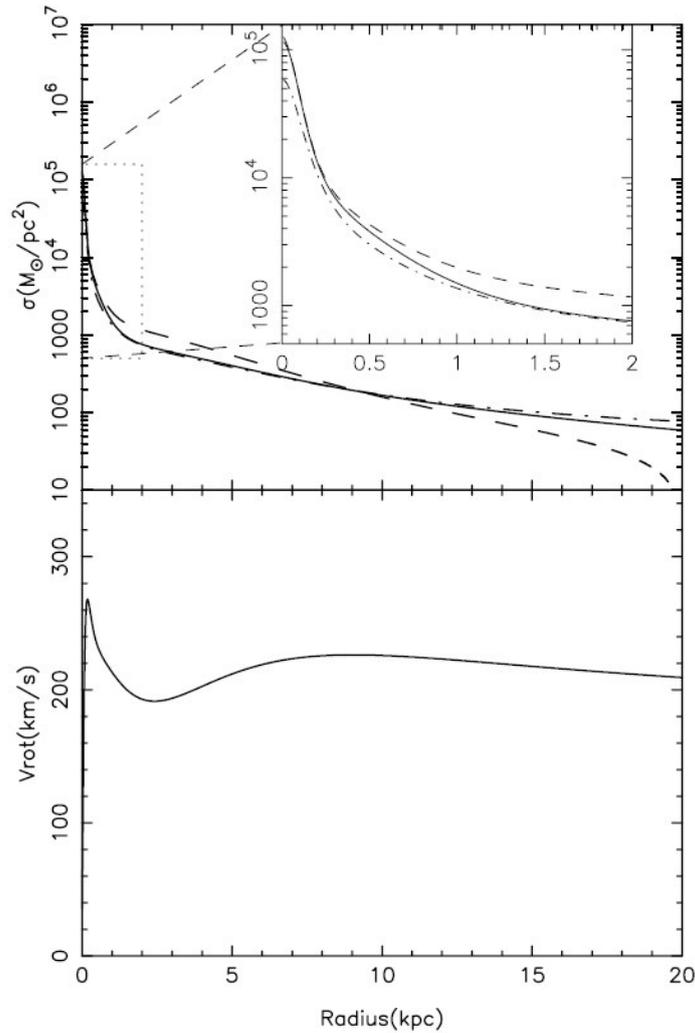


Figura 22: Densidad superficial de masa (arriba) a partir de la curva de rotación de la Vía Láctea (abajo) modelada con un potencial de Miyamoto-Nagai con 4 componentes. La línea continua en el gráfico superior corresponde al perfil modelo, la línea con trazos corresponde a una distribución de masa esférica (ec. 2.1) y la línea con punto y trazo a la aproximación de disco infinitesimal. (Takamiya y Sofue 2000).

Errores

El efecto del seeing en la determinación de velocidades centrales es menos crítico que en los perfiles de luminosidad, especialmente en las determinaciones de CO tratadas con el método del trazado de la envolvente (Ver Sección 2.1.2), siendo más influyentes en las pendientes centrales, las resoluciones instrumentales. En la Figura 23 se muestra el efecto de convolucionar la curva de rotación con un seeing de 2.5", siendo el efecto en los segundos centrales de una variación del 25% en la velocidad. Este efecto sólo será perceptible en galaxias con pendientes centrales suaves, como el caso de IC 342 para observaciones ópticas.

La transformación de velocidades radiales a circulares incluye un término dependiente de la inclinación de la forma $\sin(i)^{-1}$, por lo que las galaxias menos inclinadas sufren mayores inexactitudes.

Por otro lado, la determinación de masa a partir de las velocidades circulares es proporcional a la distancia, por tanto, la densidad superficial de masa es inversamente proporcional a D.

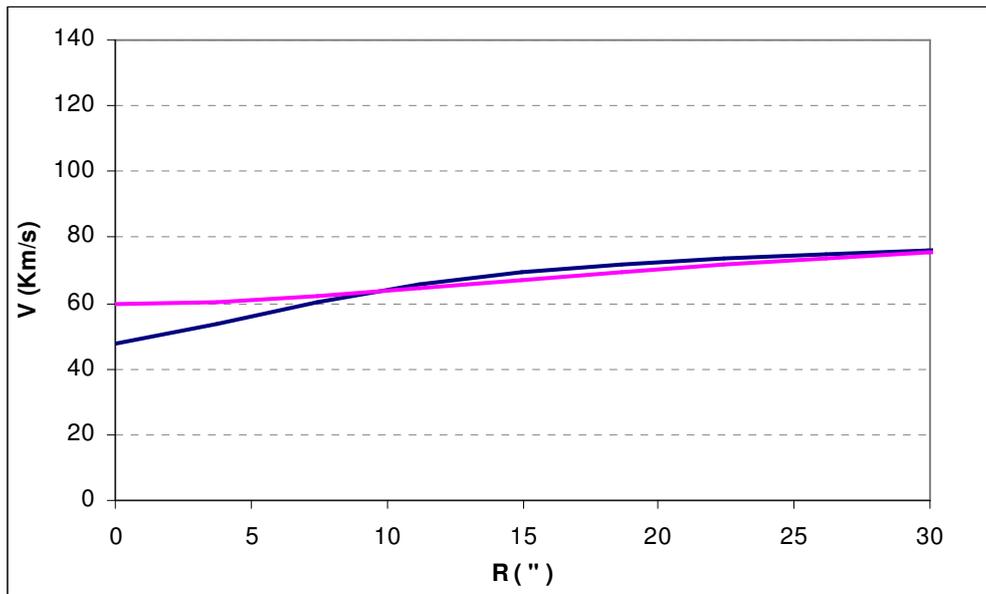


Figura 23: Efecto del seeing sobre la región central de una curva de Rotación. La línea azul corresponde a la curva real (IC 342) y la rosa a la curva afectada por un seeing de 2.5". La diferencia entre ambas curvas es del orden del 25% en la velocidad circular. Si la curva fuera muy empinada, el efecto sería menos marcado.

4.2.4 Cociente Masa Luminosidad

La Densidad Superficial de Masa y el Brillo Superficial se calcularon en los mismos radios, realizando luego el cociente directo para obtener el Perfil de Masa-Luminosidad. En el Apéndice 4.C se muestran las curvas de rotación, perfil de brillo y el Cociente M/L en función del radio para cada galaxia de la muestra.

En la Figura 24 se muestran los diferentes cálculos del Cociente M/L Local para IC 342, a modo ilustrativo. Se calcularon los cocientes para el modelo esférico de distribución de masa de acuerdo a la integración numérica y a la integración analítica descrita en 4.2.3, así como también para el modelo de disco infinitesimal con cálculo numérico. Las tres determinaciones siguen la misma forma general, siendo la integración numérica para un modelo esférico, más ruidosa que las otras dos.

Las Figuras 25 y 26 muestran las distribuciones superficiales de luz y masa utilizadas para calcular los cocientes M/L que se muestran en la Figura 27. Estos cocientes corresponden al modelo de disco infinitesimal para la masa. Los cocientes para el modelo esférico son muy similares pero más ruidosos, como puede observarse en la comparación de los perfiles de IC 342 (Figura 24).

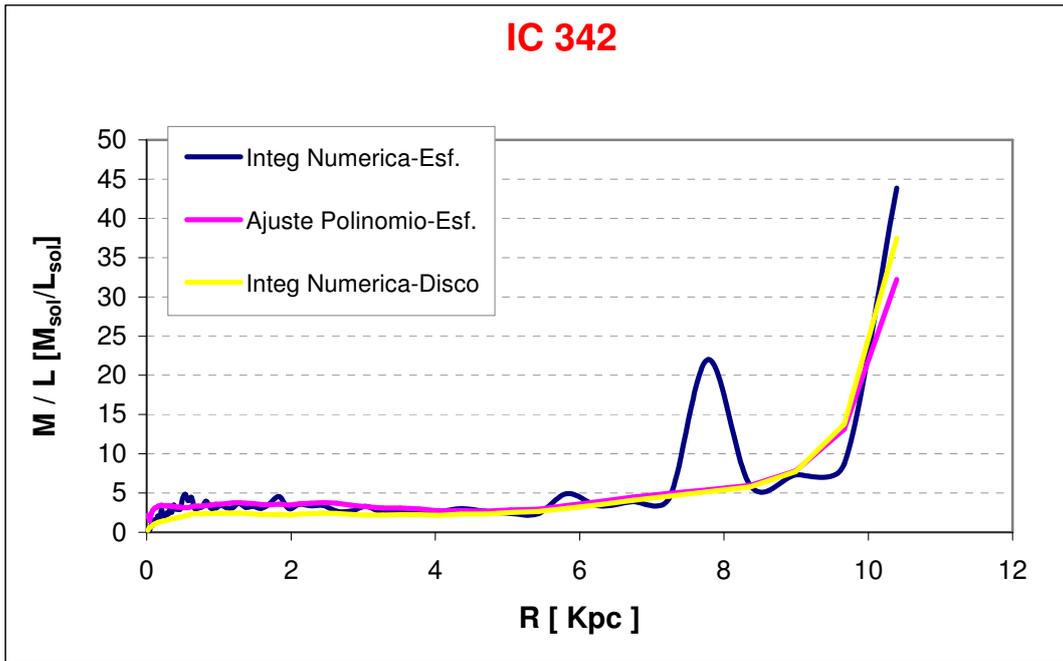


Figura 24: Perfil de Masa-Luminosidad de IC 342. La línea azul corresponde al cálculo de densidad de masa del modelo esférico realizando una integración numérica, mientras que la línea rosa corresponde al mismo modelo integrando analíticamente el polinomio ajustado a la masa integrada. La línea amarilla corresponde al modelo de disco infinitesimal calculado con una integración numérica.

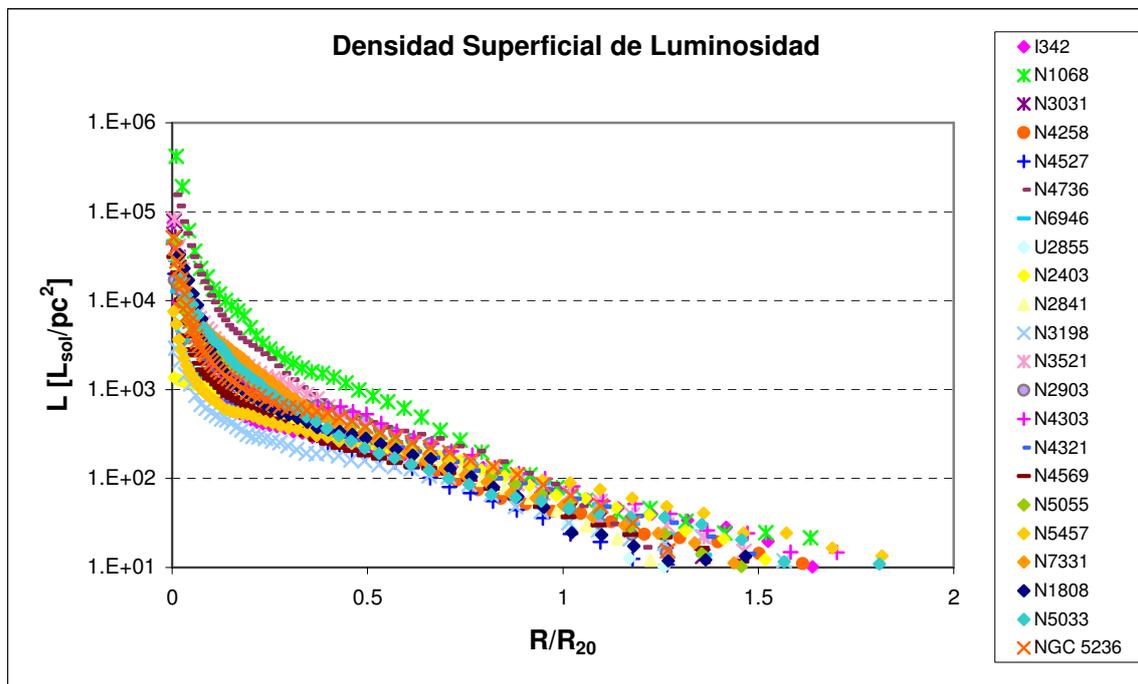


Figura 25: Distribución del Brillo Superficial para todas las galaxias de la muestra en función del Radio en unidades del R_{20} (Radio de la isofota 20Kmag/arcsec^2).

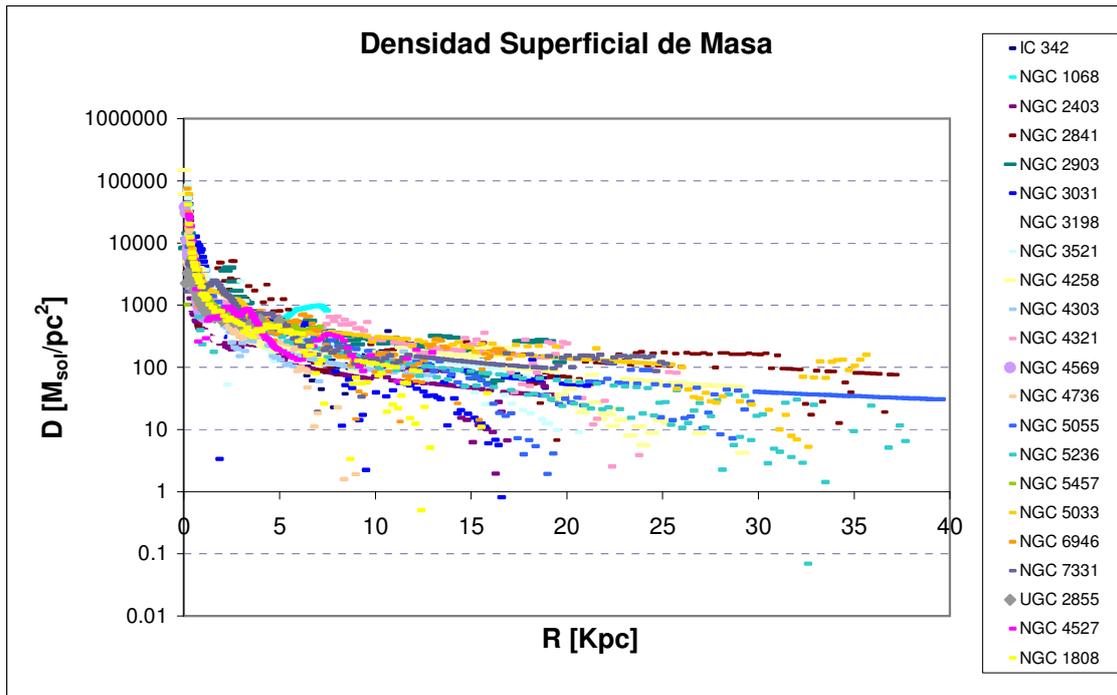


Figura 26: Densidad Superficial de Masa para todas las galaxias de la muestra, correspondiente a una distribución esférica de masa.

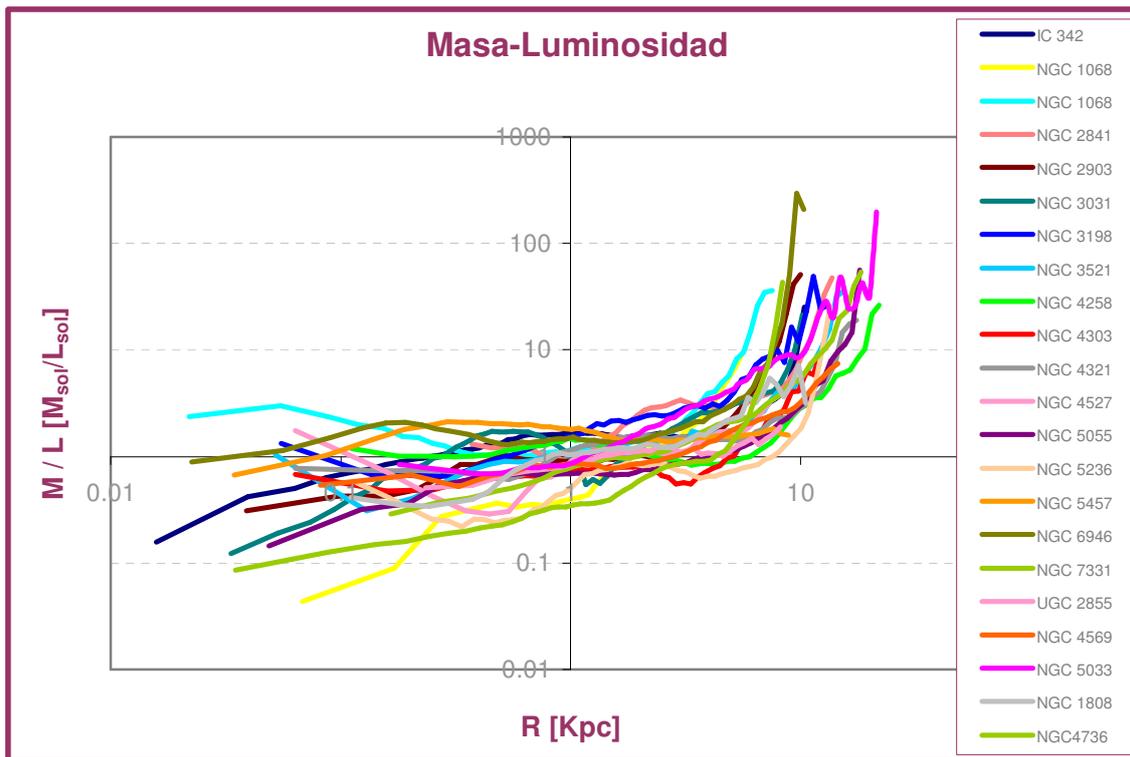


Figura 27: Cociente M/L en función del radio para todas las galaxias de la muestra, correspondiente al modelo discoidal.

Caracterización

Como puede observarse en la Figura 27, los perfiles tienen una forma general similar para todas las galaxias, algo esperado ya que podemos describir los perfiles de brillo y las curvas de rotación con leyes de similar forma para todas las galaxias.

La forma general de los cocientes puede esquematizarse con una región interna que puede tener un cociente mayor o menor respecto al disco, mientras que este último tiene un cociente bastante homogéneo y plano, y luego el cociente aumenta con el radio, lo cual es esperable dado que la curva se mantiene aproximadamente plana o decae suavemente mientras que el brillo superficial se trunca. Es por ello que hemos confeccionado tres parámetros para describir el Perfil M/L. Estos parámetros son el Índice de Concentración (Región interna); la Zona Plana de la región media; y la pendiente externa, también el radio en el cual se produce el cambio de comportamiento.

◇ Índice de Concentración:

Lo definimos como el cociente entre la M/L a mitad del radio efectivo del bulbo en la banda K y la M/L en el radio medio de la Zona Plana:

$$IC = \frac{M/L(0.5R_e)}{M/L(\langle R \rangle_{zona\ plana})} - 1 \quad (4.5)$$

La elección de la mitad del radio efectivo del bulbo es porque queremos asegurarnos de estar en la región de dominio del bulbo, no tomamos puntos muy cercanos al origen debido a que el efecto del seeing en el perfil de brillo es importante. La galaxia NGC 2403 no presenta bulbo en su perfil de luz, con lo cual se tomó como R_e al 33% del radio de escala del disco (promedio del cociente entre los radios de escala del bulbo y el disco para la muestra).

La distribución de los índices de concentración para la muestra se presenta en la Figura 26. Como se puede observar, son más las galaxias con cocientes de M/L menores en la región central respecto al disco, con una media de $IC = -0.26 \pm 0.35$. El efecto del seeing en la luminosidad a $0.5R_e$ (> 4 arcsec en la muestra) produce un aumento de la misma (ver Figuras 5 y 23) con el consecuente aumento de $M/L(0.5R_e)$ y un IC menor, lo que genera un bias hacia los valores negativos de IC. Son 10 las galaxias para las que $0.5R_e < 10''$, región donde el efecto del seeing es apreciable. El R_e menor de la muestra es de $8''$, con lo que el efecto máximo del seeing es del 50% y del 100% en la luminosidad a la D_{min} y D_{max} respectivamente, lo que significa un error máximo del 50% o 100% en el cociente de la M/L en los radios elegidos, i.e, $0.5(CI + 1)$ o $(CI + 1)$ como máximo apartamiento. La distribución en la Figura 28 muestra que en la mayoría de las galaxias no se detecta un acusado aumento de masa oscura hacia la región central, con la excepción de unos pocos objetos: la galaxia con el mayor apartamiento es NGC 2855, con un posible corrimiento de 0.6 unidades.

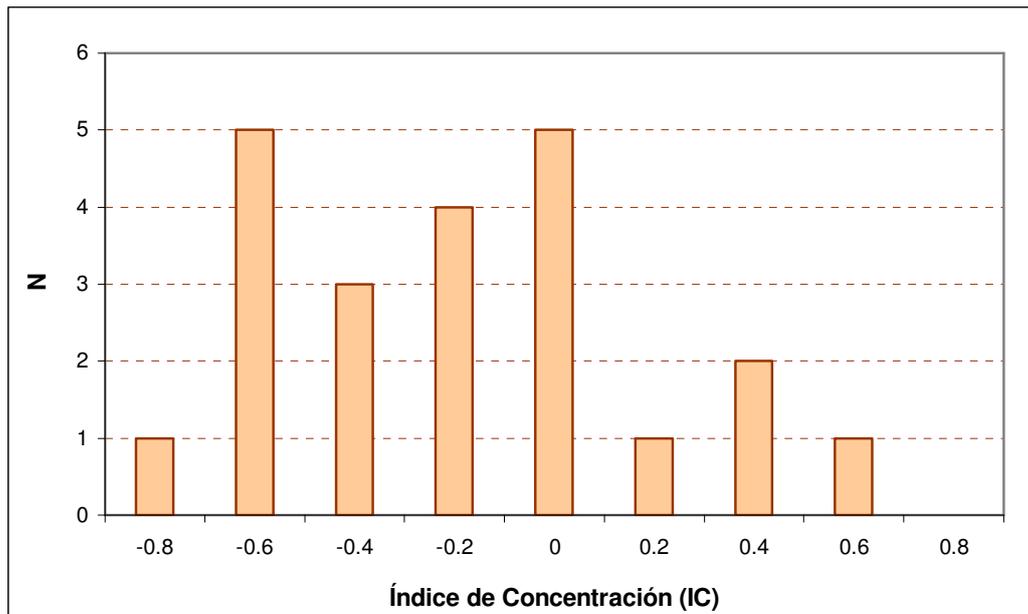


Figura 28: Índice de Concentración de la muestra. Los valores negativos corresponden a un perfil de M/L decreciente hacia el centro y los positivos a cocientes que se incrementan hacia el origen.

◇ Zona Plana

Para caracterizar la región plana del perfil M/L asignamos dos parámetros, el Cociente M/L medio de la región (M/L_{plano}) y el radio medio de la misma (R_{plano}). Para determinar el rango radial de esta zona, diferenciamos el perfil para buscar la zona de pendiente cercana a cero. En la Figura 29 ilustramos el procedimiento para IC 342. Se busca en la derivada del Cociente M/L la región de pendiente nula, o bien la región donde la pendiente oscila alrededor de cero. Una vez determinada la región “plana”, se realizó un promedio de los valores de M/L en ese rango y se determinó el radio medio de la región.

El Radio medio de la Zona Plana resultó de $R_{\text{plano}} = 2.34 \pm 1.34$ Kpc y en función del radio de escala del disco: $\langle R_{\text{plano}}/R_o \rangle = 0.88 \pm 0.35$ (Figura 30). Las regiones planas se superponen resultando que todas las galaxias presentan un M/L plano en $0.9R_o$ y $0.25R_{20}$ a excepción de NGC 4569, NGC 5033 y NGC 5055 que presentan sus regiones planas en radios menores. Excluyendo estas tres galaxias, resulta $\langle R_{\text{plano}}/R_o \rangle = 0.97 \pm 0.36$.

En la Figura 31, se muestra el radio máximo hasta donde el perfil de M/L se mantiene plano en unidades del Radio de escala del Disco y del R_{20} . Sólo dos galaxias presentan un perfil plano más allá de $2R_o$ (NGC 2841, NGC 5457). Pero se puede observar que sólo NGC 5457 tiene un perfil plano más extendido que el resto en términos de R_{20} . Es decir, este objeto presenta un perfil prácticamente plano en toda su extensión.

El Cociente M/L promedio de la Zona Plana para las galaxias de la muestra resultó de: $M/L_{\text{plano}} = 1.19 \pm 0.61 M_{\odot}/L_{\odot}$; y excluyendo a NGC 3198 y NGC 2841 que se apartan del resto resulta de $M/L_{\text{plano}} = 1.03 \pm 0.30 M_{\odot}/L_{\odot}$ (Figura 32).

La región del disco sobre la cual el Cociente M/L se mantiene constante (ΔR) se muestra en la Figura 33 en función del R_{20} y del R_o .

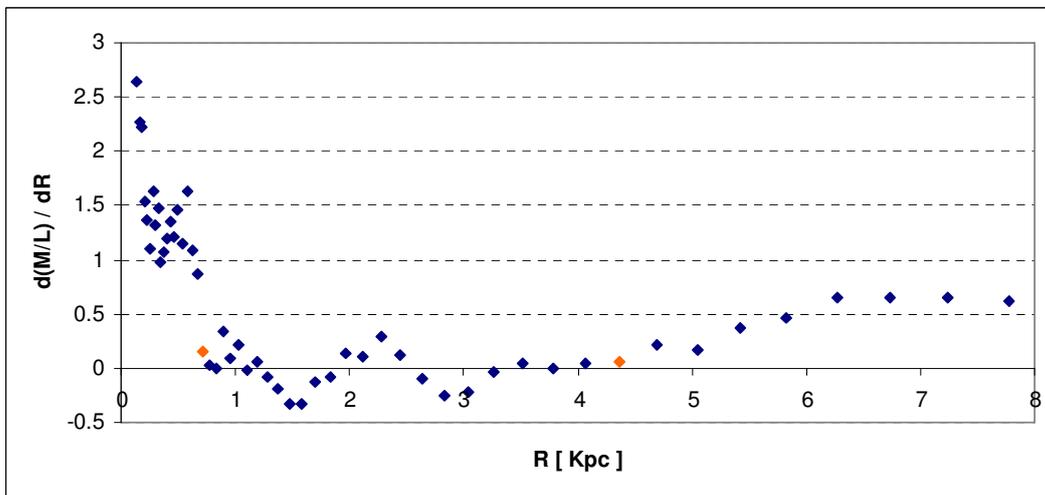
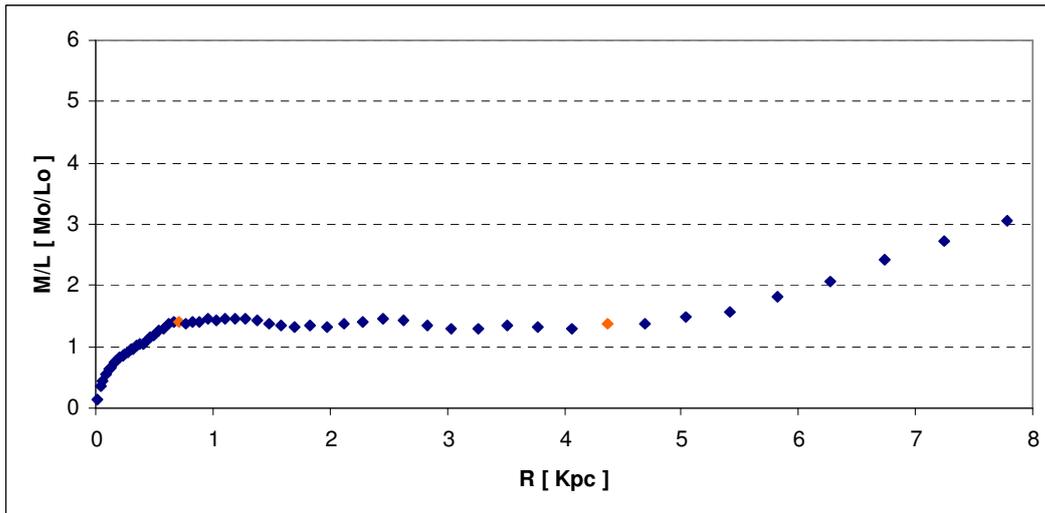


Figura 29: Cociente M/L (arriba) y su derivada (abajo). Los puntos anaranjados delimitan la región que se considera de comportamiento medio “plano” dado que la pendiente de la curva oscila alrededor de cero.

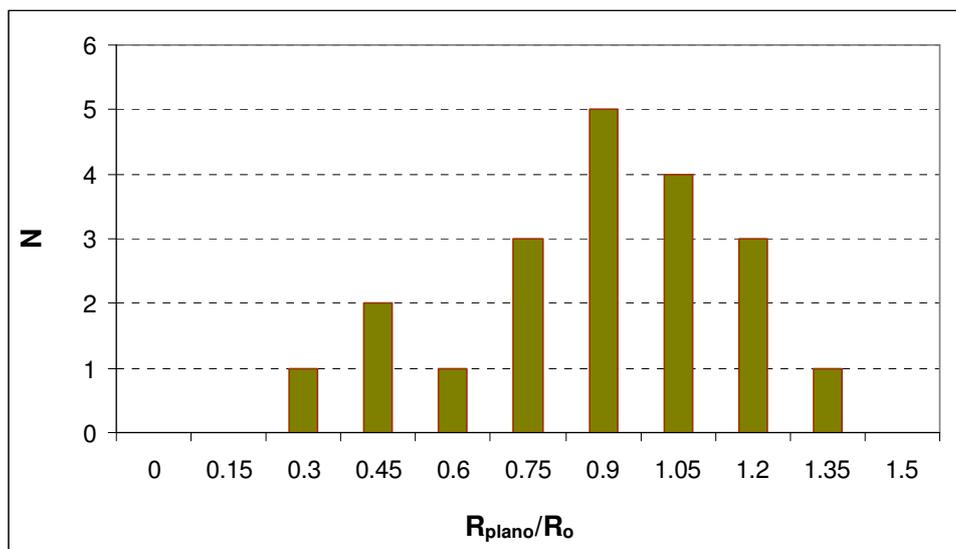


Figura 30: Distribución del Radio medio de la región plana de M/L en función del radio de escala del disco.

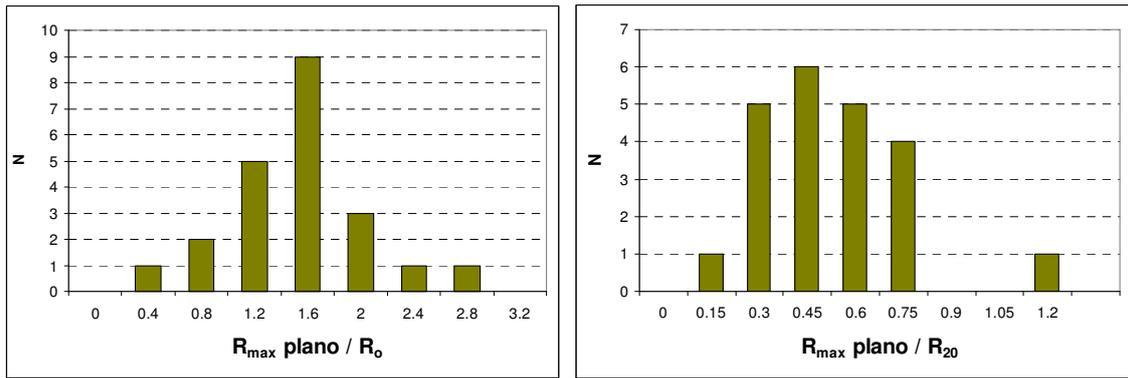


Figura 31: Distribución del Radio máximo hasta donde se encuentra un Perfil M/L plano en unidades del Radio de escala del Disco (*Izquierda*) y el R_{20} (*Derecha*).

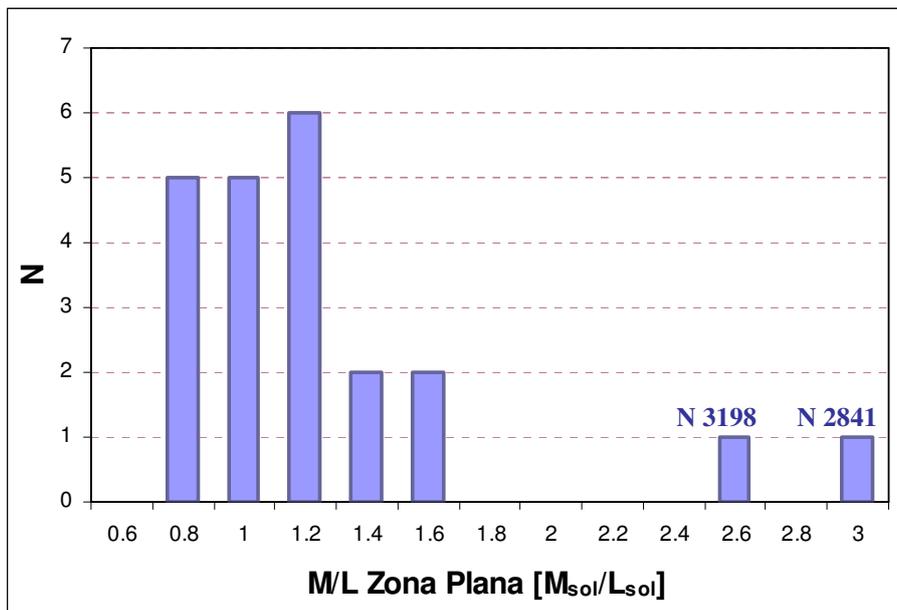


Figura 32: Distribución del Cociente M/L medio de la zona plana del perfil.

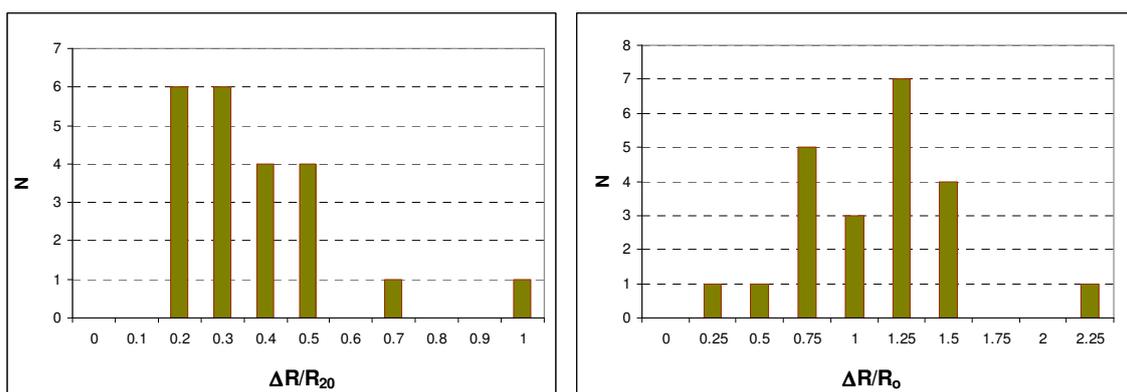


Figura 33: Extensión de la Región Plana en función del R_{20} y del Radio de escala del Disco.

En la Figura 34 se presenta la relación entre el máximo radio donde el perfil M/L se mantiene plano, $R_{\text{max plano}}$, y la extensión de la región plana ΔR . Se observa lo esperado, que a mayor extensión, mayor el radio final, lo importante de esta relación es la confirmación de que el método utilizado para determinar la región plana del Perfil de M/L es consistente.

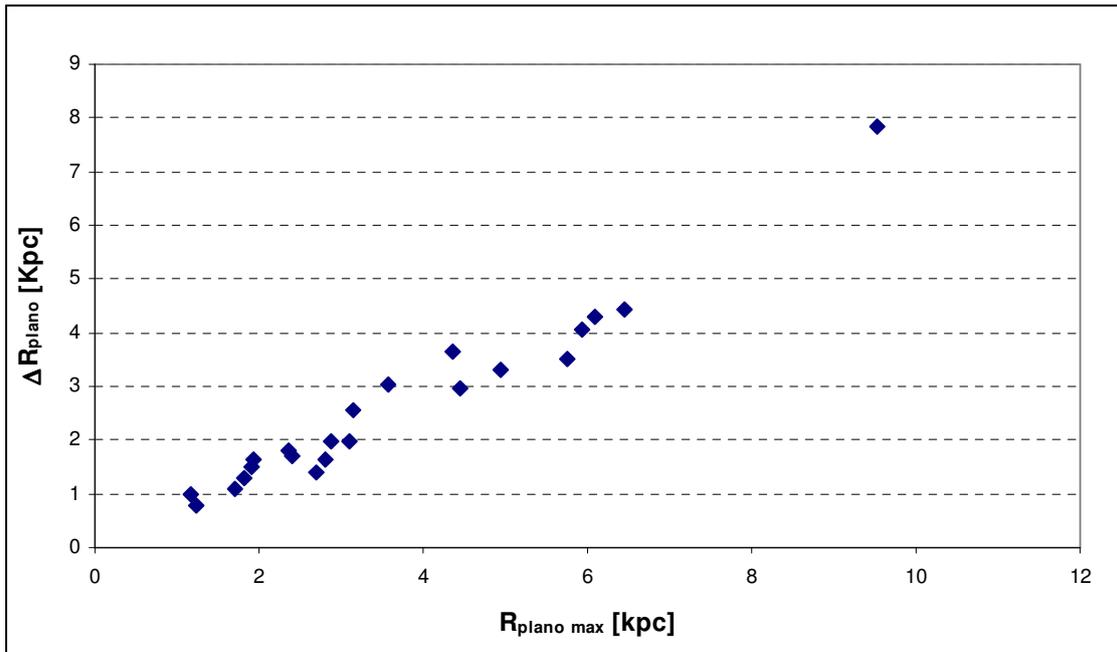


Figura 34: Extensión y Radio máximo de la Zona Plana del Cociente M/L.

Se determinó también la Velocidad de Rotación en el radio medio de la Zona Plana y se puede observar la predominancia de velocidades cercanas a los 200 Km/s en la Figura 35.

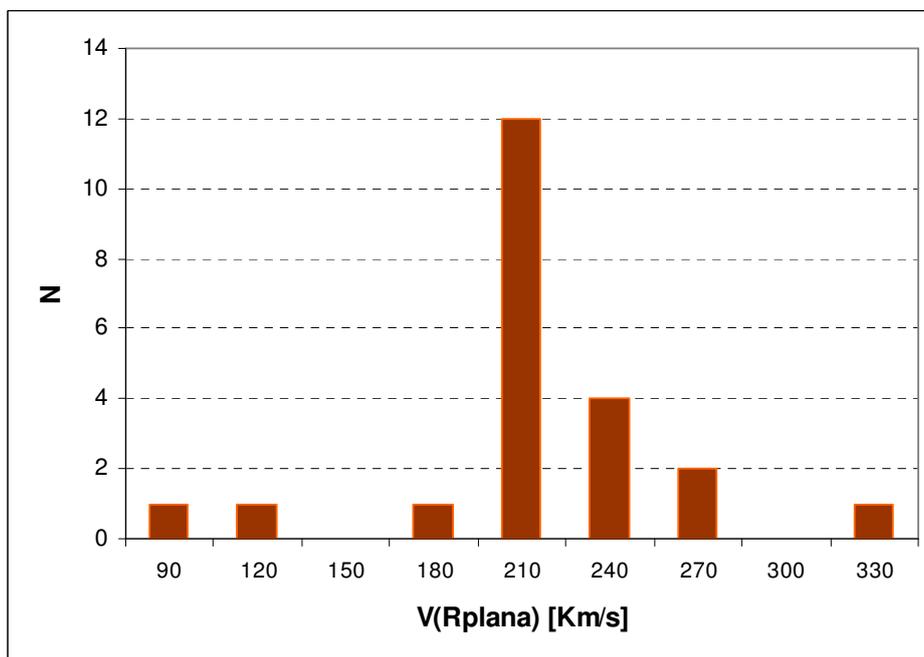


Figura 35: Velocidad de Rotación en el Radio medio de la Zona Plana del Cociente M/L.

Dado que la M/L se mantiene plana cerca de R_0 , podemos pensar que esta región plana está asociada al disco estelar. Entonces, determinamos los valores de la Masa-Luminosidad estelar predicha por los modelos de síntesis de poblaciones estelares, M_{\star}/L , que dependen del color de la galaxia, para poder compararlos con los valores obtenidos para la M/L en la zona plana. Para ello utilizamos la expresión

publicada por Avila-Reese et al. (2008) del Cociente M/L estelar en función del color B-K de las galaxias:

$$\text{Log } \gamma_K = -0.38 - 0.08(B-K)$$

El promedio para la muestra resultó de $M_*/L = 0.83 \pm 0.07 M_\odot/L_\odot$, algo por debajo del promedio de la región plana. También se determinó el Cociente M/L estelar a partir de la calibración de Bell & de Jong (2001)¹¹:

$$\text{Log } \gamma_K = -0.91 + 0.21(B-K)$$

Con un promedio de $M_*/L = 0.77 \pm 0.18 M_\odot/L_\odot$, la mayor dispersión respecto a la calibración de Avila-Reese se debe que el coeficiente que acompaña a B-K es mayor en la última expresión, aumentando la dispersión con los diferentes colores. Sin embargo, la primera calibración da menores residuos cuando comparamos estos valores con M/L_{plana} , con una diferencia media de 20% y 25% respectivamente. Las galaxias NGC 3198 y NGC 2841 que presentan una M/L_{plana} más alta, tienen la mayor diferencia con M_*/L . También NGC 5457 muestra una diferencia mayor debido a que tiene un M/L_{plana} algo elevado ($1.5 M_\odot/L_\odot$) y un M_*/L bajo (0.70 y $0.48 M_\odot/L_\odot$). Los valores promedios para galaxias del 2MASS son de $M_*/L=0.95 M_\odot/L_\odot$ (Bell et al. 2003) y $M_*/L=0.91 M_\odot/L_\odot$ (Cole et al. 2001).

◇ Pendiente

La región externa del Cociente M/L fue caracterizado determinando el Radio en el cual el perfil cambia de comportamiento aumentando exponencialmente ($R_{\text{turn over}}/R_{20} = 0.96 \pm 0.34$, Figura 36); y la pendiente de crecimiento definida como el cociente incremental de M/L en R (Figura 37), el cual da un promedio de $23 M_\odot/L_\odot$ en 4 Kpc, excluyendo NGC 1068 y UGC 2855 cuyo perfil no se extiende lo suficiente como para representar un aumento de M/L de la región externa del disco. Excluimos también a NGC 6946 que parece aumentar $196 M_\odot/L_\odot$ en 2.6 Kpc.

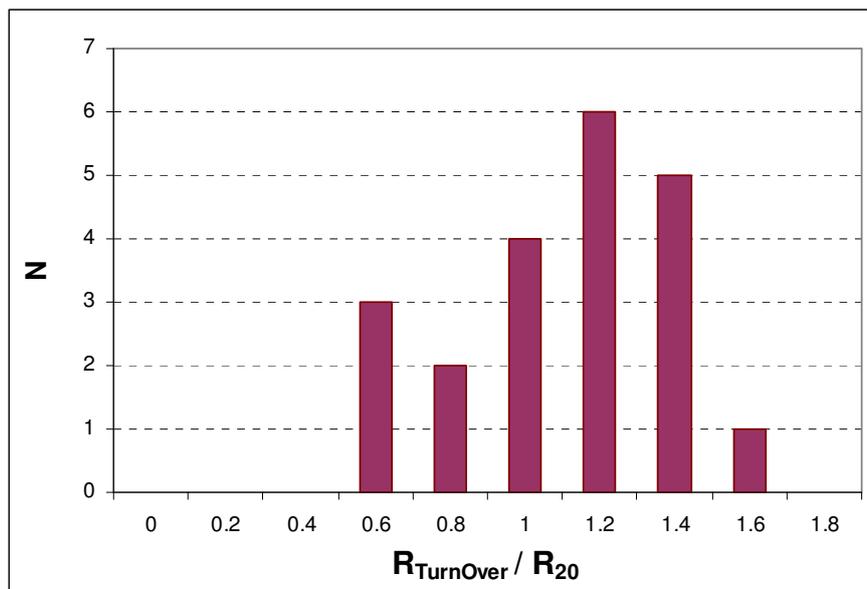


Figura 36: Distribución del Radio donde M/L cambia de comportamiento en unidades de R_{20} .

¹¹ Relación publicada por Zavala et al. (2003)

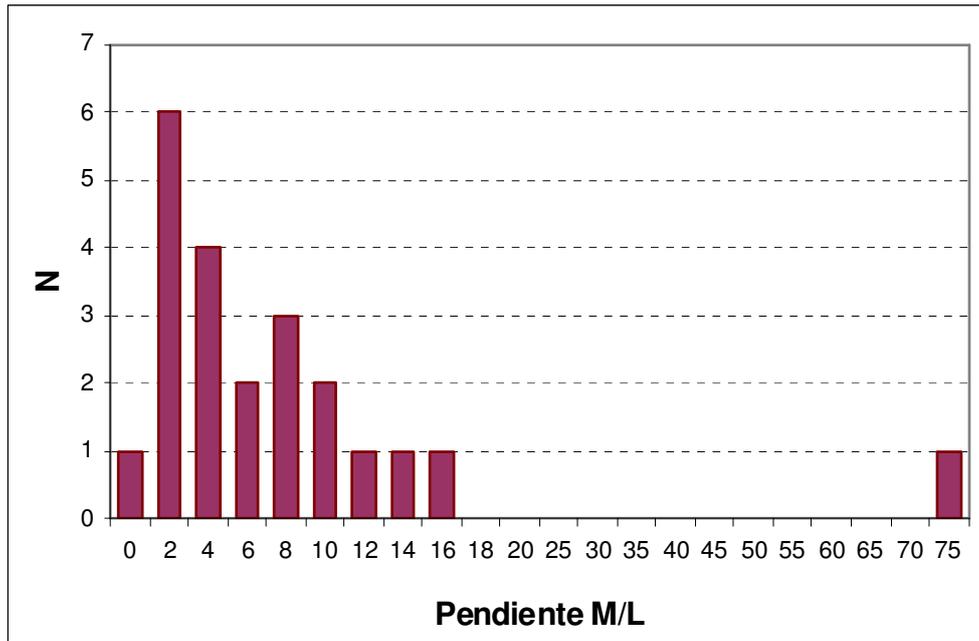


Figura 37: Pendiente del Perfil M/L. NGC 6946 es un caso excepcional con 75 $M_{\odot}/L_{\odot}/Kpc$.

En la Tabla 4.7 se listan el índice de concentración IC, la M/L en la zona plana M/L_{plana} , el radio medio de la zona plana R_{plano} , la extensión de dicha zona ΔR , la pendiente externa del perfil y el cociente M_{\star}/L estelar (según Avila-Reese et al. 2008).

Errores

El cociente M/L es inversamente proporcional a la Distancia, ya que la densidad superficial de masa es inversamente proporcional a ella (la masa es proporcional a D), mientras que el brillo superficial es independiente de este parámetro. Por tanto, una sobreestimación de la distancia ocasionará una disminución del Cociente M/L en la proporción ilustrada en la Figura 38.

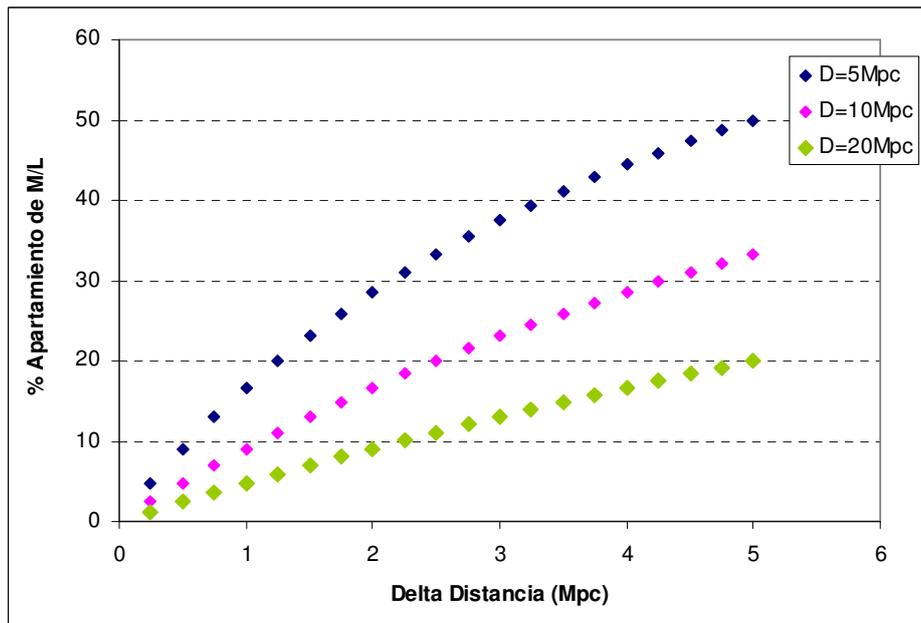


Figura 38: Disminución porcentual de M/L en función del incremento en Distancia para tres distancias, la más cercana, la media y la más lejana de la muestra.

Por otro lado, variaciones en la inclinación afectan a la densidad de masa como $\text{sen}(i)^2$, y al brillo superficial como $\text{cos}(i)$ debido a la corrección por polvo asumida. Por lo tanto, el Cociente M/L varía como $1/\text{cos}(i) \text{sen}(i)^2$. El efecto de un incremento de la inclinación se refleja en un aumento o disminución del Cociente para inclinaciones grandes o chicas respectivamente (Figura 39 y 40).

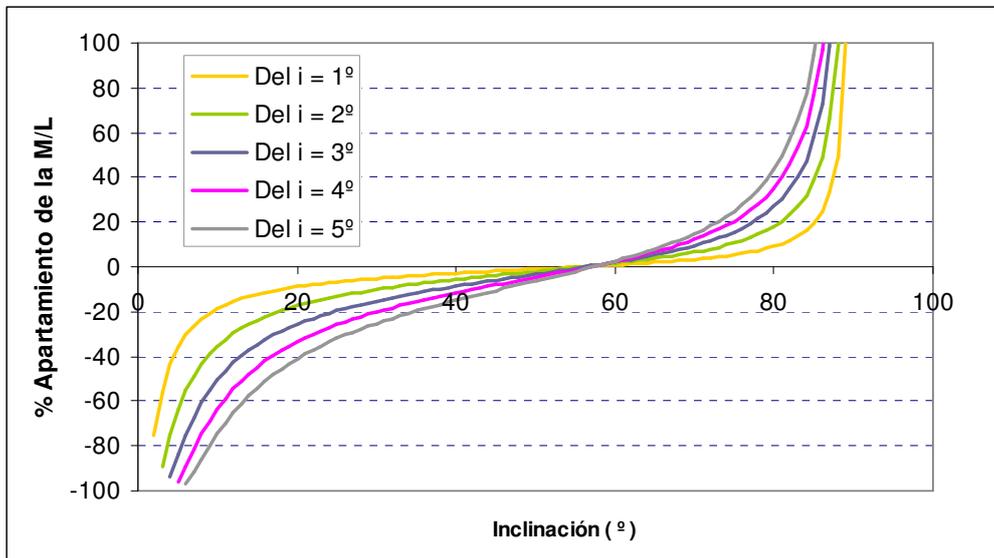


Figura 39: Apartamiento porcentual de M/L en función de la inclinación para distintos incrementos.

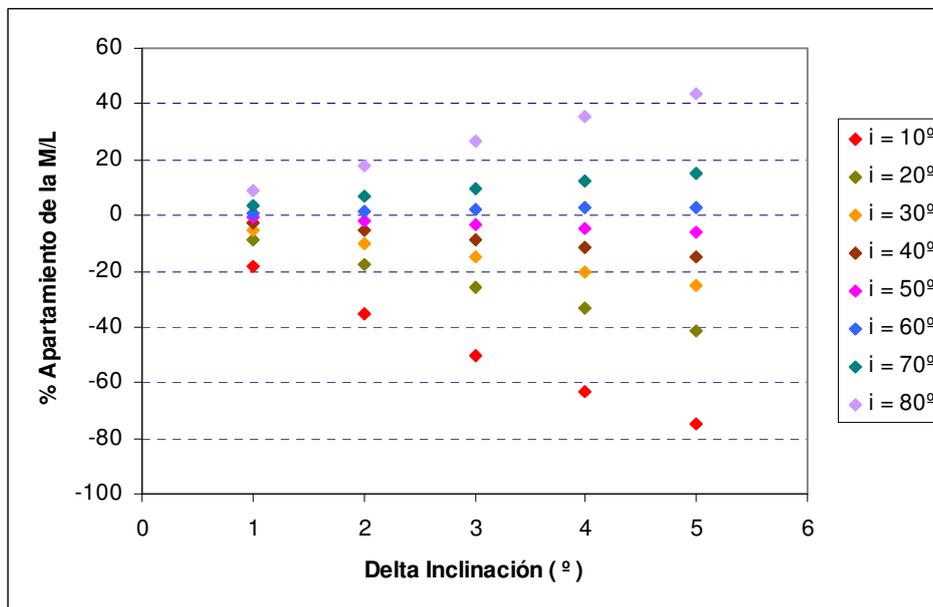


Figura 40: Apartamiento porcentual de M/L en función del incremento en la inclinación para distintas inclinaciones. Las mayores diferencias resultan para galaxias poco inclinadas y para galaxias a más de 70°, lo que justifica el criterio inicial de selección por inclinación.

Otro parámetro que afecta la determinación de M/L es la determinación del eje mayor cinemático y fotométrico, que no necesariamente coinciden. Esta diferencia afecta la determinación del radio deproyectado, asignando brillos y velocidades a un punto que corresponde a radios galácticos diferentes en cada caso.

Para estimar la diferencia en el radio galáctico debido a la diferencia en el ángulo de posición del eje mayor (PA), utilizamos la ecuación (5) del Apéndice 2.B que relaciona las coordenadas del cielo (r, ϕ) y las galácticas (R, θ). Si consideramos a uno de los PA como verdadero, entonces $r=R$ y $\phi=0$, y las mediciones sobre el otro eje mayor tendrán coordenadas (r', ϕ'), donde $\phi' = \Delta PA$ (la diferencia entre los ejes mayores). Para considerar sólo el efecto del cambio de PA, consideramos el mismo radio medido en el cielo, pero sobre distinto eje mayor, es decir, $r=r'$. Cuando transformamos (r', ϕ') a coordenadas galácticas obtendremos un R' que resulta en un apartamiento relativo respecto a R (Figura 41) de

$$\frac{\Delta R}{R} = 1 - \frac{R'}{R} = 1 - \frac{\sqrt{1 - \sin^2 i \cos^2 \Delta PA}}{\cos i}$$

Las diferencias de los ejes mayores fotométricos (asignados por 2MASS) y cinemáticos (asignados por Sofue et al.) de la muestra se presentan en la Figura 42. Las galaxias que presentan mayor apartamiento del Radio son IC 342 y NGC 2903 con un apartamiento porcentual del radio de 4% y 5% respectivamente. Luego, le siguen NGC 4258 y NGC 4321 con el 2.5%. Podemos decir, entonces, que para las galaxias de esta muestra, las diferencias en los ejes mayores fotométricos y cinemáticos no afectan considerablemente a la determinación de los radios galácticos. Sin embargo, de la Figura 41 se puede deducir que los efectos pueden ser importantes, sobretodo para galaxias muy inclinadas. Notemos, entonces, la importancia de seleccionar objetos poco perturbados, de manera de determinar los ejes mayores con mayor precisión. Dado que las imágenes NIR son más suaves respecto a las ópticas, i.e. que están menos afectadas por los fenómenos locales de formación estelar, también contribuyen a una mejor determinación del PA fotométrico.

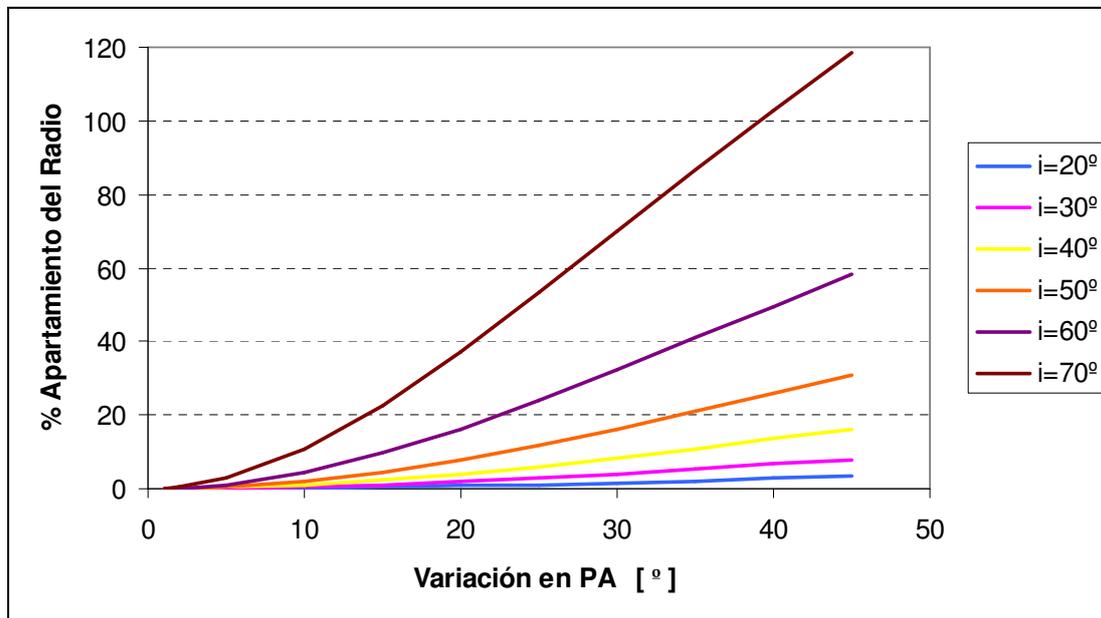


Figura 41: Apartamiento porcentual del Radio galáctico al medir sobre un eje apartado en ΔPA respecto al eje mayor, para distintas inclinaciones. Podemos observar que para galaxias de frente el error en el radio es muy pequeño, no así a grandes inclinaciones.

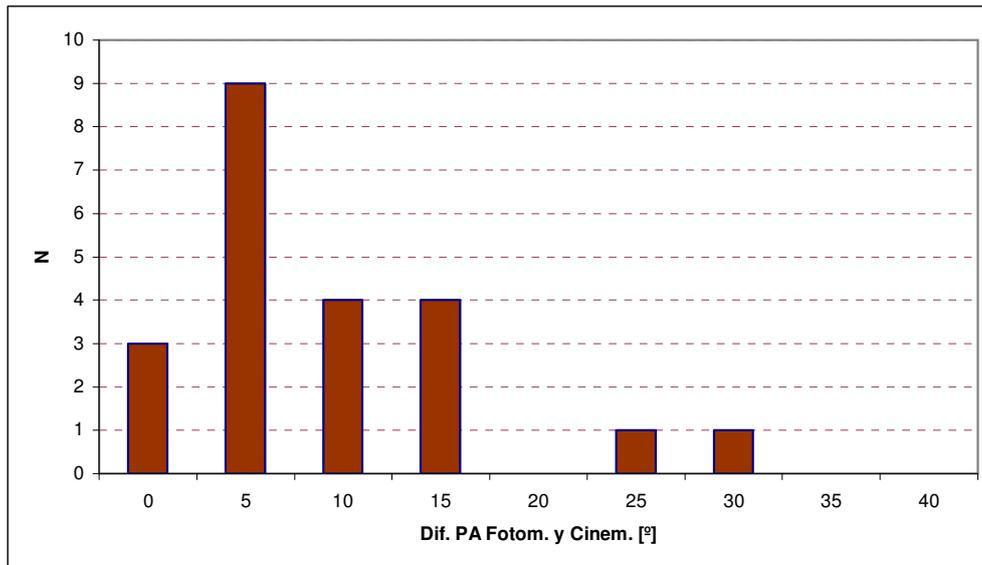


Figura 42: Diferencias entre el PA cinemático (Sofue) y el fotométrico (2MASS).

Por otro lado, el seeing afectará al Cociente M/L en los 10" centrales, produciendo una sobreestima de la masa y del brillo superficial, con lo cual ambos efectos tienden a cancelarse mutuamente (Figuras 5 y 23).

Los errores fotométricos de los perfiles del 2MASS varían con la distancia al centro, siendo los más afectados los radios externos. Los errores medios aproximados para los perfiles en banda K son aproximadamente de 0.1 a 0.15 mag en los radios centrales, de 0.3-0.5 mag en los radios intermedios y de 1 a 2 magnitudes en los últimos puntos medidos.

Las observaciones cinemáticas tienen una resolución angular entre 4 y 15 segundos de arco para las observaciones en CO para las regiones centrales, y entre 20 y 40 segundos de arco para las observaciones en HI para las regiones externas, que equivalen, a la distancia media de la muestra, a resoluciones lineales entre 200pc y 700pc para el CO y entre 1 y 2.5 Kpc para el HI. La mayor fuente de incertidumbre en las velocidades proviene de los movimientos no circulares de pequeña y gran escala que pueden estar presentes (Sección 2.2).

En cuanto al método utilizado para determinar la densidad superficial de masa, podemos ver en la Figura 21 que la variación debido al método de integración no es importante, siendo más influyente el modelo de distribución de masa adoptado (Figura 24).

4.3 Resultados

4.3.1 Índice de Color

Dado que el cociente estelar M^*/L está relacionado con el color de la galaxia, estudiamos la dependencia del Cociente M/L local con los colores a un mismo radio. En la Figura 43 se muestran los perfiles de Color J-K para las galaxias de la muestra en unidades de R_{20} . Los mismos son bastante planos, y presentan la tendencia general de ser más rojos hacia el centro, con gran dispersión del color en las regiones externas, debido probablemente a la incertidumbre en la determinación de las magnitudes en el límite de detección.

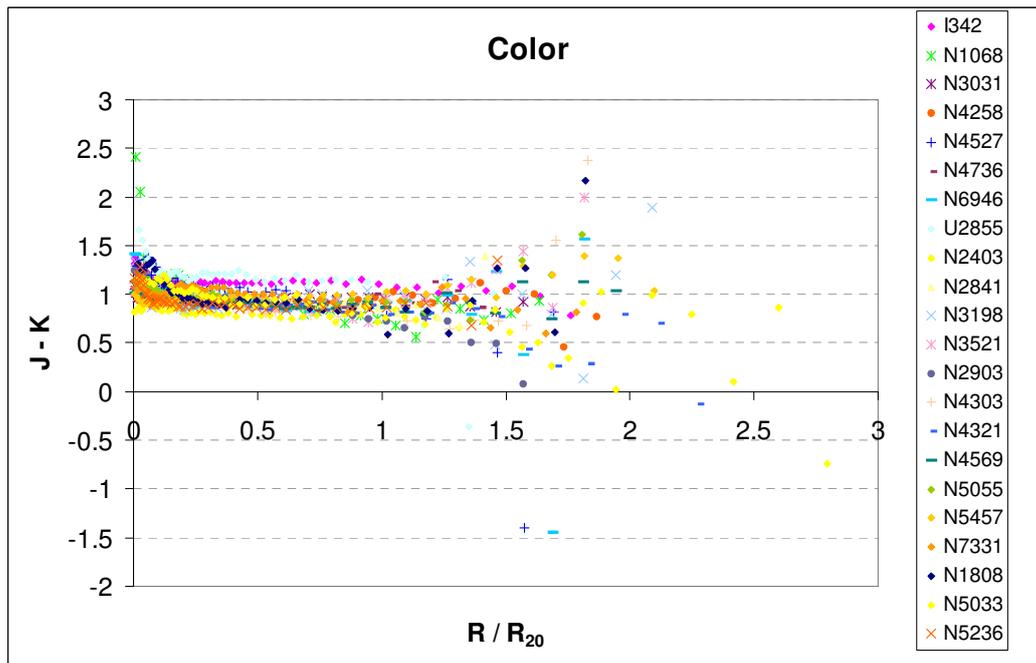


Figura 43: Distribución Radial del Color J-K para las galaxias de la muestra.

En la Figura 44 se presenta el perfil de Color de UGC 2855, a modo ilustrativo de la tendencia general de los perfiles. Las magnitudes J y K presentan errores promedio de aproximadamente 0.1 a 0.15 mag en los radios centrales, de 0.3-0.5 mag en los radios intermedios y de 1 a 2 magnitudes en los últimos puntos medidos.

En la Figura 45 se muestra la región del perfil de brillo correspondiente a la zona denominada “Zona Plana” en la Sección 4.2.4, donde el Perfil de M/L es aproximadamente constante. Se puede apreciar en la Figura 45 que las galaxias UGC 2855, IC 342, NGC 4527 y NGC 5033 presentan colores mayores al resto de las galaxias. Aparecen en un segundo escalón NGC 7331 y NGC 5055. Estas galaxias pueden presentar diferencias respecto al resto de los objetos en las características de su población estelar que las hacen más roja, o bien, la suposición de ser galaxias transparentes en el NIR y la ecuación 4.0 no son correctas¹.

¹ La ecuación 4.0 a partir de la cual se corrigieron las magnitudes por extinción, no afecta a los colores (la corrección es aditiva y se anula en la resta), pero supone que las galaxias son transparentes tanto en K como en J y H. Sin embargo, la extinción es dependiente de la longitud de onda y puede afectar a J en mayor medida que a K, lo cual no está contemplado en el modelo de extinción adoptado (Ver Sec. 1.2.3).

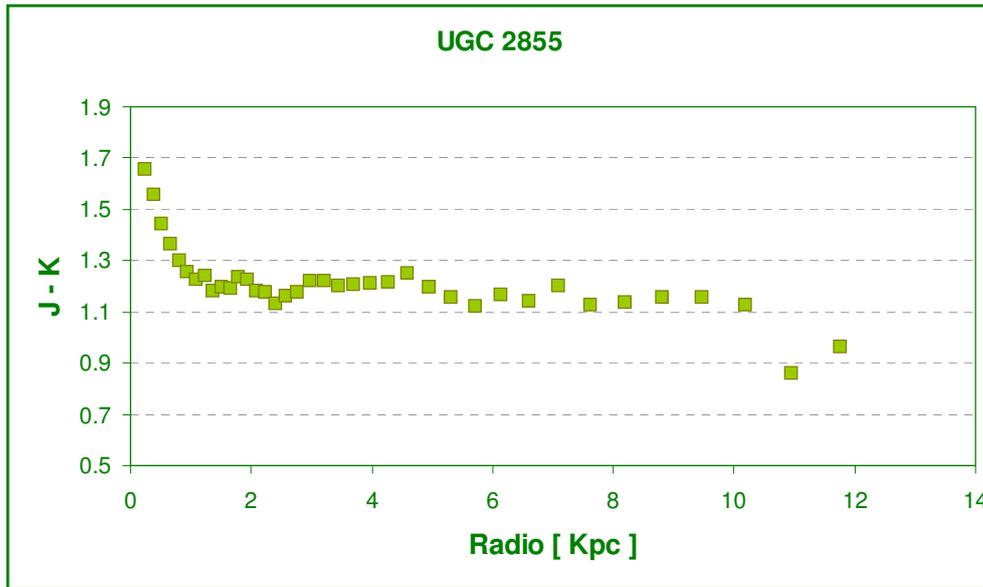


Figura 44: Perfil de Color de NGC 2855. Presenta un color más rojo hacia el centro, se mantiene aproximadamente plano en el centro y presenta valores con mayor dispersión hacia fuera.

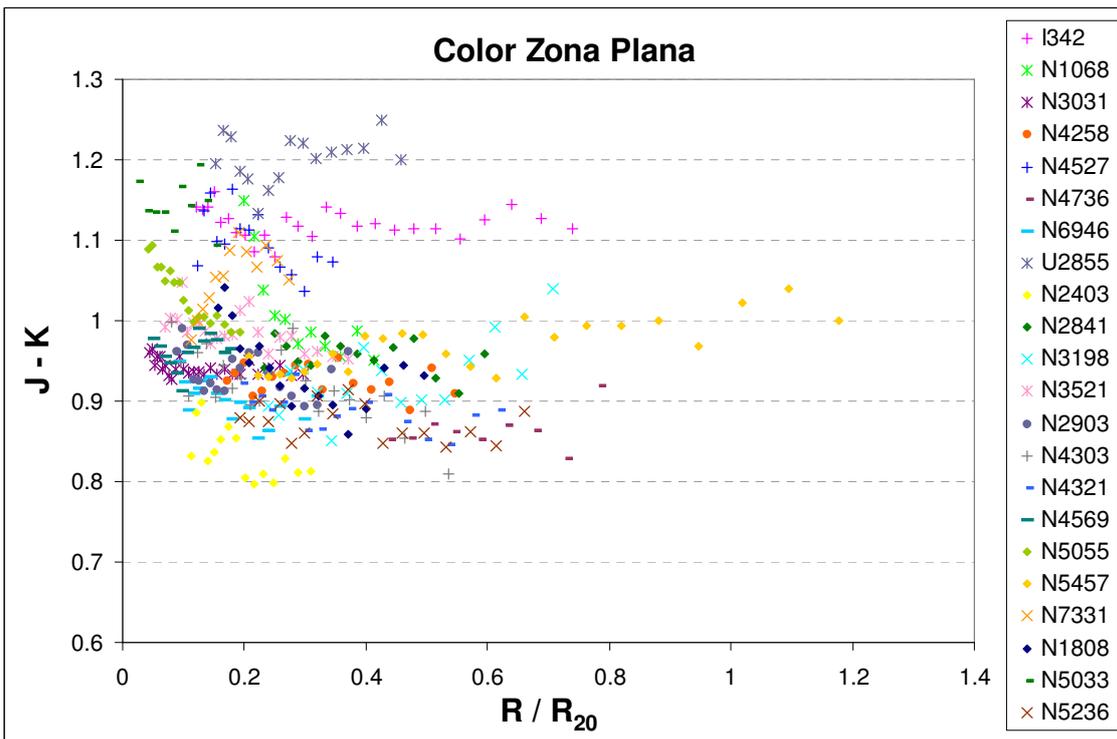


Figura 45: Perfiles de Color J-K en la región donde el Cociente M/L es plano.

En el Diagrama Color-Magnitud (Figura 46) todos los objetos presentan perfiles con una orientación de la esquina superior derecha a la inferior izquierda, o sea una tendencia a mostrar colores más rojos en las zonas de mayor brillo superficial, en el interior del disco galáctico. La esquina superior corresponde a radios pequeños (más rojos), mientras que la inferior corresponde a los radios externos (mayor dispersión de puntos). Se puede observar que IC 342 y UGC 2855 presentan perfiles más rojos que el resto. Esta última tiene una inclinación de 63°, con lo cual puede estar afectada por

la extinción en mayor medida que el resto. De hecho, presenta uno de los valores más altos de emisión en el infrarrojo lejano L_{FIR} favoreciendo la hipótesis de mayor presencia de polvo, ya que la mayor emisión del infrarrojo lejano proviene de la emisión del polvo (a excepción de las galaxias Starburst). Los colores no son afectados por la corrección por inclinación para llevar las magnitudes a la posición face-on, no así las magnitudes. En cambio, IC 342 tiene una inclinación de 31° y presenta un color NIR levemente mayor al que le corresponde según su emisión infrarroja lejana, con lo cual no podemos alentar una extinción por polvo excesiva para esta galaxia. También es difícil justificar su apartamiento por una subestima de la distancia ya que debería duplicarse. Adicionalmente, UGC 2855, NGC 4527 y NGC 5033 presentan distribuciones en el diagrama Color-Color que se extienden en la dirección de la extinción (Figura 47). NGC 7331 presenta una elongación leve. Si bien, IC 342 presenta una extensión hacia la dirección de extinción es sólo para los puntos de radios internos, luego los puntos se extienden a lo largo de la dirección de Regiones HII.

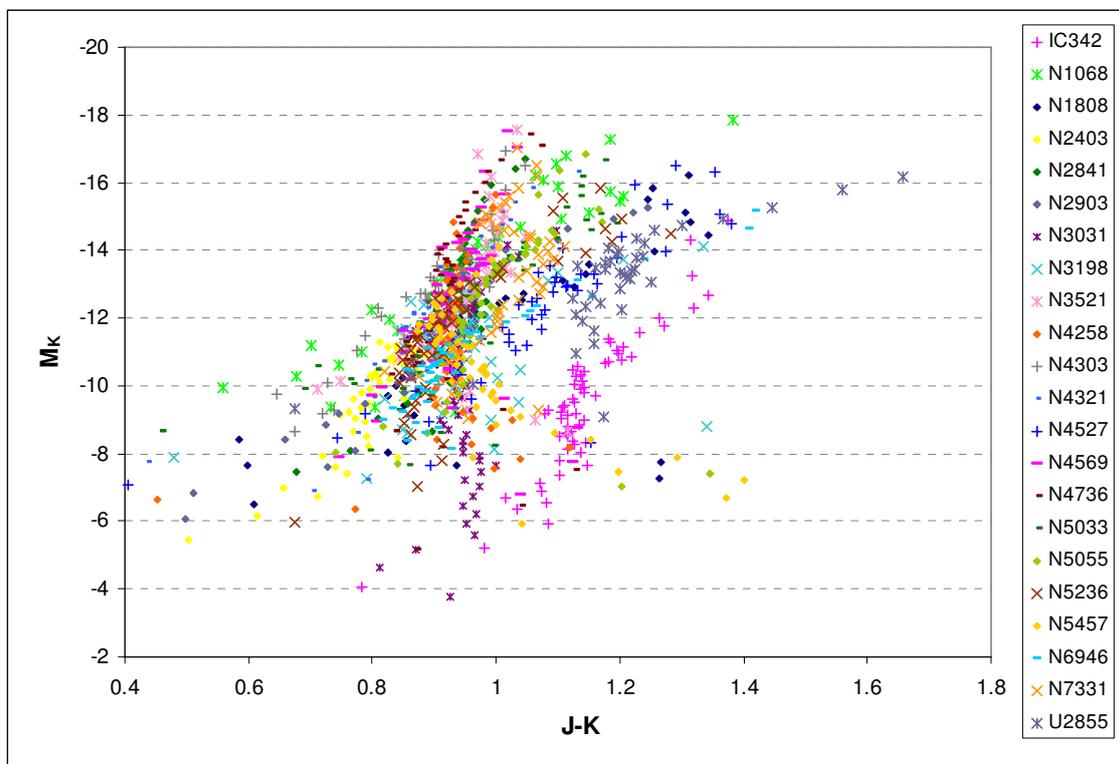


Figura 46: Diagrama Color-Magnitud. La región superior del diagrama corresponde a radios internos, mientras que la zona inferior corresponde a radios externos.

Si comparamos la distribución de los puntos en el diagrama Color-Color de la Figura 47 con la distribución de colores para galaxias normales y pares de galaxias publicado por Geller et al. (2006), podemos observar que la nube de puntos para las galaxias de ese trabajo se encuentra centrada en, aproximadamente, $J-H=0.7$ y $H-K=0.3$, consistente con la nube principal de puntos para nuestra muestra. Sin embargo, ninguna galaxia se encuentra por debajo $J-H < 0.4$, con lo cual NGC 6946 presentaría colores NIR demasiado azules.

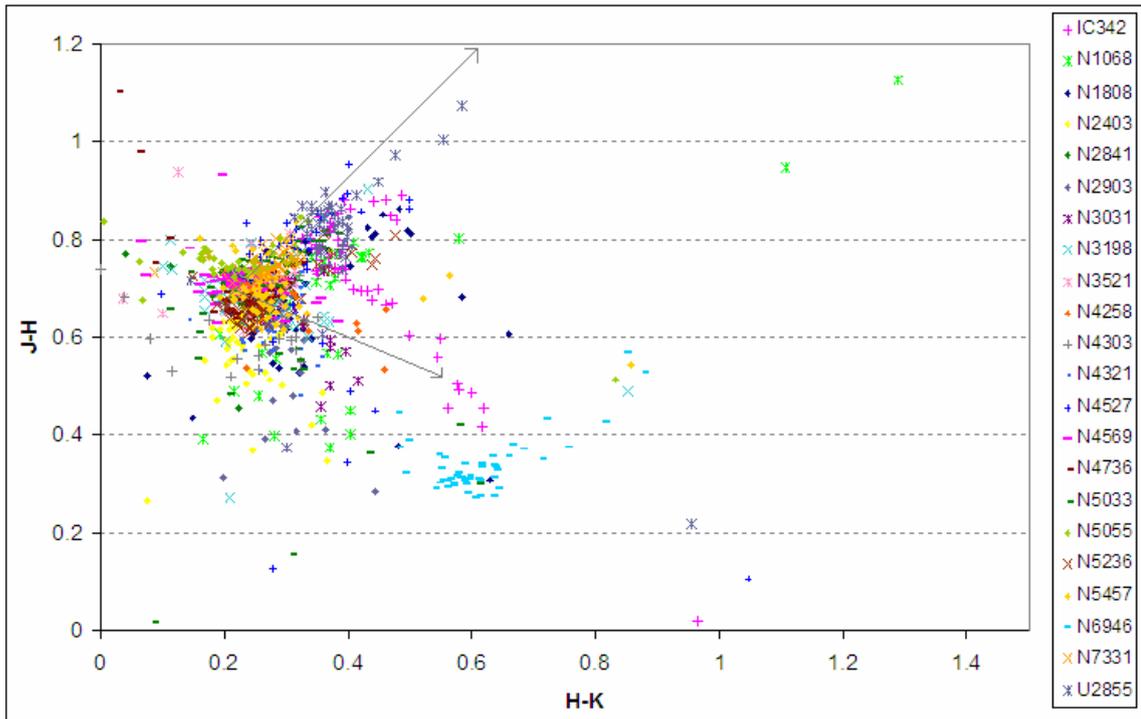


Figura 47: Diagrama Color-Color para cada punto de las galaxias de la muestra. La flecha superior corresponde a la dirección de la extinción, mientras que la flecha inferior señala la dirección de predominio de regiones HII (Hunt et al. 1997)

Para analizar la dependencia del color con la M/L local, presentamos en la Figura 48 una propiedad en función de la otra para cada punto de los perfiles.

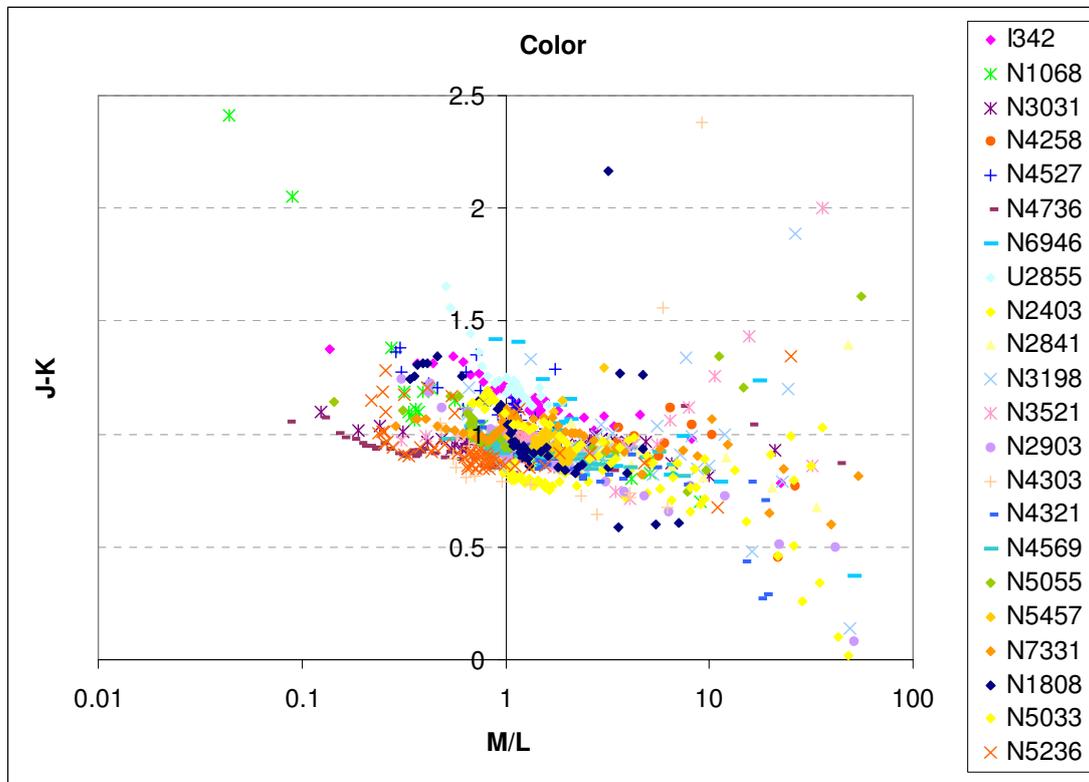


Figura 48: Perfil de Color en función del Cociente M/L local.

Dado que la relación de la Figura 48 es muy ruidosa, separamos los puntos en rangos de M/L (con un número similar de puntos en cada rango) y realizamos promedios en J-K. La misma relación se obtiene al separar en rangos de color y promediar en M/L. La tendencia general es que las regiones de menor M/L son más rojas y las de mayor M/L más azules. Lo que es de esperarse ya que los perfiles de color decrecen con el radio mientras que la M/L crece hacia fuera. Este comportamiento es opuesto a la relación Color-M*/L inferida de los modelos de síntesis de poblaciones estelares, en la cual las galaxias más enrojecidas presentan mayor Cociente M/L totales (Bell & de Jong 2001). Es decir, la M/L local tiene un comportamiento opuesto a la M*/L estelar.

Teniendo en cuenta la tendencia de la Figura 43 de mostrar centros más enrojecidos, comparamos la M/L con el Color para tres regiones diferentes seleccionadas en función de las regiones de dominio cinemático de las componentes bulbo, disco y halo, la región central (hasta 2 Kpc), la media (entre 4 y 10 Kpc) y la externa (más de 12 Kpc). Podemos observar en la Figura 49 que efectivamente la región central presenta valores de M/L menores al disco y al halo, el disco presenta valores aproximados entre 1 y 10 M_{\odot}/L_{\odot} , y la región externa valores superiores. La región media muestra un gradiente de color menor a las otras dos regiones, con una diferencia de 0.2 mag. Nótese que esta región sigue la tendencia general de la región central, si bien la región externa no coincide con la del disco en los rangos de M/L comunes. Esta diferencia puede deberse a la mayor dispersión de valores en los perfiles de brillo a grandes radios. A modo de comparación, realizamos el mismo análisis anterior tomando rangos de Color y promediando la M/L en cada rango. Se observaron las mismas tendencias que muestra la Figura 49, siendo la región externa la que presenta la mayor amplitud en el color J-K.

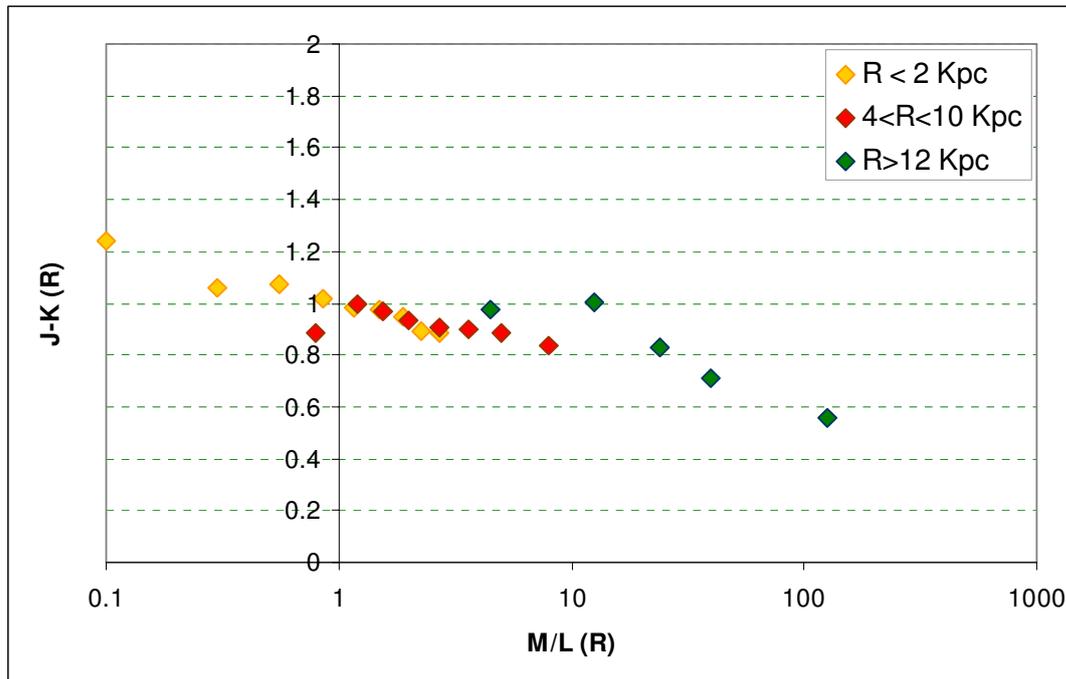


Figura 49: Color vs M/L en cada radio para distintas regiones, central, disco y externa.

Los Colores y M/L locales promedios de cada región son:

- ◆ Región Central: J-K = 1.02 ± 0.16 M/L = $0.96 \pm 0.49 M_{\odot}/L_{\odot}$
- ◆ Región Media: J-K = 0.95 ± 0.10 M/L = $1.51 \pm 0.78 M_{\odot}/L_{\odot}$
- ◆ Región Externa: J-K = 0.89 ± 0.31 M/L = $10.7 \pm 25.9 M_{\odot}/L_{\odot}$

En la Figura 50 se presentan el Perfil de Color y de M/L para NGC 5236. Ambos perfiles presentan un comportamiento opuesto, es decir, a medida que el índice de color aumenta, la M/L disminuye. Este comportamiento se mantiene hasta 7Kpc ($\sim 2.3R_0$) aproximadamente, donde el cociente M/L comienza a aumentar hacia fuera mientras el color se mantiene constante.

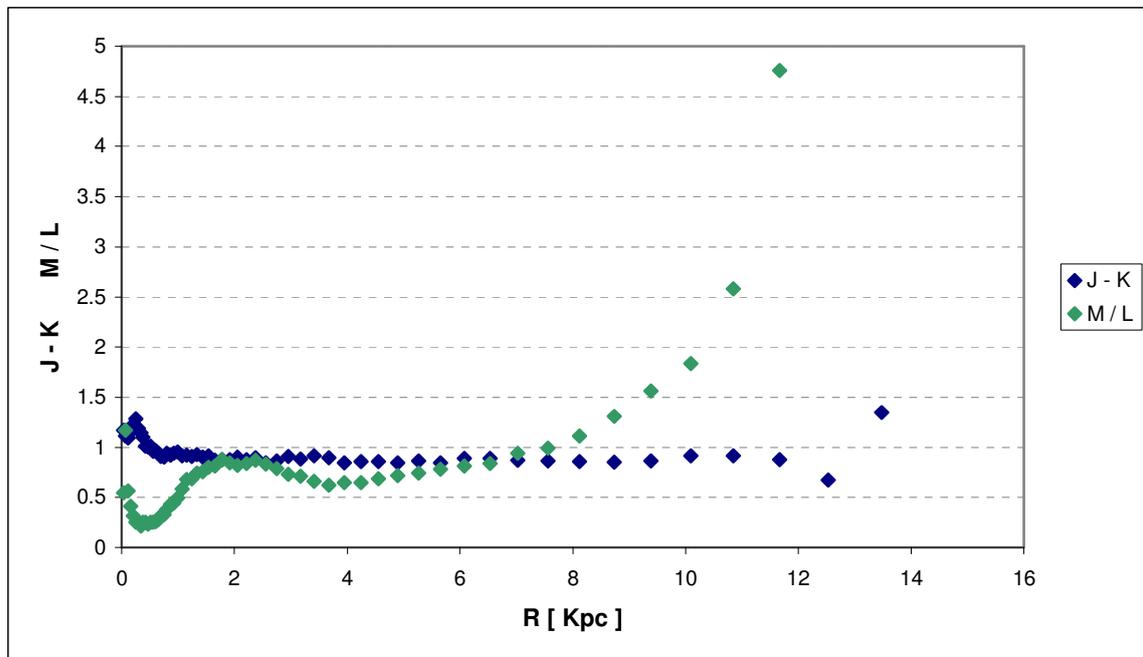


Figura 50: Perfil de Color y de M/L para NGC 5236. Se puede observar cómo los perfiles presentan similares tendencias hasta 8 Kpc: fuerte variación en la región central y comportamiento suave alrededor de un valor constante en la región de dominio cinemático del disco.

Para cuantificar esta tendencia en la cual el color y la M/L presentan perfiles opuestos en las regiones centrales, determinamos el índice de concentración del perfil de color, tal como fuera definido en la ecuación 4.5, y comparamos ambos índices, el del color y el del cociente M/L en la Figura 51. La mayoría de las galaxias presentan un gradiente positivo, es decir perfiles de color decrecientes con el radio se corresponden con perfiles de M/L local crecientes hacia fuera. Se presentan sólo dos casos de perfiles que aumentan levemente hacia fuera (NGC 5457 y NGC 7331). Se puede observar que la tendencia general es que a mayor gradiente en J-K mayor gradiente negativo en M/L. Esto indicaría que el cociente M/L responde a la distribución de las estrellas en las regiones centrales. Sin embargo, la relación es opuesta a lo esperado por los modelos de síntesis de poblaciones estelares. Para perfiles de color aproximadamente planos ($IC=0$), sin embargo, los perfiles de M/L presentan pendientes tanto positivas como negativas.

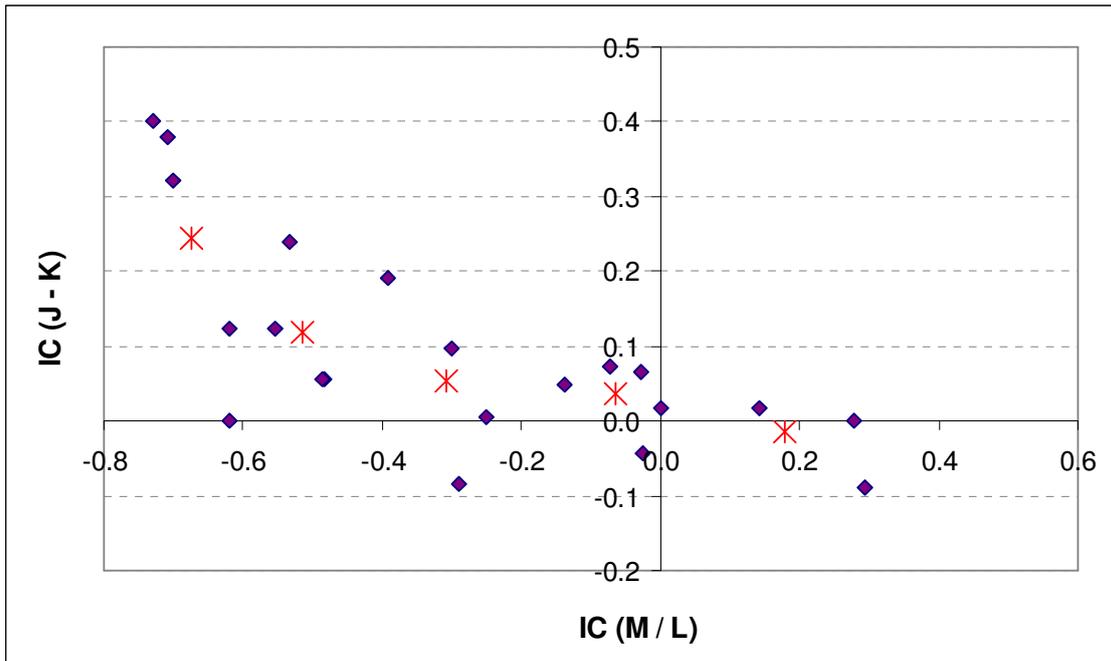


Figura 51: Índices de concentración para los perfiles color y de M/L. Se puede observar una tendencia a que a mayor gradiente hacia el centro del color, mayor depresión en M/L. Es decir, presentan comportamientos simétricamente opuestos.

Del análisis de la relación entre el color y la M/L, podemos concluir que, dado que el perfil de color en la región del disco se mantiene aproximadamente plano y existe una región, cercana a la de dominio del disco fotométrico, donde el perfil de M/L también se mantiene plano, es posible asumir un Cociente M/L constante con el radio para la componente disco, no así para el bulbo que presenta un gradiente mayor en J-K. Pero, dado que el cociente M/L sigue en forma al perfil de color (en sentido opuesto), al menos para perfiles de color con gradientes centrales importantes, se puede asumir un Cociente M/L inversamente proporcional al color J-K. Podemos decir, entonces, que el cociente M/L depende del color en cada punto, con lo cual la materia oscura en las regiones internas y medias de las galaxias no es dominante en el Cociente M/L.

4.3.2 Cociente Masa Luminosidad Integrada

Definimos El Cociente Masa-Luminosidad Integrada como:

$$M / L_i(R) = \frac{\int_0^R \sigma(r) 2\pi r dr}{\int_0^R I(r) 2\pi r dr}$$

que corresponde a el cociente entre la Masa interior a R y la Luminosidad total dentro de la misma región. Nótese la importancia de integrar tanto la masa como la luminosidad dentro del mismo radio, de otra manera no sería una cualidad comparable.

En las Figuras 52 y 53 se presentan los Cocientes M/L Integrados hasta 0.25, 0.50, 0.75 y 1 de R_{25} , para un modelo de distribución discoidal y esférica

respectivamente. Se puede observar que el crecimiento de M/L es aproximadamente lineal. Como es de esperarse, el modelo esférico registra cocientes mayores. Sin embargo, la M/L integrada del modelo disco y del esférico correlacionan bastante bien ($R^2=0.96$), con una relación lineal de la forma: $M/L_I(Disco) = 1.61M/L_I(Esférico) - 0.37$.

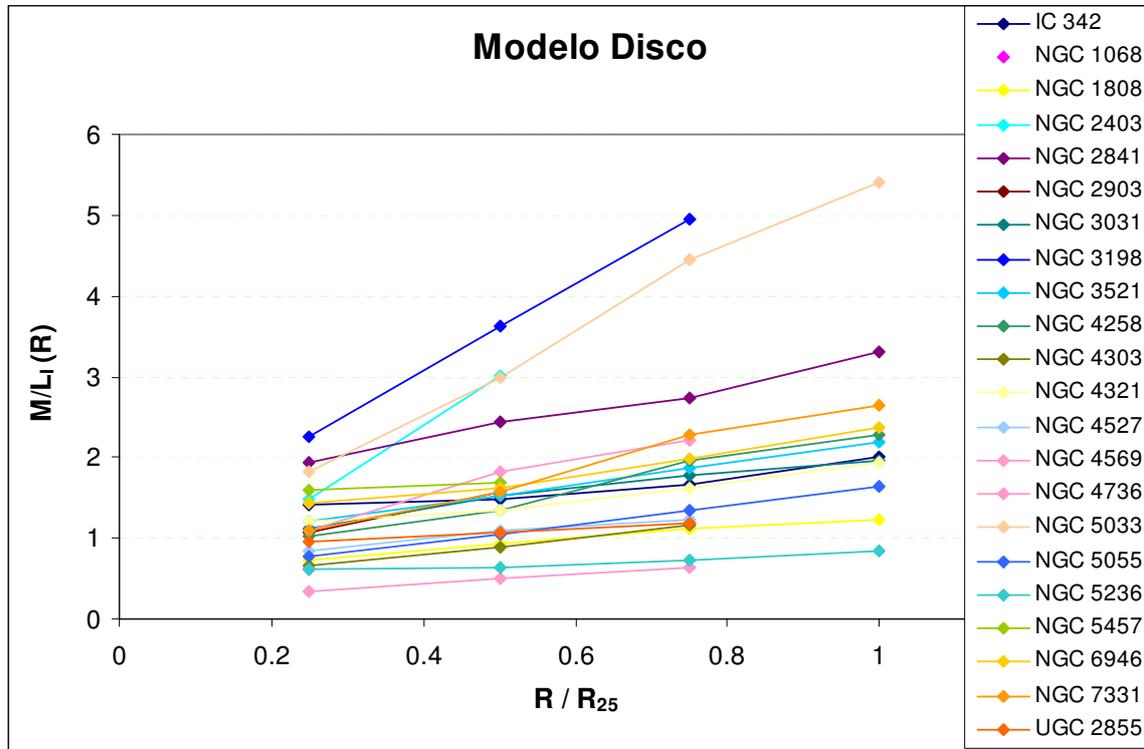


Figura 52: M/L Integrada hasta 0.25, 0.50, 0.75 y 1 en unidades de R_{25} para un modelo de disco infinitesimal.

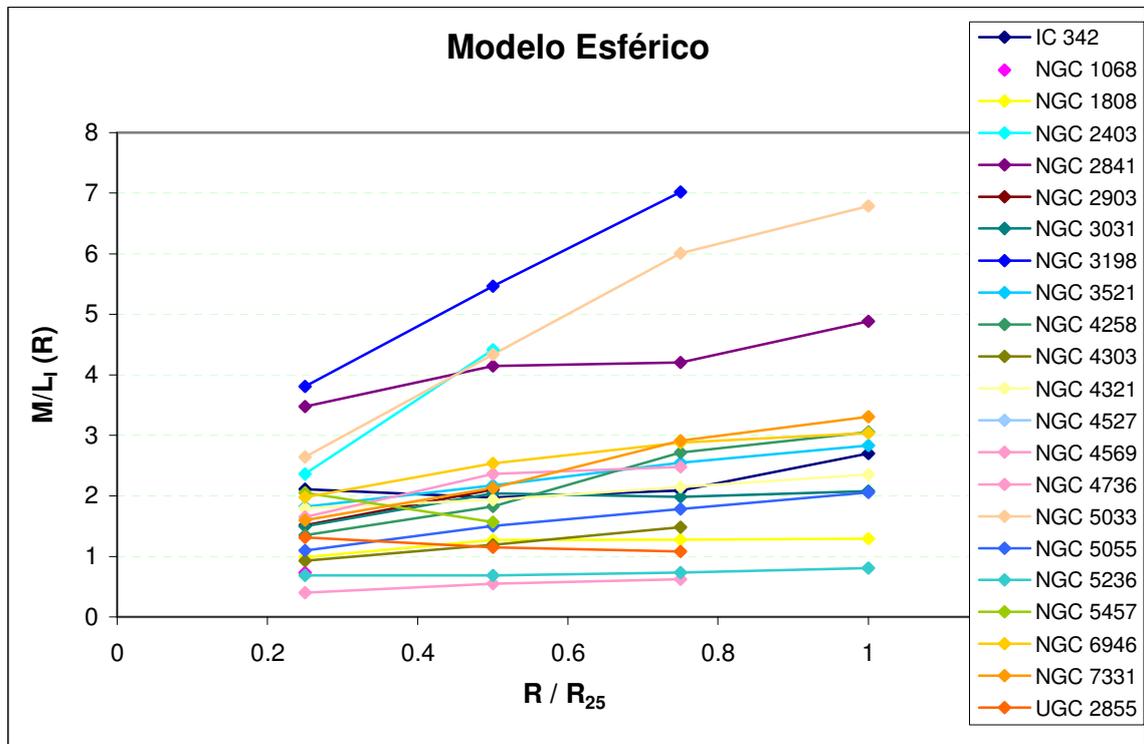


Figura 53: M/L Integrada hasta 0.25, 0.50, 0.75 y 1 en unidades de R_{25} para un modelo de distribución esférica para la masa.

Se puede observar que el crecimiento de M/L es aproximadamente lineal, por lo que ajustamos una función lineal a la M/L Integrada de cada galaxia:

$$M/L_I(R/R_{25}) = m \cdot R/R_{25} + b$$

$$M/L_I(R/R_{20}) = m \cdot R/R_{20} + b$$

Para asegurarnos que la tendencia es global y representativa de la galaxia, seleccionamos para el ajuste lineal las galaxias que llegan hasta por lo menos 0.75 de R_{25} (por lo que no fueron incluidas NGC 1068, NGC 2403, NGC 2903 y NGC 5457) y hasta R_{20} (exceptuamos NGC 1068, NGC 4527 y UGC 2855).

Los ajustes lineales registran los siguientes promedios:

M/L_I vs R/R_{25}	Promedio	Desv. Estándar
m	1.59	1.40
b	0.74	0.31
R (Correlación)	0.991	0.011

M/L_I vs R/R_{20}	Promedio	Desv. Estándar
m	0.87	0.54
b	0.73	0.36
R (Correlación)	0.988	0.012

La distribución de las pendientes “ m ” y de las ordenadas al origen “ b ” que se ajustaron se muestran en las Figuras 54 y 55. Puede observarse que dos galaxias presentan pendientes mayores que el resto en términos de R_{25} , ellas son NGC 3198 y NGC 5033, pero no presentan el mismo comportamiento cuando expresamos el crecimiento en términos de R_{20} . Si excluimos estas galaxias de los promedios anteriores para R/R_{25} , la pendiente resulta $m = 1.14 \pm 0.58$, sin alterar la ordenada al origen. Obsérvese que las ordenadas al origen en términos de R_{25} y R_{20} son prácticamente iguales. Si consideramos las galaxias con mayor extensión, con lo cual muestrean mejor la región del halo (12 galaxias con perfil de M/L hasta, por lo menos, el R_{25}), entonces los promedios de los ajustes lineales resultan $m = 1.20 \pm 0.53$ y $b = 0.81 \pm 0.33$ ($m = 1.6 \pm 1.5$; $b = 1.4 \pm 0.7$ para el modelo esférico). Los promedios para la muestra completa, no difieren significativamente de los presentados en las tablas correspondientes. Por otro lado, la galaxia que presenta la ordenada al origen mayor es NGC 2841.

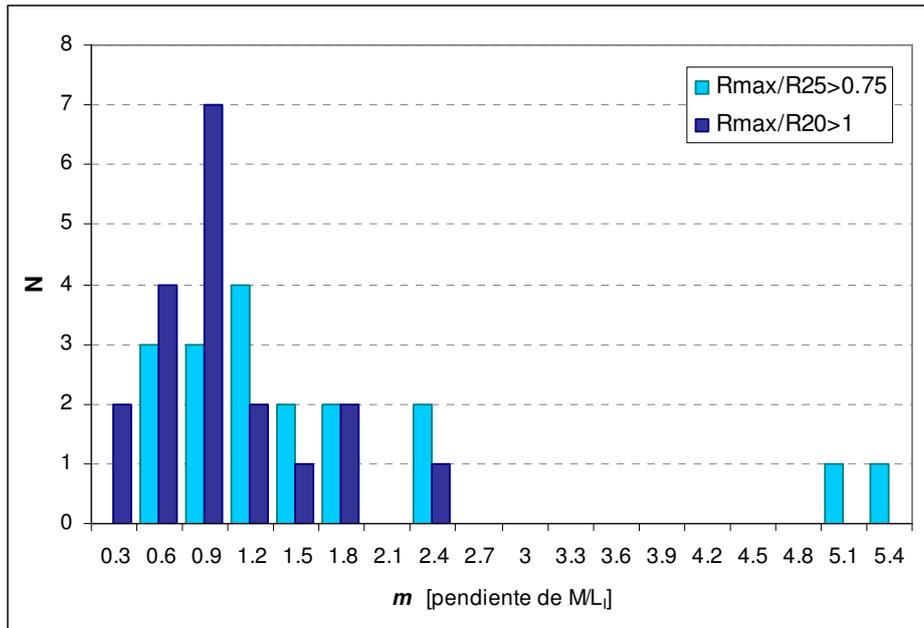


Figura 54: Distribución de la pendiente de crecimiento de M/L integrada en función del radio en unidades de R_{25} y de R_{20} . En el primer caso se consideraron las galaxias cuyo perfil M/L alcanza por lo menos $0.75 R_{25}$ y en el segundo caso aquellas que llegan hasta, al menos, R_{20} .

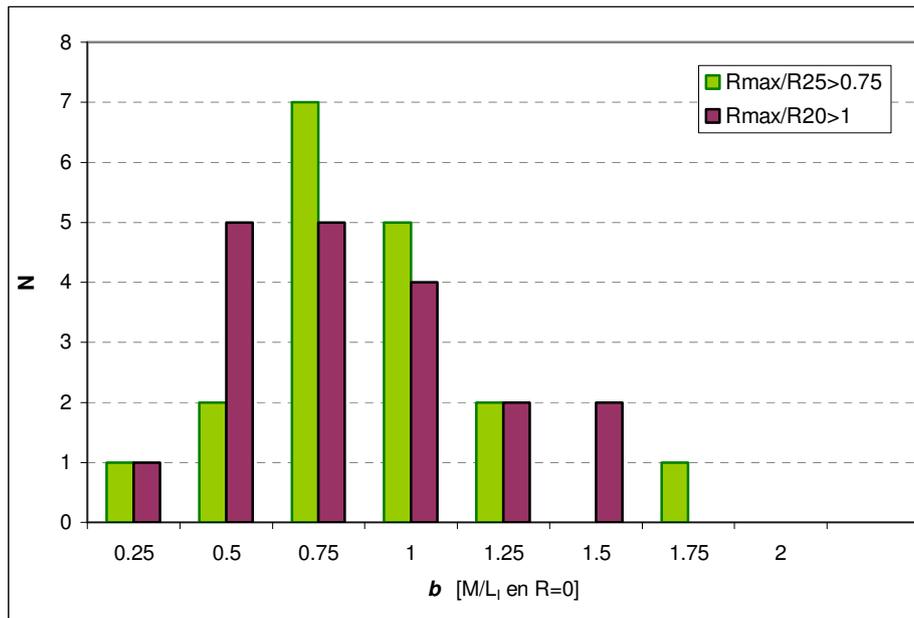


Figura 55: Distribución de la ordenada al origen de los ajustes lineales de M/L_i en función de R/R_{25} y R/R_{20} .

Las distribuciones de M/L integrada hasta distintos radios de interés se muestran en la Figura 56, con los siguientes promedios:

- ◆ $R = R_{max}$: $M/L_i = 2.6 \pm 1.3 M_{\odot}/L_{\odot}$
- ◆ $R = 0.5 R_{25}$: $M/L_i = 1.6 \pm 0.8 M_{\odot}/L_{\odot}$
- ◆ $R = 0.75 R_{20}$: $M/L_i = 1.3 \pm 0.5 M_{\odot}/L_{\odot}$

En la Tabla 4.8 se listan los valores de las M/L integradas y de m y b .

Las galaxias en las cuales la información cinemática no llegaba hasta el Radio máximo de los perfiles de banda K (R_{maxK}), se extendió la curva de rotación siguiendo una tendencia plana hasta ese radio (NGC 1068, NGC 4527, NGC 4569, NGC 5457, UGC 2855). Solo dos galaxias presentan una M/L total integrada a R_{maxK} superior al resto: NGC 3198 es la galaxia más azul de la muestra, la de menor densidad central, con la mayor M/L interior y local, y la menor relación B/D, también presenta el brillo superficial del bulbo μ_e más débil de la muestra; NGC 5033 tiene el disco con menor brillo superficial de la muestra y el radio de escalar mayor en términos del R_{20} , también presenta la segunda relación B/D más alta. Si excluimos estas dos galaxias, el promedio resulta de $M/L_1(R_{\text{maxK}}) = 2.2 \pm 1.1 M_{\odot}/L_{\odot}$. En la Figura 56 se muestran las distribuciones de la M/L integrada a distintos radios, hasta $0.75 R_{20}$ y $0.5R_{25}$.

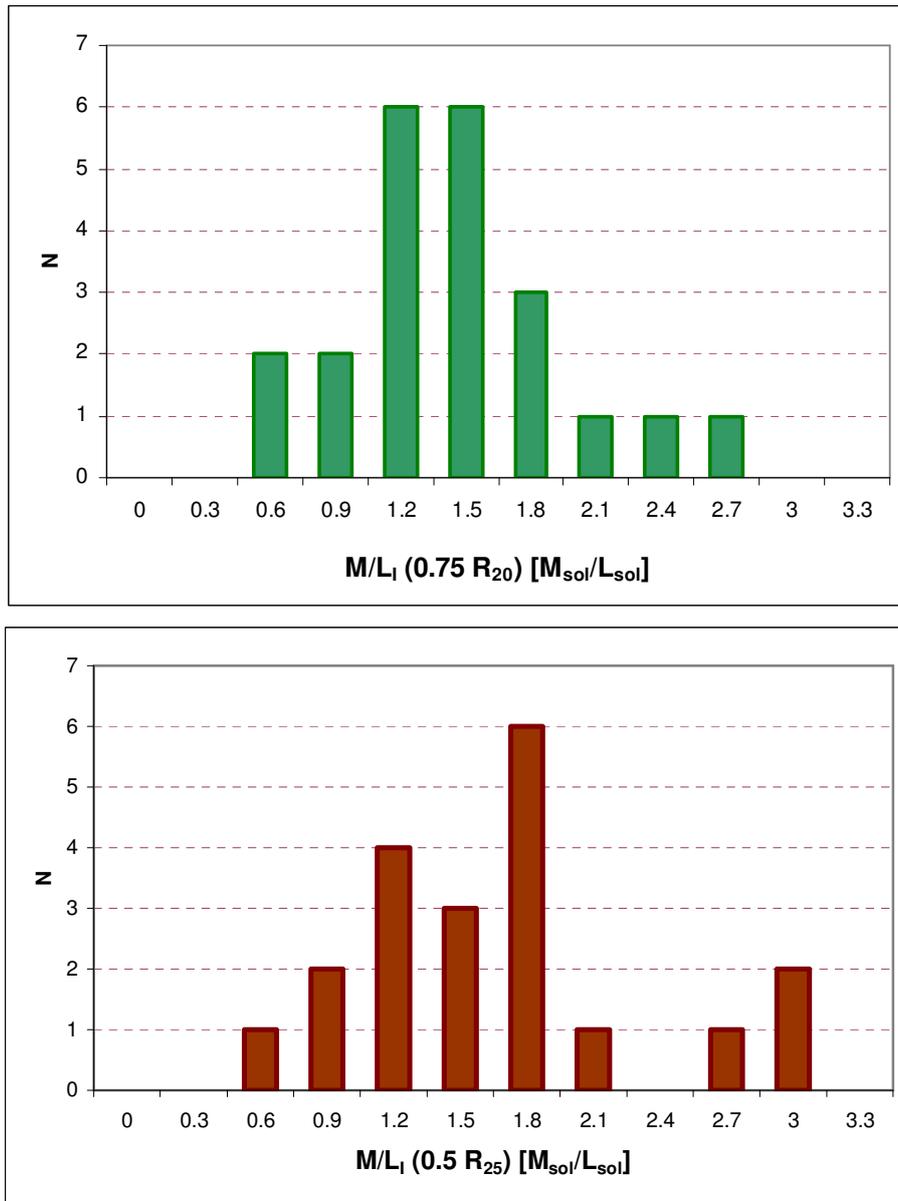


Figura 56: M/L integrada hasta $0.5R_{25}$ y $0.75R_{20}$.

4.3.3 Correlaciones

Se analizaron distintas propiedades de las galaxias de la muestra en busca de posibles correlaciones entre las mismas. Entre ellas, podemos mencionar que, como es de esperarse, M_K (y L_{total} integrando $m_K(R)$) correlaciona con R_{20} . Las galaxias más extendidas en banda K tienen mayor brillo superficial pero no mayor velocidad rotacional.

Se buscaron en la literatura los flujos en el Infrarrojo Lejano², L_{FIR} ; la Masa de Hidrógeno neutro³, $M(HI)$; y molecular⁴, $M(H_2)$, que se llevaron a las distancias utilizadas para esta muestra y se normalizaron los datos de distintas fuentes. A partir de estas propiedades podemos construir un parámetro que está relacionado con la Eficiencia de Formación Estelar (SFE), definido como el cociente entre la luminosidad en el Infrarrojo lejano (trazador de la tasa de formación estelar) y la cantidad de gas disponible ($M(HI)+M(H_2)$). Se observa una correlación positiva con la cantidad de gas molecular y la luminosidad FIR, no así con la Masa de HI.

En la Figura 57 se puede observar que las galaxias con Colores J-K más rojos presentan mayor luminosidad en el Infrarrojo lejano, consistente con mayor presencia de polvo. Las dos galaxias con mayor flujo FIR y color más rojo son NGC 1068 y UGC 2855. La misma relación se observa para el flujo infrarrojo por unidad de masa de gas.

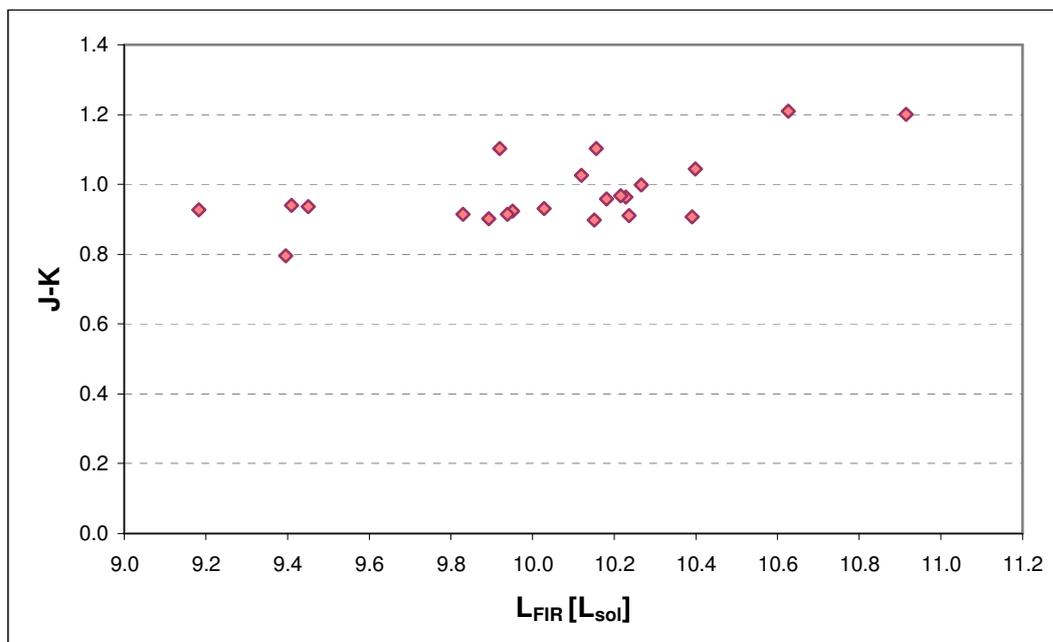


Figura 57: Color NIR en función de la emisión en el FIR en unidades logarítmicas. Vemos que a mayor emisión infrarroja colores más rojos.

El flujo en el Infrarrojo lejano por unidad de masa de gas neutro ($L_{FIR}/M(HI)$) también correlaciona con el brillo superficial central del bulbo, μ_e , y con el Cociente de M/L integrada hasta $R=0.5R_{25}$ (Figuras 58 y 59), en el sentido que galaxias con mayor flujo FIR por unidad de masa gaseosa tienen bulbos más brillantes y cociente M/L integrados menores.

² Datos de Sanders et al. (2003). Para IC 342, NGC 2841 y NGC 4258 Rice et al. (1988).

³ Datos de Tully (1988).

⁴ Datos de Helfer (2003). Para NGC 2403, NGC 3031 y NGC 5055 Sage (1993); para NGC 2841 y NGC 4527 Young (1996); para NGC 3198 Leroy (2008); para NGC 5236 Devereux (1990); y para UGC 2855 Paglione (2001, sólo hasta 2Kpc).

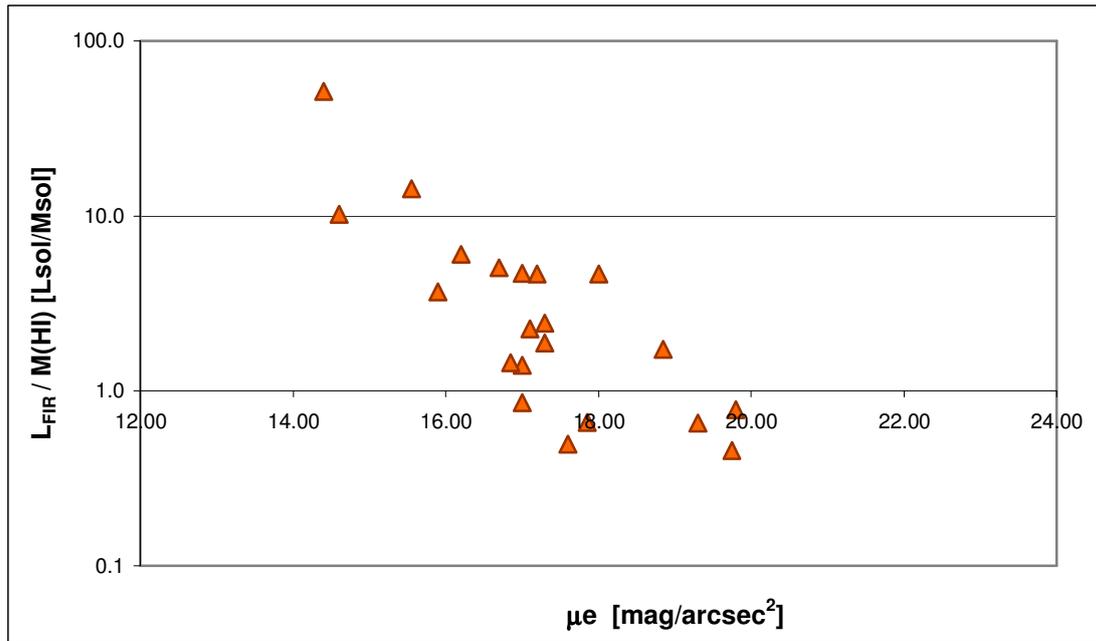


Figura 58: Cociente de la Luminosidad Infrarroja y la Masa de Gas en función del Radio efectivo en Banda K.

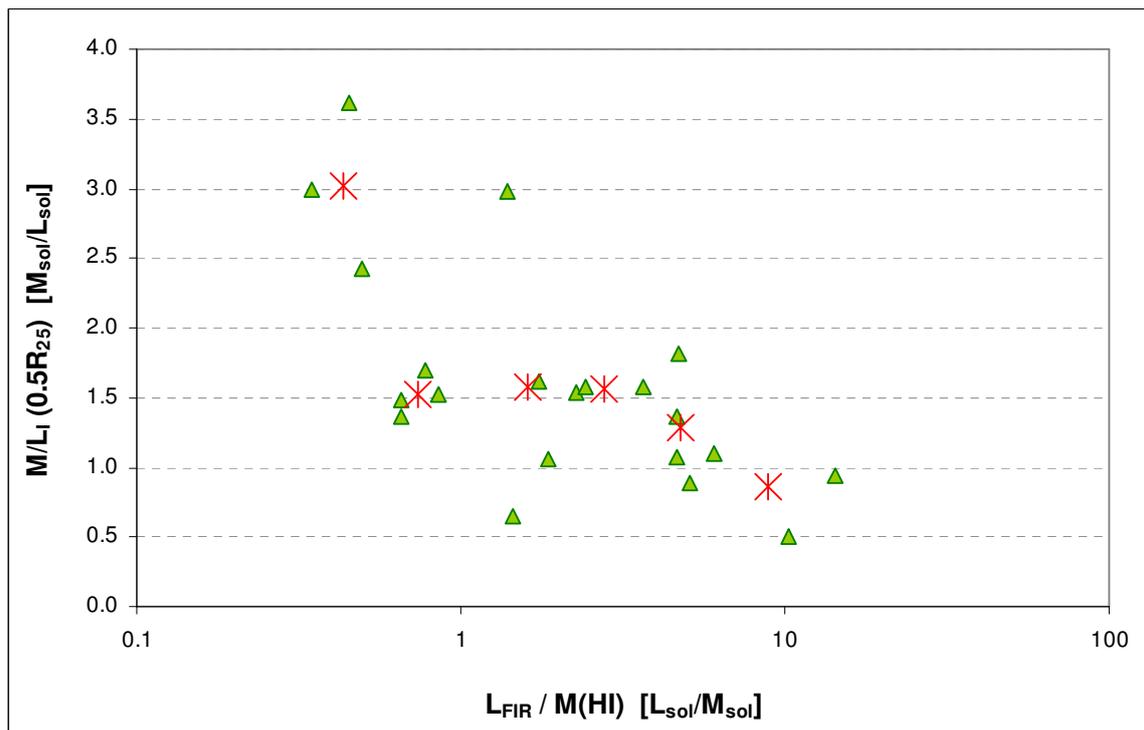


Figura 59: M/L integrada hasta mitad del R25 en función de Luminosidad FIR/Masa de Gas. Las cruces corresponden a los promedios por rangos de $L_{\text{FIR}} / M(\text{HI})$.

En virtud de las dos correlaciones anteriores, estudiamos una posible relación de la M/L con el bulbo. En la Figura 60, podemos ver, por consiguiente, que la M/L medida a un radio de $0.5R_e$, donde el bulbo claramente domina la luminosidad de la galaxia, correlaciona con el brillo central del bulbo. Con lo cual la M/L en las regiones centrales está fuertemente condicionada por la componente fotométrica del bulbo. Se analizó la dependencia del brillo del bulbo con M/L medida en R_{plano} (radio medio de la región donde el perfil M/L se mantiene plano) y no se observó correlación. Este

resultado confirma que la elección de este radio ($0.5R_e$) como región donde el bulbo es dominante, para definir el índice de concentración del Cociente M/L, es correcta (Sección 4.2.4).

No se observó correlación entre el Color J-K y el Cociente M/L integrado, como podría esperarse si la M/L integrada estuviera dominada por las estrellas, ya que el color correlaciona con el cociente M^*/L según los modelos estelares (Bell & de Jong 2001). Tampoco se observó correlación de J-K con la M/L medida en $0.5R_e$ ni con la M/L en la zona plana.

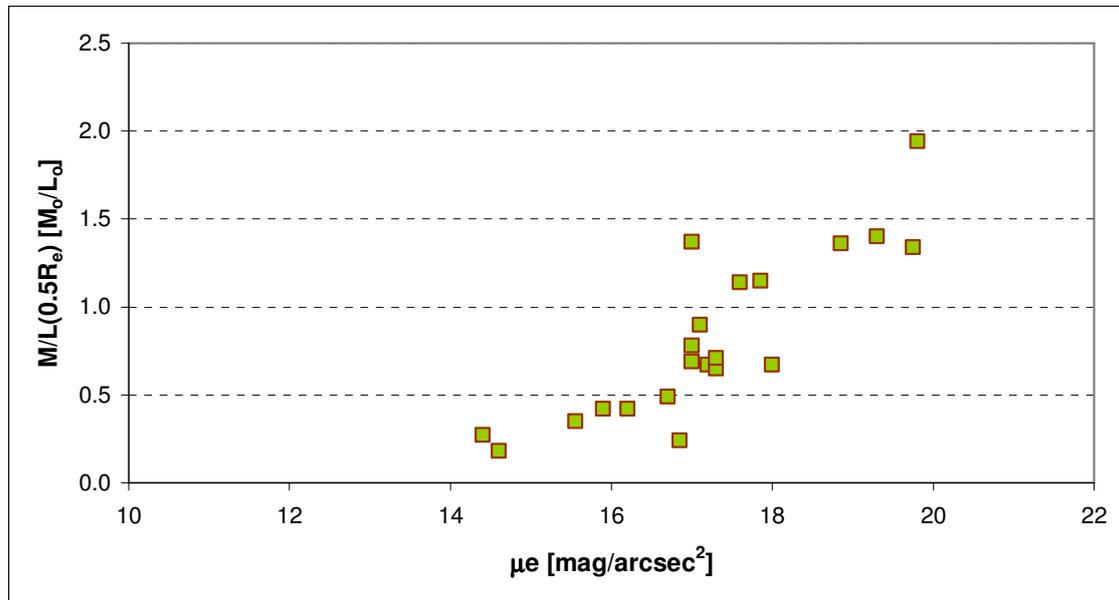


Figura 60: Masa-Luminosidad local medida a mitad del Radio Efectivo del bulbo como función del brillo superficial central del bulbo. Podemos observar que la M/L en la región central está dominada por el bulbo.

Los discos con mayor brillo superficial central presentan mayores cocientes de M/L integrada dentro del disco estelar (Figura 61). Con lo cual, discos estelares similares (el brillo central correlaciona con el radio de escala) presentarían fracciones de materia oscura similares dentro del disco fotométrico.

El indicador de la Eficiencia de formación estelar parece estar relacionado con el índice de concentración de los perfiles de M/L (Figura 62), en el sentido que galaxias más eficientes en formar estrellas presentan un perfil de M/L con pendientes negativas hacia el centro (i.e. con núcleos más brillantes).

Otro parámetro que describe a los perfiles de M/L es el Radio de la zona plana de los perfiles de M/L, el R_{plano} . Este parámetro resultó proporcional al Radio de Escala Fotométrico del Disco R_0 . Las dos galaxias con R_0 alto que no siguen la tendencia son NGC 4569 y NGC 5033 (en el primer caso R_0 es muy grande, en el segundo es producto de que la M/L crece desde radios muy internos). Excluyendo esas galaxias, la relación de proporcionalidad es $R_{\text{plano}}/R_0 = 0.94 \pm 0.30$. Es decir, que el perfil de M/L es, en promedio, plano en R_0 , región donde dominará un disco exponencial para la masa, de manera de obtener una M/L constante. Se investigó la misma relación para el radio de escala del disco cinemático, sin encontrarse relación en ninguna escala. Por lo que, podemos concluir que la zona plana de M/L responde al disco fotométrico más que al disco cinemático. Sin embargo, si a ambas variables las consideramos en términos del radio de escala cinemático del disco (R_d), la relación mejora considerablemente ya que al ajustar una función lineal (Figura 63) se obtiene un mejor coeficiente de correlación $R^2=0.80$ (excluyendo NGC 5033) en comparación con $R^2=0.67$ (excluyendo NGC 4569 y NGC 5033) de la relación anterior.

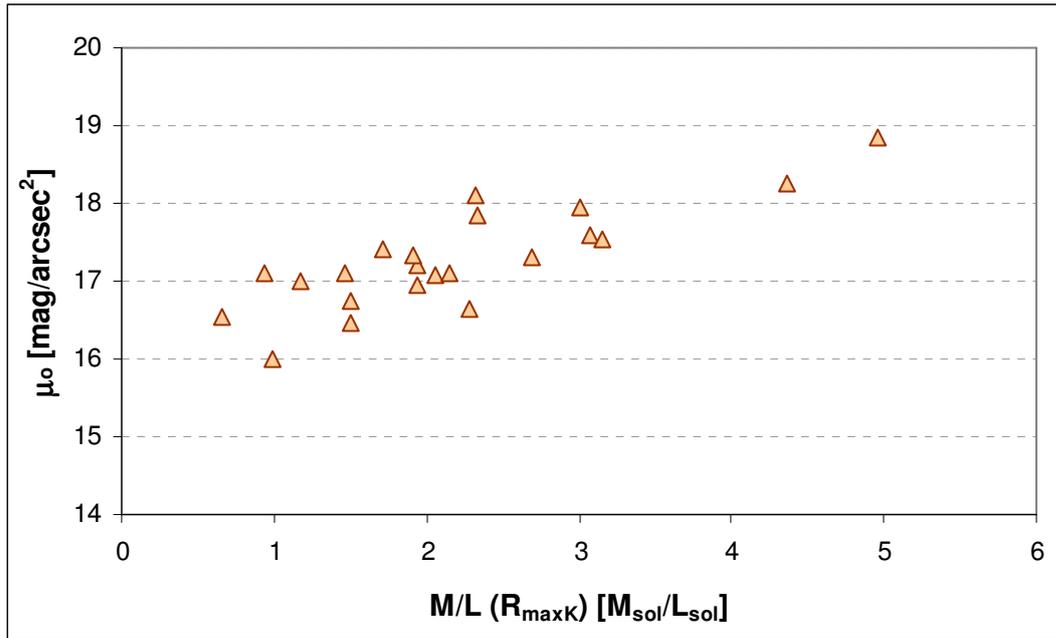


Figura 61: Relación entre el brillo superficial central del disco y la M/L integrada hasta el Radio máximo del perfil en banda K.

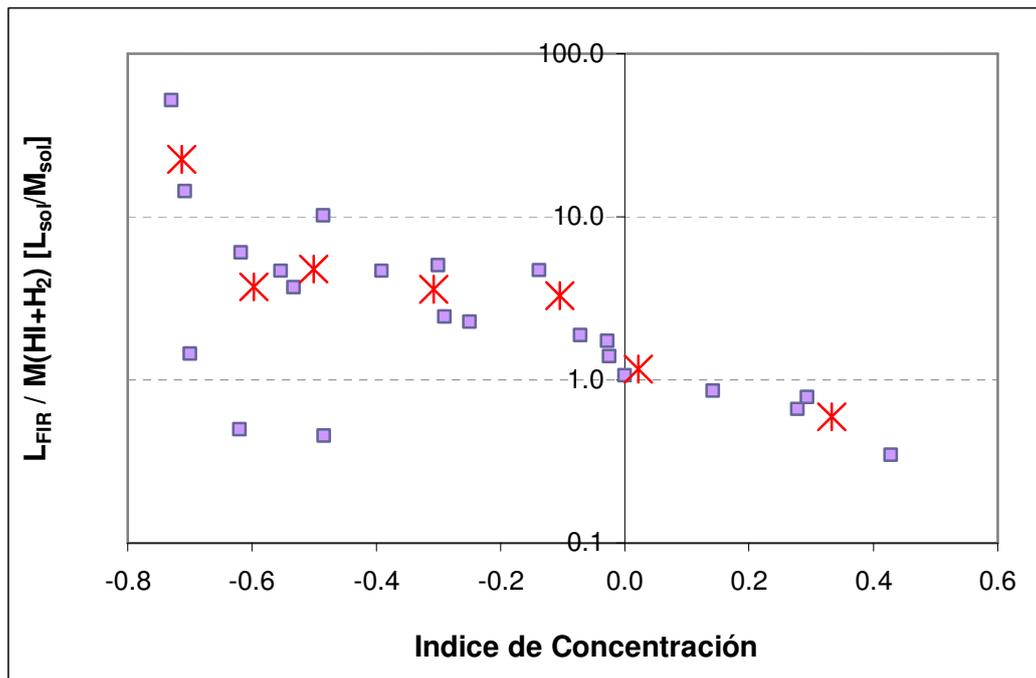


Figura 62: Eficiencia de FE ($L_{\text{FIR}}/M_{\text{gas}}$) en función del Índice de Concentración (IC) del Perfil M/L. Las cruces corresponden a promedios de SFE en sectores de IC. Las tres galaxias fuera de la relación son NGC 5236, NGC 2841, NGC 3198.

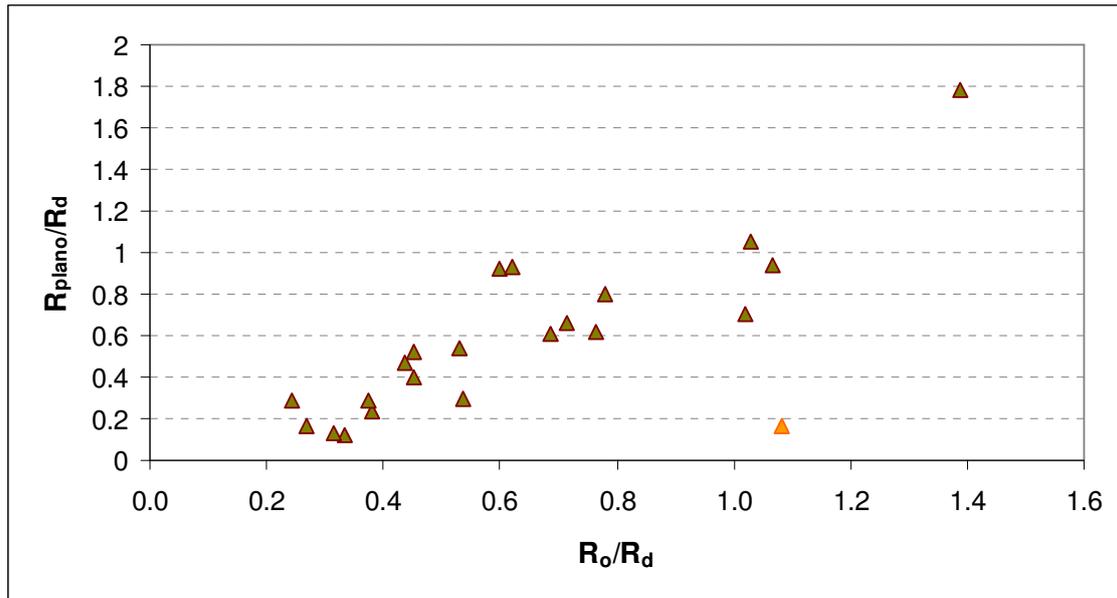


Figura 63: Radio de Escala Fotométrico del Disco en función del Radio medio de la zona plana del Perfil M/L, ambos en unidades del radio de escala cinemático del disco, R_d . La galaxia que no sigue la tendencia es NGC 5033.

En cuanto a la Masa-Luminosidad Integrada, como es de esperarse, los parámetros b y m , la ordenada al origen y la pendiente de las rectas de crecimiento de M/L, presentan una correlación positiva con las M/L integradas a distintos radios, sin embargo, b correlaciona más claramente que m . Además, la mejor relación del parámetro b la presenta con la M/L en la zona plana (Figura 64), es decir con la M/L local medida en R_{plano} , mientras que la pendiente m no presenta ninguna relación con la M/L local.

Por otro lado, el parámetro b corresponde a la M/L integrada evaluada en $R=0$, y considerando el resultado anterior, donde el radio de escala fotométrico del disco está relacionado con el radio en el cual la M/L es plana, entonces sería de esperar que la M/L integrada evaluada en $R=0$, es decir b , esté relacionado con el brillo central del disco y, de hecho, lo están, en el sentido que discos más brillantes presentan ordenadas al origen de M/L menores. Dado que el brillo superficial central del disco está relacionado con el brillo superficial del bulo, este último también correlaciona con b . Los brillos superficiales no correlacionan con el parámetro m .

Los parámetros m y b muestran la tendencia de aumentar al aumentar el radio fotométrico del bulo R_e y la velocidad de la curva de rotación en R_{20} .

Una relación no esperada es la del parámetro m para la M/L integrada para galaxias con $R > 0.75R_{25}$, y el Radio donde la curva de rotación cambia de pendiente de la región central a la región del disco, R_{turn} (Figura 64). La pendiente m para galaxias con $R > R_{20}$ muestra una relación menos marcada.

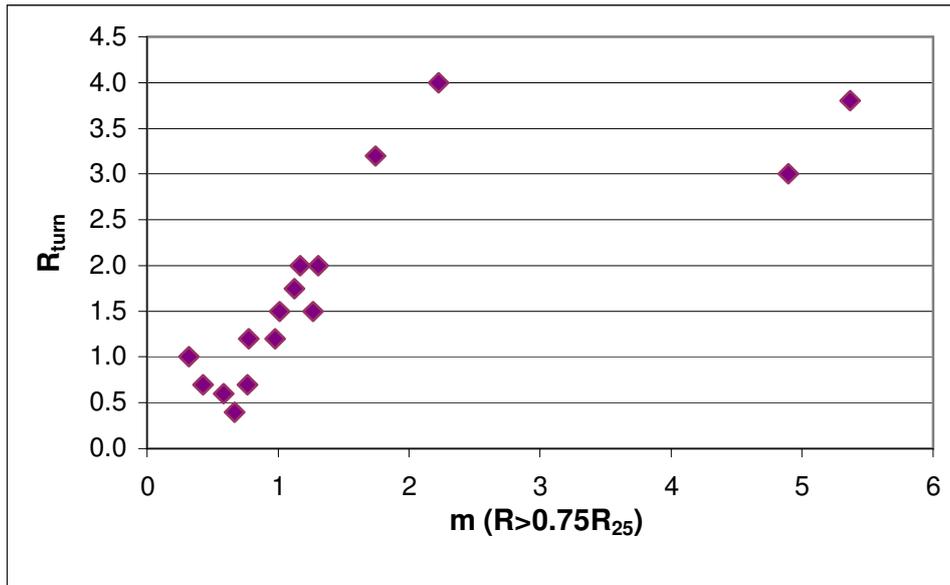


Figura 64: Relación entre Radio de cambio de pendiente de la CR y la pendiente de crecimiento de la M/L integrada. Las dos galaxias con m grandes son NGC 3198 y NGC 5033.

Se estudió también la relación de Tully-Fisher en banda B y en banda K para las galaxias de la muestra (Figura 65). La dispersión en banda K es considerablemente menor que en banda B (R^2 de 0.68 y 0.31 respectivamente). Las pendientes obtenidas son de 2.4 en K y 1.2 en B, bien por debajo de los valores obtenidos por Tully & Pierce (2000) de 3.5 en K y 2.9 en B.

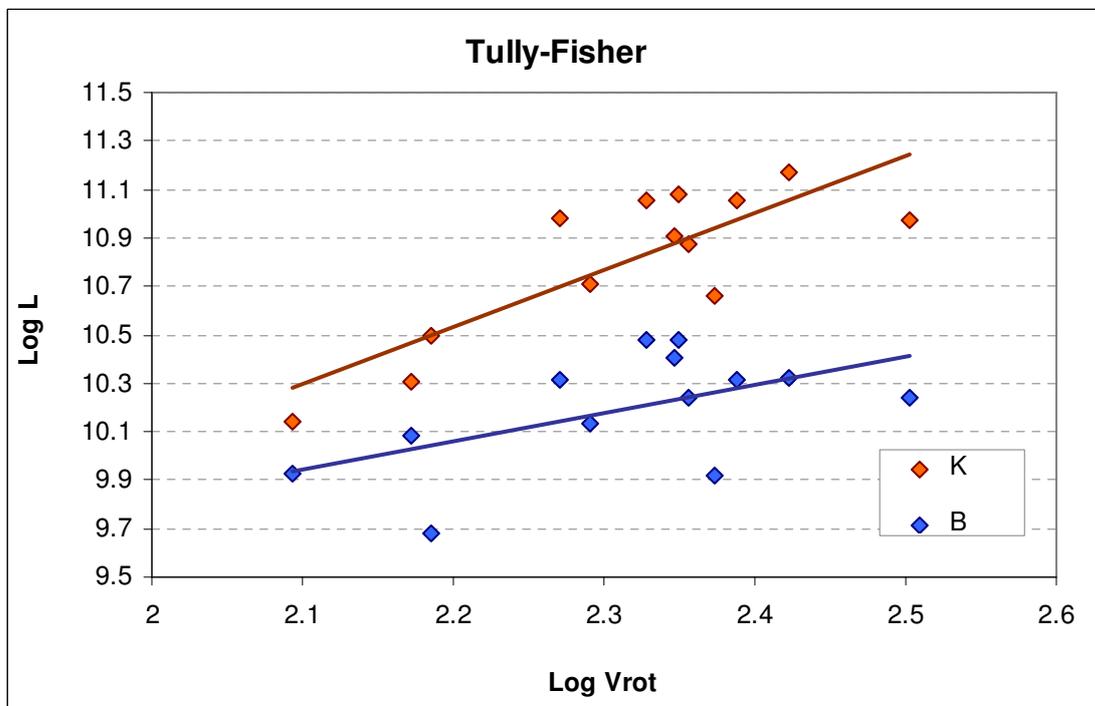


Figura 65: Relación entre la velocidad de rotación ($2V_{rot}=W_R$) y la luminosidad en banda B (puntos azules) y en banda K (puntos rojos).

4.3.4 Perfil M/L Universal

Para caracterizar la forma general observada en los Perfiles de M/L se ajustaron diversas funciones a los puntos M/L(R) correspondientes a todas las galaxias en conjunto. La función que mejor representa a la nube de puntos es la función Exponencial. El cociente M/L dará un perfil exponencial, por ejemplo, en el caso en que ambos perfiles, de luz y de masa, sigan una forma exponencial pero con diferentes radios de escala.

Se llevaron a cabo ajustes automáticos para determinar los parámetros de la función exponencial que mejor describe a los Perfiles M/L. Pero estos ajustes consideran que la variable de las abscisas no presenta dispersión intrínseca, por lo que el ajuste minimiza la distancia vertical a la curva. Sin embargo, dado que los perfiles corresponden a distintas galaxias y los radios de cada una dependen de parámetros diferentes, no podemos considerar al Radio como una variable sin dispersión. Además, dado que la nube de puntos se vuelve muy vertical a grandes radios, las distancias verticales a la función no brindan un buen ajuste en esa región. Es por ello que fue necesario considerar un ajuste que minimice las distancias perpendiculares a la función, para lo cual se desarrolló un algoritmo apropiado (Ver Apéndice 4D).

Dado que el seeing afecta considerablemente los puntos centrales, se excluyeron todos aquéllos en $R < 5.5$ segundos de arco, lo que resultó en 80 puntos menos. En la Figura 66 se muestra el mejor ajuste obtenido que resultó ser:

$$M / L(R) = (0.635 \pm 0.005) e^{(0.240 \pm 0.005) R} \quad (4.6)$$

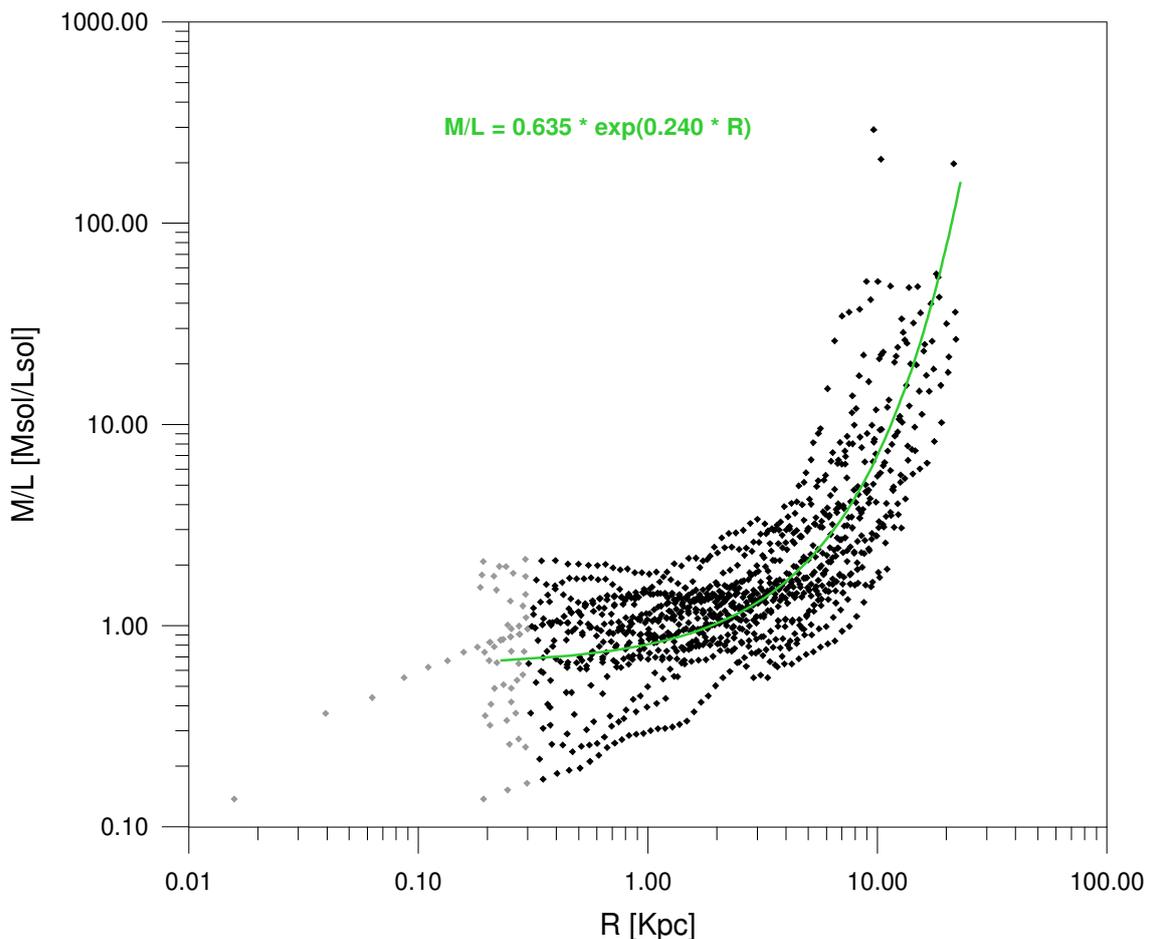


Figura 66: Perfiles de M/L para todas las galaxias de la muestra. Se muestra la función exponencial que mejor ajustó.

Se observó que los Perfiles en función de R/R_{20} presentaban una forma general levemente más homogénea que en términos de R . El ajuste en términos de R_{20} resultó con menor residuo que el ajuste anterior,

$$M / L(R / R_{20}) = (0.594 \pm 0.003) e^{(2.277 \pm 0.004) R / R_{20}} \quad (4.7)$$

Si bien el error de ajuste en ambos parámetros fue de 0.001, el mayor error proviene del método de iteración elegido para el algoritmo (Ver Apéndice 4D). El plano de parámetros de ajuste de la función exponencial presentó varios mínimos locales, lo cual dificultó la determinación de los mismos.

El ajuste realizado a los Perfiles $M/L(R/R_{20})$ resultó satisfactorio para grandes radios pero no describe tan bien la región interna debido a que las variaciones en M/L son muy grandes y su peso es de gran importancia en la suma de las distancias a minimizar. Para darle mayor peso a los radios internos, o bien, disminuir la importancia de los grandes radios, se trabajó en un espacio logarítmico donde las diferencias se acortan. Esto es, trabajamos con las variables $\text{Log } M/L$ vs $\text{Log } R/R_{20}$ (Ver Apéndice 4D). El ajuste resultó:

$$M / L(R / R_{20}) = (0.687 \pm 0.010) e^{(1.781 \pm 0.005) R / R_{20}} \quad (4.8)$$

Los ajustes (4.7) y (4.8) se muestran en la Figura 67. Si bien este ajuste resultó satisfactorio para radios intermedios, no representa adecuadamente al perfil para grandes radios. En la región de la zona plana ($R_{\text{plano}}/R_{20}=0.29$), ambos ajustes resultan en $M/L=1.15 M_{\odot}/L_{\odot}$, muy cercano al valor promedio de la zona plana de $1.19 M_{\odot}/L_{\odot}$. Para el ajuste (4.6) resulta $M/L=1.1 M_{\odot}/L_{\odot}$ en $R_{\text{plano}} = 2.3 \text{ Kpc}$ (promedio de la muestra).

Considerando que el Radio del Disco fotométrico es, en promedio, $R_0=8.1$, el exponente del ajuste (4.6) resulta de $a = 1.94$, valor intermedio entre los valores de los ajustes (4.7) y (4.8). El parámetro b también resulta intermedio entre los de (4.7) y (4.8).

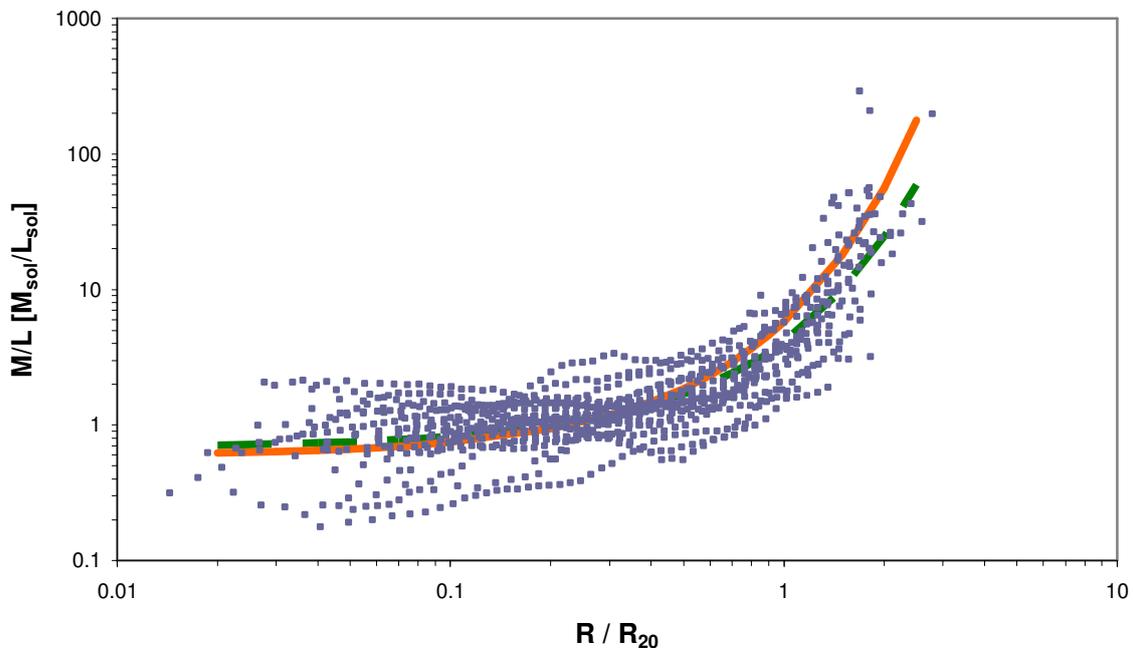


Figura 67: La línea continua corresponde al ajuste en R/R_{20} y la línea punteada al espacio en logaritmos de ambas coordenadas. Puede apreciarse que el ajuste en logaritmos representa mejor la forma general a pequeños radios y en la zona media, no así a grandes radios.

Tratando de reproducir la forma general de los perfiles, se agregó un parámetro más de ajuste, una constante aditiva, a fin de darle mayor flexibilidad a la función exponencial a ajustar:

$$M / L(R / R_{20}) = b e^{a R / R_{20}} + c \quad (4.9)$$

Los algoritmos desarrollados para los ajustes no convergen para (4.9) porque presentan problemas cuando los valores de M/L son próximos a c (i.e. ajuste cerca de 0 y valores negativos de la exponencial). Por ello tomamos como restricción para los parámetros que cumplan con tres condiciones. Primeramente que la función sea próxima a (4.7) a grandes radios. Segundo, que en la zona plana el valor de M/L sea próximo al promedio ya mencionado. Finalmente, que para $R=0$ el valor de la función se encuentre cercano a los valores de (4.8). Resultó, entonces, que la función que mejor se aproxima es (Figura 68):

$$M / L(R / R_{20}) = 0.33 e^{2.58 R / R_{20}} + 0.35 \quad (4.10)$$

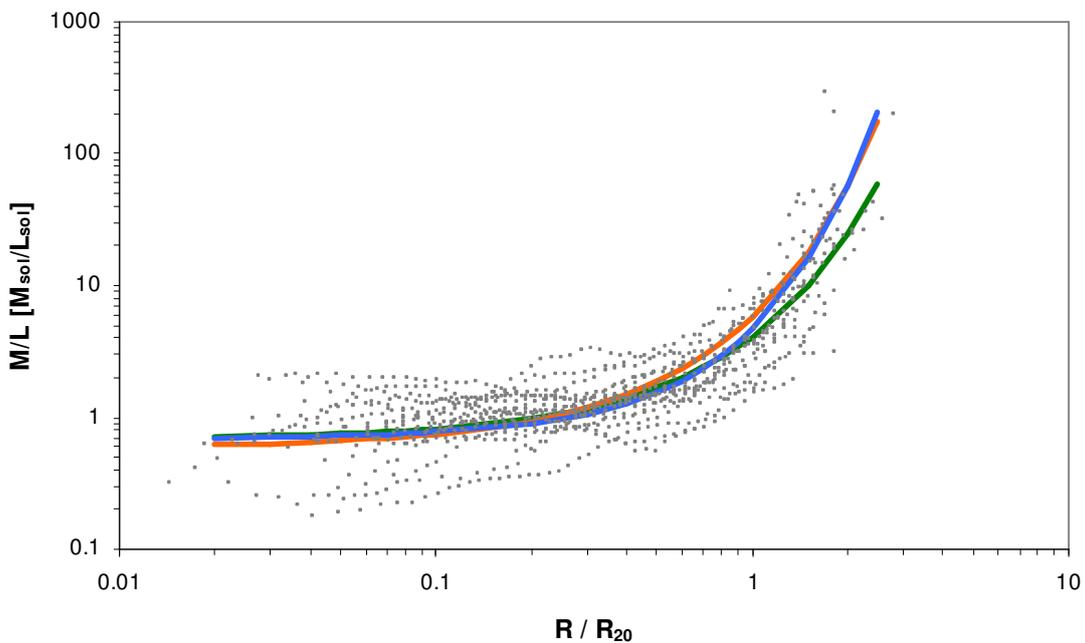


Figura 68: Ajuste de la función exponencial ($c=0$) en naranja, de la misma función en el espacio logarítmico en verde y la función exponencial más una constante aditiva c en azul.

Se realizó el mismo procedimiento para ajustar el Perfil de M/L local para el modelo de distribución esférica de masa (ecuación 4.4). Los parámetros para los ajustes del tipo (4.7) y (4.9) resultaron $(a,b)=(0.841,2.235)$ y $(a,b,c)=(0.33,2.58,0.57)$. Obsérvese que para el modelo esférico $M/L(0)$ es mayor que para el modelo plano en todos los casos. Es más, para el último ajuste, los valores a y b son los mismos, por lo que es la misma función subida en $0.22 M_{\odot}/L_{\odot}$.

Resumiendo, la función (4.9) resulta,

$$M / L(R / R_{20}) = 0.33 e^{2.58 R / R_{20}} + (0.46 \pm 0.11)$$

describiendo la evolución radial de la función de M/L considerando todo el rango de posibilidades desde la aproximación de distribución de masa plana a esférica.

4.4 Componente Oscura de Masa

Como vimos, podemos expresar el Cociente Masa-Luminosidad que representa a la muestra de galaxias de la forma,

$$\frac{M(R)}{L(R)} = b e^{aR} + c \quad (4.8)$$

La Masa de una galaxia está compuesta por la suma de las masas de sus componentes bulbo, disco y halo. Por otro lado, la Luminosidad total será la suma de la luminosidad del bulbo y el disco. Por lo tanto, la expresión (4.8) resulta,

$$\frac{M_b(R) + M_d(R) + M_h(R)}{L_b(R) + L_d(R)} = b e^{aR} + c \quad (4.9)$$

De acuerdo a los resultados de la Sección 4.2.4, donde podemos establecer para la mayoría de las galaxias una región plana en el Perfil M/L, la distribución de masa tiene la misma distribución que el brillo superficial (colores J-K aproximadamente constantes en esa región) para obtener una M/L constante. Esta región plana tiene, en promedio, un radio de $R_{\text{plano}} \sim R_0$ ($0.94R_0 \pm 0.30$), región donde domina el disco fotométrico ya que para la muestra el R_0 está a $3R_e$, es decir, que a $R=R_0$ el aporte de brillo del bulbo es despreciable. En la Sección 4.2.3 observamos que el halo se vuelve cinemáticamente dominante más allá de $2.5R_0$ para todas las galaxias. Por lo tanto, podemos afirmar que la densidad de masa del disco sigue una forma exponencial con el mismo parámetro de escala que el fotométrico para resultar en un cociente M/L constante. Es por ello que podemos considerar al cociente M/L de la componente disco como constante:

$$\frac{M_d(R)}{L_d(R)} = \frac{\sigma_d(R)}{I_d(R)} = \gamma = \text{cte}$$

4.4.1 Densidad Superficial de Masa del Halo

La ecuación (4.9) nos permite determinar el perfil de masa de la componente halo, haciendo algunas suposiciones sobre las componentes visibles, bulbo y disco.

El análisis más simple que podemos hacer consiste en despreciar la componente bulbo, tanto en masa como en luminosidad. El radio de escala fotométrico del bulbo tiene una media de 0.9 Kpc (R_e máximo de 1.7 Kpc). Recordemos que el bulbo tiene un radio de escala fotométrico que es un tercio del correspondiente al disco; y además el bulbo emite la mitad de la luz dentro de un décimo del disco estelar en banda K ($R_e/R_{20}=0.11 \pm 0.04$). Por lo tanto, el efecto de despreciar el bulbo del brillo superficial será importante sólo a radios pequeños. No así en el caso de la densidad superficial de masa ya que el bulbo es dominante hasta R_0 ($R(F_b=F_d)/R_0 = 1.00 \pm 0.50$).

Entonces, la ecuación (4.9) resulta,

$$\frac{M_d(R) + M_h(R)}{L_d(R)} = \frac{\sigma_d(R) + \sigma_h(R)}{I_d(R)} = \gamma + \frac{\sigma_h(R)}{I_d(R)} = b e^{aR} + c$$

Por lo tanto, al despreciar la componente bulbo asumir un sistema de disco con M/L constante y un halo oscuro, la densidad superficial de masa de la componente halo resulta,

$$\sigma_h(R) = \left(b e^{aR} + c - \gamma \right) \cdot I_o e^{-R/R_o} \quad (4.10)$$

Para poder obtener un perfil de densidad de masa para el halo, debemos asignarle un valor a γ . Podemos ver en (4.10) que γ no puede ser mayor que $b+c$, porque de lo contrario en $R=0$ la densidad resultaría negativa.

Podemos calcular en qué radio R_m la función (4.10) alcanza su máximo:

$$\frac{d\sigma_h(R_m)}{dR} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{c - \gamma}{bR_o} \frac{1}{a - 1/R_o} = e^{aR_m} \geq 1$$

Dado que $1/R_o$ resulta mayor que a para la muestra en la mayoría de los casos, entonces γ debe ser mayor que c :

$$c < \gamma \leq b + c$$

Una condición que vamos a imponerle a la densidad superficial es que no presente un pozo de densidad hacia el origen, es decir que el sistema está lo suficientemente relajado dinámicamente como para no presentar cáscaras o anillos de materia muy importantes en términos de la masa interior a los mismos. Por tanto, vamos a pedir que $R_m=0$, lo que resulta en la siguiente condición para γ

$$c + bR_o \left(\frac{1}{R_o} - a \right) = \gamma \quad (4.11)$$

Para evaluar esta expresión utilizaremos los parámetros según (4.7) y (4.10), para el radio en unidades de R_{20} , $(a, b, c) = (2.277, 0.594, 0)$ y $(a, b, c) = (2.58, 0.33, 0.35)$ que llamaremos Ajuste 1 y 2 respectivamente, mientras que el Ajuste 3 corresponde al ajuste en Radios absolutos según (4.6), con $(a, b, c) = (0.24, 0.635, 0)$. Los parámetros para el modelo esférico para la densidad de masa (en unidades de R_{20}) serán el ajustes 4 y 5 con $(a, b, c) = (0.841, 2.235, 0)$ y $(a, b, c) = (2.58, 0.33, 0.57)$.

Los valores fotométricos que se asumieron fueron la media de la muestra para cada parámetro, resultando en una relación Bulbo-Disco de $B/T=0.32$, que corresponde a una galaxia Sb.

Los valores de γ , despreciando el bulbo resultaron:

Ajuste 1:	$0 < \gamma \leq 0.13 M_{\odot}/L_{\odot}$
Ajuste 2:	$0.35 < \gamma \leq 0.39 M_{\odot}/L_{\odot}$
Ajuste 3:	$0 < \gamma \leq 0.23 M_{\odot}/L_{\odot}$
Ajuste 4:	$0 < \gamma \leq 0.20 M_{\odot}/L_{\odot}$
Ajuste 5:	$0.57 < \gamma \leq 0.61 M_{\odot}/L_{\odot}$

Si ahora incluimos la componente bulbo entonces

$$\sigma_b(R) + \sigma_d(R) + \sigma_h(R) = \left(b e^{aR} + c \right) \left(I_b(R) + I_d(R) \right) \quad (4.12)$$

y

$$\sigma_h(R) = \left(b e^{aR} + c \right) (I_b(R) + I_d(R)) - \frac{\sigma_b(R)}{I_b(R)} I_b(R) - \frac{\sigma_d(R)}{I_d(R)} I_d(R)$$

La variación del cociente M/L con el radio en las regiones internas no tiene un comportamiento homogéneo, con lo cual, la componente bulbo puede tener cocientes M/L muy diferentes a la del disco. Sin embargo, tengamos en cuenta que los perfiles de color no son constantes en las regiones internas, presentando un comportamiento opuesto a M/L (Figura 50), con lo cual las variaciones en M/L pueden atribuirse a las variaciones en el color, con lo cual es factible que el bulbo tenga un perfil de M/L constante. Si definimos entonces, el cociente M/L de la componente bulbo constante, $\sigma_b/I_b(R)=\beta$, obtenemos

$$\sigma_h(R) = \left(b e^{aR} + c \right) (I_b(R) + I_d(R)) - \beta I_b(R) - \gamma I_d(R) \quad (4.13)$$

Si evaluamos en $R=0$,

$$\sigma_h(0) = (b + c - \beta)I_e + (b + c - \gamma)I_o$$

Dado que $I_o \sim I_e$ (la diferencia es del 8%), entonces,

$$2b + 2c - \beta - \gamma > 0$$

Dado que para la ecuación (4.13) no puede forzarse analíticamente a que el máximo sea en $R=0$ (la derivada de I_b diverge en $R=0$), se procedió a analizar la forma de la densidad gráficamente. Para obtener una densidad superficial de masa para el halo que no presente depresiones, al aumentar β debe disminuir γ y viceversa, con lo cual no pueden darse cotas absolutas para los cocientes M/L del disco y del bulbo.

Si consideramos el caso de $\beta=\gamma$, los correspondientes valores de γ son:

- Ajuste 1: $\gamma \leq 0.50 M_\odot/L_\odot$
- Ajuste 2: $\gamma \leq 0.59 M_\odot/L_\odot$
- Ajuste 3: $\gamma \leq 0.60 M_\odot/L_\odot$
- Ajuste 4: $\gamma \leq 0.73 M_\odot/L_\odot$
- Ajuste 5: $\gamma \leq 0.81 M_\odot/L_\odot$

En el caso $\beta=0$, que equivale a despreciar el aporte en masa del bulbo, obtenemos el valor máximo de γ :

- Ajuste 1: $\gamma \leq 0.59 M_\odot/L_\odot$
- Ajuste 2: $\gamma \leq 0.68 M_\odot/L_\odot$
- Ajuste 3: $\gamma \leq 0.63 M_\odot/L_\odot$
- Ajuste 4: $\gamma \leq 0.83 M_\odot/L_\odot$
- Ajuste 5: $\gamma \leq 0.90 M_\odot/L_\odot$

La cota superior para β será con $\gamma=0$:

- Ajuste 1: $\beta \leq 0.70 M_\odot/L_\odot$
- Ajuste 2: $\beta \leq 0.70 M_\odot/L_\odot$
- Ajuste 3: $\beta \leq 0.87 M_\odot/L_\odot$
- Ajuste 4: $\beta \leq 0.97 M_\odot/L_\odot$
- Ajuste 5: $\beta \leq 0.95 M_\odot/L_\odot$

Para estimar la dependencia de los cocientes M/L con el perfil de brillo adoptado, determinamos los valores de β y γ variando los parámetros fotométricos un 10%, y obtuvimos una diferencia en los cocientes M/L menor al 10% en todos los casos excepto para los Ajustes 1 y 4 cuando se desprecia el bulbo en la masa y en la luminosidad, con un error del 23% en ambos casos.

En la Figura 69 se presentan los perfiles de densidad de masa de la componente oscura para los Ajustes 1 y 2 (distribución en un disco fino para la masa) en el caso donde se desprecia el aporte del bulbo (D) y en el caso donde se considera el bulbo con una M/L igual a la del disco (B+D, $\beta=\gamma$). También se incluyó el Ajuste 4 (distribución esférica de masa) considerando el aporte del bulbo ($\beta=\gamma$).

En el caso del Ajuste 5, para el bulbo más el disco, la densidad de masa resultó idéntica al Ajuste 2 (B+D), dado que sólo presenta una diferencia en c que se compensa con una diferencia en γ resultando en el mismo perfil.

El Ajuste 4 para un disco solo resulta, en forma, similar a los del modelo de distribución plana D (Ajustes 1 y 2) pero con una densidad central mayor, mientras que el Ajuste 5 resulta idéntico al Ajuste 2 (D).

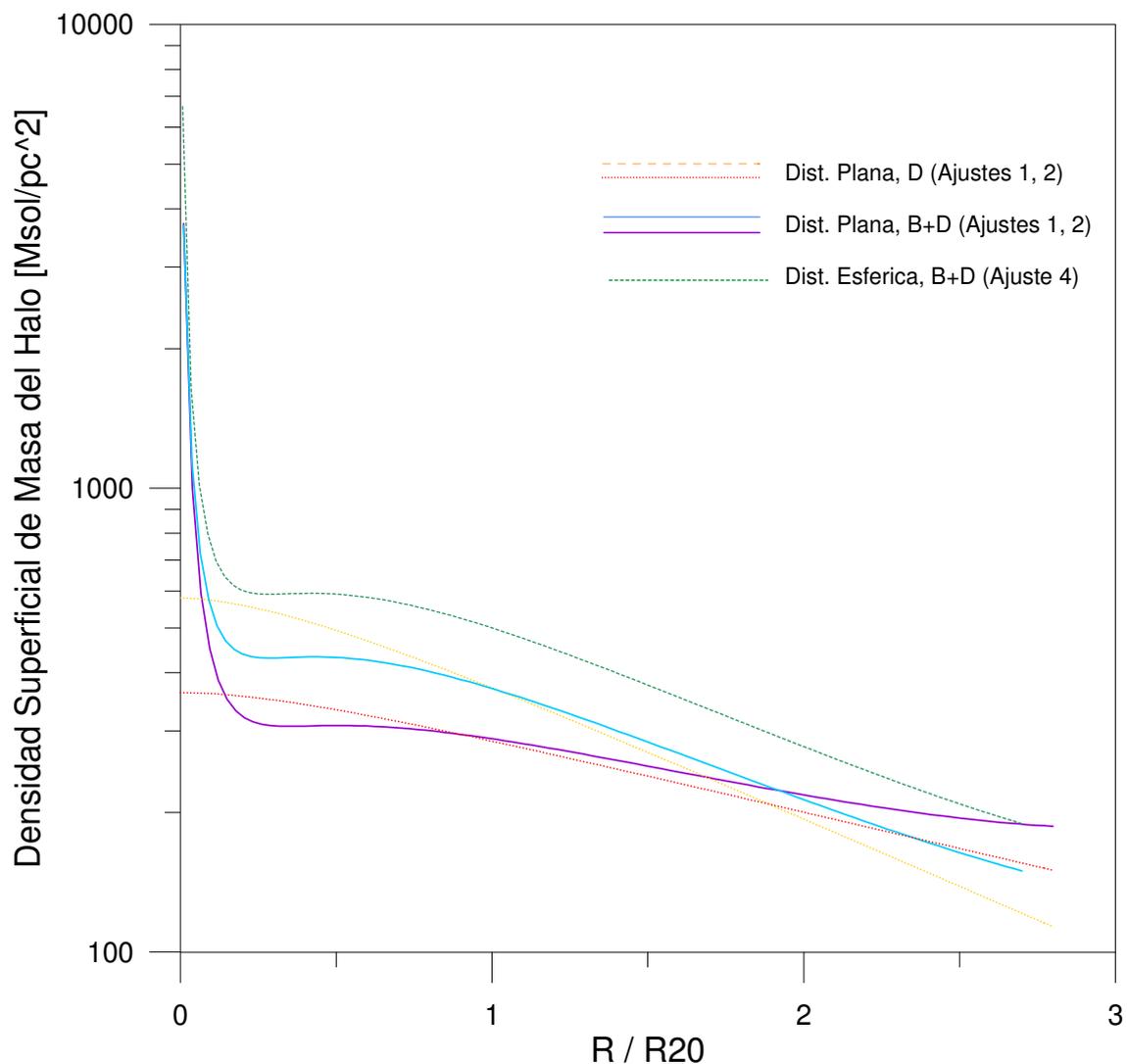


Figura 69: La Densidad Superficial de Masa de la componente halo.

4.4.2 Densidad Volumétrica de Masa del Halo

La relación entre la densidad superficial y volumétrica de masa viene dada por la ecuación 4.4. Invertiendo la integral obtenemos la densidad volumétrica en función de la densidad superficial de masa (Binney & Merrifield 1998),

$$\rho(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{d\sigma}{dR} \frac{dR}{\sqrt{R^2 - r^2}}$$

Debido a que la integral no se pudo resolver analíticamente, se procedió a realizar una integración numérica donde

$$\rho(r) = -\frac{1}{\pi} \sum_{R>r}^{R \max} \frac{\Delta\sigma(R)}{\sqrt{R^2 - r^2}}$$

y la Masa interior es

$$M(r) = -4 \sum_{r'=0}^r \sum_{R>r'}^{r' \max} \frac{\Delta\sigma(R)}{\sqrt{R^2 - r'^2}} r'^2 \Delta r'$$

En la Figura 70, se presentan las densidades volumétricas del halo para la hipótesis de distribución esférica, Ajustes 4 y 5, considerando sólo el disco y también incluyendo el bulbo (caso $\beta=\gamma$). También se muestra el caso para el cual γ es máxima ($\beta=0$).

En la literatura se pueden encontrar numerosos modelos para los halos de materia oscura. Algunos de los perfiles más usados de densidad de masa para el halo son los perfiles de NFW (Navarro, Frenk & White 1997) que predicen las simulaciones numéricas cuya región central es bastante empinada, en contraste con la esfera isotérmica o pseudo-isotérmica ISO que presentan perfiles centrales planos:

$$\rho(r) = \frac{\rho_o}{\frac{r}{r_s} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2} \quad \text{Modelo NFW}$$

$$\rho(r) = \frac{\rho_o}{1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^2} \quad \text{Esfera Pseudo-Isotérmica (ISO)}$$

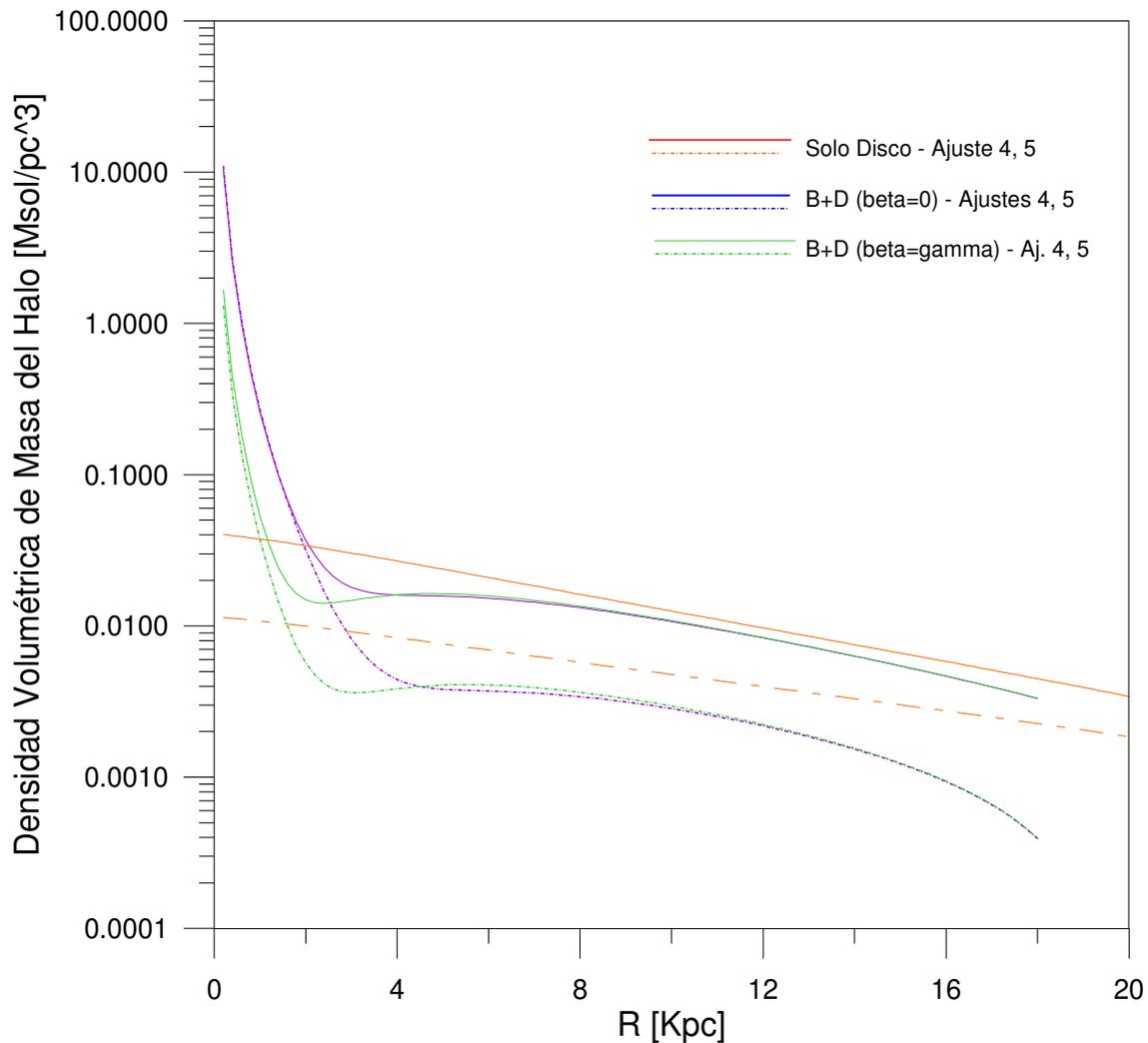


Figura 70: La Densidad Volumétrica de Masa de la componente halo para el modelo de distribución esférica de masa. Se presentan las densidades correspondientes a distintos ajustes de $M/L(R)$: despreciando el bulbo (rojo), considerando el bulbo sólo en la luminosidad (azul) y con el mismo M/L que el disco (verde).

En la Figura 71 se comparan algunos perfiles NFW e ISO con los obtenidos en la Figura 70. Los perfiles NFW corresponden ajustes en distintas escalas de las galaxias NGC 891 (Forestell & Gebhardt 2006) con $\rho_0=1.14\times 10^{-4} M_{\odot}/pc^3$ y $r_s=800$ Kpc; NGC 5727 (Spano et al. 2008) con $\rho_0=1\times 10^{-3} M_{\odot}/pc^3$ y $r_s=61$ Kpc; y NGC 2974 (Weijmans et al. 2008) con $\rho_0=19\times 10^{-3} M_{\odot}/pc^3$ y $r_s=0.23$ Kpc. Los perfiles ISO corresponden a ESO 267-G29 con $\rho_0=3.1\times 10^{-2} M_{\odot}/pc^3$ y $r_s=6.9$ Kpc y ESO 446-G01 con $\rho_0=1.1\times 10^{-2} M_{\odot}/pc^3$ y $r_s=9.7$ Kpc (Barnes et al. 2004).

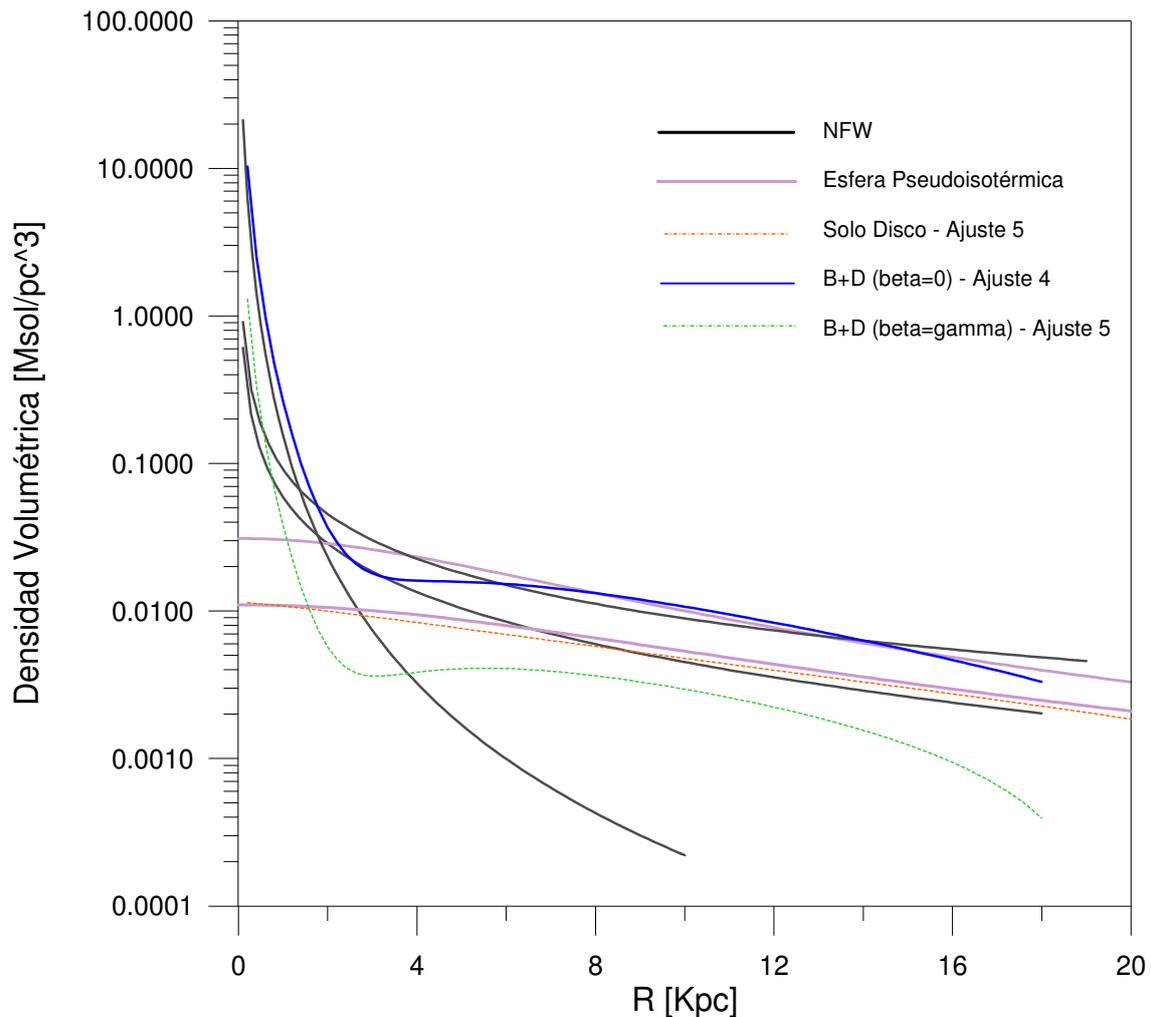


Figura 71: Comparación de los Ajustes 4 y 5, para la muestra de 22 galaxias, con perfiles NFW de algunas galaxias. La línea gris corresponde a perfiles de Esfera Pseudo-Isotérmica siendo la de mayor densidad de ESO 267-G29 y la de menor de ESO 446-G01; y las líneas negras corresponden a perfiles NFW, siendo la que presenta mayor densidad en la región media la de NGC 1399, la de densidad media a NGC 821 y la más baja a NGC 2974.

4.5 Conclusiones

La mayoría de los trabajos destinados a la comparación de las distribuciones de masa visible y oscura, asumen modelos de distribuciones de masa para cada componente estructural de la galaxia. Las asunciones más frecuentes son una constante de M/L para el bulbo y otra para el disco, con lo cual la distribución de masa es proporcional a la de luminosidad en alguna banda fotométrica, y un perfil de masa para el halo, siendo el más usado aquel sugerido por las simulaciones numéricas de Navarro, Frenk & White (1997). Con lo cual, los resultados estarán afectados por estas suposiciones adoptadas.

El modelo propuesto por Takamiya & Sofue (2000) para determinar el perfil radial del Cociente M/L presenta la ventaja de no hacer suposiciones sobre las distribuciones de masa de las componentes involucradas. Únicamente supone los dos casos extremos para la geometría de la distribución de masa total, un disco infinitesimal y una distribución esférica de masa. El mencionado trabajo utiliza una

muestra heterogénea de galaxias, lo que no les permitió una comparación de los resultados individuales.

Es por ello que en esta tesis hemos aplicado el procedimiento propuesto por Takamiya & Sofue (2000) y hemos puesto énfasis en la homogeneidad de los datos para poder obtener una función de distribución de la M/L en una muestra de galaxias en la cual se minimizaron los sesgos de inclinación, extinción, resolución y muestreo espacial y cinemático, logrando así que la comparación de los mismos sea significativa.

Los perfiles de M/L obtenidos para esta muestra presentan un comportamiento general creciente con el radio, lo esperado para una curva de rotación que se mantiene plana en donde el perfil de brillo decae. Este comportamiento exponencial puede surgir de un disco fotométrico y uno cinemático, ambos exponenciales decrecientes, pero con distintos radios de escala, siendo el cinemático mayor al fotométrico. Esto nos llevó a ajustar la curva de rotación y los perfiles de brillo con componentes de parámetros independientes, sin hacer suposición alguna sobre el origen de las mismas.

Estos ajustes nos permitieron obtener un perfil de brillo en banda K y una curva de rotación representativos de la muestra, con los siguientes parámetros:

$$\mu_e = 17.2 \pm 1.4 \text{ mag/arcsec}^2 \quad R_e = 0.9 \pm 0.4 \text{ Kpc} \quad R_e/R_{20} = 0.11 \pm 0.04$$

$$\mu_o = 17.3 \pm 0.6 \text{ mag/arcsec}^2 \quad R_o = 2.7 \pm 0.9 \text{ Kpc} \quad R_o/R_{20} = 0.34 \pm 0.08$$

$$M_d = 1.0 \times 10^{11} M_\odot \quad M_b = 1.0 \times 10^{10} M_\odot \quad M_{\text{tot}} = 4.0 \times 10^{11} M_\odot$$

$$R_d / R_{25} = 0.3 \quad R_b / R_{25} = 0.04 \quad R_h / R_{25} = 1.6$$

Del análisis de los ajustes fotométricos, podemos ver que el brillo superficial central y el radio de escala del disco fotométrico no aparecen como parámetros independientes, siendo los discos más compactos, más brillantes. Los discos más extensos tienen un brillo superficial menor en más de una magnitud respecto a los discos más compactos.

Analizando el predominio de las distintas componentes cinemáticas en la fuerza gravitatoria total a cada radio, se encontró un rango “universal”, entre 6.5 y 8.5 Kpc donde, para todas las galaxias de la muestra, el disco cinemático domina respecto al bulbo y al halo. En términos del R_{25} esta región de dominio del disco es aún más marcada estando entre $0.3-0.6R_{25}$, en términos del radio de escala fotométrico del disco, el mismo está entre 2 y $2.5 R_o$. En cuanto a la fuerza gravitatoria del disco cinemático respecto a la fuerza total, la misma resultó entre 0.25 y 0.50 entre las galaxias con componente halo (14 de las 22 galaxias).

Para un mejor análisis de la forma de los perfiles de M/L local describimos los mismos según tres regiones, la central, media y externa. La zona media de los perfiles presenta un comportamiento casi constante con una extensión promedio de 2-3Kpc y con un $M/L = 1.00 \pm 0.25 M_\odot/L_\odot$, dicha región coincide, en promedio, con el radio de escala del disco fotométrico; el índice de concentración de la región central definido como el cociente entre los valores de M/L en $0.5R_e$ (representativo de la región del bulbo fotométrico) y el Radio medio de la zona plana (representativo del disco fotométrico), siendo la mayoría de los perfiles decrecientes hacia el centro, no detectándose un aumento de la materia oscura hacia el centro, a excepción de unos pocos objetos; y la región externa es representada por el radio en cual el perfil cambia de plano a crecer exponencialmente y la pendiente del perfil. Estos parámetros nos permitieron estudiar los perfiles de M/L en función de otros parámetros de las galaxias.

También hemos determinado el Cociente M/L total, el cual ha sido calculado integrando por un lado la masa interior a un cierto radio y por otro lado la luminosidad total hasta dicho radio. Dado que no todos los objetos tienen extensión de la información fotométrica y cinemática, no podemos comparar los cocientes obtenidos con la masa y la luminosidad totales medidos. Es importante entonces definir un radio de integración de manera de poder comparar los cocientes entre las galaxias de la muestra. Uno de los radios elegidos es el radio máximo con datos fotométricos, ya que las galaxias que no tienen información cinemática hasta ese radio, que son las menos, puede extenderse la curva de rotación con pendiente plana hasta dicho radio y obtener así una masa kepleriana aproximada dentro de dicho radio.

Otra estima del Cociente M/L total es lo que definimos como la M/L integrada, en la cual se integra el perfil de densidad de masa y el perfil de brillo en función del radio. Hemos realizado estas integraciones en términos del R_{20} y el R_{25} para poder comparar los perfiles de M/L integrada para las galaxias en la muestra. El comportamiento de estos cocientes integrados es bastante lineal, con lo cual se procedió a ajustar funciones lineales, que para las galaxias con mayor extensión que muestrean mejor la región externa (12 galaxias con perfiles por lo menos hasta R_{25}), dieron una pendiente y una ordenada al origen con un promedio de $m = 1.20 \pm 0.53$ y $b = 0.81 \pm 0.33$. Si el cociente M/L local se mantuviera constante a todo radio, la M/L integrada sería también una constante. La pendiente de la recta ajustada nos habla de la proporción de materia oscura dentro del radio medido, es decir, a mayor pendiente, mayor proporción de materia oscura. La ordenada al origen es una estima del cociente en el origen que proviene del comportamiento global del perfil y no de una estima local, y se espera que sea en el origen el menor aporte del halo al Cociente M/L, por lo cual podemos comparar este parámetro con las estimas de Cocientes M/L para la componente estelar a través de los modelos de síntesis de poblaciones estelares. Las estimas de los cocientes estelares para esta muestra a partir de las relaciones con el color B-K publicadas por Avila-Reese et al. (2008) son $M_*/L = 0.83 \pm 0.07 M_{\odot}/L_{\odot}$, y por Bell & de Jong (2001) de $M_*/L = 0.77 \pm 0.18 M_{\odot}/L_{\odot}$ para (B-K) y de $M_*/L = 1.10 \pm 0.43 M_{\odot}/L_{\odot}$ para (J-K). Considerando que la ordenada al origen para el modelo infinitesimal es de $b = 0.81 \pm 0.33$ y para el modelo esférico de masa es de $b = 1.4 \pm 0.7$, podemos decir que la M/L integrada en $R=0$ no difiere mucho de los valores esperados para la componente estelar, con lo cual, la M/L central no está afectada mayormente por la presencia de materia oscura.

Se observa que a grandes radios el perfil de M/L crece exponencialmente y el perfil de color decrece. En la región media, en cambio, ambos perfiles se mantienen planos. Hacia el centro tienen, en promedio, comportamientos opuestos ya que la mayoría de las galaxias presenta regiones nucleares más rojas y los cocientes M/L son más bien decrecientes hacia el centro. La relación entre el color J-K y M/L es aproximadamente lineal negativa en la región, a excepción de las regiones externas donde M/L crece exponencialmente. Por tanto, los perfiles de M/L siguen a la distribución de estrellas (o del polvo) pero con un comportamiento opuesto al esperado según los modelos de síntesis de poblaciones estelares en los cuales el color es proporcional a la M/L (Bell & de Jong 2001), aunque la relación publicada por Avila-Reese et al. (2008) presenta una relación levemente negativa entre ambos parámetros. Otro resultado que afirma la dependencia de la M/L con la componente estelar es la correlación positiva del brillo central del bulbo con la M/L medida a mitad del radio de escala del bulbo, y el radio donde M/L se mantiene plana con el radio de escala fotométrico del disco.

Por otro lado, si consideramos que los colores globales de las galaxias no presentan correlación alguna con los valores locales de M/L en la zona del bulbo ni en la del disco ($M/L(0.5R_e)$ y M/L_{plana}), entonces, podemos afirmar que los valores relativos de la M/L local responden a las variaciones del color, pero no así los valores

absolutos de la M/L local. A menos que los errores involucrados en la M/L local sean suficientemente grandes como para enmascarar la relación mencionada.

En cuanto a los valores totales de M/L, los discos más brillantes (y más compactos) se encuentran en galaxias con baja M/L total (calculada hasta el borde del disco estelar). También se observa que las galaxias con mayor M/L integrada hasta mitad del R25 son más eficientes en formar estrellas.

Por lo tanto, dado que el perfil de color en la región del disco se mantiene aproximadamente plano, es posible asumir un Cociente M/L constante con el radio para el disco, no así para el bulbo que presenta un gradiente mayor en J-K, pero, dado que el cociente M/L sigue en forma al perfil de color (en sentido negativo), se puede asumir un Cociente M/L inversamente proporcional al color J-K, cuyo valor a mitad del radio de escala del bulo es proporcional al brillo del mismo.

La forma general de los perfiles de M/L presenta un crecimiento aproximadamente exponencial, pero dado que el alcance radial de los perfiles no es el mismo para todas las galaxias de la muestra. Tomamos los perfiles en su conjunto y determinamos la función exponencial (fue la forma matemática que mejor describió a los perfiles) representativa del conjunto. Los ajustes realizados arrojaron la siguiente expresión:

$$M/L(R/R_{20}) = 0.33 e^{2.58R/R_{20}} + (0.46 \pm 0.11)$$

A partir de esta expresión se puede determinar la distribución de masa de la componente oscura haciendo suposiciones sobre las componentes luminosas. En particular, se calculó la densidad superficial de masa y la densidad volumétrica de masa para un halo oscuro esférico, considerando un cociente M/L constante para el disco y otro para el bulbo.

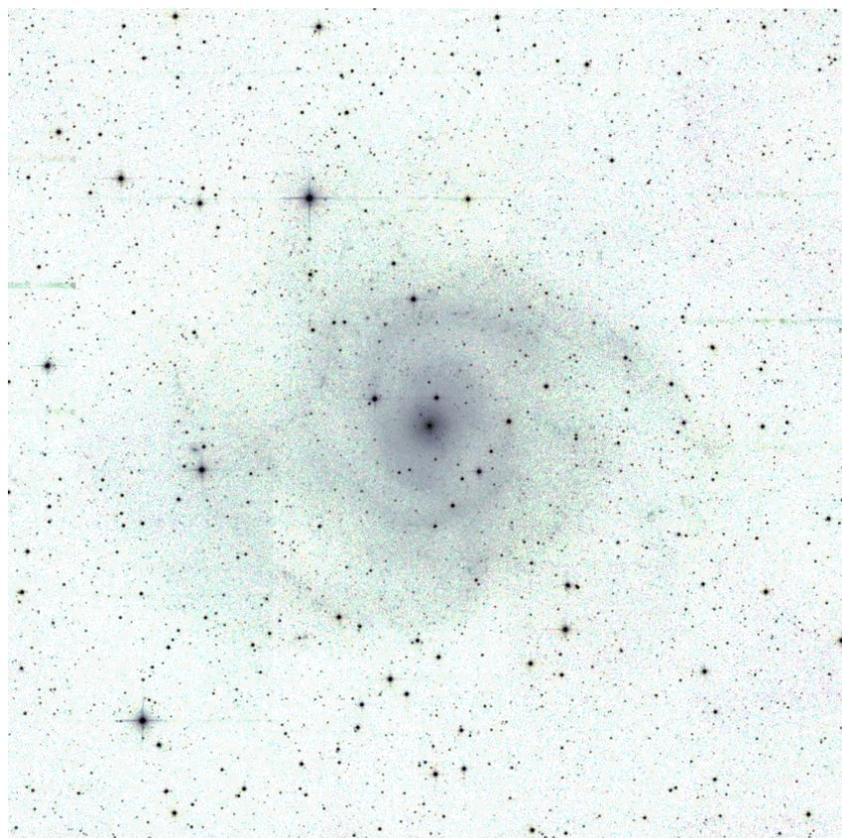
Los perfiles de masa presentan un importante gradiente central, a menos que despreciemos el aporte del bulbo en el cociente M/L total, en cuyo caso se obtienen perfiles de masa planos.

Referencias

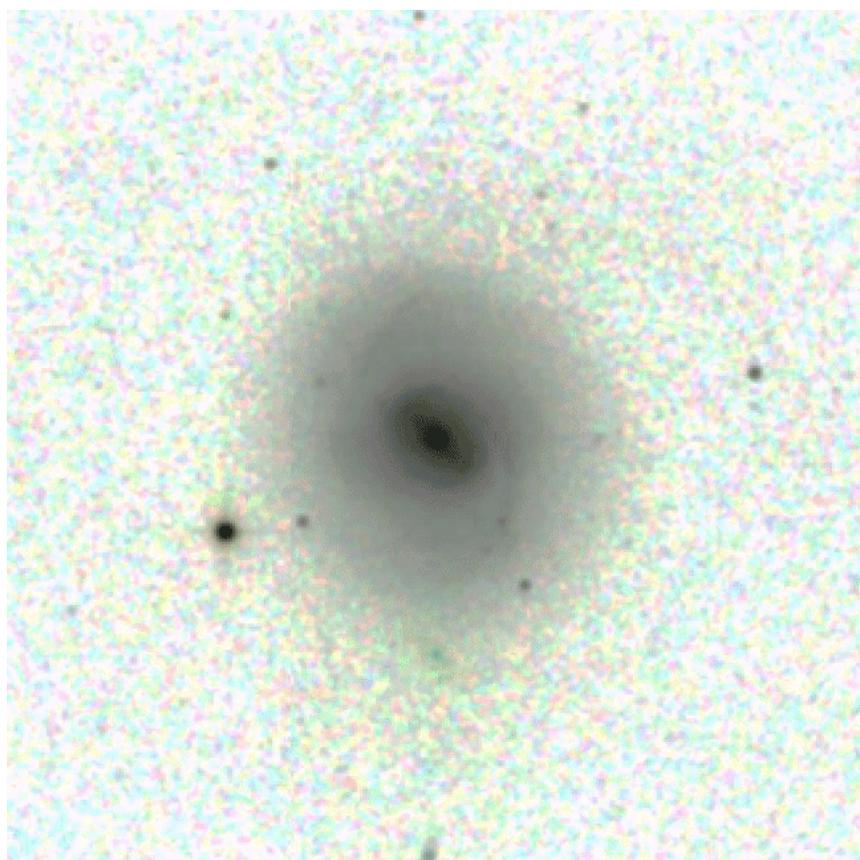
- Allen, R. J. & Díaz-Miller, R. 2004, IAUS 220, 249.
 Avila-Reese, V.; Zavala, J.; Firmani, C.; Hernández-Toledo, H. M. 2008, AJ 136, 1340.
 Barnes E.I., Sellwood J.A., Kosowsky A. 2004, AJ 128, 2724.
 Bell, E. F.; de Jong, R. S. 2001, ApJ 550, 212.
 Bell, E.F.; McIntosh, H.; Katz, N.; Weinberg, M.D. 2003, ApJ 149, 312.
 Binney J. & Tremaine S. 1987, Galactic Dynamics, Princeton University Press.
 Blais-Ouellette S., Amram P. & Carignan C. 2001, AJ 121, 1952.
 Cole, S.; Norberg, P.; Baugh, C.M.; Frenk, C.S.; Bland-Hawthorn, J.; Cannon, R.; Colles, M.; Collins, C.; Couch, W., et al. 2001, MNRAS 326, 255.
 Devereux, N.A. & Young, J.S. 1990, ApJ 359, 42.
 Driver, S. P.; Popescu, C.C.; Tuffs, R.J.; Graham, A.W.; Liske, J.; Baldry, I. 2008, ApJ 678, L101.
 Freeman K.C. 1970, *ApJ*. 160, 811.
 Forestell A.D. & Gebhardt K. 2006 ASPC 352, 241.
 Geller, M. J.; Kenyon, S. J.; Barton, E. J.; Jarrett, T.H.; Kewley, L.J. 2006, AJ 132, 2243.
 Gentile, G.; Salucci, P.; Klein, U.; Vergani, D.; Kalberla, P. 2004, MNRAS 351, 903.
 Grosbol, P. & Patsis, P. 1996, en *"Spiral Galaxies in the Near-IR"*, ed. D. Minniti and H-W. Rix. ESO Astrophysics Symposia (Berlin: Springer-Verlag), 174.
 Helfer, T.T.; Thornley, M.D.; Regan, M.W.; Wong, T.; Sheth, K.; Vogel, S. N.; Blitz, L.; Bock, D.C.-J. 2003, ApJS 145 259.
 Hunt, L. K.; Malkan, M. A.; Salvati, M.; Mandolesi, N.; Palazzi, E.; Wade, R. 1997, ApJS 108, 229.

- Jarrett T. H., Chester T., Cutri R., Schneider S. E., Huchra J. P. 2003, AJ....125, 525.
- Kassin, S. A.; de Jong, R. S.; Weiner B.J. 2006, ApJ 643, 804.
- Kregel, B., van der Kruit, P.C., de Grijs, R. 2002, MNRAS 334, 646.
- Leroy, A.K.; Walter, F.; Brinks, E.; Bigiel, F.; de Blok, W. J. G.; Madore, B.; Thornley, M. D. 2008, AJ 136, 2782.
- Murgia M., Helfer T. T., Ekers R., Blitz L., Moscadelli L., Wong T., Paladino R. 2005, A&A 437, 389.
- Navarro, J. F.; Frenk, C. S.; White, S. D. M. 1997, ApJ 490, 493.
- Oh
- Paglionie, T. A. D.; Wall, W. F.; Young, J.S.; Heyer, M.H.; Richard, M.; Goldstein, M.; Kaufman, Z.; Nantais, J.; Perry, G. 2001 ApJS 135, 183.
- Paludas P.; Williams T. B. 2000, AJ 120, 2884.
- Pfenniger, D. 2004, IAUS 220, 241.
- Rice, W.; Lonsdale, C.J.; Soifer, B. T.; Neugebauer, G.; Kopan, E. L.; Lloyd, L. A.; de Jong, T.; Habing, H. J. 1988, ApJS 68, 91.
- Richtler T., Schuberth Y., Hilker M., Dirsch B., Bassino L., Romanowsky A.J. 2004, AJ 127, 2094.
- Sage, L. J. 1993, A&A 272, 123.
- Sandage A. & Bedke J. 1994, The Carnegie Atlas of Galaxies.
- Sandage A. & Tamman G., Revised Shapley-Ames Catalog of Bright Galaxies 1981.
- Sanders, D.; Mazzarella, J.; Kim, D.; Surace, J.; Soifer, B. 2004, The IRAS Revised Bright Galaxy Sample.
- Sérsic, J. L.; Pastoriza, M. 1965, PASP 77, 287.
- Simon P. Driver S.P., Popescu C.C, Richard J. Tufts R.J., Graham A.W., Liske J., & Baldry I. 2008, ApJ 678, L101.
- Spano M., Marcellin M., Amram P., Carignan C., Epinat B. & Hernández O. 2008, MNRAS 383, 297.
- Struve, C.; Jozsa, G.I.G.; Kenn, F.; Lelein, U.; Gentile, G. 2008, IAUS 244, 387.
- Takamiya T. & Sofue Y. 2000, ApJ 534, 670.
- Tully, R. B.; Fisher, J. R. 1977, A&A 54, 661.
- Tully R. 1988, *Nearby Galaxies Catalog*, Cambridge U.P.
- Tully R. & Pierce M.J. 2000, ApJ 533, 744.
- Van der Kruit, P.C. 2002, ASPC 273, 7.
- Valentijn, E.A. 1990, Nature 346, 153.
- Vogt, N.P.; Haynes, M.P.; Giovanelli, R.; Herter, T. 2004, AJ 127 3325.
- Weijmans A-M, Krajnovic D., van de Ven G., Oosterloo T.A., Morganti R., de Sep T. 2008, MNRAS 383, 1343.
- Yoshino A. & Ichikawa T. 2008, PASJ 60, 493.
- Young, J. S.; Allen, L.; Kenney, J.D.P.; Lesser, A.; Rownd, B. 1996, AJ 112, 1903.
- Zavala, J.; Avila-Reese, V.; Hernández-Toledo, H.; Firmani, C. 2003, A&A 412, 633.

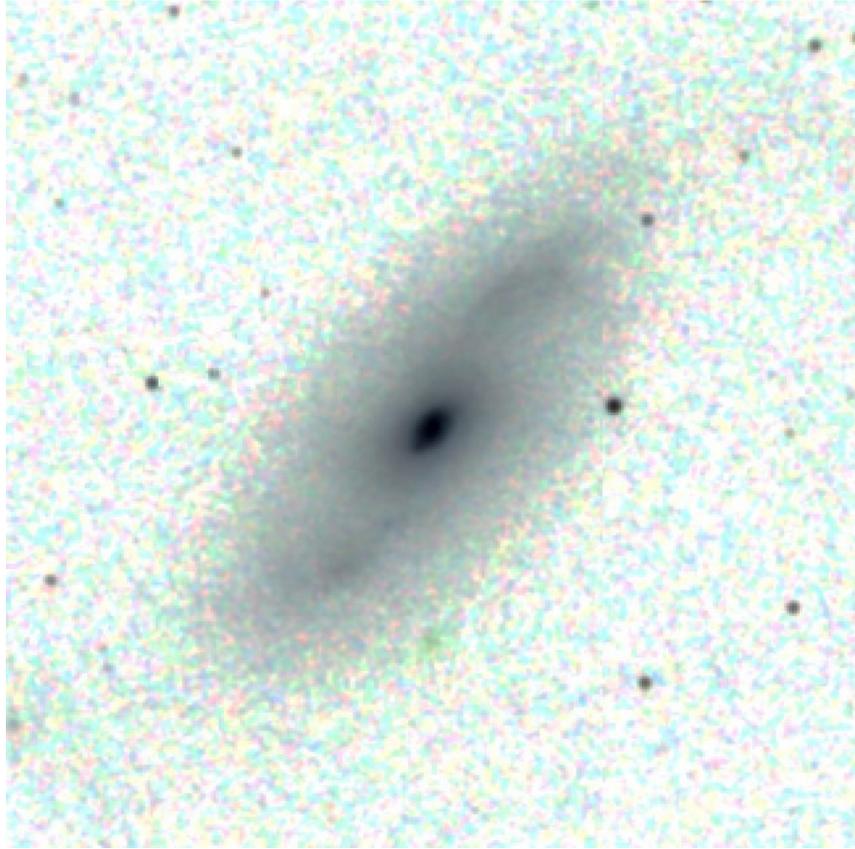
Apéndice 4.A: La Muestra



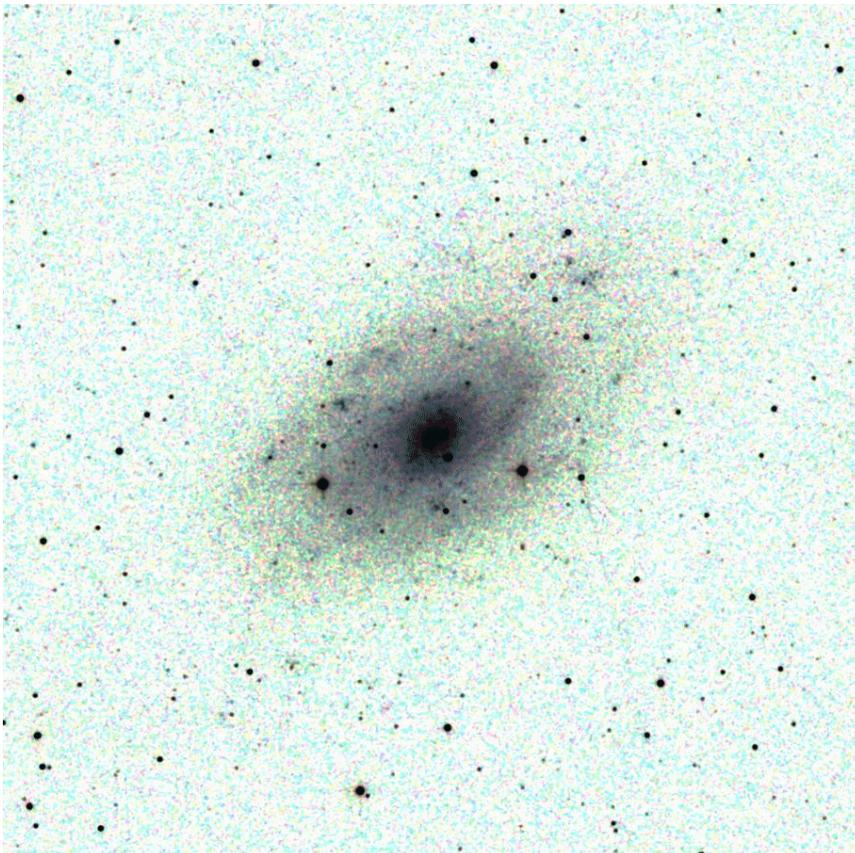
IC 342



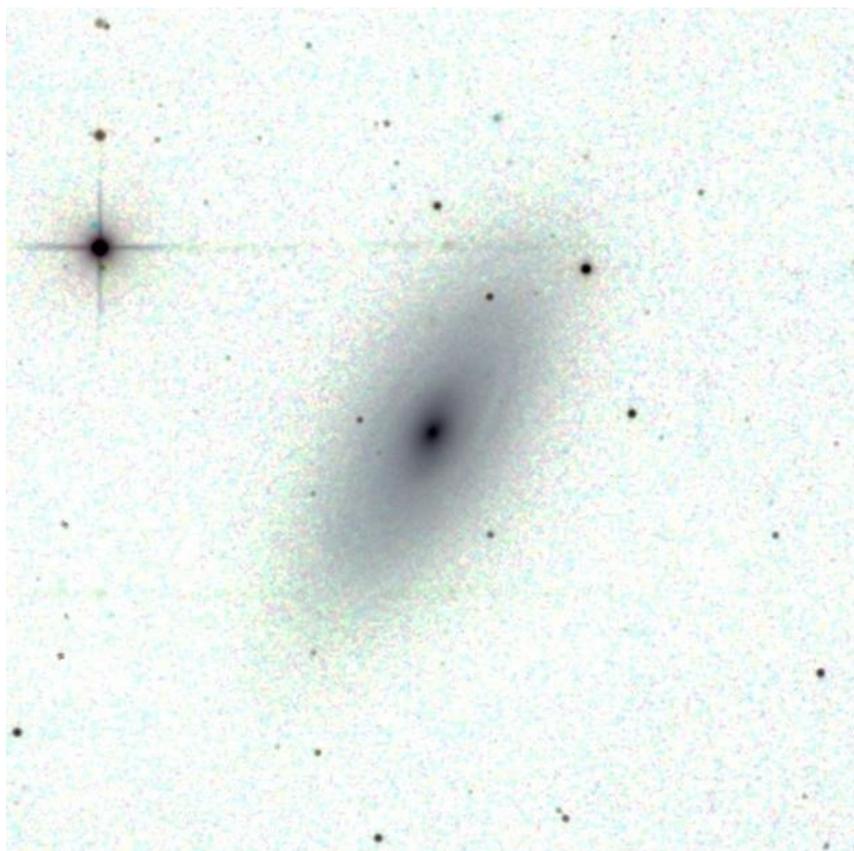
NGC 1068



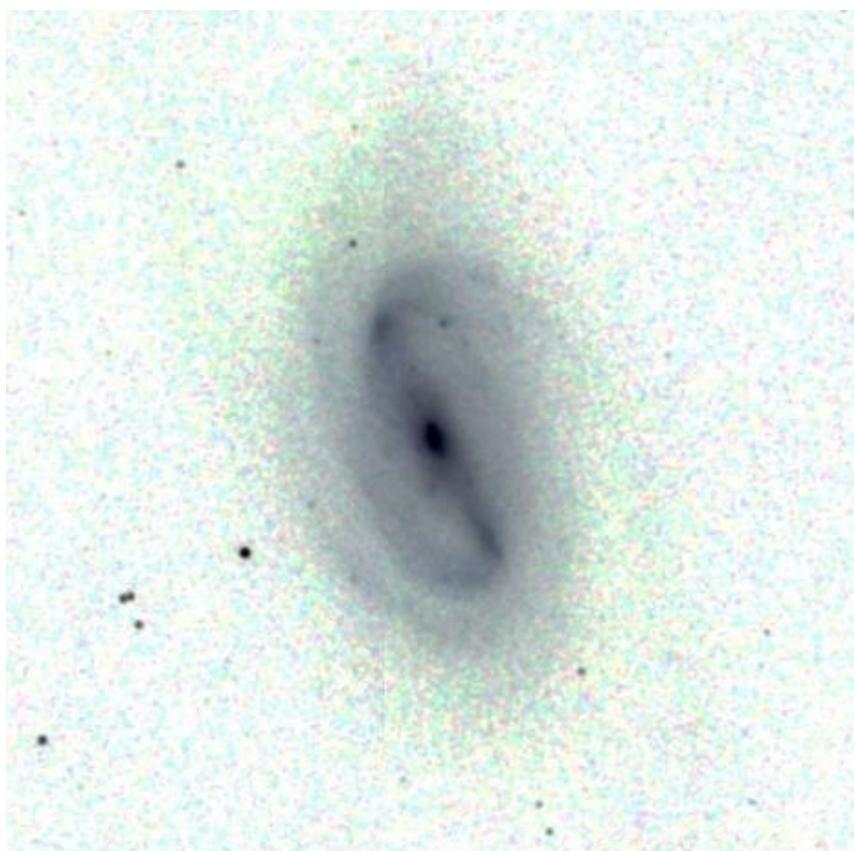
NGC 1808



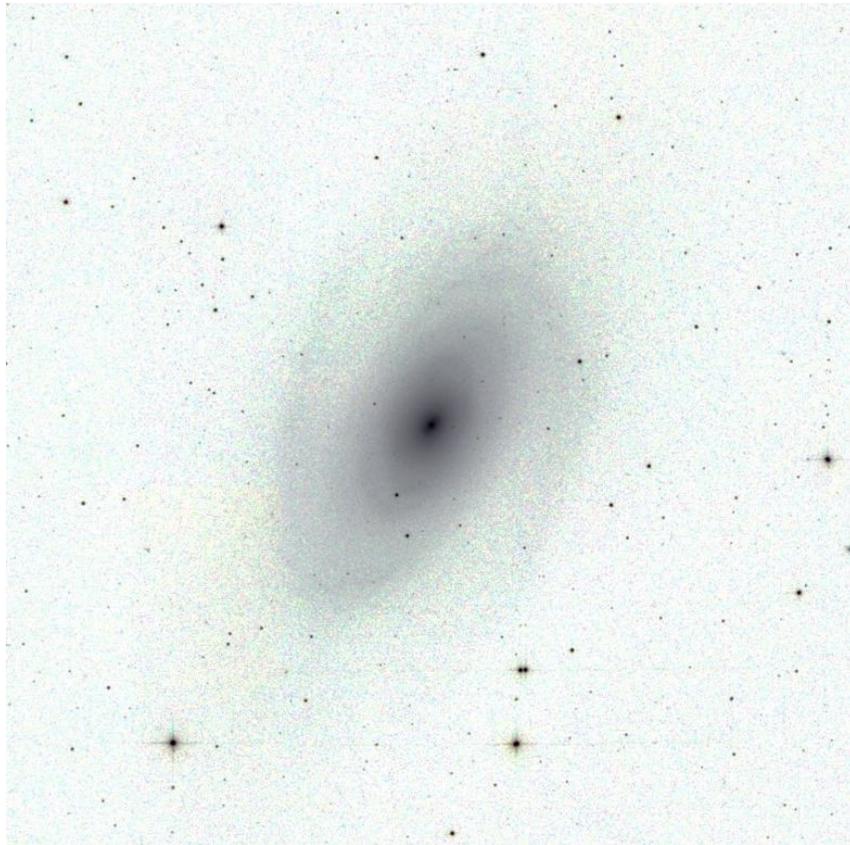
NGC 2403



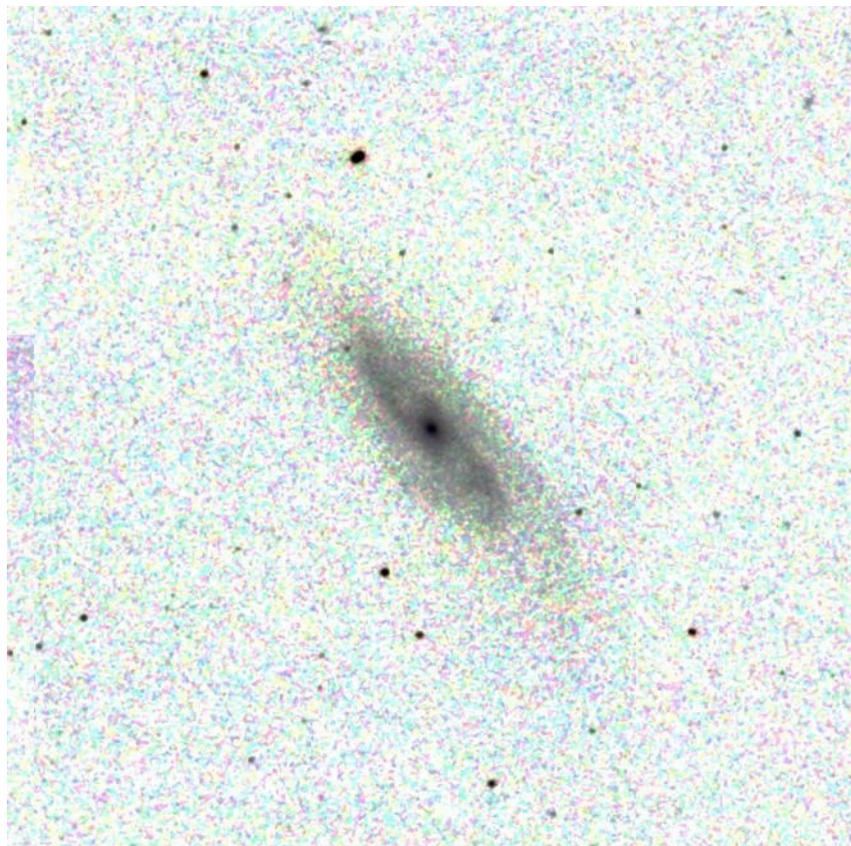
NGC 2841



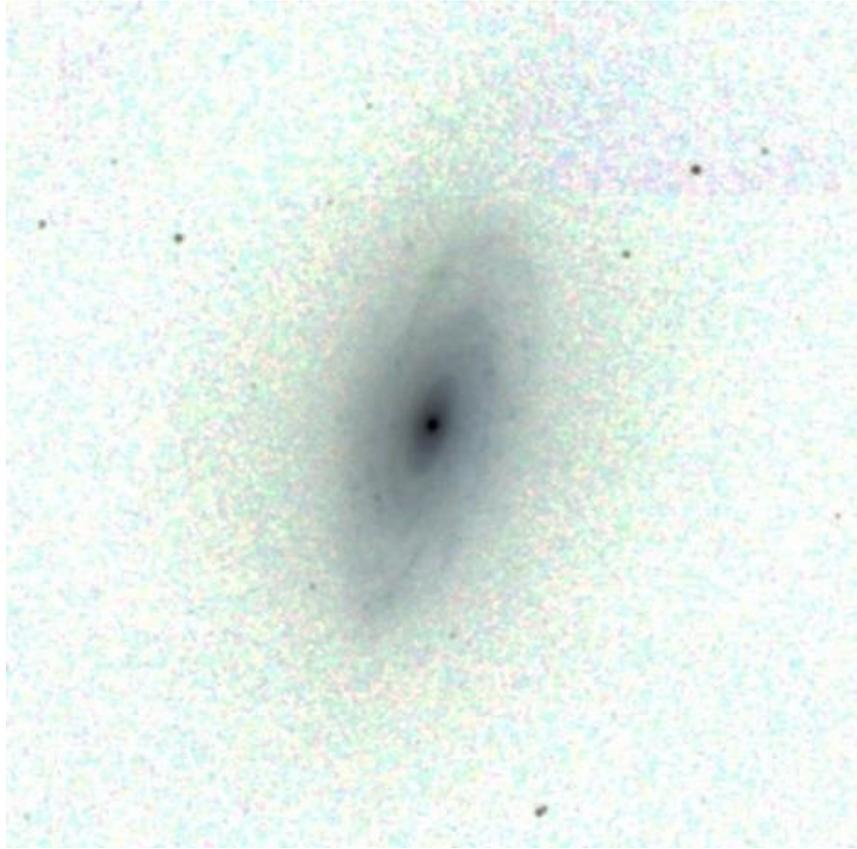
NGC 2903



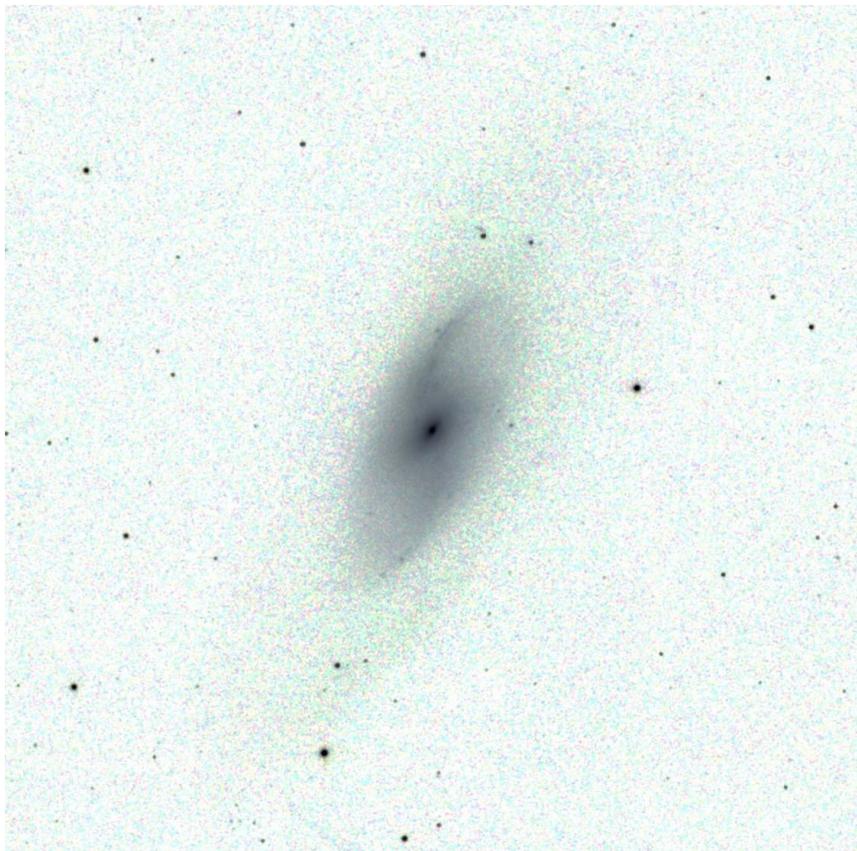
NGC 3031



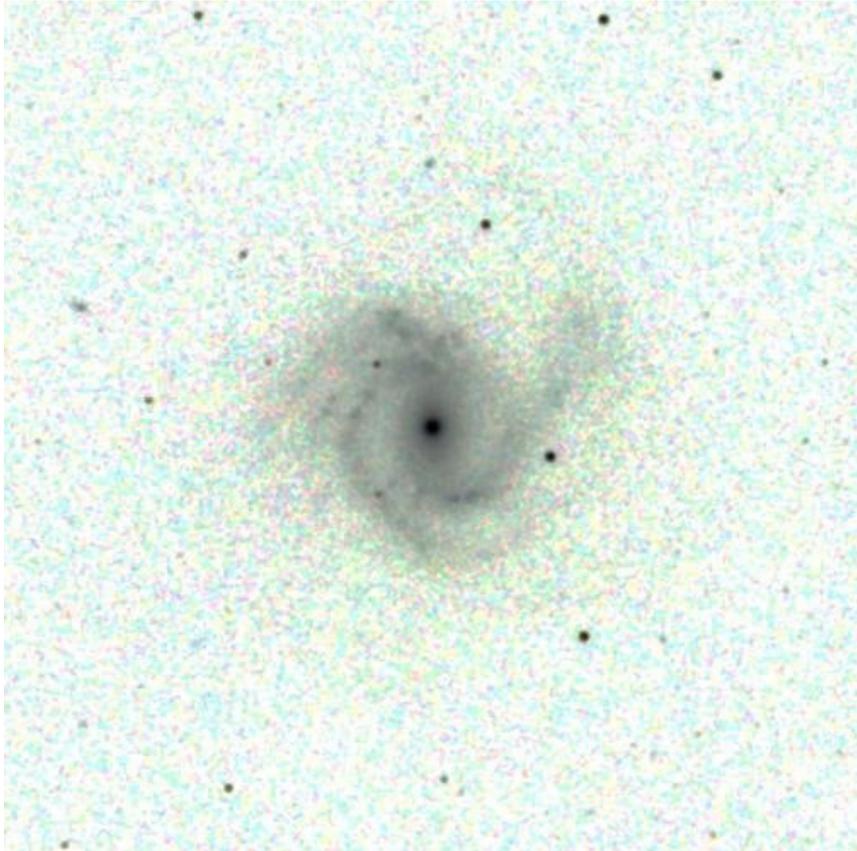
NGC 3198



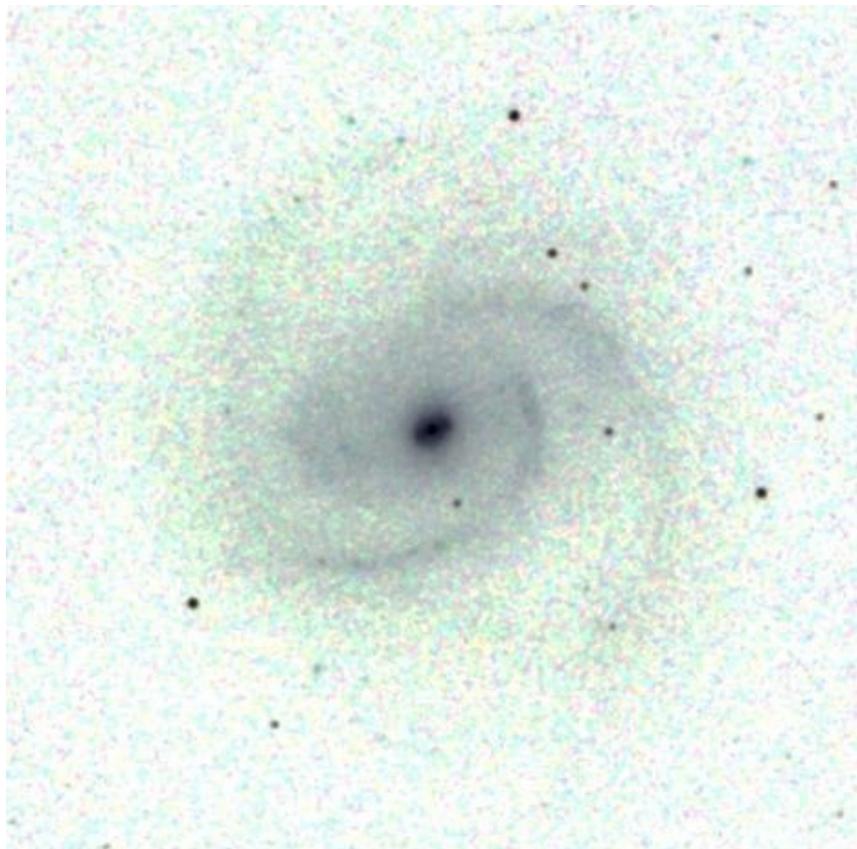
NGC 3521



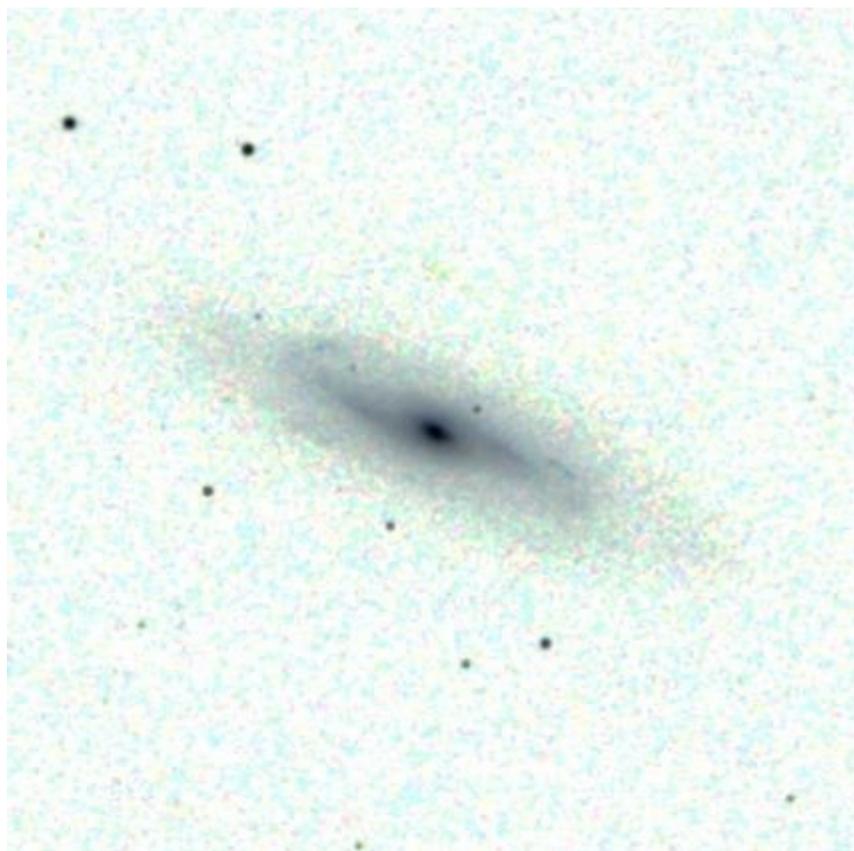
NGC 4258



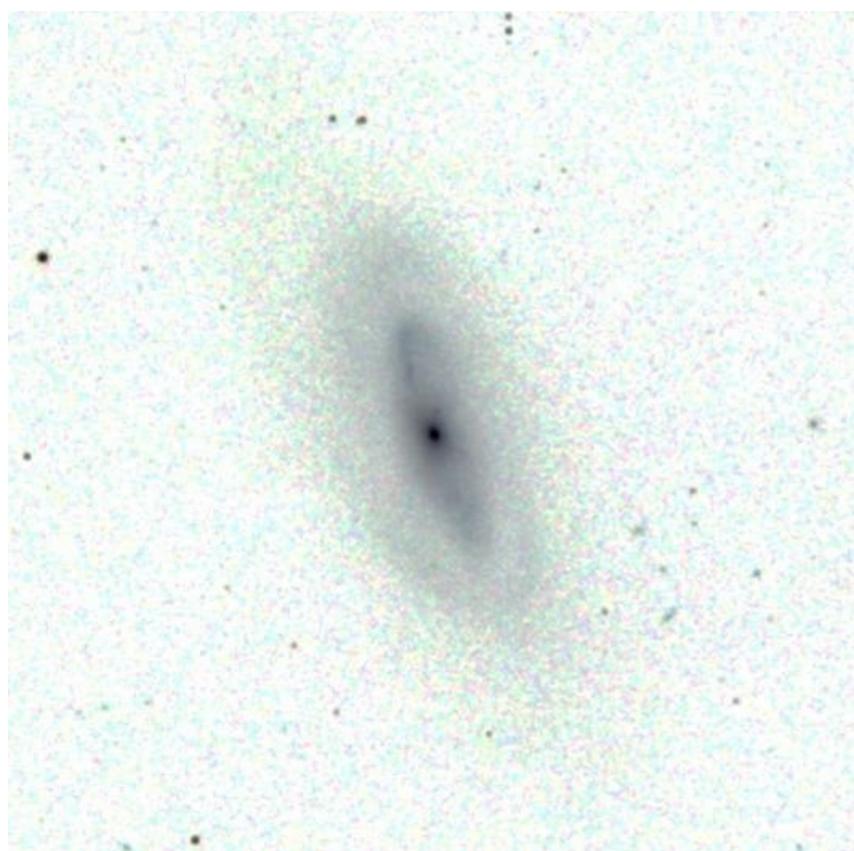
NGC 4303



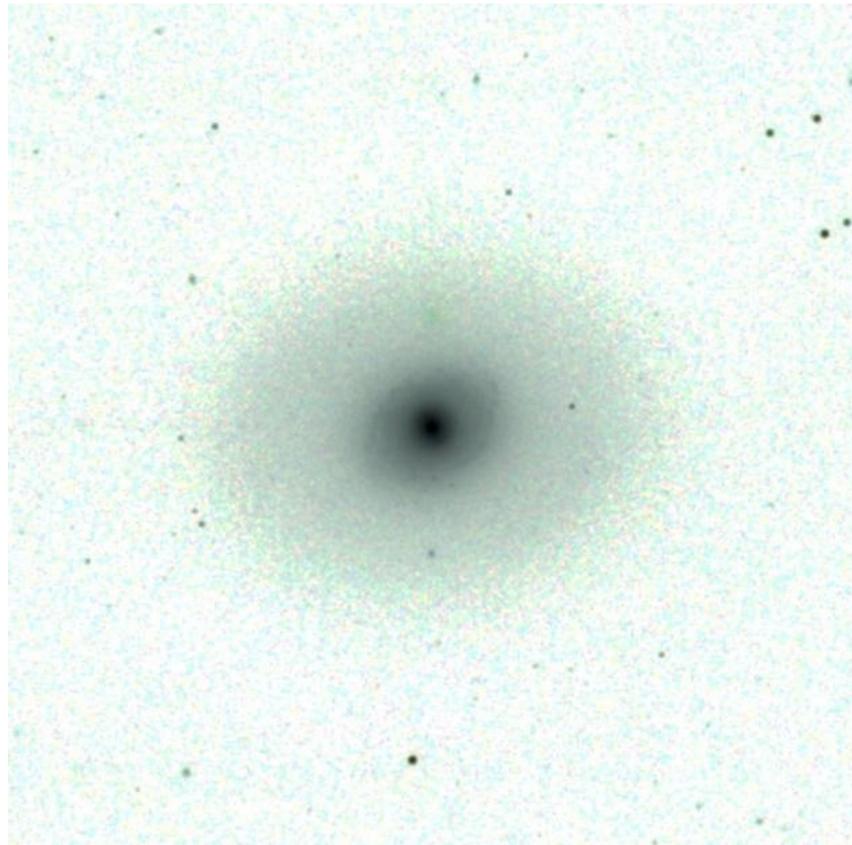
NGC 4321



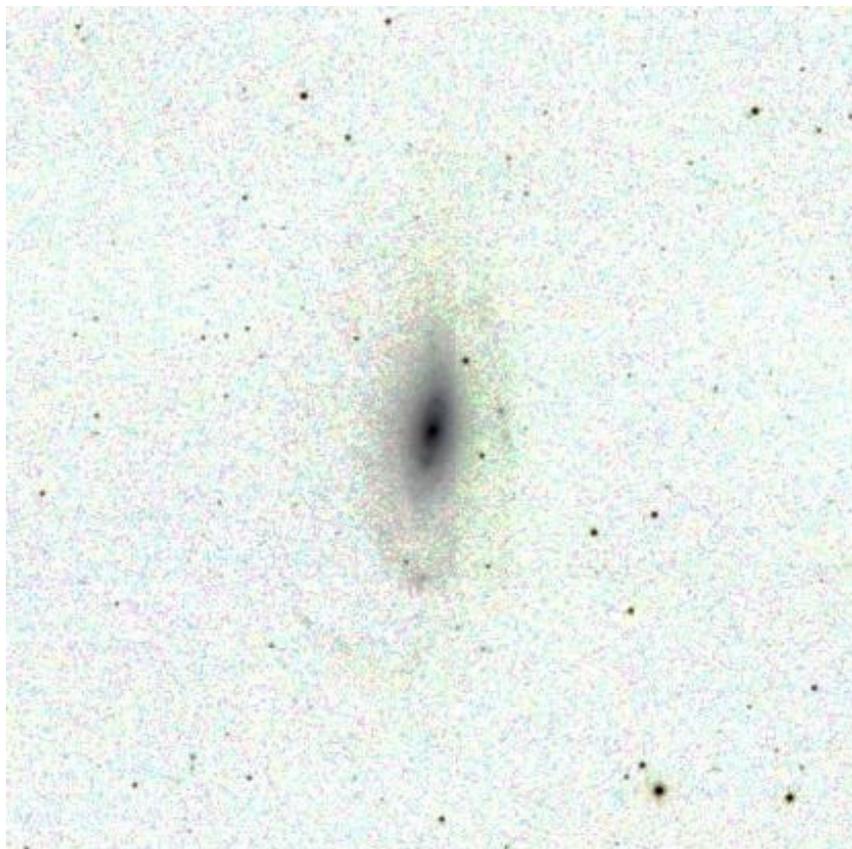
NGC 4527



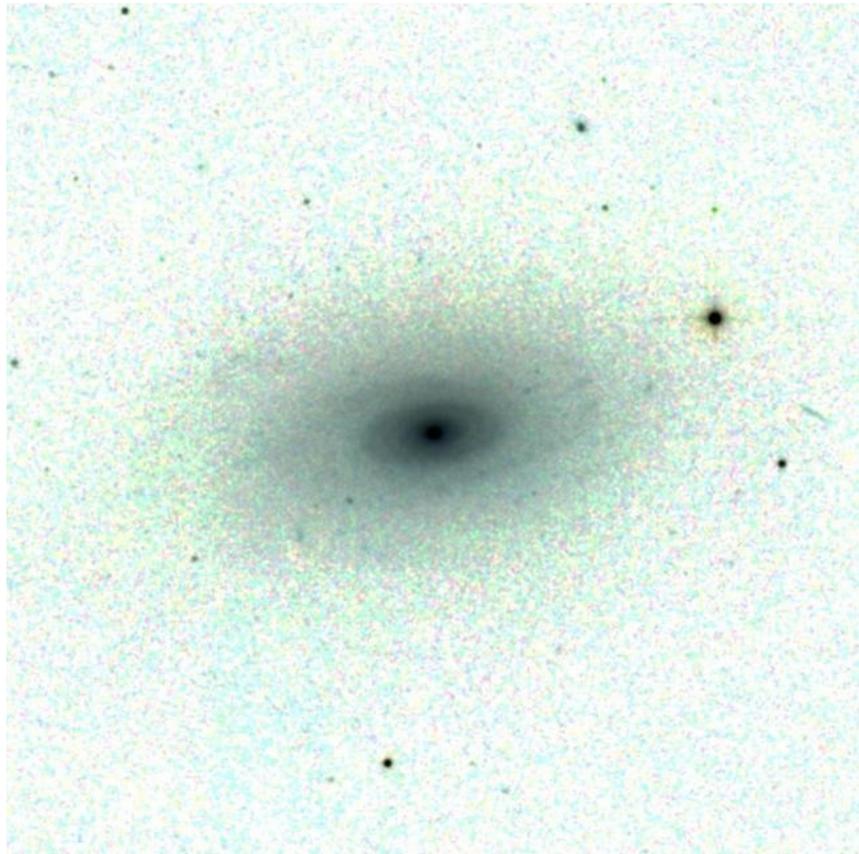
NGC 4569



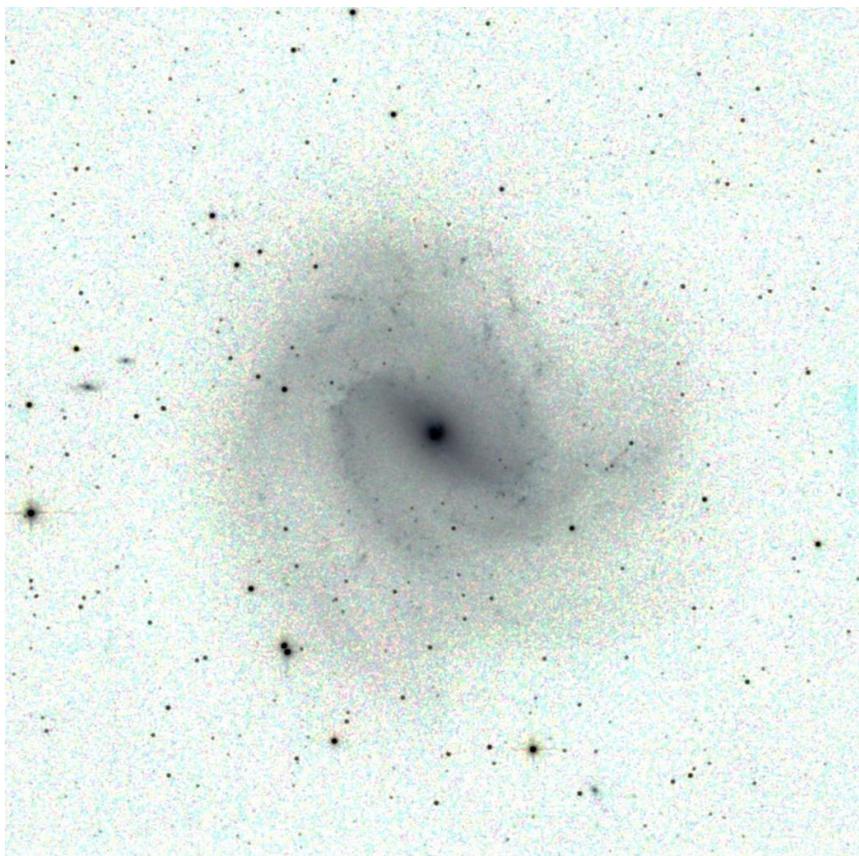
NGC 4736



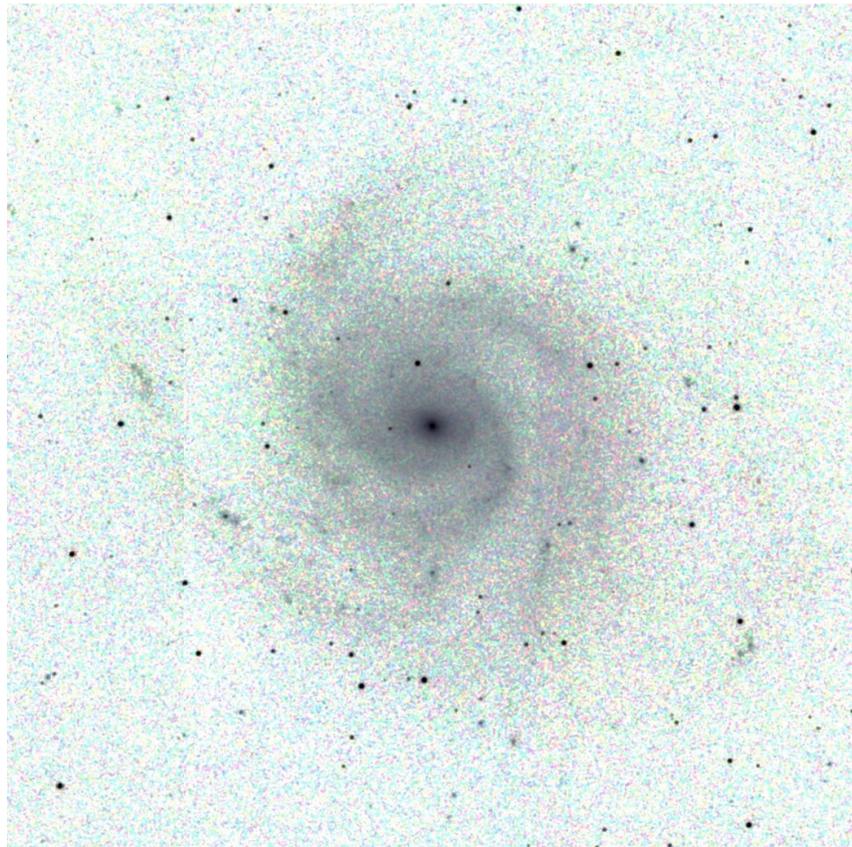
NGC 5033



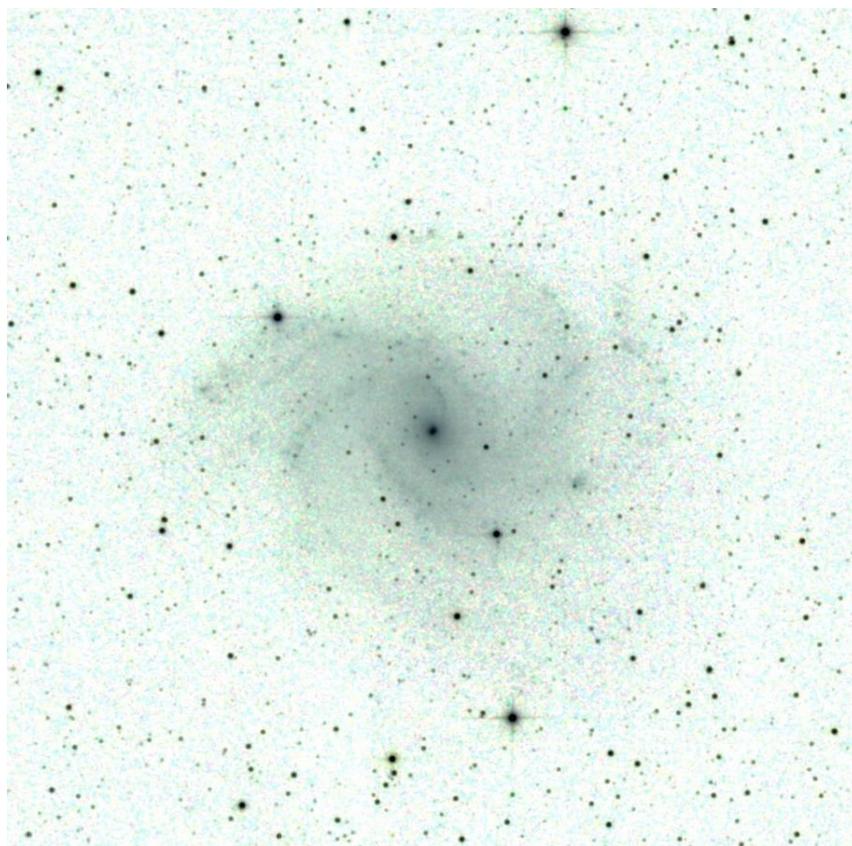
NGC 5055



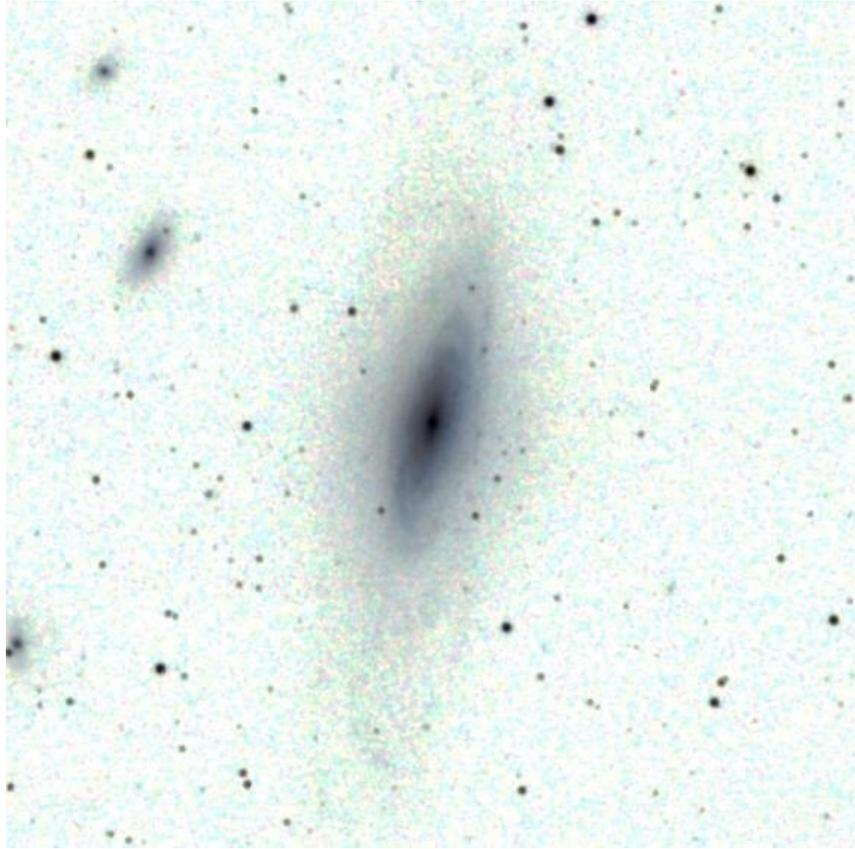
NGC 5236



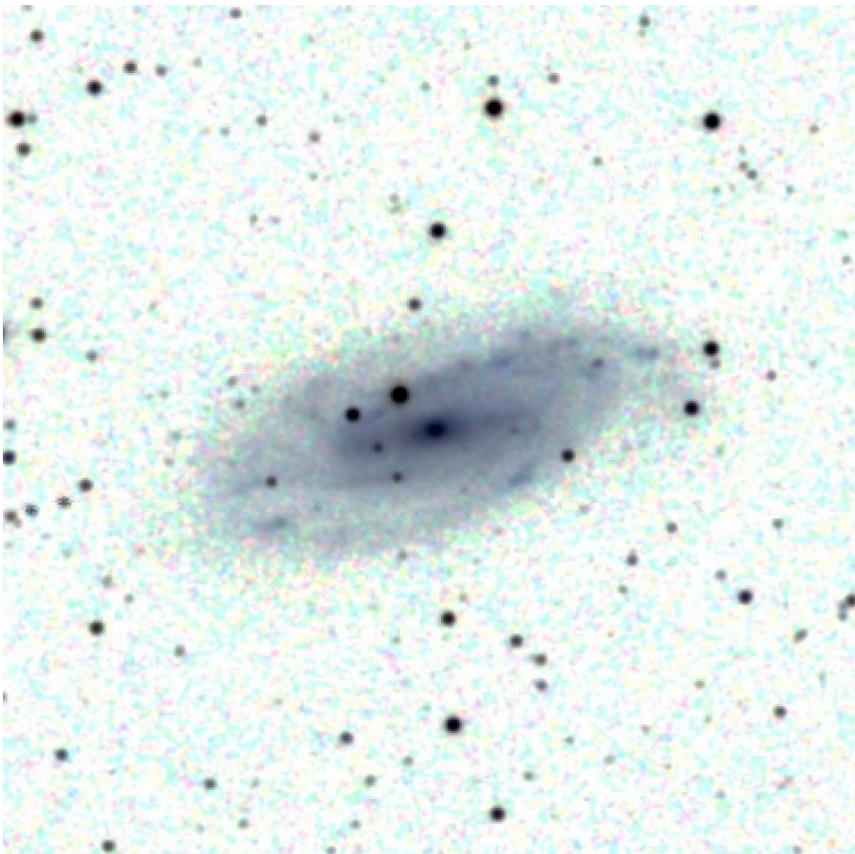
NGC 5457



NGC 6946



NGC 7331



UGC 2855

Tabla 4.1: La Muestra

Nombre	Distancia Mpc	M_B mag	M_K mag	J-K mag	Log L_{FIR} L_{sol}	Núcleo
IC 342	3.25	-18.5	-23.0	1.10	9.92	HII
NGC 1068	14.10	-21.1	-25.0	1.20	10.91	Sy1
NGC1808	9.10	-19.0	-23.1	1.00	10.27	HII
NGC 2403	4.52	-19.3	-22.1	0.80	9.39	HII
NGC 2841	10.99	-20.1	-24.1	0.94	9.41	LINER
NGC 2903	8.05	-19.8	-23.5	0.93	10.03	HII
NGC 3031	2.76	-19.3	-23.4	0.93	9.18	Sy2
NGC 3198	11.34	-19.7	-22.5	0.94	9.45	HII
NGC 3521	10.70	-20.3	-24.4	0.96	10.23	LINER
NGC 4258	9.19	-20.7	-24.4	0.92	9.83	Sy2
NGC 4303	13.10	-20.4	-23.6	0.91	10.24	Sy2
NGC 4321	13.10	-20.5	-24.0	0.90	10.15	LINER
NGC 4527	13.10	-19.2	-23.7	1.10	10.16	LINER
NGC 4569	16.80	-20.9	-24.5	0.92	9.95	LINER
NGC 4736	7.21	-20.3	-24.2	0.92	9.94	LINER
NGC 5033	14.90	-20.1	-23.9	1.03	10.12	Sy1
NGC 5055	10.09	-20.7	-24.4	0.97	10.22	LINER
NGC 5236	6.05	-20.7	-24.3	0.91	10.39	
NGC 5457	7.10	-20.9	-23.7	0.96	10.18	HII
NGC 6946	4.65	-18.7	-23.0	0.90	9.89	HII
NGC 7331	13.70	-20.3	-24.7	1.04	10.40	LINER
UGC 2855	19.40	-20.5	-24.2	1.21	10.63	

Tabla 4.2: Ajustes Fotométricos

Nombre	μ_e	R_e	μ_o	R_o	μ_e	R_e	n	μ_o	R_o
	mag/(") ²	Kpc	mag/(") ²	arcsec	mag/(") ²	Kpc		mag/(") ²	Kpc
IC 342	19.3	1.21	18.1	2.9	19.7	1.18	6	18.1	2.8
NGC 1068	14.4	0.55	16.0	1.7	14.4	0.55	4	15.7	1.4
NGC1808	15.6	0.35	17.4	1.9	14.1	0.22	2	17.1	1.8
NGC 2403			17.1	1.3		0.00			0.0
NGC 2841	17.6	1.44	17.3	2.6	16.3	0.64	3	16.8	2.5
NGC 2903	15.9	0.31	16.7	1.7	15.9	0.31	2	16.6	1.6
NGC 3031	17.0	0.74	17.0	1.8	17.0	0.74	4	17.0	1.8
NGC 3198	19.8	0.82	18.3	2.6	20.6	1.65	4	18.4	2.5
NGC 3521	17.1	1.14	16.5	2.3	16.2	0.73	2	16.3	2.3
NGC 4258	17.9	1.11	17.2	3.9	16.7	0.67	2	17.1	3.8
NGC 4303	16.7	0.51	17.0	2.3	15.7	0.32	2	16.9	2.3
NGC 4321	17.2	0.76	18.0	3.8	16.6	0.57	2	17.8	3.6
NGC 4527	16.2	0.51	17.1	2.3	15.7	0.38	2	17.0	2.2
NGC 4569	17.0	0.98	17.6	4.4	17.0	0.98	4	17.5	4.4
NGC 4736	14.6	0.45	16.6	1.5	14.3	0.42	2	16.2	1.5
NGC 5033	17.0	1.23	18.9	4.3	16.8	1.23	2	18.9	4.3
NGC 5055	17.3	0.98	16.8	2.8	16.0	0.49	2	16.6	2.8
NGC 5236	16.9	0.73	17.1	3.1	15.5	0.41	2	16.9	2.9
NGC 5457	19.8	1.38	17.9	3.7	18.4	0.62	2	17.8	3.6
NGC 6946	18.9	0.90	17.6	2.1	15.6	0.14	2	17.2	2.0
NGC 7331	17.3	1.66	17.1	2.9	17.0	1.66	3	17.4	3.1
UGC 2855	18.0	1.13	17.3	3.2	17.0	0.66	2	17.3	3.2

Tabla 4.3: La Curva de Rotación

Nombre	R_{turn} Kpc	Pendiente Km/s/Kpc	V_{pico} Km/s	R_{pico} Kpc	V_{R20} Km/s	V_{plana} Km/s
IC 342	1.2	-0.7	200	6.0	197	190
NGC 1068			281	7.3	281	
NGC1808	0.4	-10.0	203	6.0	194	170
NGC 2403	0.4	0.4	138	14.0	102	134
NGC 2841	3.2	0.7	361	0.2	291	277
NGC 2903	3.2	-1.3	294	3.3	282	267
NGC 3031	1.8	-2.8	301	1.0	237	176
NGC 3198	3.8	-0.2	171	8.9	153	160
NGC 3521	2.0	-6.8	255	3.0	217	208
NGC 4258		0.0	234	0.1	181	194
NGC 4303	1.5	1.4	192	0.2	158	153
NGC 4321	1.2	-6.4	272	10.0	270	266
NGC 4527	0.7	0.0	254	0.3	190	187
NGC 4569	4.0	7.7	261	7.6	254	
NGC 4736	0.6	-4.6	194	0.5	179	174
NGC 5033	3.0	-1.7	294	0.1	247	274
NGC 5055	2.0	-0.1	215	8.0	215	179
NGC 5236	1.0	-3.1	240	0.1	185	176
NGC 5457	1.0	-2.6	238	8.3	238	199
NGC 6946	1.5	-2.6	234	7.0	234	210
NGC 7331		1.4	250	5.2	209	219
UGC 2855	0.7	0.0	224	13.0	220	

Tabla 4.4: Ajustes Cinemáticos

Nombre	M_n	R_n	M_b	R_b	M_d	R_d	M_h	R_h
	$\times 10^{11} M_{\text{sol}}$	Kpc						
IC 342	0.009	0.10	0.12	0.9	0.6	4.2	2.1	18
NGC 1068			0.11	0.4	3.5	7.0		
NGC1808	0.023	0.11	0.07	0.5	0.6	3.5		
NGC 2403	0.006	0.25	0.03	1.2	0.3	5.4	1.8	23
NGC 2841			0.16	0.2	2.4	4.4	15	45
NGC 2903			0.14	0.4	1.4	3.7	5	20
NGC 3031			0.20	0.5	1.1	4.8		
NGC 3198	0.002	0.13			0.9	5.7	2.5	28
NGC 3521	0.016	0.05	0.17	0.9	0.7	3.1	2.9	19
NGC 4258	0.035	0.11	0.31	1.3	1.3	9.0	5	36
NGC 4303			0.04	0.2	0.3	2.2	2	18
NGC 4321	0.032	0.15	0.08	0.5	0.9	3.7	4.4	15
NGC 4527			0.05	0.1	0.7	3.2		
NGC 4569	0.033	0.14	0.13	0.9	4.7	13		
NGC 4736	0.027	0.17	0.09	0.7	0.5	4.0		
NGC 5033	0.045	0.09	0.13	0.7	1.2	4.0	7.7	23
NGC 5055	0.120	0.70	0.29	2.5	1.6	9.0	7.9	65
NGC 5236	0.027	0.08			0.4	2.2	1.2	10
NGC 5457	0.030	0.30	0.13	0.9	1.5	6.0		
NGC 6946	0.021	0.07	0.05	0.3	0.9	4.0	1.4	14
NGC 7331			0.03	0.3	1.0	2.8	8	30
UGC 2855	0.008	0.20	0.04	0.5	1.1	4.1		

Tabla 4.5: Valores Relativos

Nombre	R_n/R_b	R_b/R_d	R_d/R_h	M_n/M_b	M_b/M_d	M_d/M_h
IC 342	0.11	0.202	0.24	0.08	0.19	0.30
NGC 1068	0.00	0.053		0.00	0.03	
NGC1808	0.21	0.143		0.31	0.12	
NGC 2403	0.21	0.240	0.22	0.22	0.08	0.19
NGC 2841	0.00	0.046	0.10	0.00	0.06	0.16
NGC 2903		0.116	0.19		0.10	0.29
NGC 3031		0.094			0.19	
NGC 3198			0.20			0.35
NGC 3521	0.06	0.295	0.16	0.09	0.25	0.23
NGC 4258	0.09	0.143	0.25	0.11	0.23	0.27
NGC 4303	0.00	0.077	0.12	0.00	0.14	0.14
NGC 4321	0.30	0.135	0.25	0.40	0.09	0.20
NGC 4527		0.038			0.07	
NGC 4569	0.16	0.065		0.25	0.03	
NGC 4736	0.25	0.170		0.28	0.18	
NGC 5033	0.13	0.175	0.17	0.35	0.11	0.15
NGC 5055	0.28	0.278	0.14	0.41	0.18	0.20
NGC 5236			0.22			0.30
NGC 5457	0.33	0.150		0.24	0.08	
NGC 6946	0.23	0.075	0.29	0.47	0.05	0.64
NGC 7331		0.107	0.09		0.03	0.12
UGC 2855	0.44	0.110		0.22	0.04	

Tabla 4.6: Radios donde $F_b=F_d$ y $F_h=F_d$

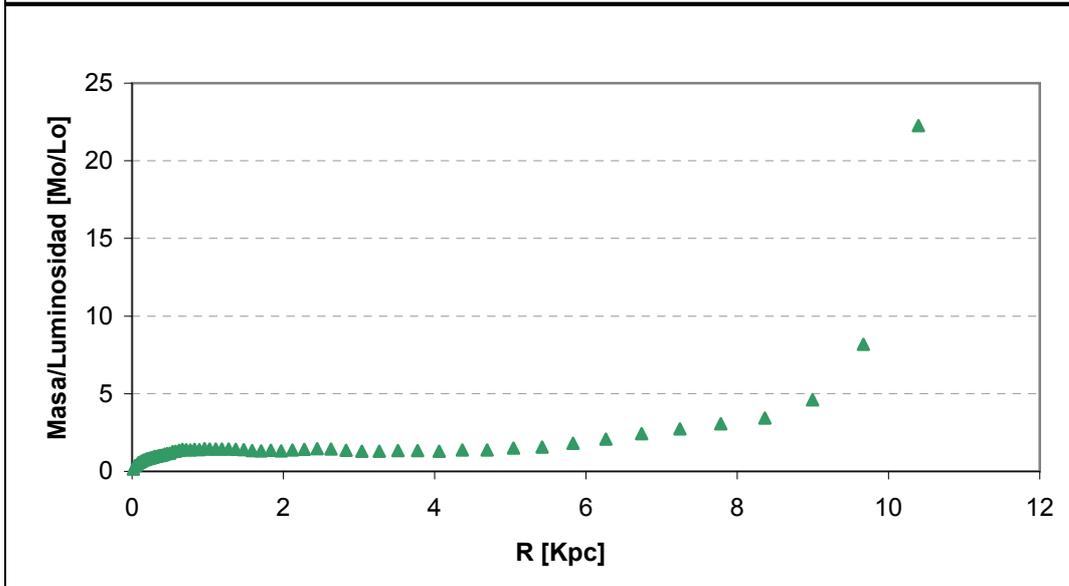
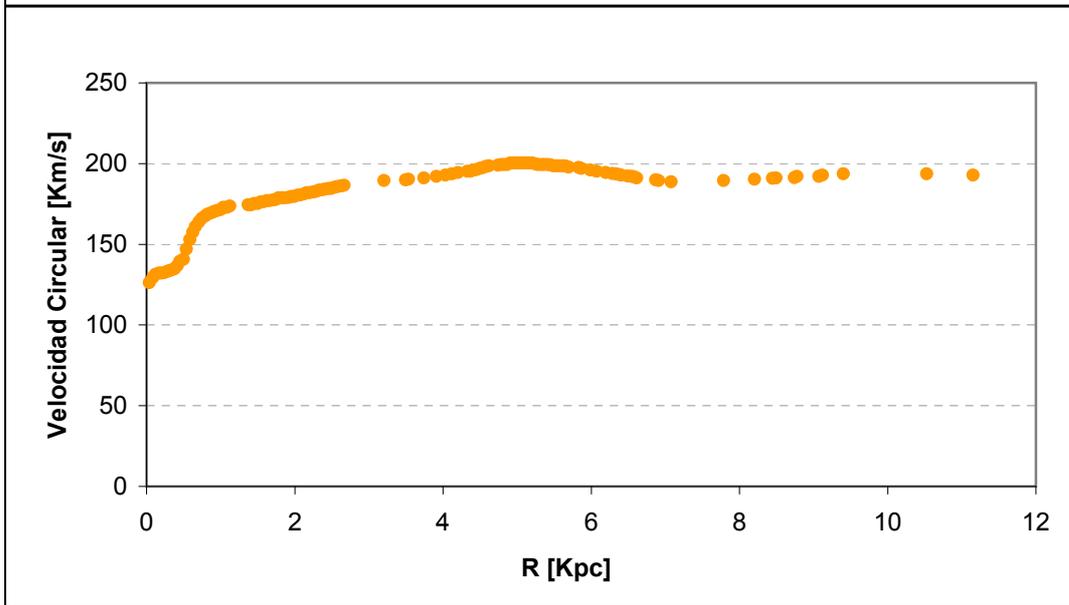
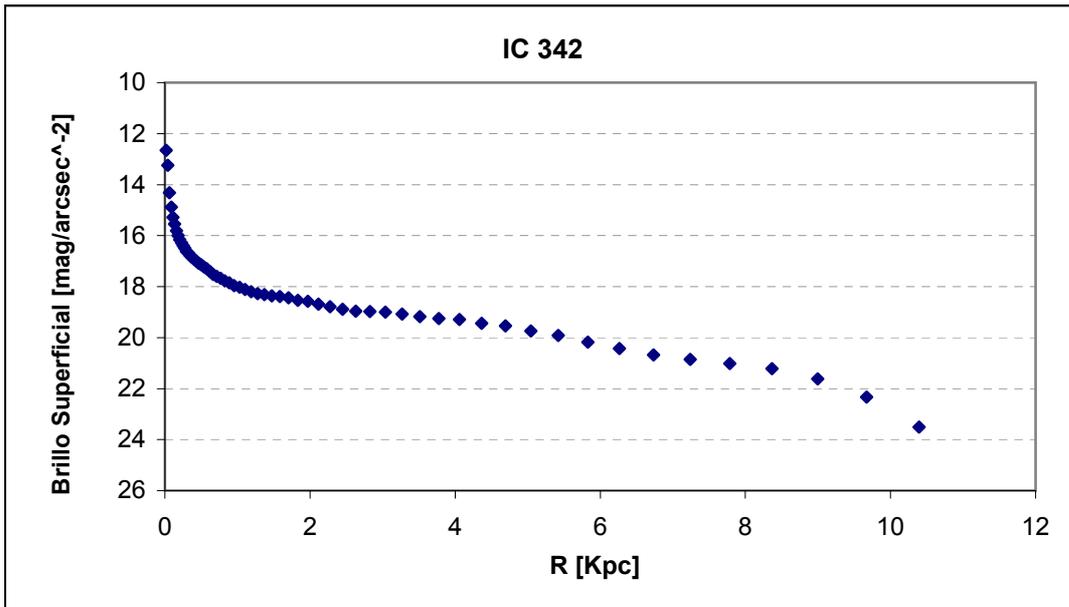
Nombre	r_{ob} Kpc	r_{oh} Kpc	r_{ob}/R_{25}	r_{oh}/R_{25}	r_{ob}/R_{20}	r_{oh}/R_{20}	r_{ob}/R_o	r_{oh}/R_o
IC 342	2.75	14.50	0.27	1.43	0.47	2.47	0.95	5.03
NGC 1068	2.25		0.15		0.35		1.32	
NGC1808	2.00		0.23		0.35		1.08	
NGC 2403	2.00	18.00	0.14	1.25	0.50	4.49	1.50	13.47
NGC 2841	1.75	26.00	0.14	2.01	0.18	2.69	0.67	9.96
NGC 2903	2.00	16.75	0.14	1.14	0.31	2.63	1.19	9.98
NGC 3031	3.25		0.30		0.50		1.77	
NGC 3198		26.50		1.61		4.22		10.26
NGC 3521	2.25	14.50	0.13	0.85	0.26	1.70	0.96	6.21
NGC 4258	6.75	27.50	0.27	1.11	0.57	2.34	1.72	7.01
NGC 4303	1.25	10.50	0.08	0.68	0.19	1.56	0.53	4.47
NGC 4321	1.75	10.00	0.12	0.71	0.18	1.04	0.46	2.62
NGC 4527	1.50		0.13		0.17		0.66	
NGC 4569	4.00		0.17		0.30		0.92	
NGC 4736	2.50		0.21		0.42		1.66	
NGC 5033	2.00	13.75	0.09	0.59	0.26	1.78	0.46	3.17
NGC 5055	5.50	46.00	0.30	2.49	0.55	4.61	1.94	16.21
NGC 5236		8.60		0.76		0.94		2.82
NGC 5457	2.75		0.09		0.34		0.74	
NGC 6946	1.50	20.00	0.19	2.57	0.26	3.51	0.70	9.34
NGC 7331	1.00	16.75	0.05	0.80	0.10	1.62	0.35	5.86
UGC 2855	1.25		0.10		0.12		0.39	

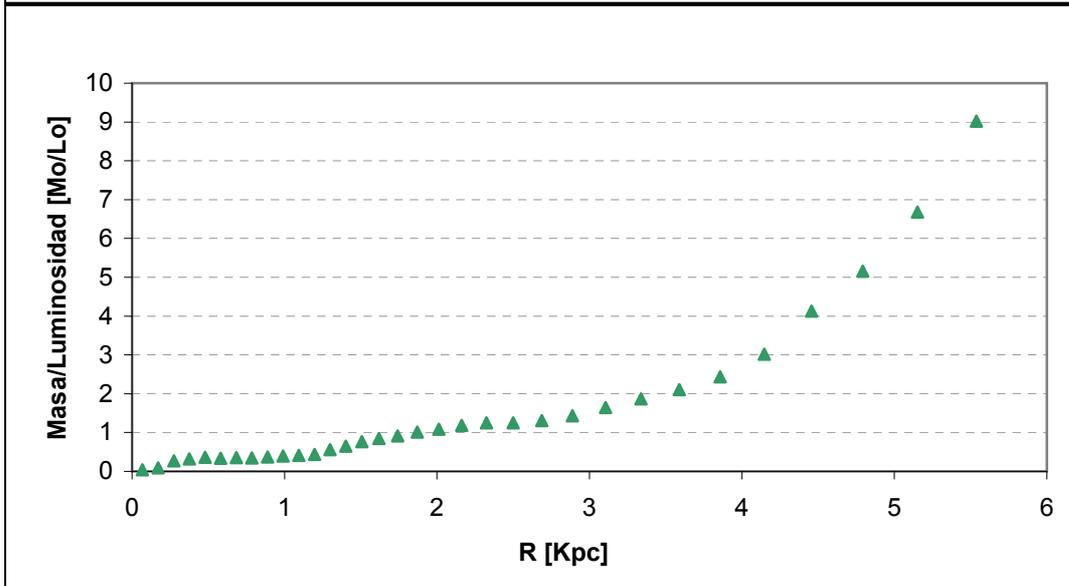
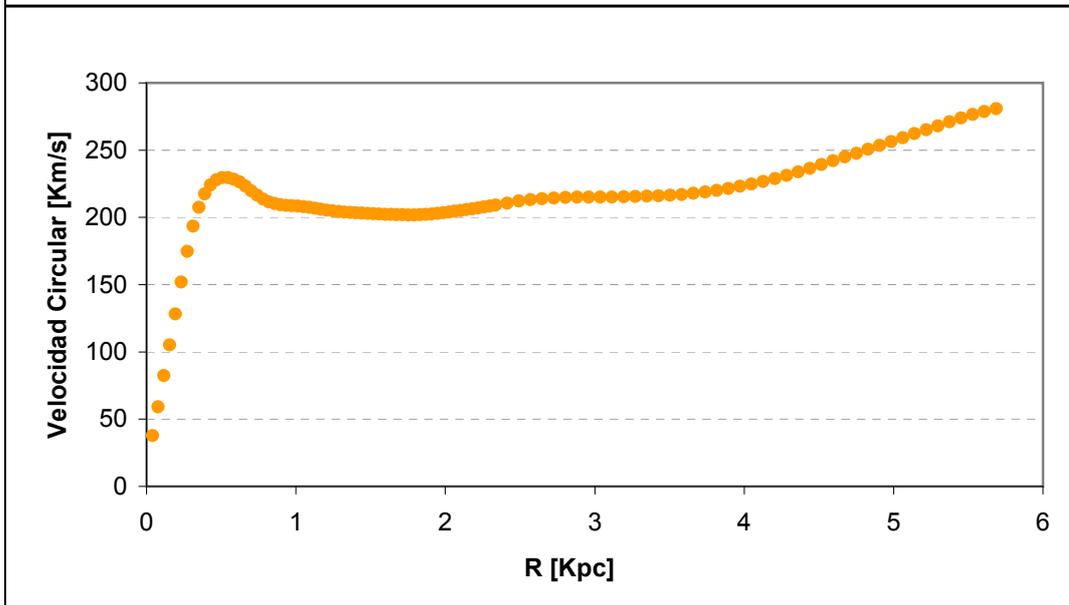
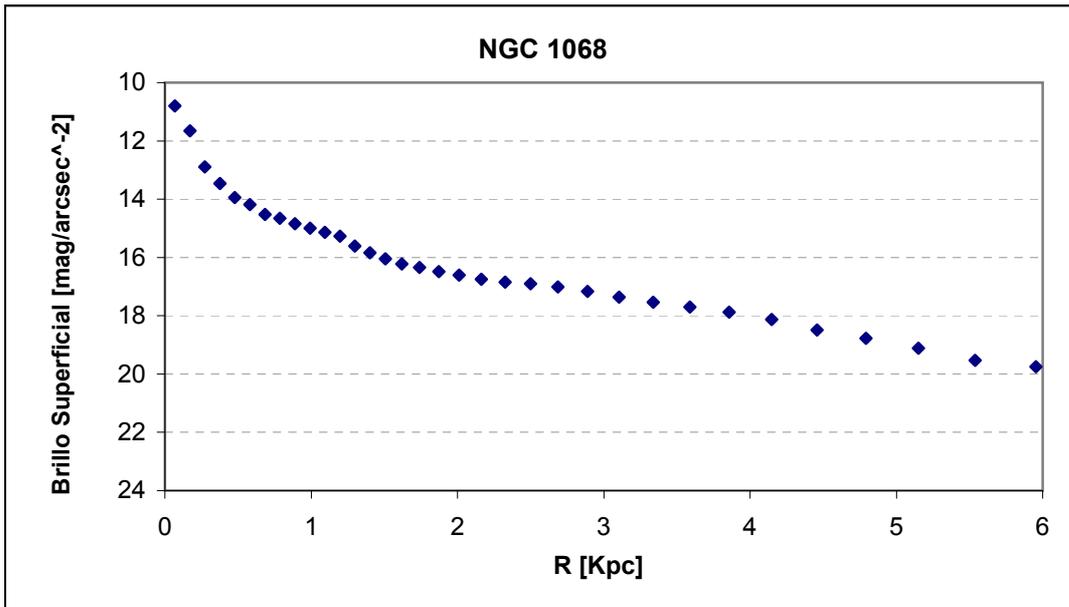
Tabla 4.7: Parámetros Perfil M/L

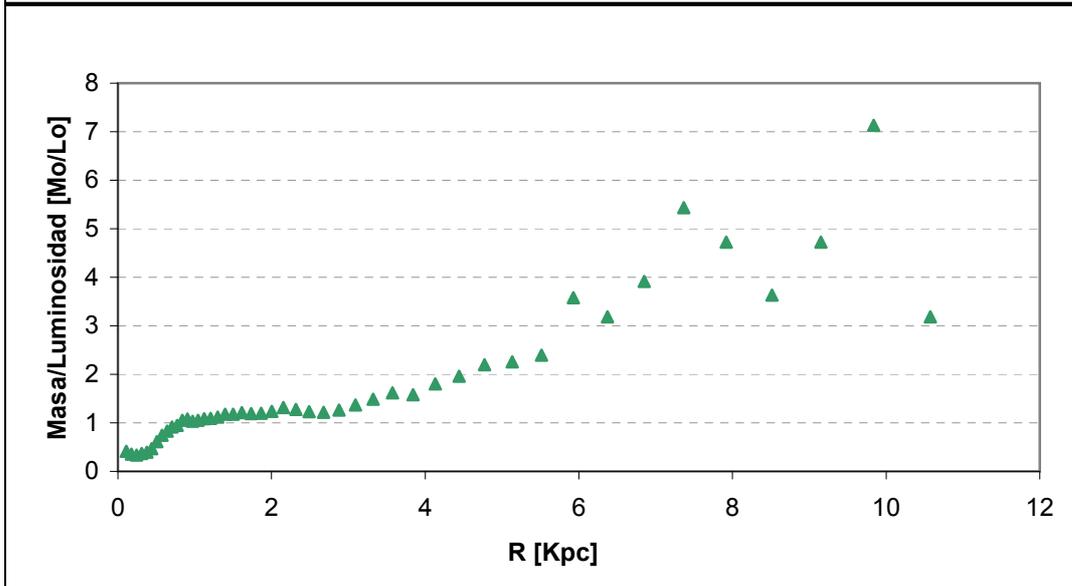
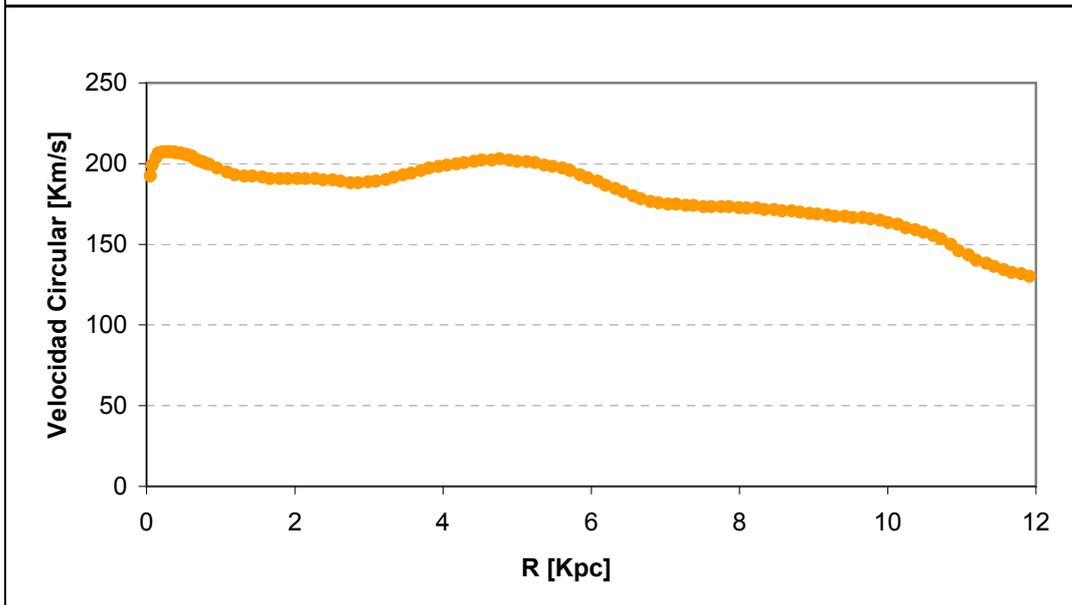
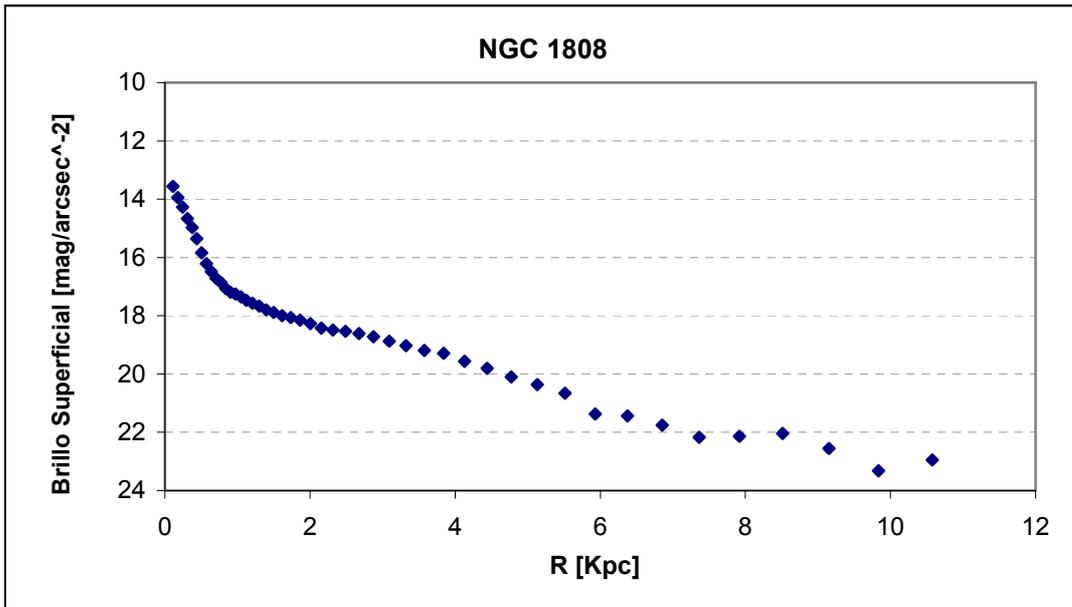
Nombre	IC	M/L_{plana} M _{sol} /L _{sol}	R_{plano} Kpc	Δ R_{plano} Kpc	Pendiente M _{sol} /L _{sol} / Kpc	M*/L M _{sol} /L _{sol}
IC 342	0.00	1.40	2.54	3.64	9.0	0.96
NGC 1068	-0.73	1.00	2.00	1.39	3.5	0.84
NGC1808	-0.71	1.20	1.89	1.98	1.0	0.89
NGC 2403	0.43	1.05	0.85	0.79	10.5	0.69
NGC 2841	-0.62	3.00	4.01	3.51	8.0	0.88
NGC 2903	-0.53	0.90	1.47	1.80	15	0.82
NGC 3031	0.14	1.20	1.11	1.64	8.0	0.88
NGC 3198	-0.48	2.60	2.98	2.95	3.0	0.69
NGC 3521	-0.25	1.20	1.88	2.55	5.0	0.88
NGC 4258	0.28	0.90	4.23	4.42	2.0	0.81
NGC 4303	-0.30	0.70	2.06	3.04	1.0	0.75
NGC 4321	-0.55	1.50	3.91	4.07	3.0	0.79
NGC 4527	-0.62	1.10	2.11	1.99	0.7	0.95
NGC 4569	-0.14	0.80	1.55	1.71	1.0	0.82
NGC 4736	-0.80	0.92	1.16	1.10	14	0.85
NGC 5033	-0.03	0.80	0.67	0.98	2.5	0.84
NGC 5055	-0.07	0.70	1.17	1.50	9.0	0.82
NGC 5236	-0.70	0.80	3.93	4.30	7.0	0.81
NGC 5457	0.29	1.50	5.61	7.85	0.5	0.70
NGC 6946	-0.03	1.40	1.18	1.30	75	0.91
NGC 7331	-0.29	1.00	1.98	1.64	6.0	0.92
UGC 2855	-0.39	1.10	3.30	3.29	0.0	0.81

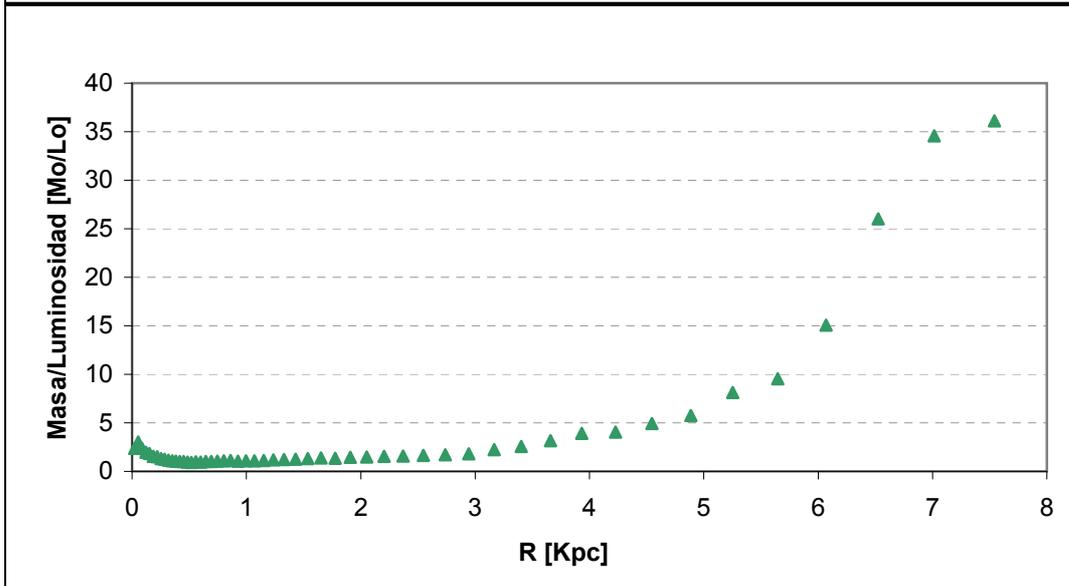
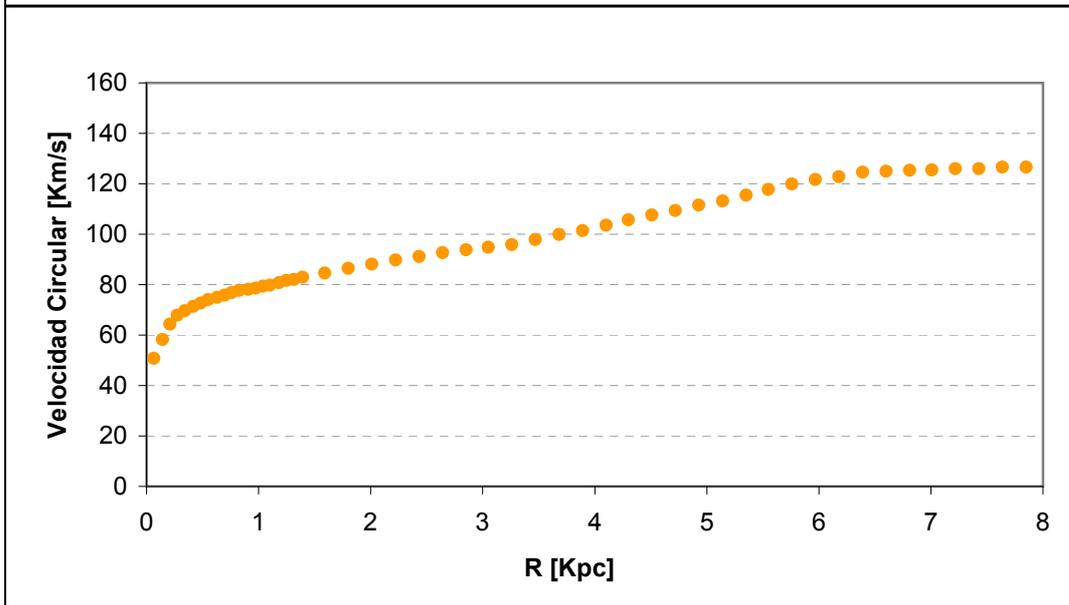
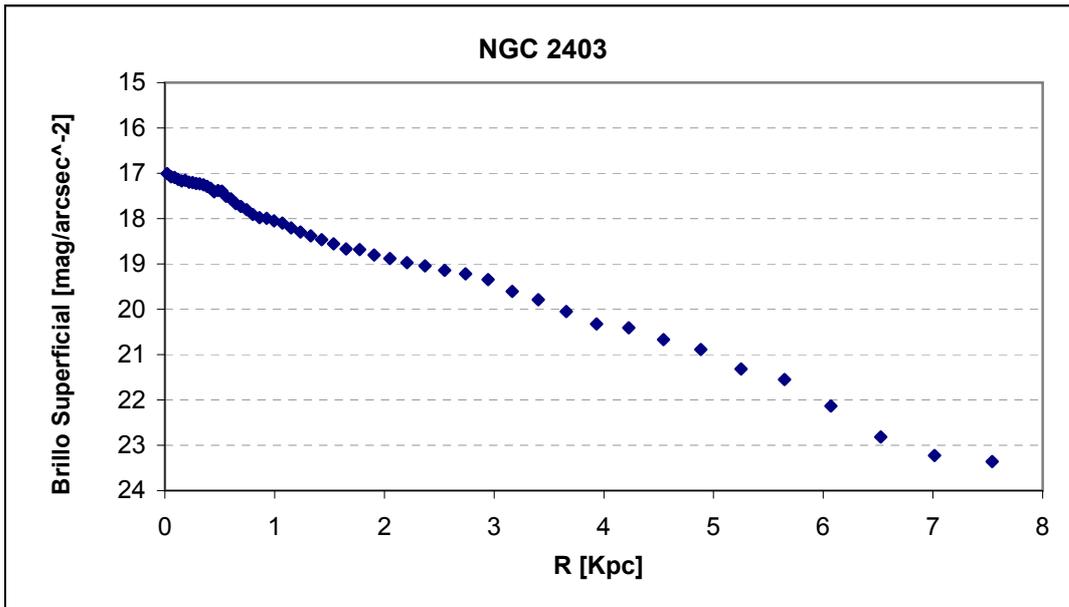
Tabla 4.8: M/L integrada

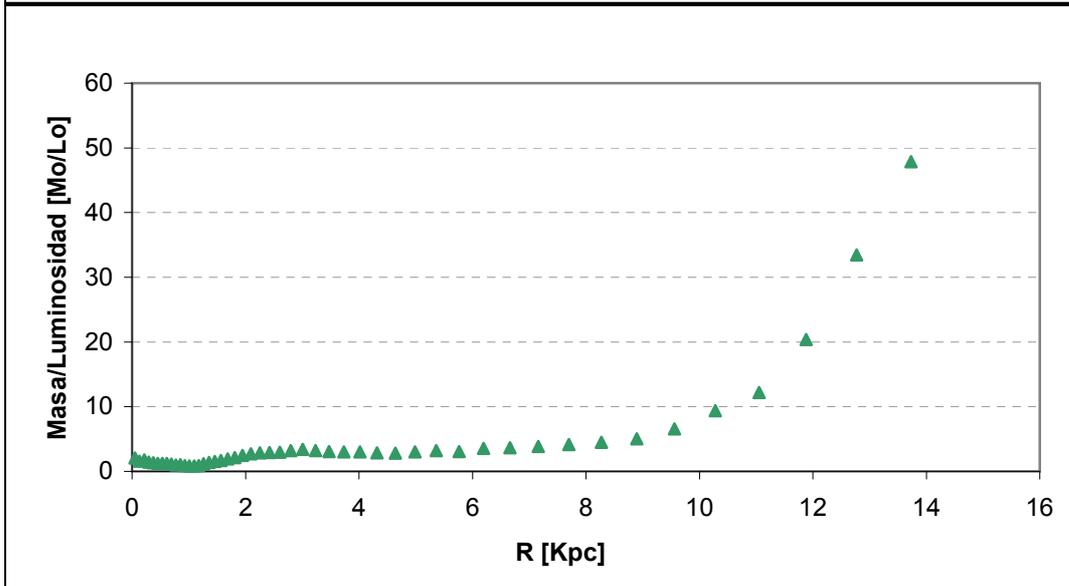
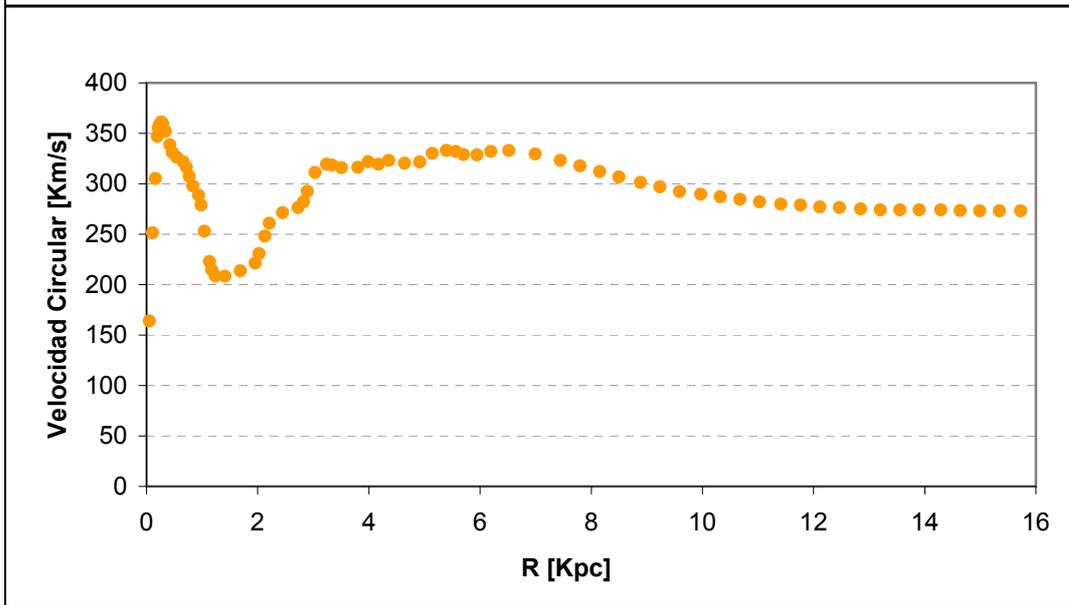
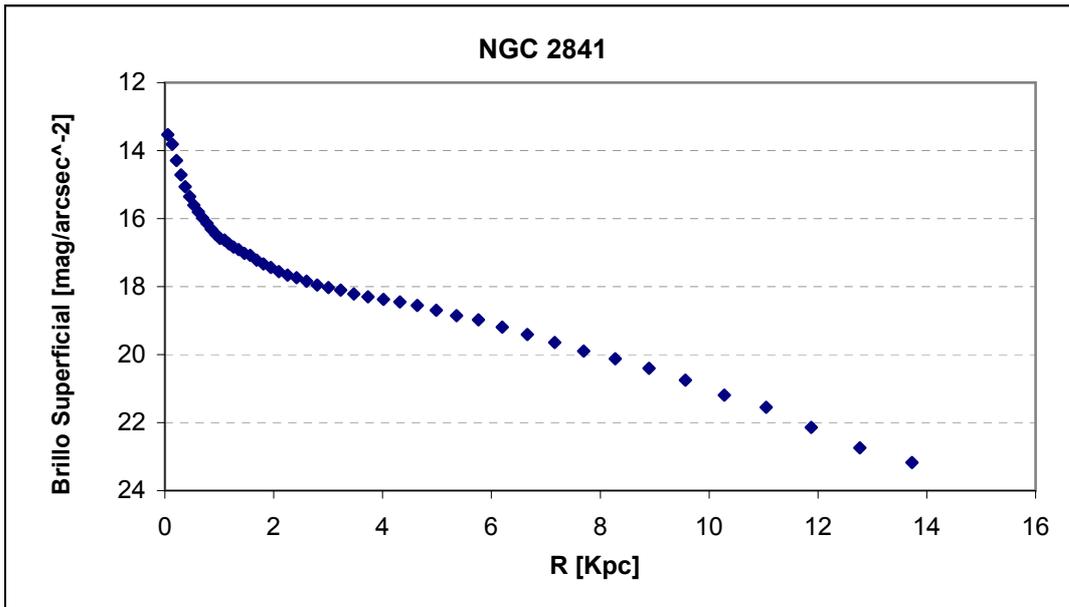
Nombre	M/L_I (0.5R₂₅) Msol/Lsol	M/L_I (0.75R₂₀) Msol/Lsol	M/L_I (R_{maxK}) Msol/Lsol	m (>0.75R₂₅) Msol/Lsol	b (>0.75R₂₅) Msol/Lsol	m (>R₂₀) Msol/Lsol	b (>R₂₀) Msol/Lsol
IC 342	1.5	1.46	2.3	0.78	1.16	0.43	1.18
NGC 1068		0.8	1.0				
NGC1808	0.9	1.0	1.7	0.7	0.6	0.4	0.6
NGC 2403	3.0	1.4	2.1			1.1	0.7
NGC 2841	2.4	2.5	2.7	1.7	1.5	1.4	1.4
NGC 2903	1.6	1.2	2.3			0.9	0.6
NGC 3031	1.5	1.5	1.9	1.1	0.9	0.7	0.9
NGC 3198	3.6	2.4	4.4	5.4	0.9	2.1	0.8
NGC 3521	1.5	1.3	1.5	1.3	0.9	0.7	0.9
NGC 4258	1.4	1.1	1.9	1.8	0.6	0.8	0.5
NGC 4303	0.9	0.7	1.2	1.0	0.4	0.4	0.4
NGC 4321	1.4	1.4	3.0	1.0	0.9	0.7	0.9
NGC 4527	1.1	1.2	2.2	0.8	0.7		
NGC 4569	1.8	1.6	3.1	2.2	0.6	1.6	0.4
NGC 4736	0.5	0.4	0.7	0.6	0.2	0.3	0.2
NGC 5033	3.0	1.8	5.0	4.9	0.6	1.7	0.5
NGC 5055	1.1	0.9	1.5	1.2	0.5	0.7	0.4
NGC 5236	0.7	0.5	0.9	0.3	0.5	0.2	0.4
NGC 5457	1.7	1.6	2.3			0.1	1.5
NGC 6946	1.6	1.7	3.1	1.3	1.1	0.9	1.1
NGC 7331	1.6	1.3	1.5	2.1	0.6	1.2	0.5
UGC 2855	1.1	1.2	1.9	0.4	0.9		

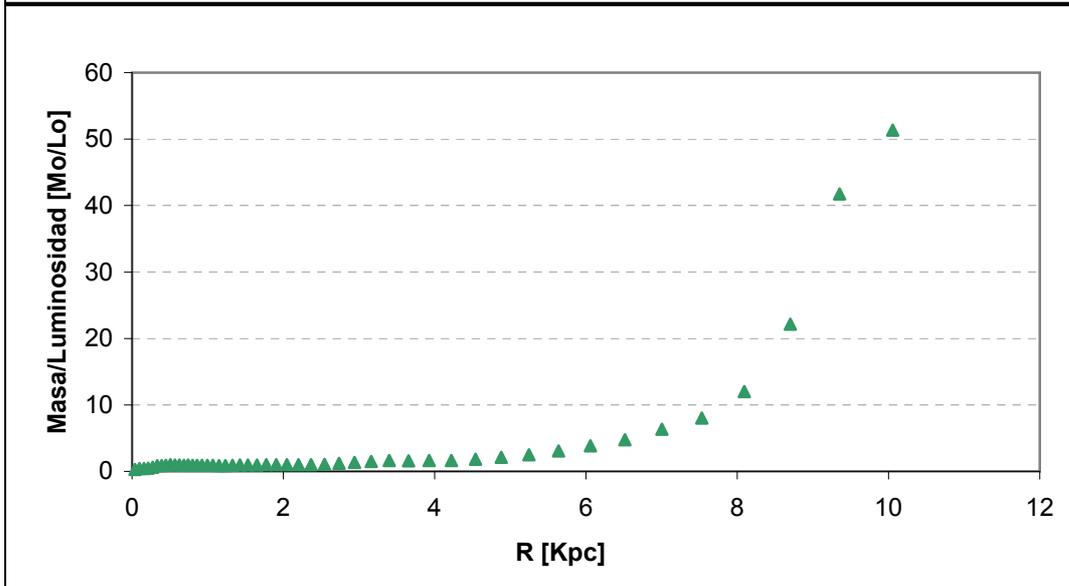
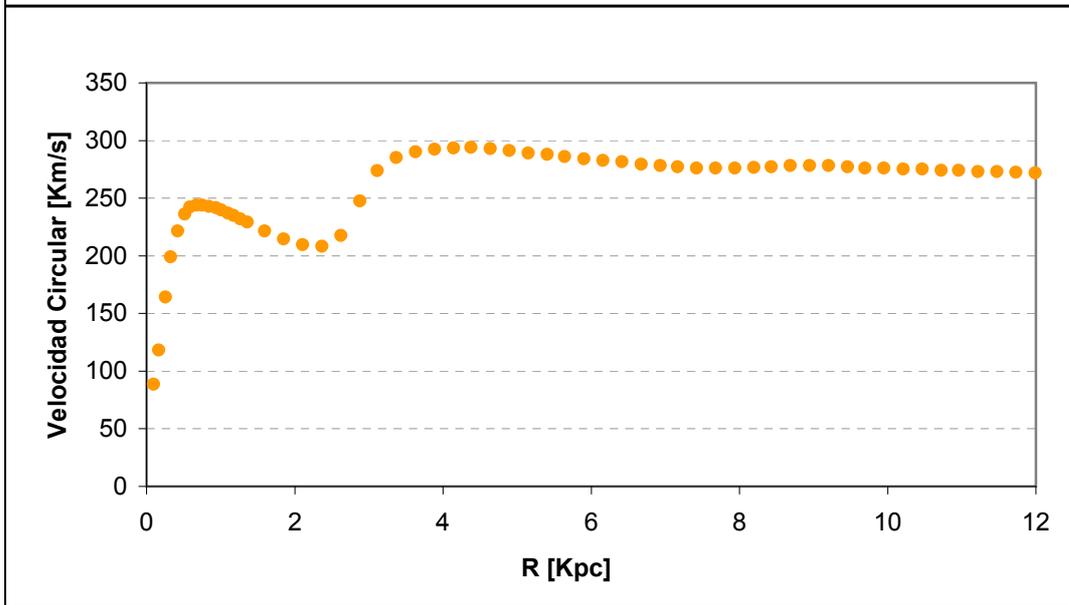
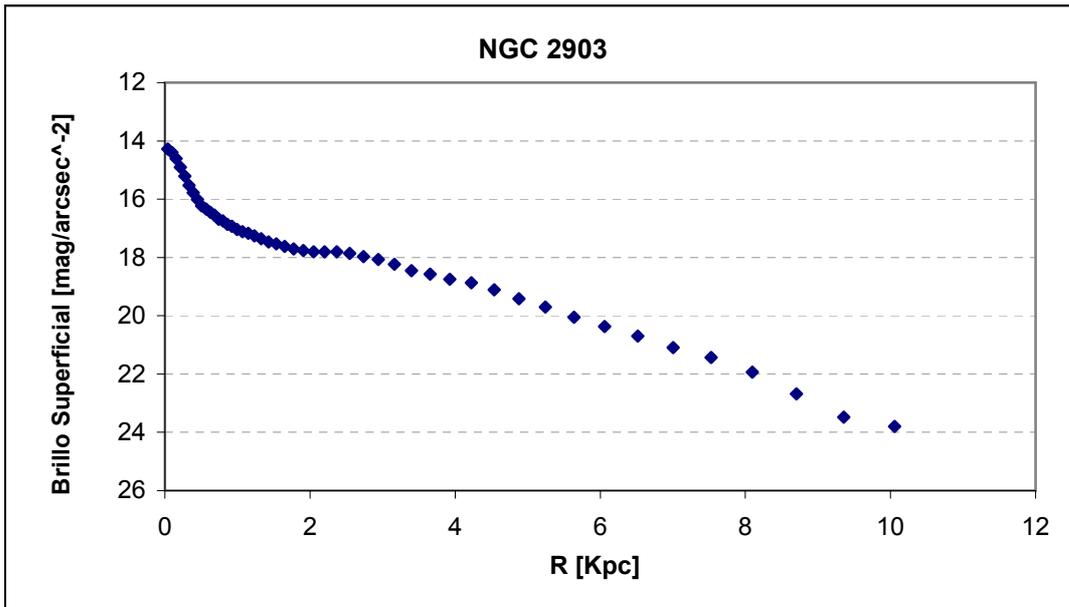


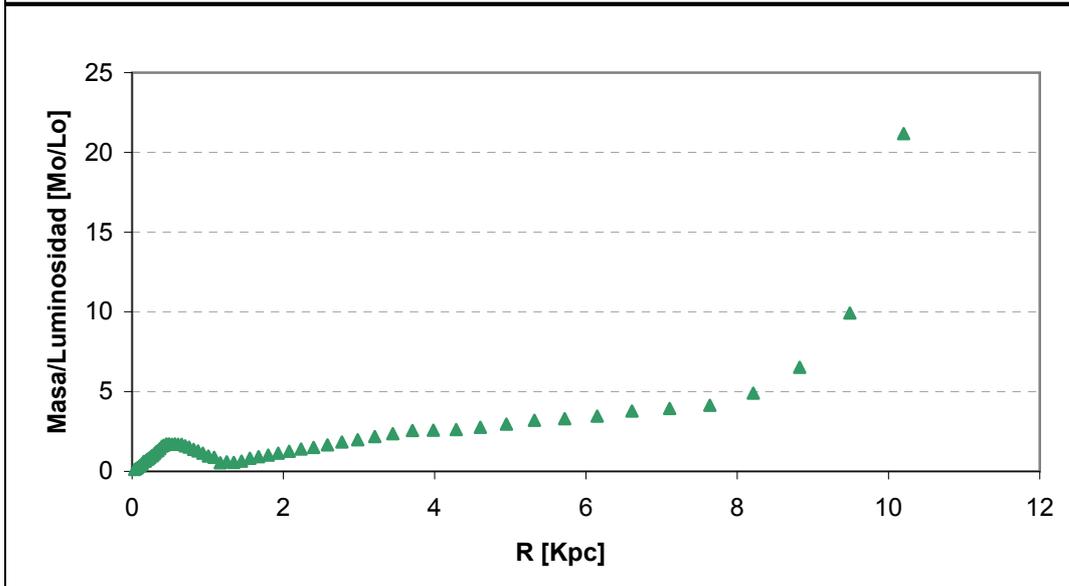
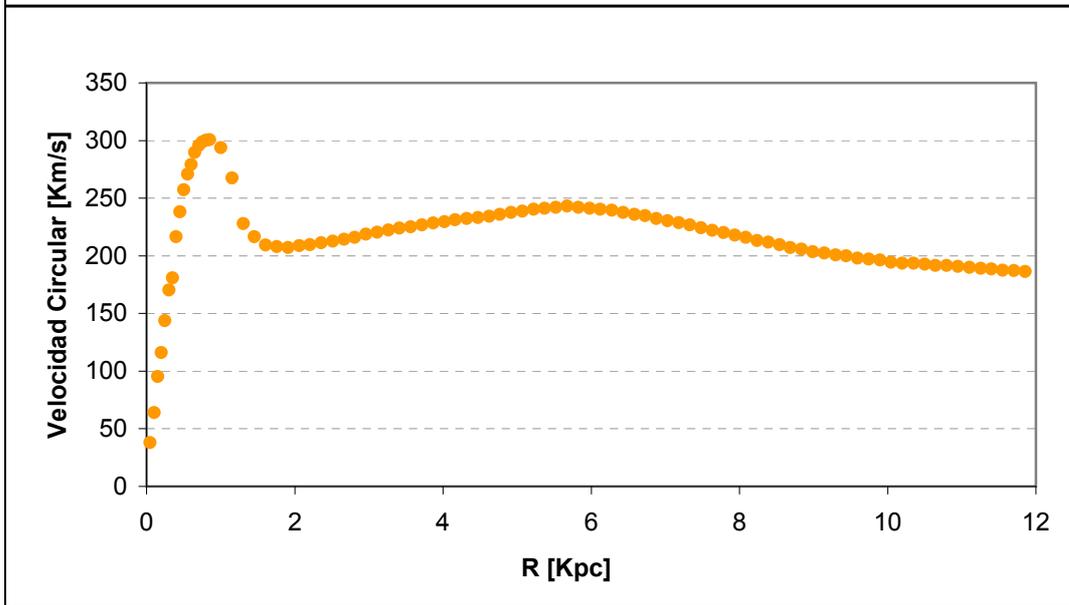
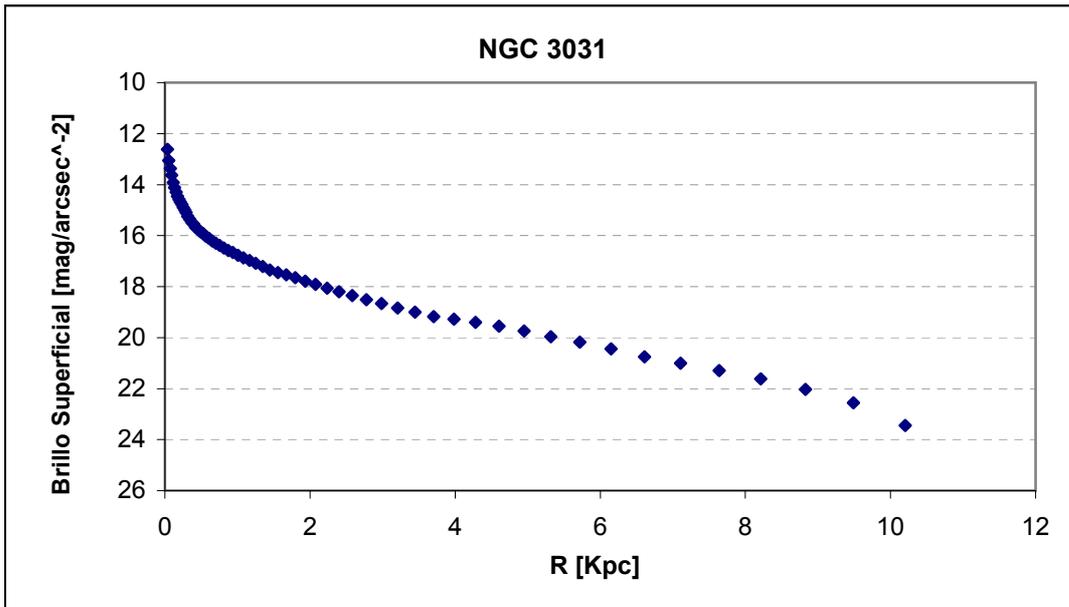


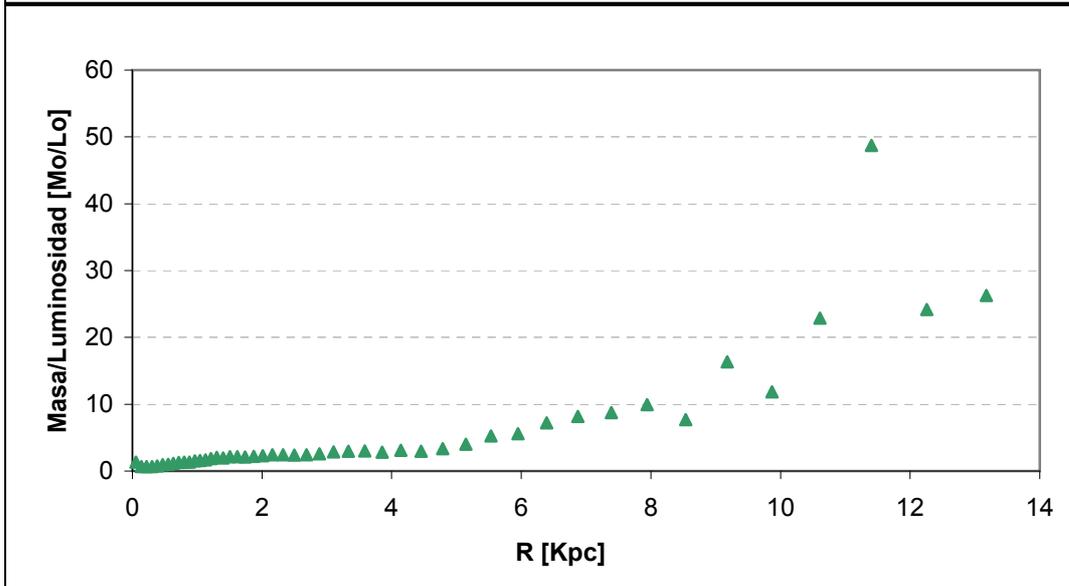
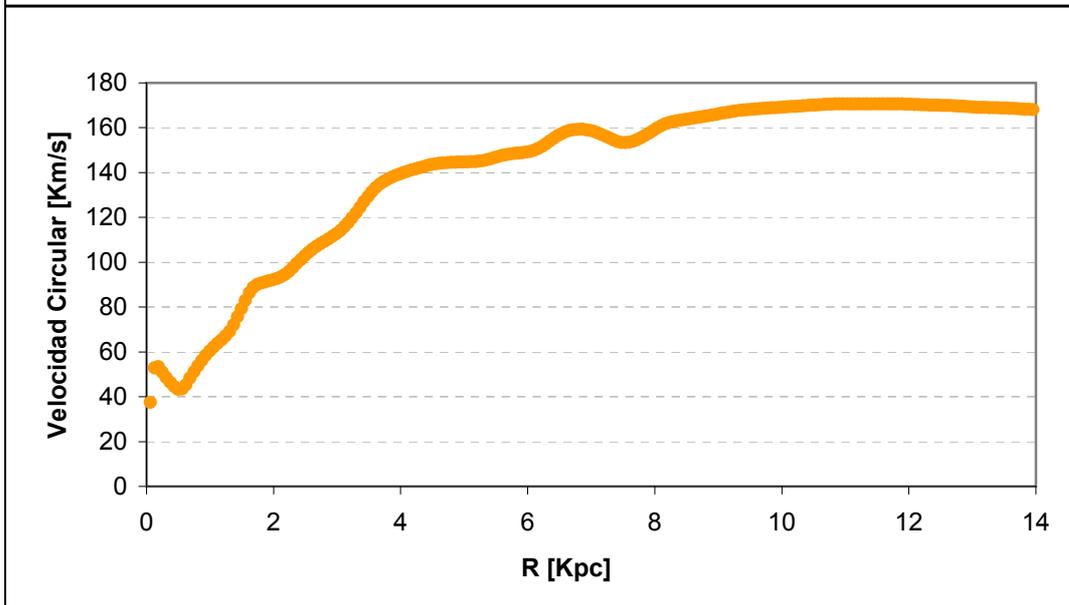
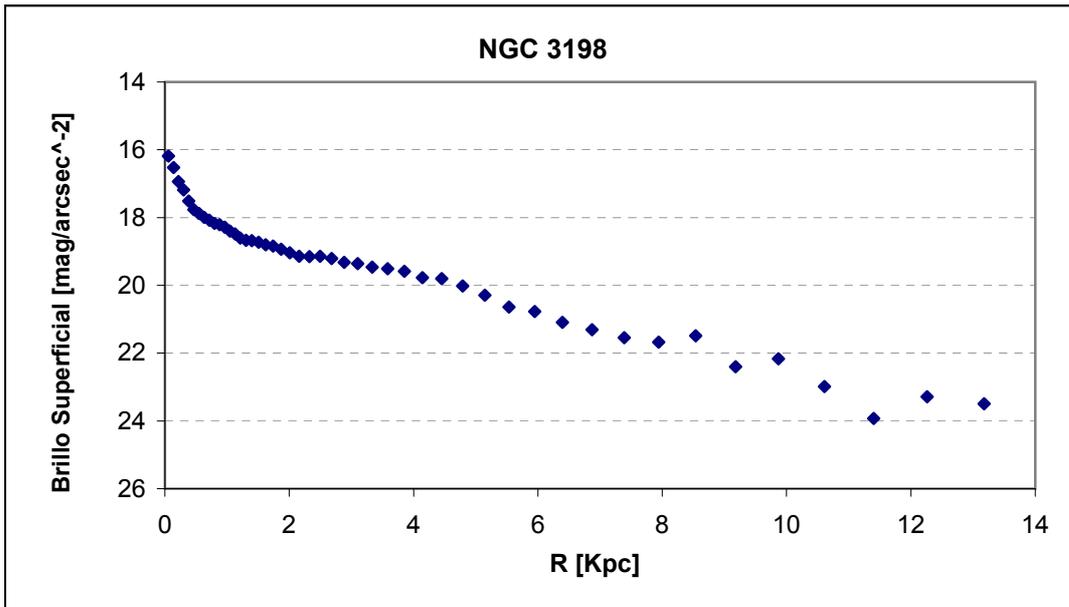


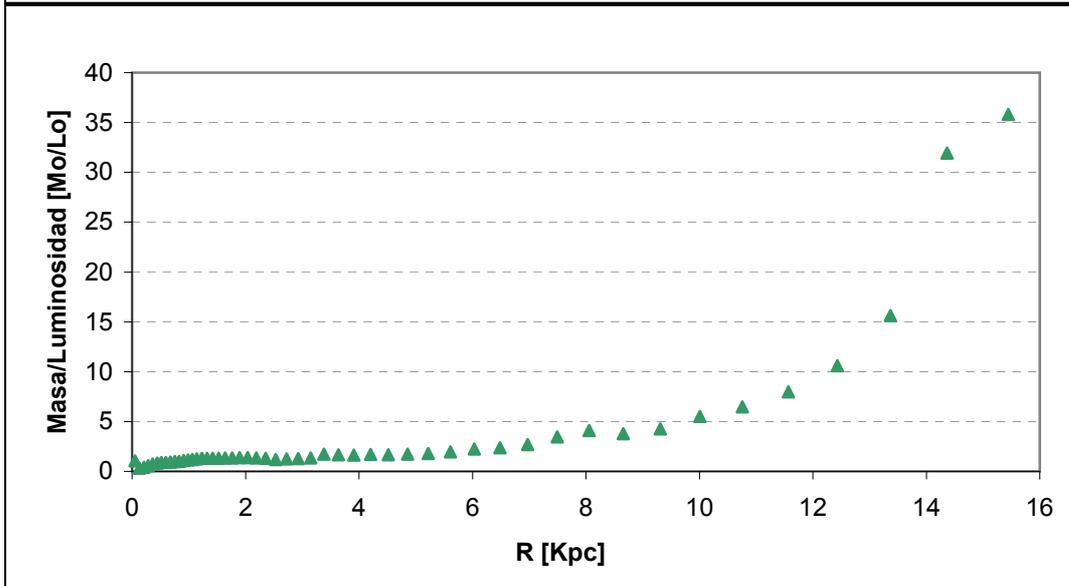
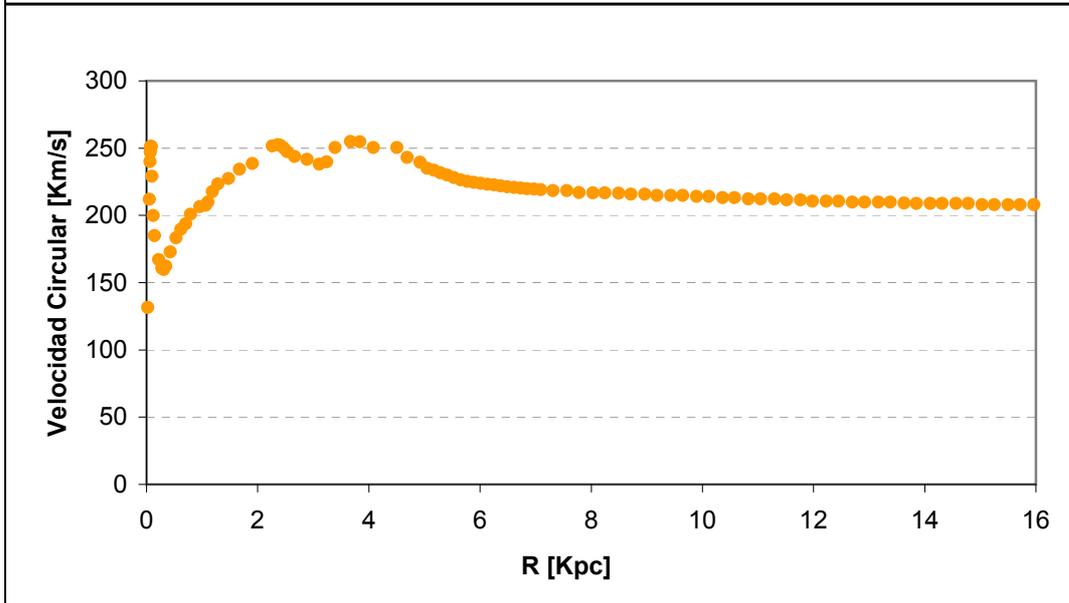
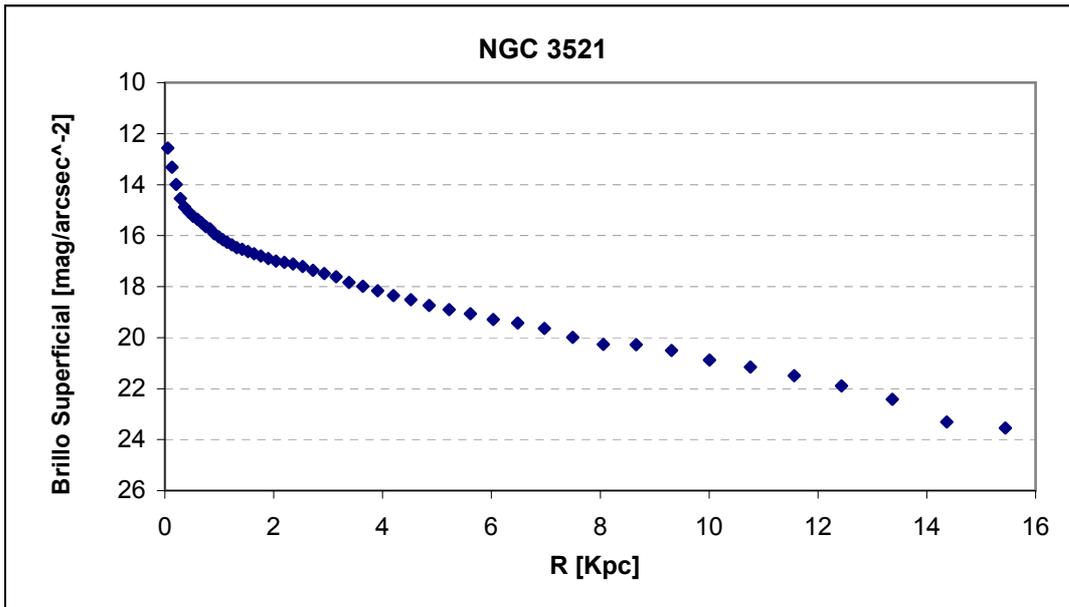


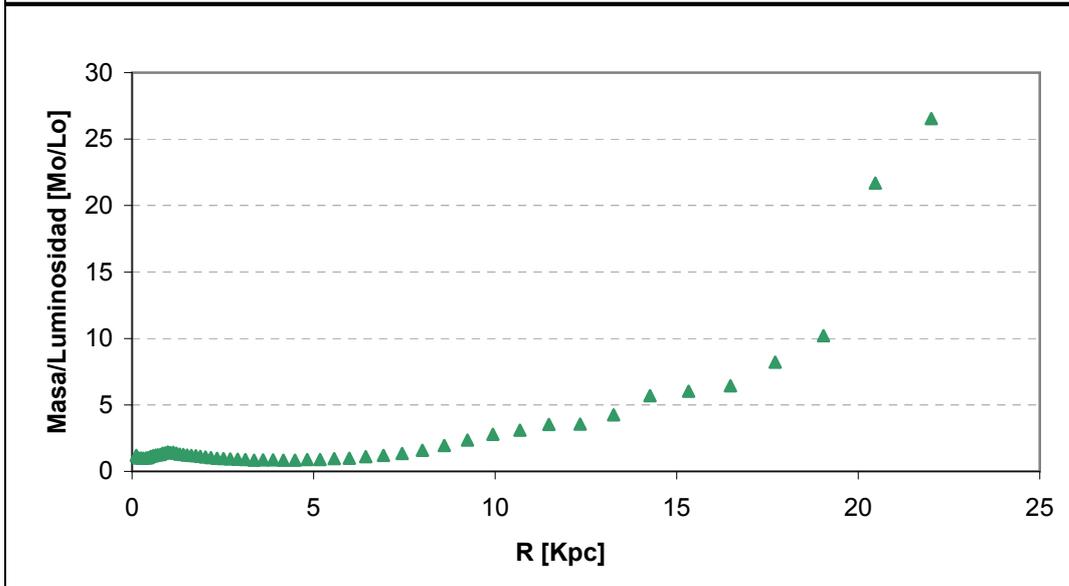
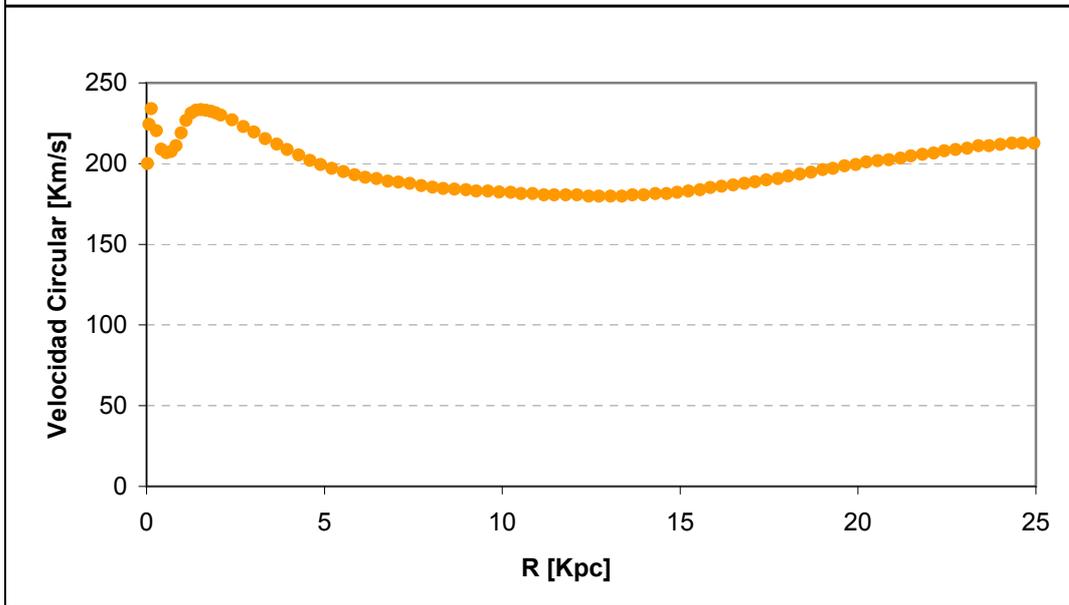
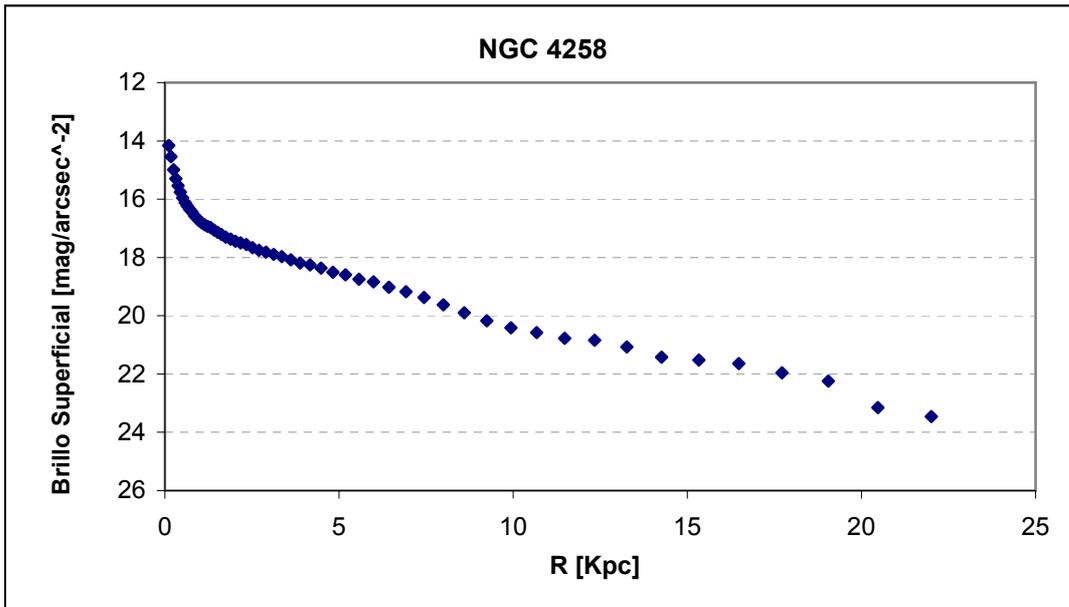


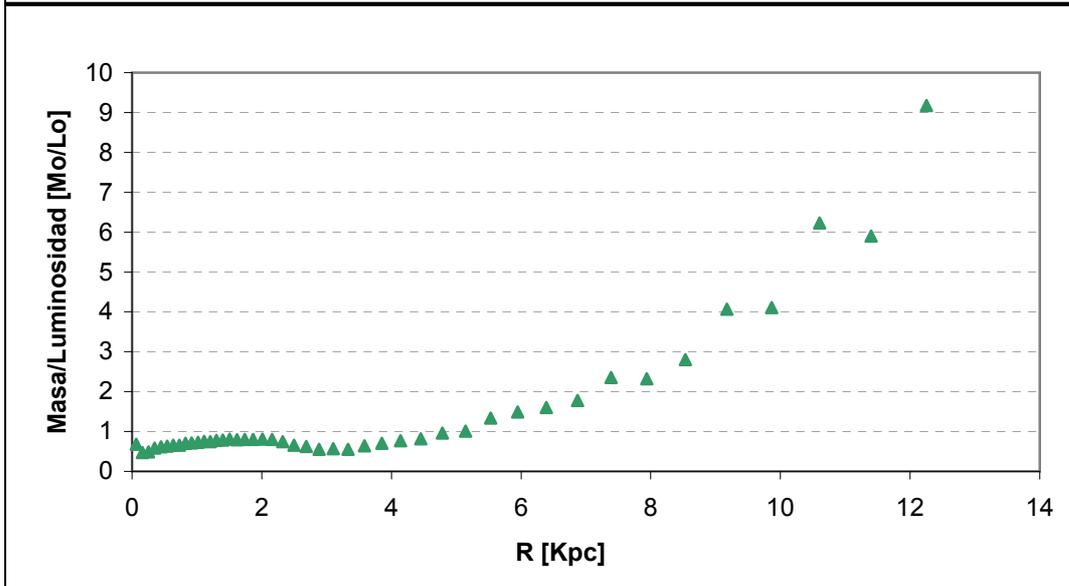
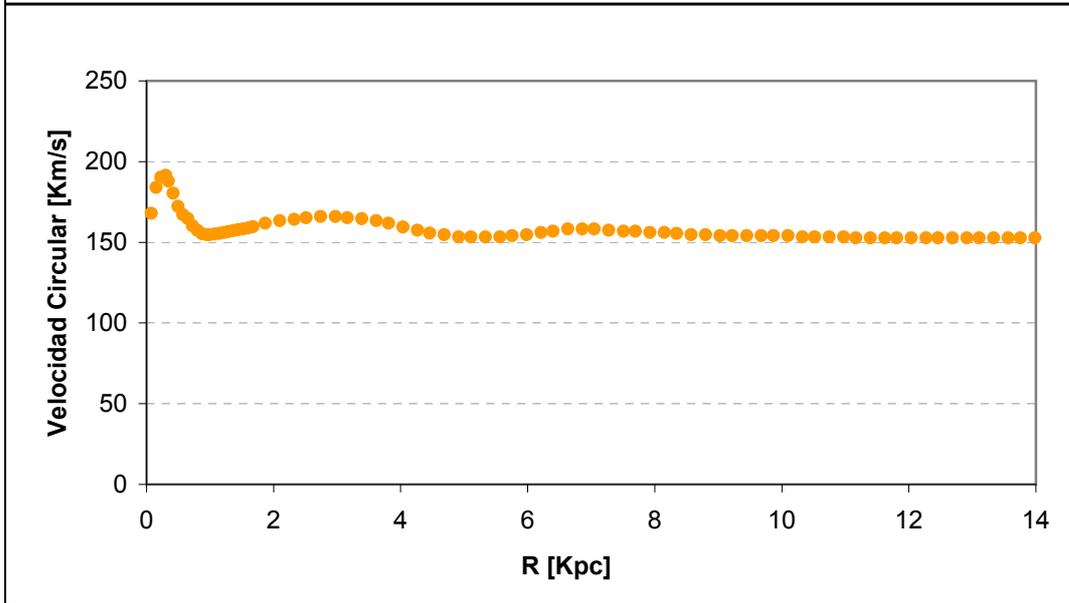
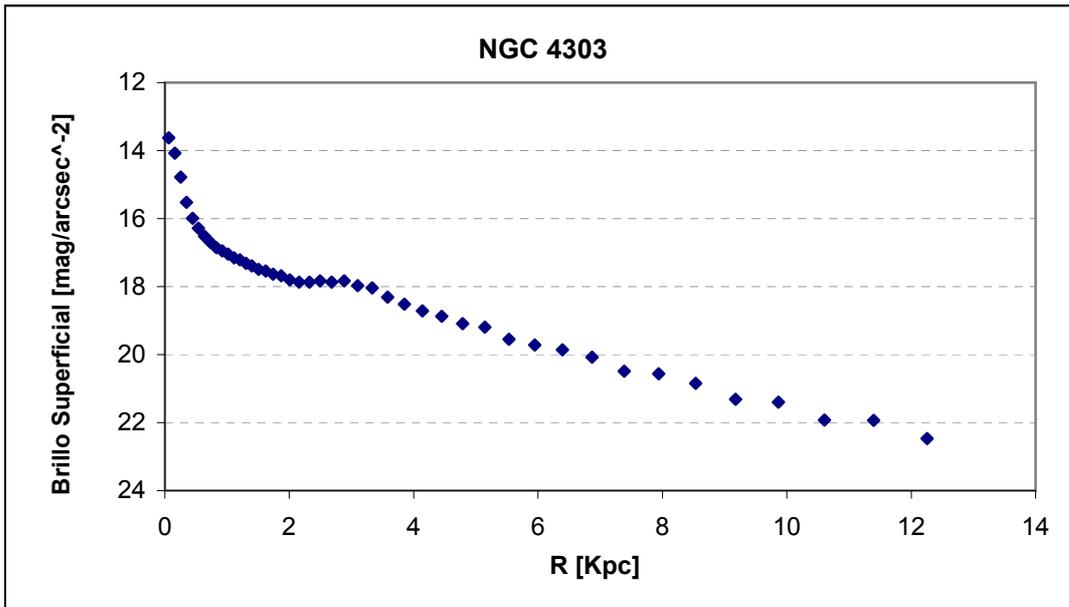


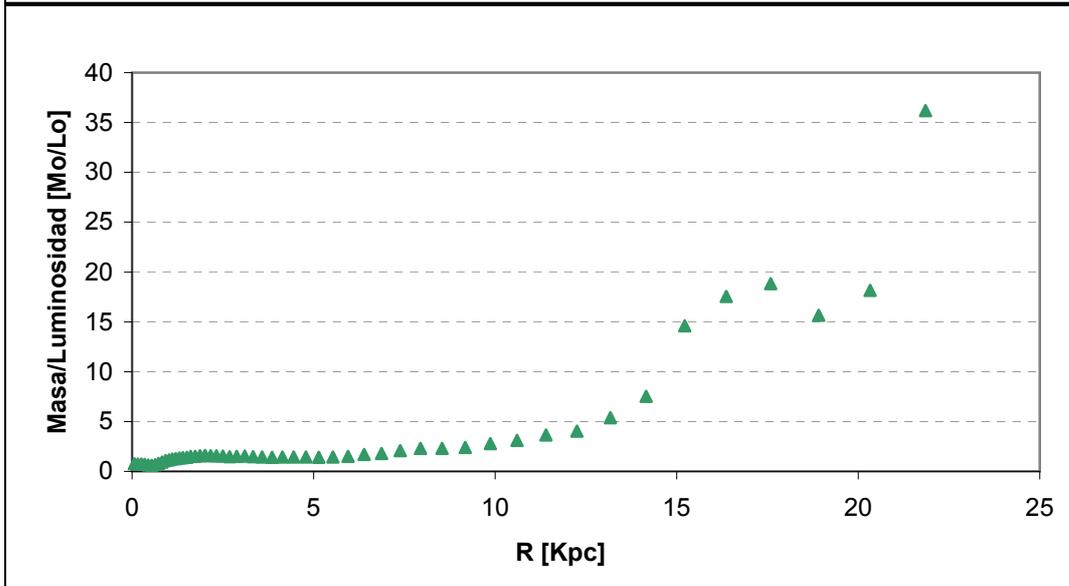
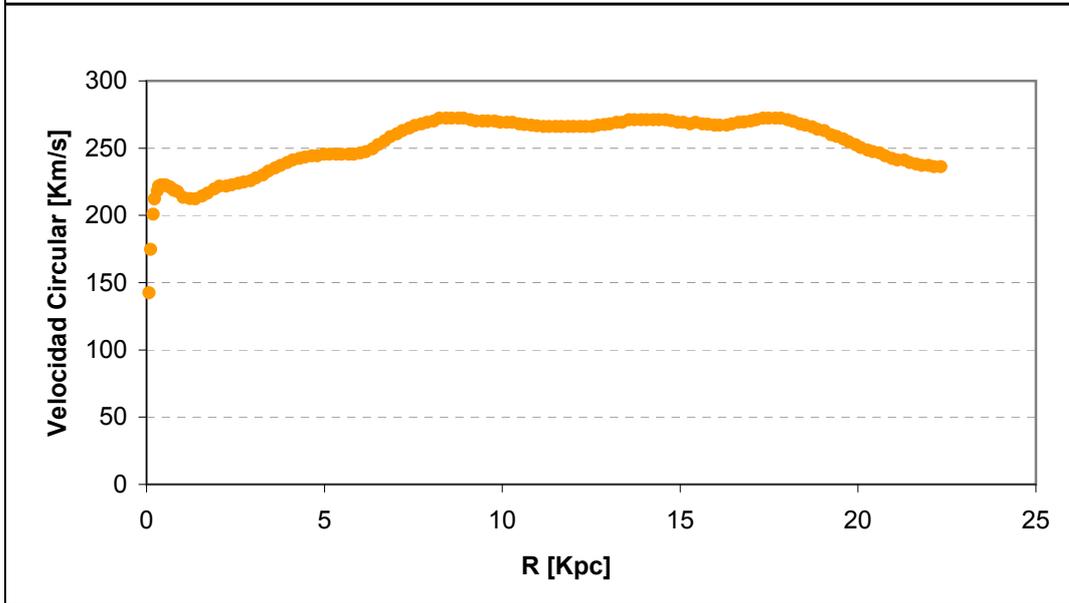
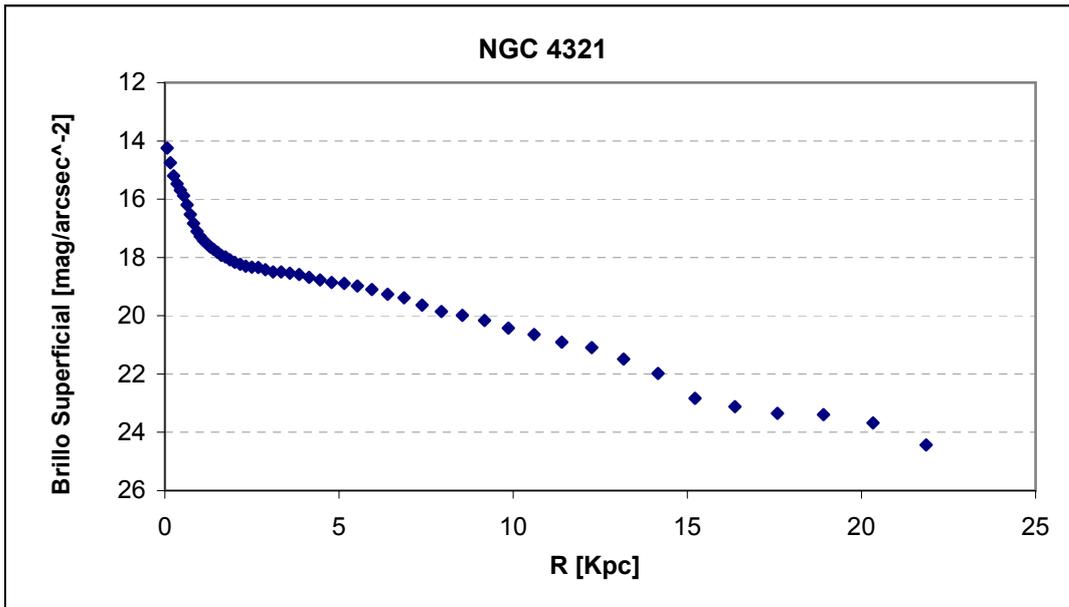


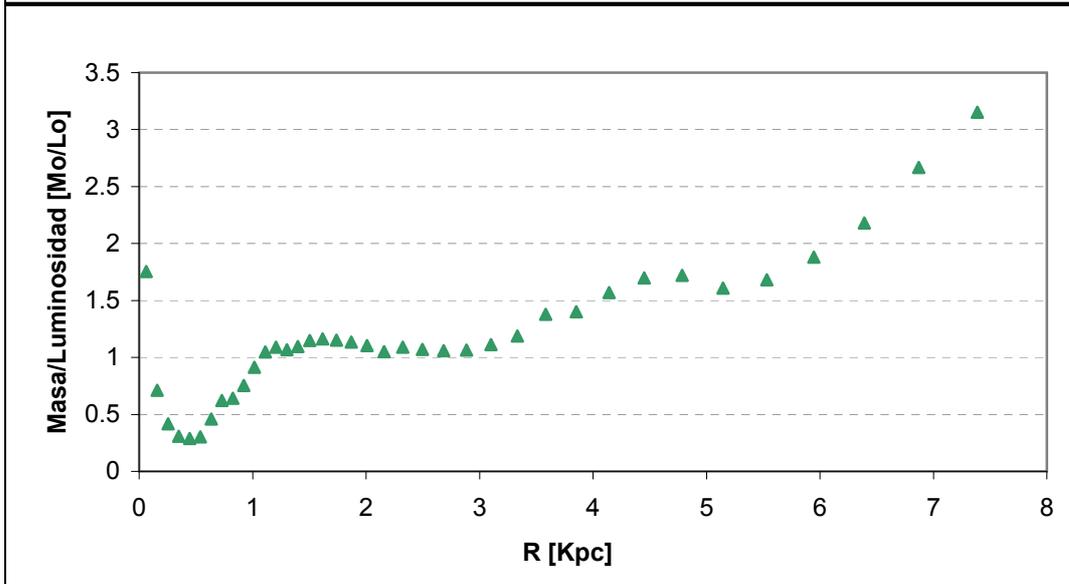
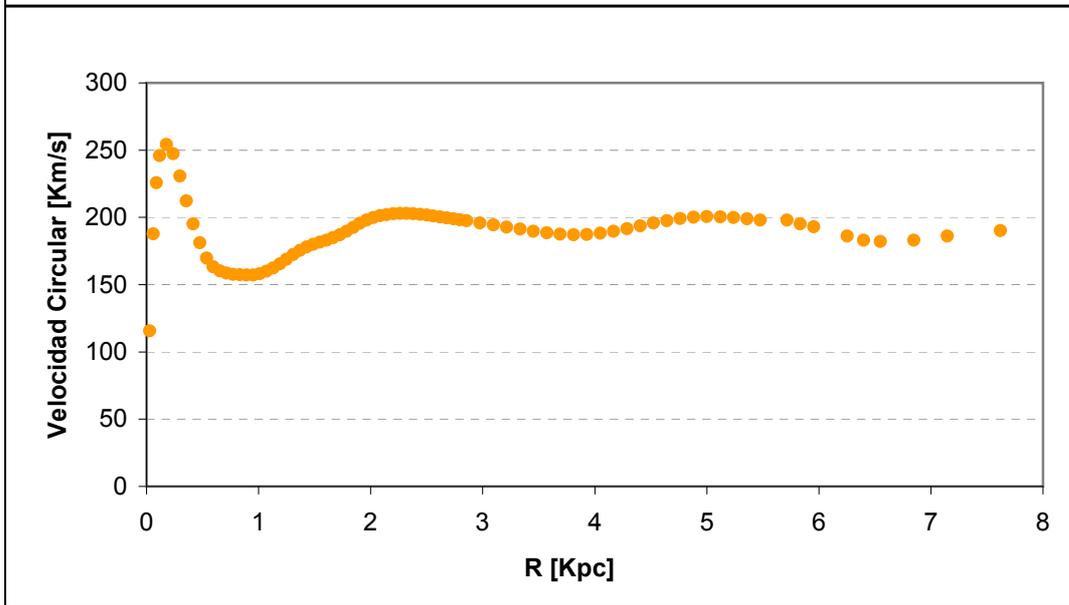
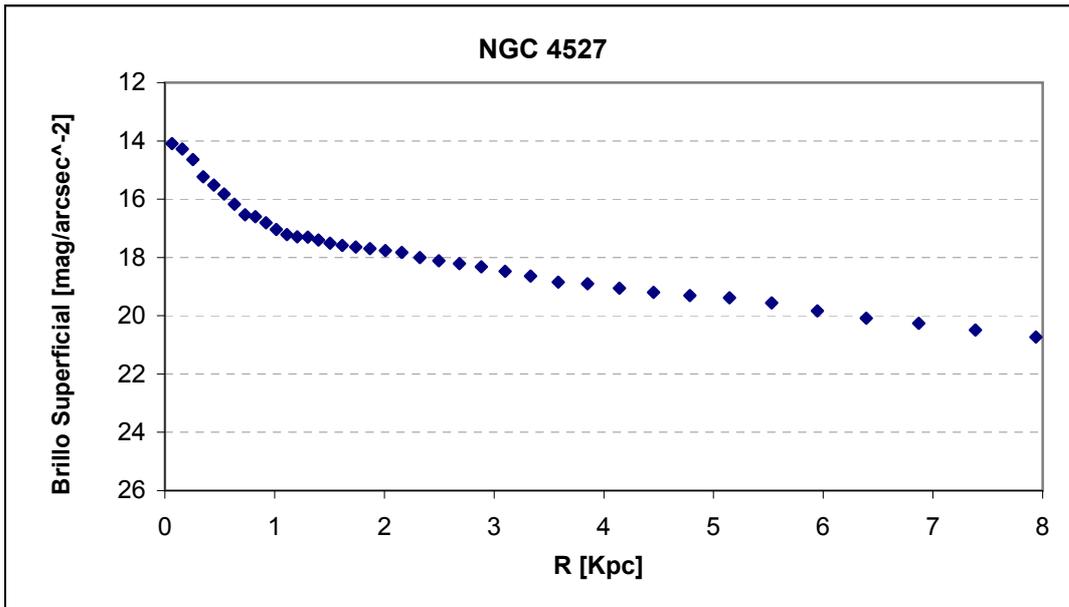


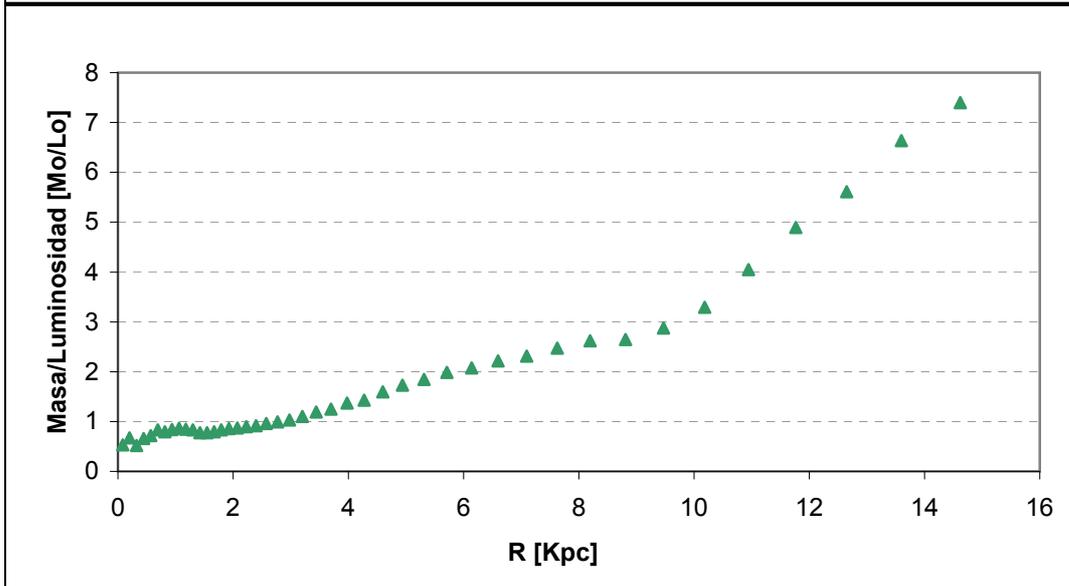
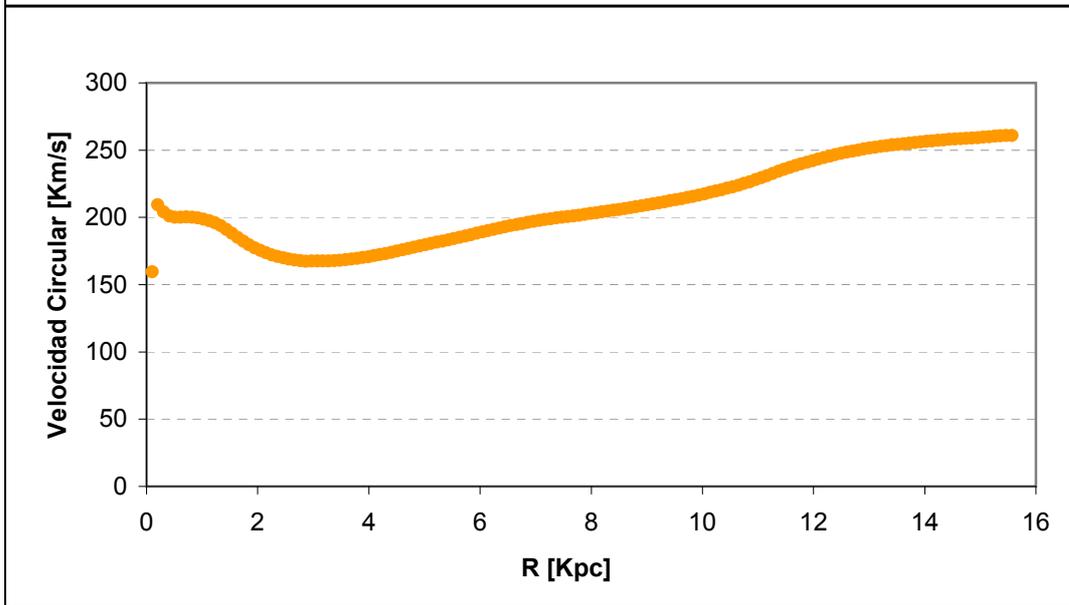
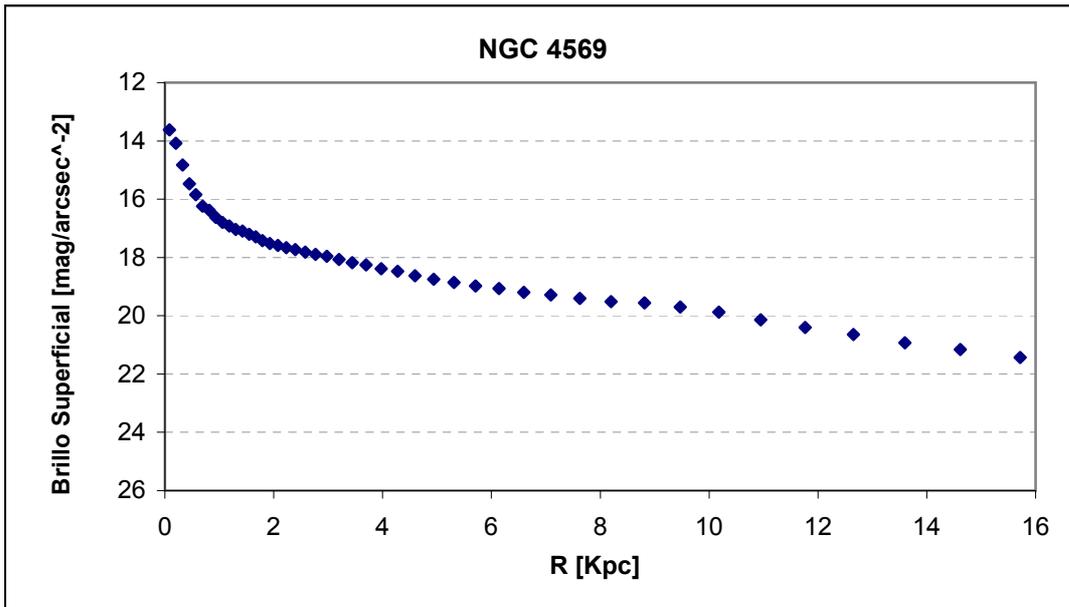


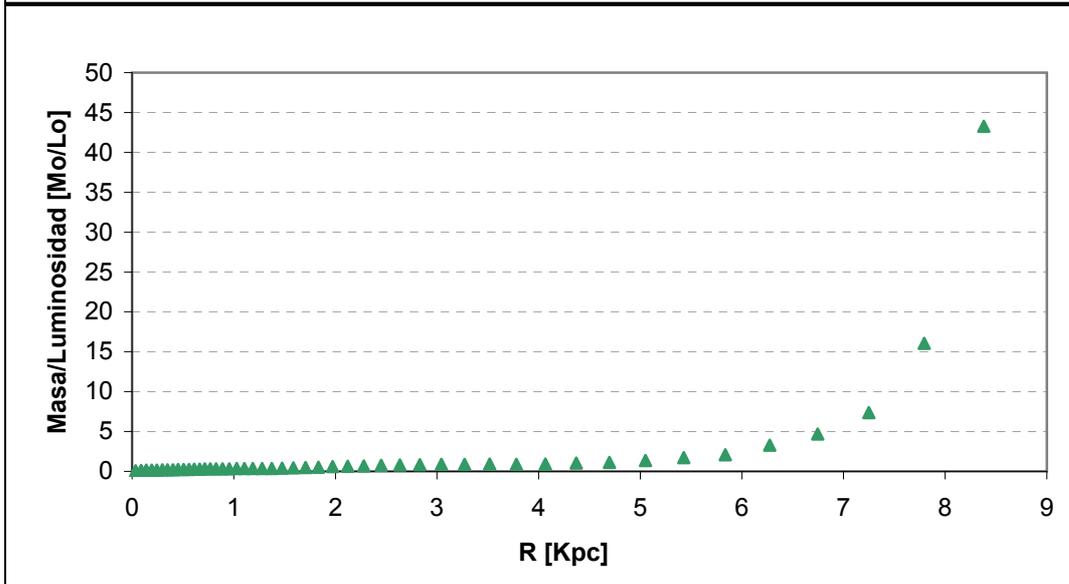
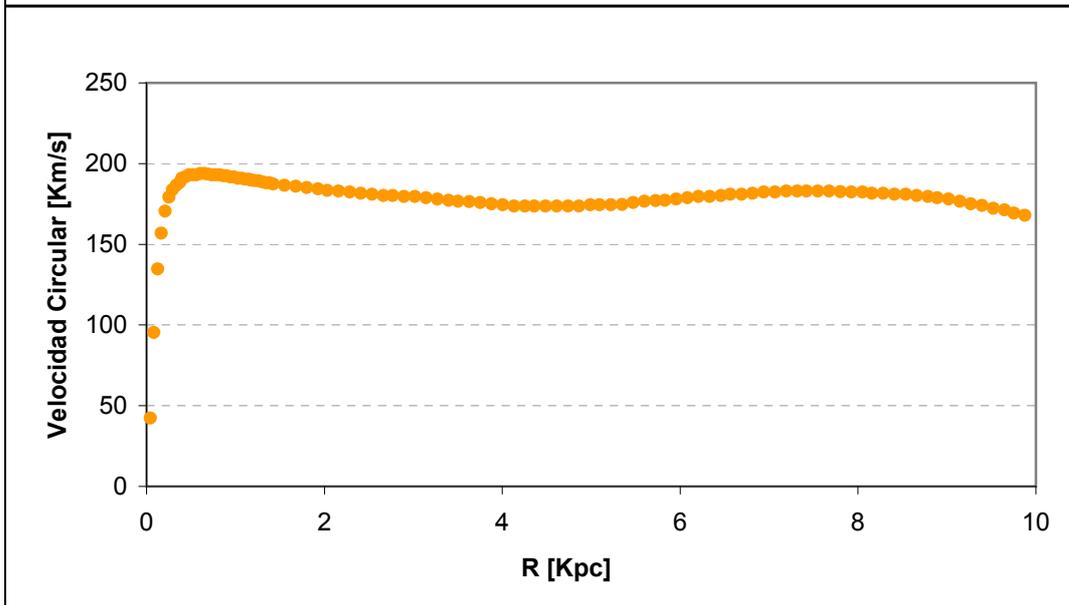
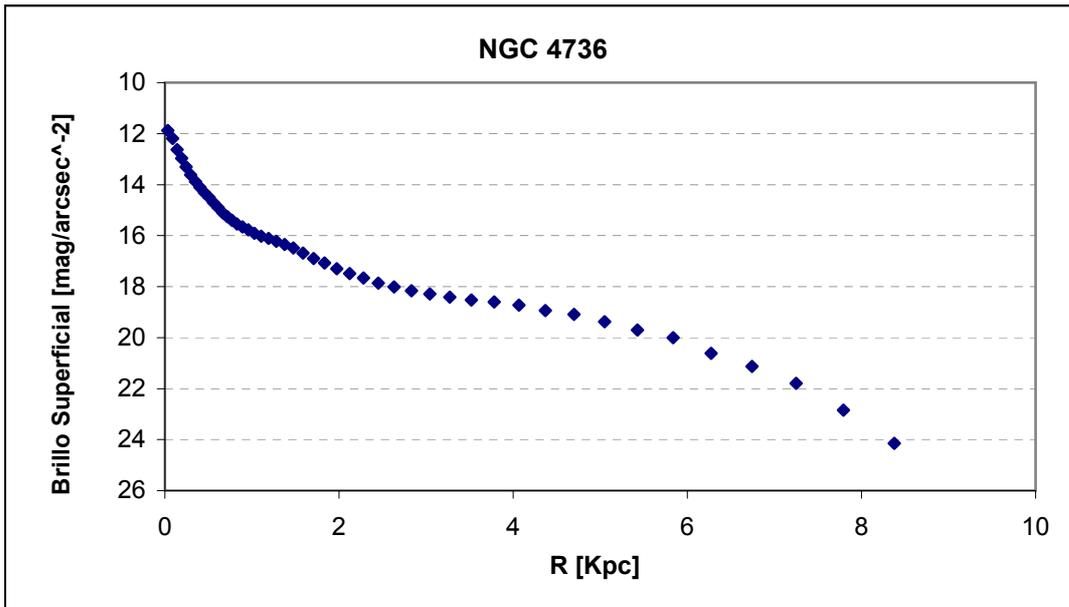


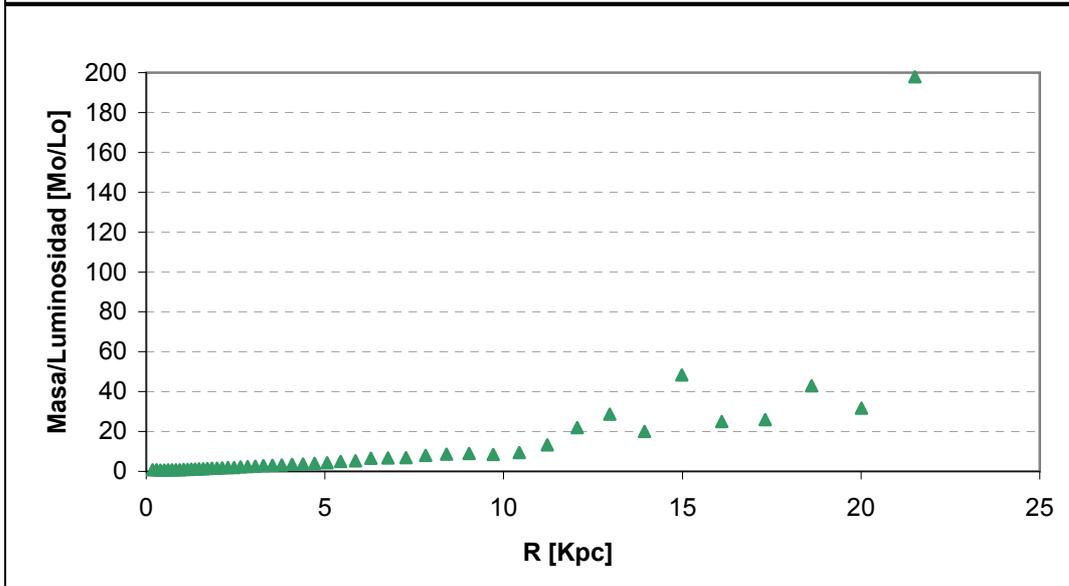
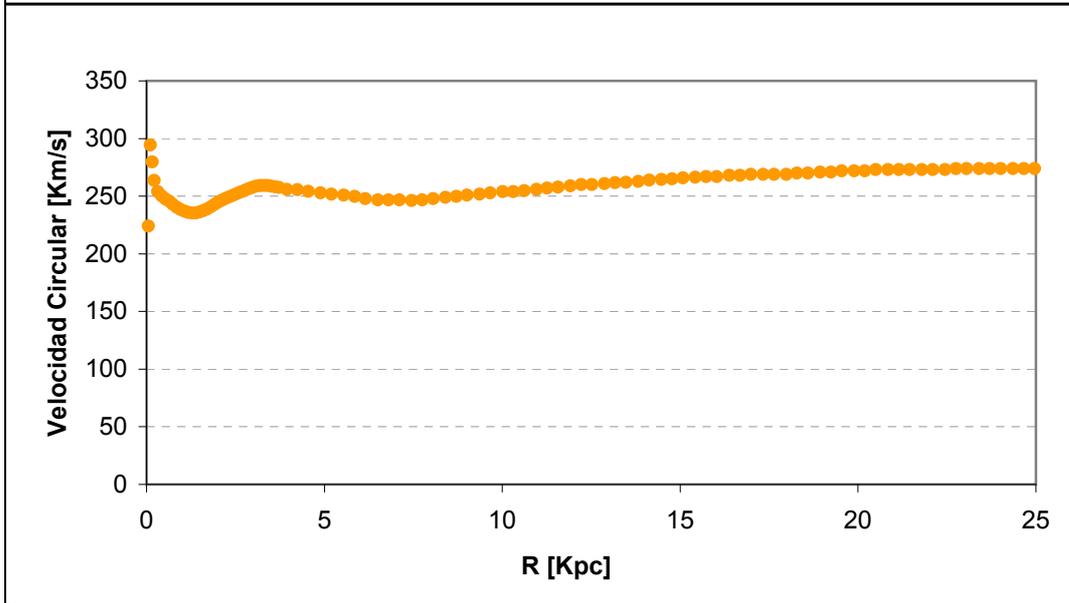
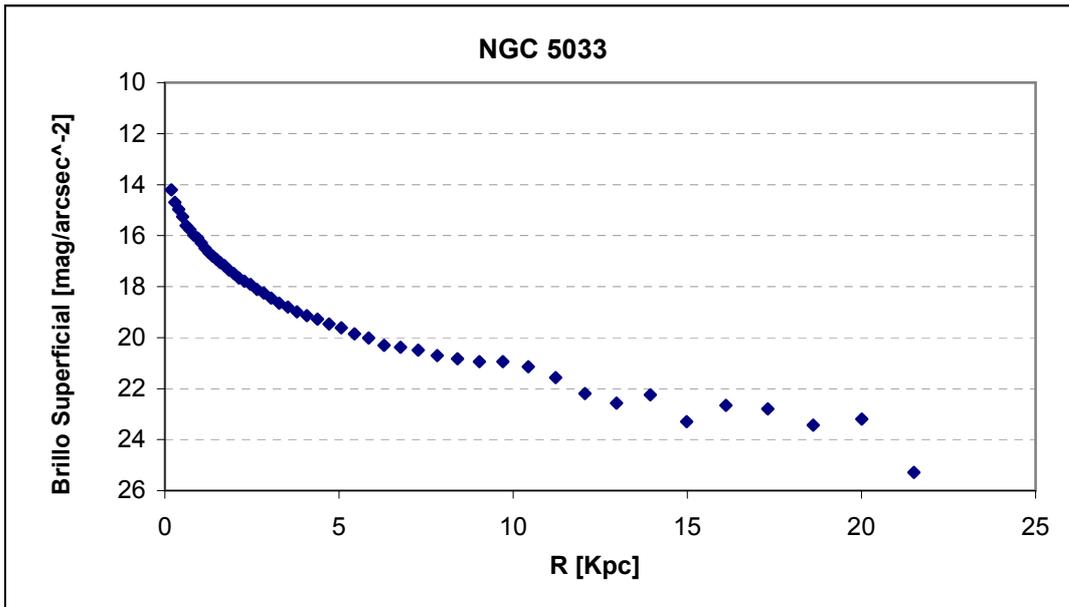


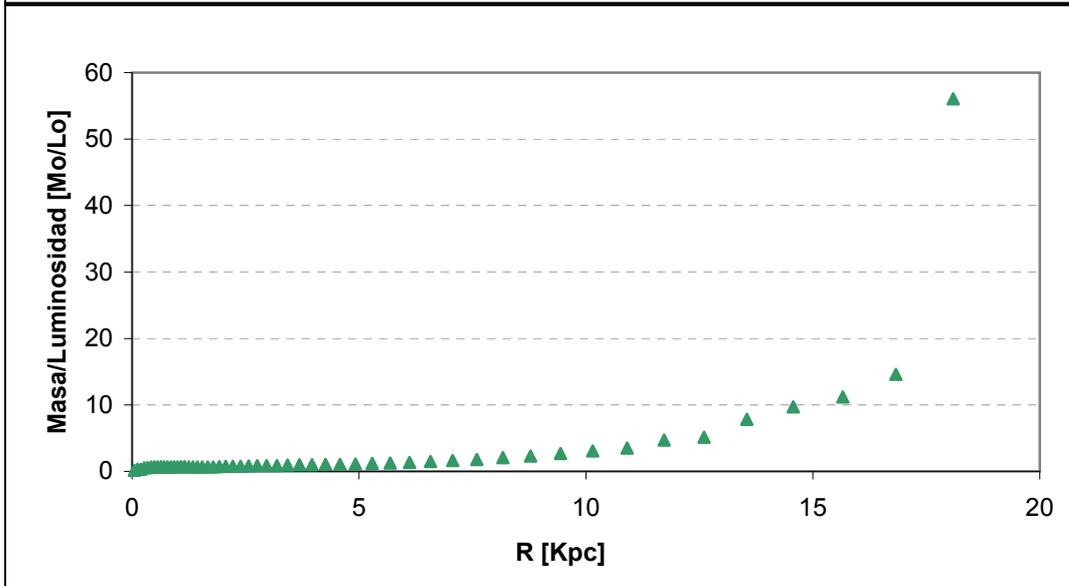
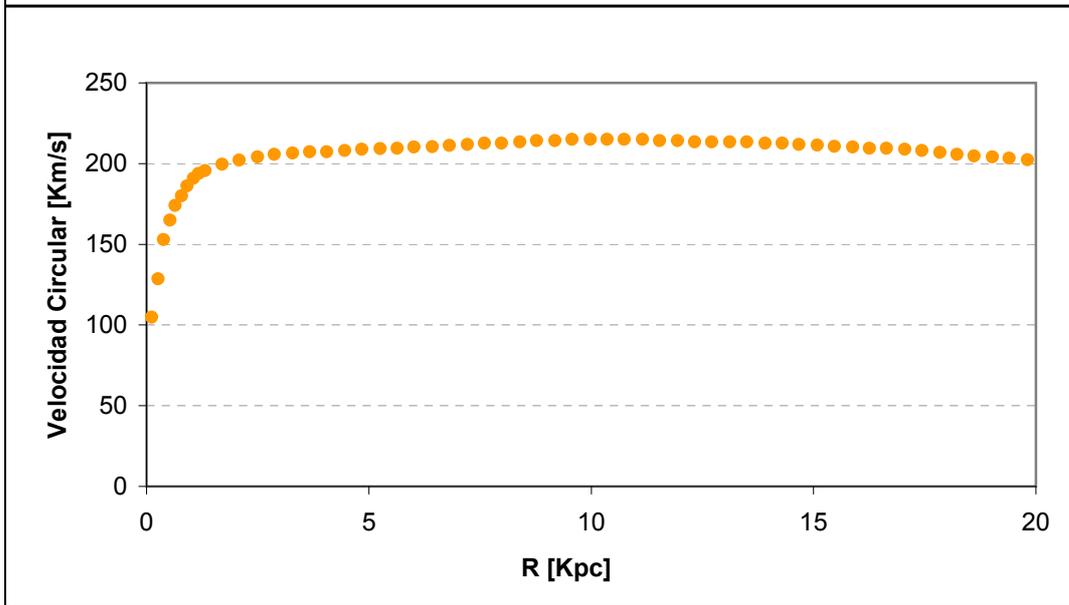
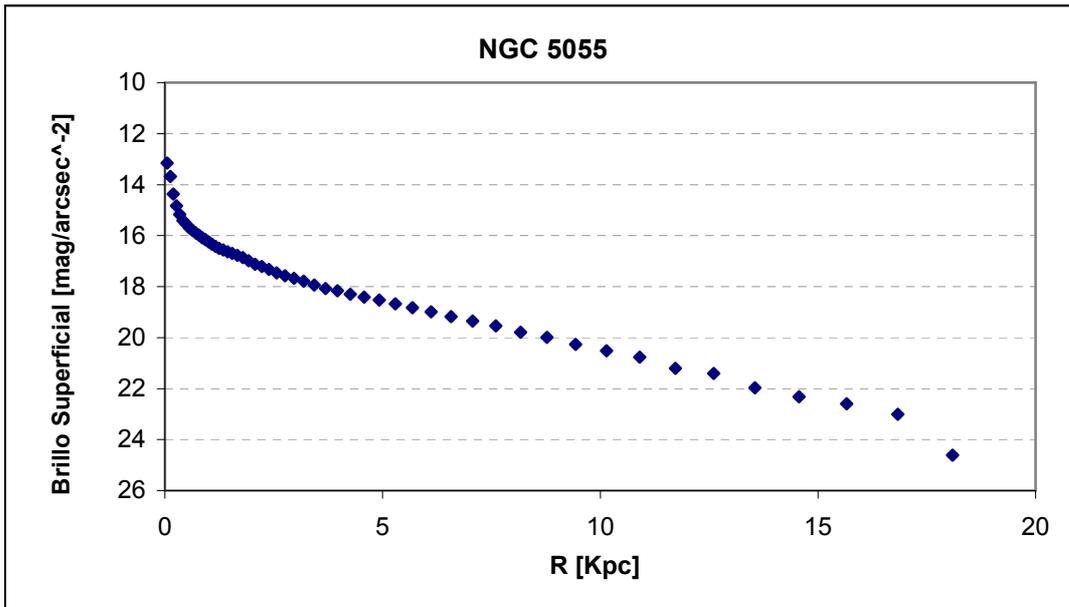


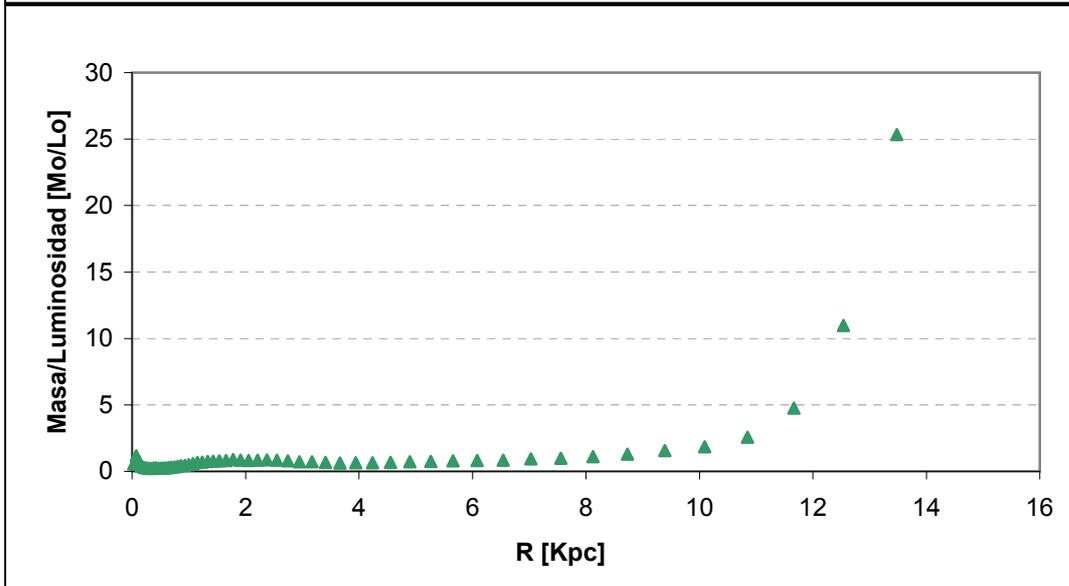
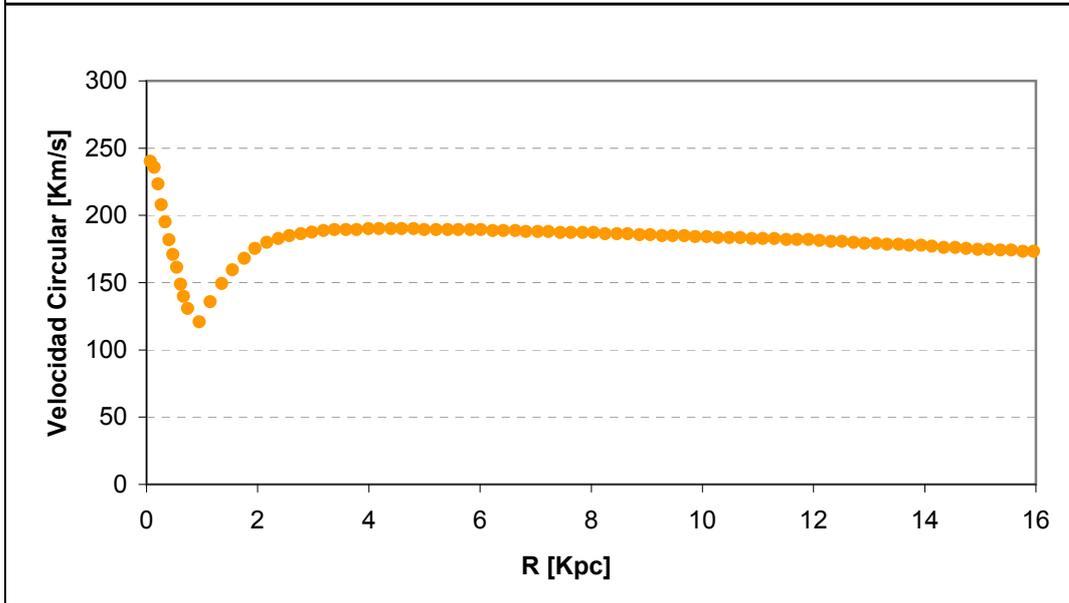
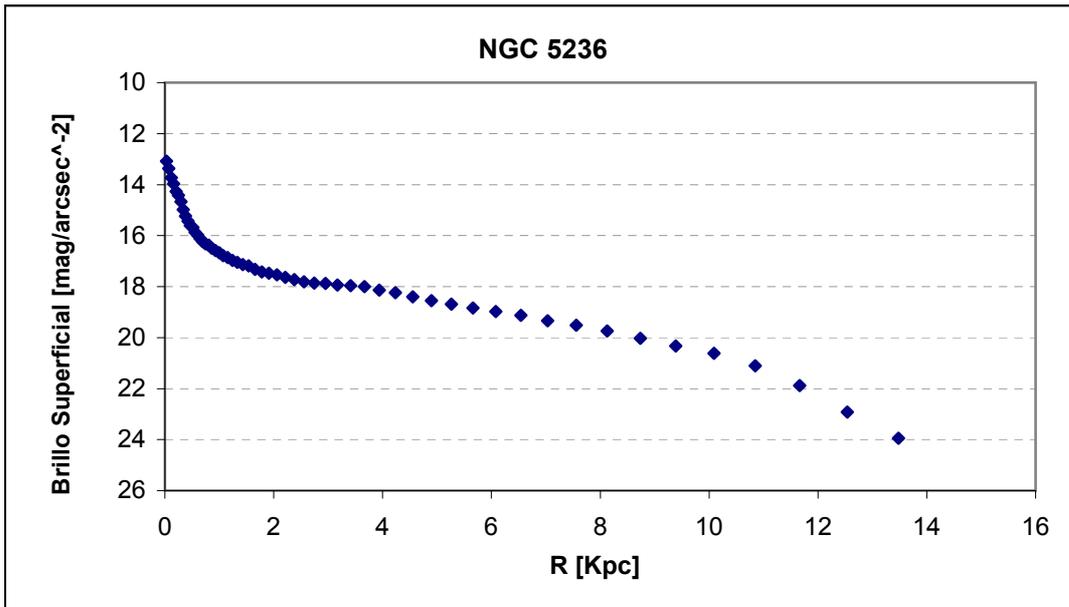


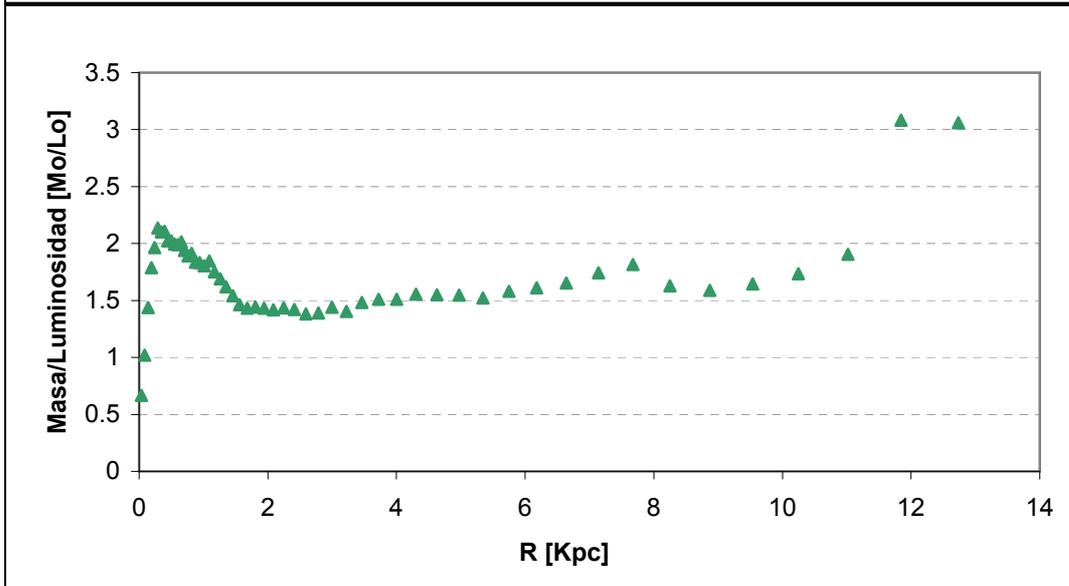
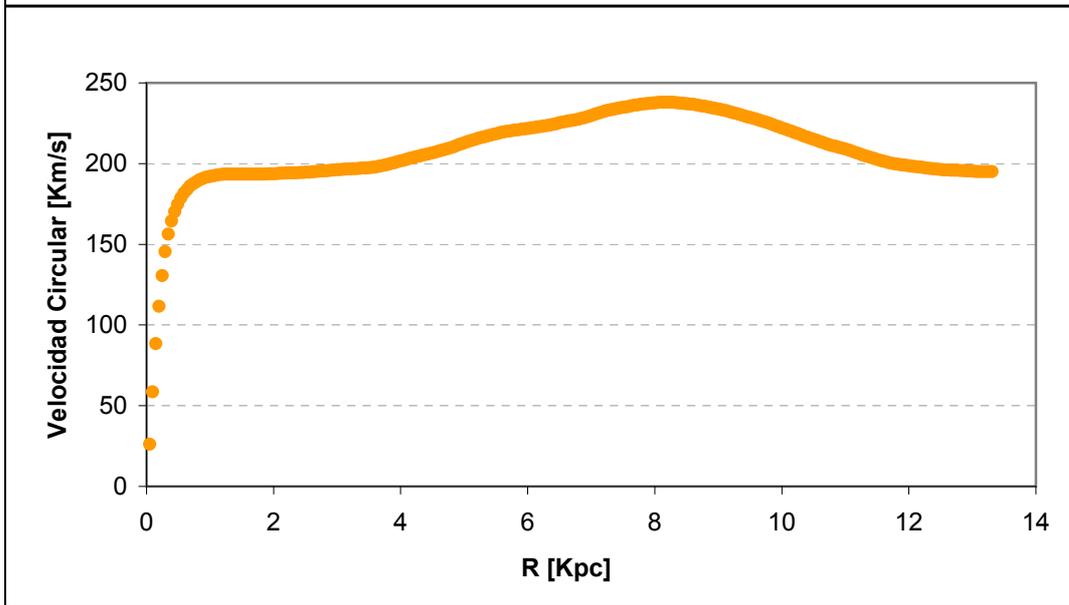
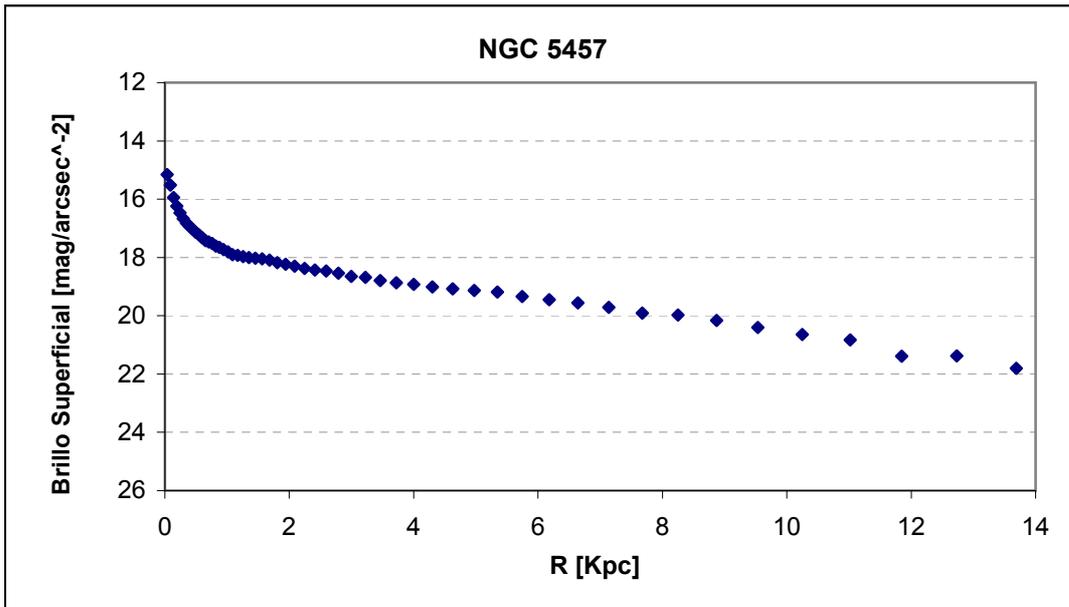


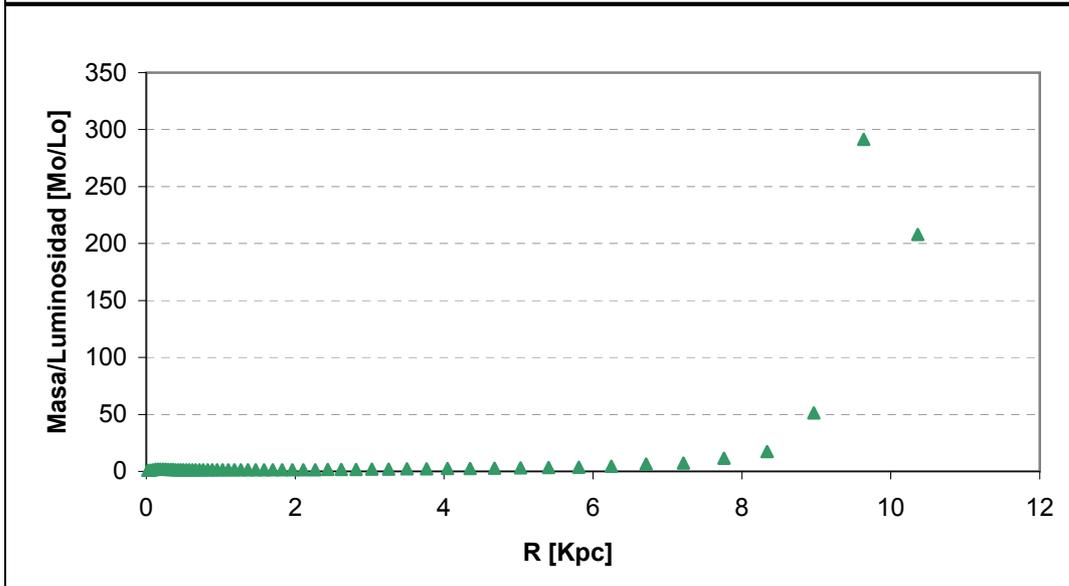
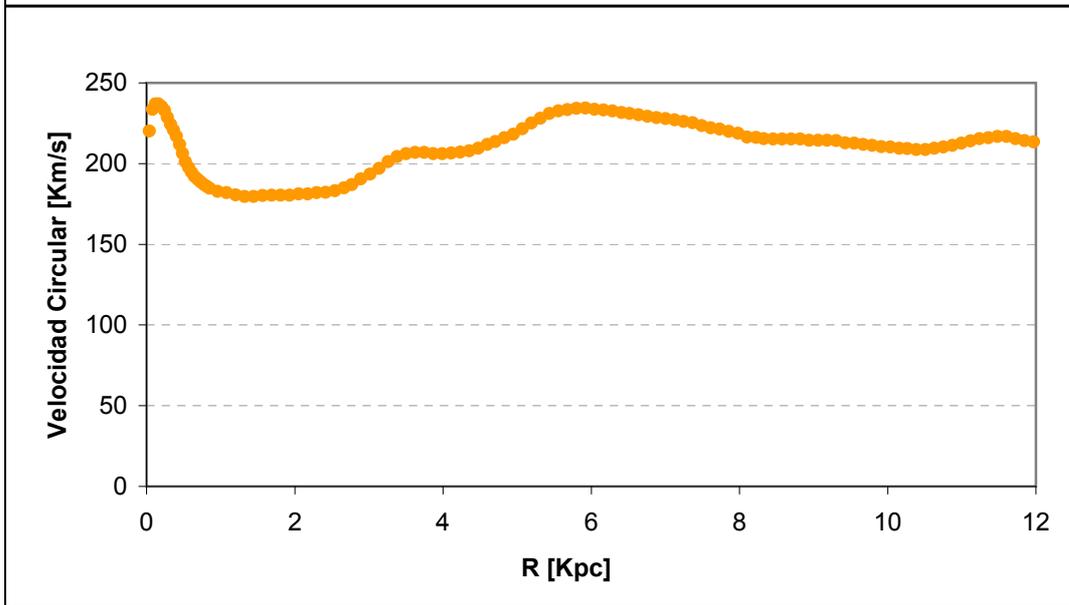
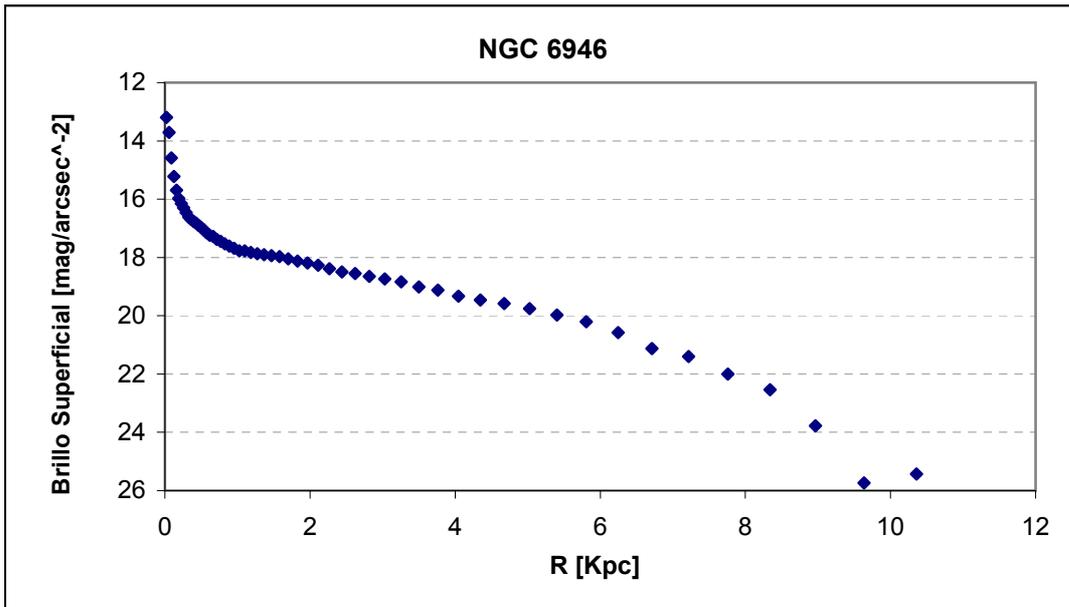


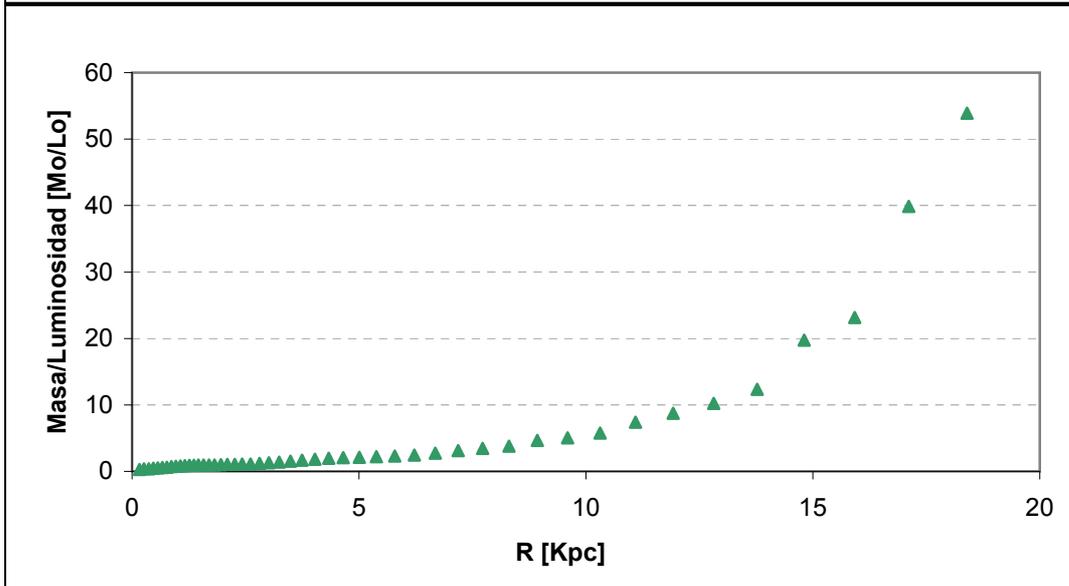
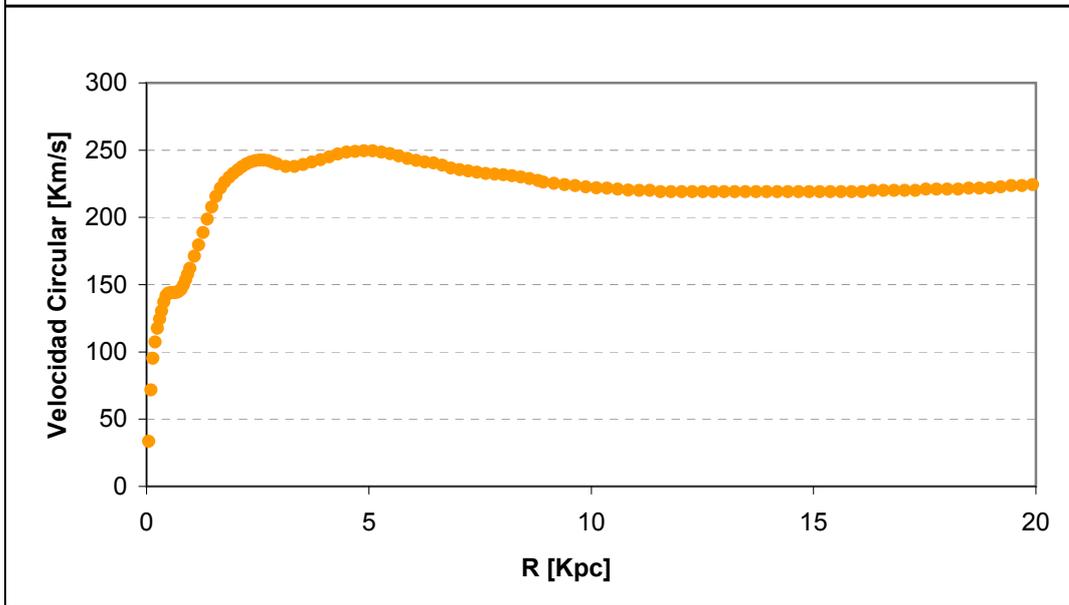
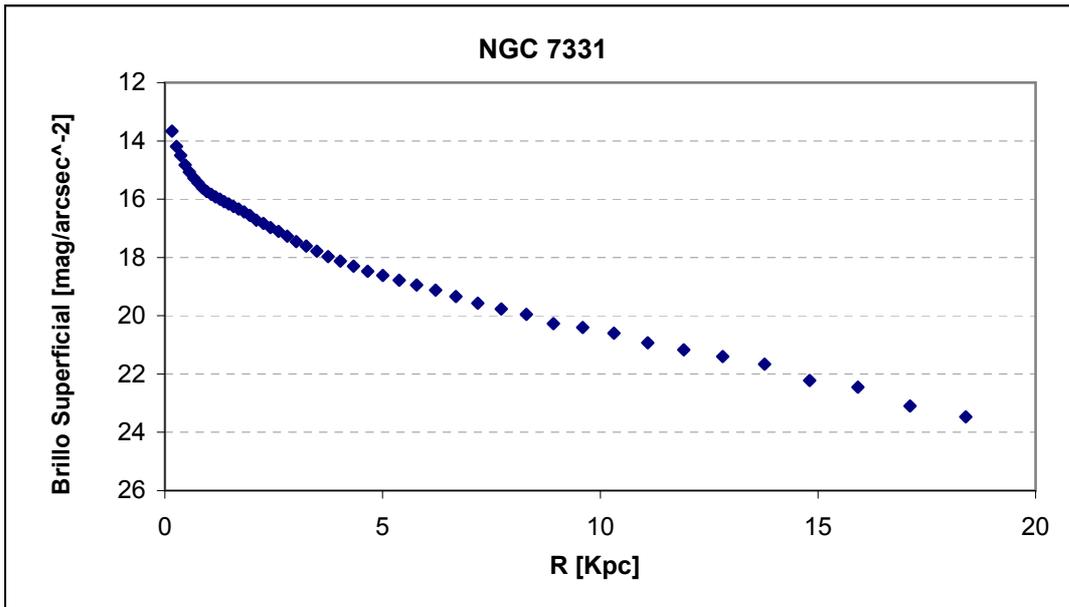


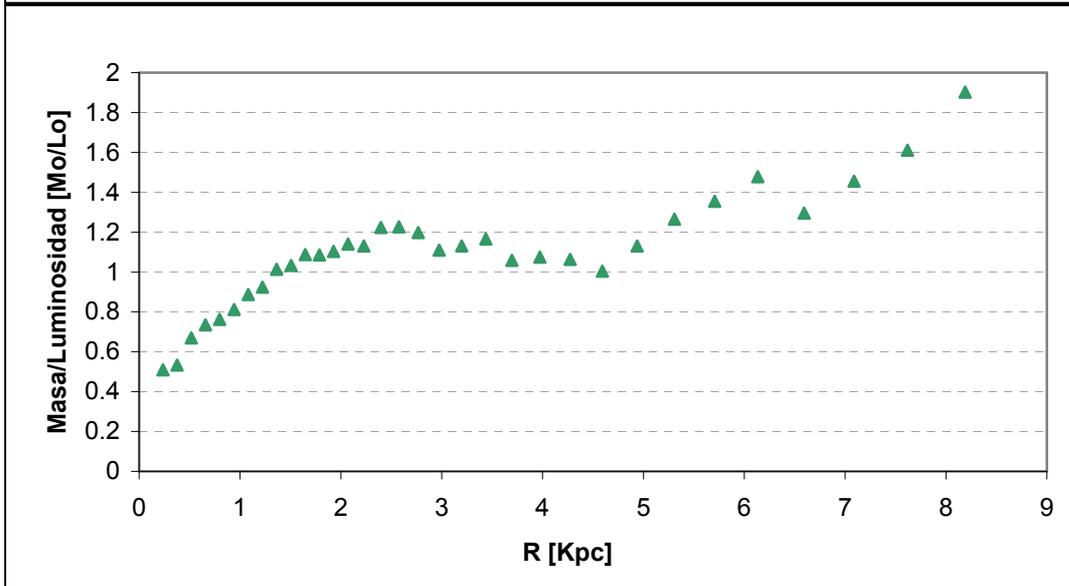
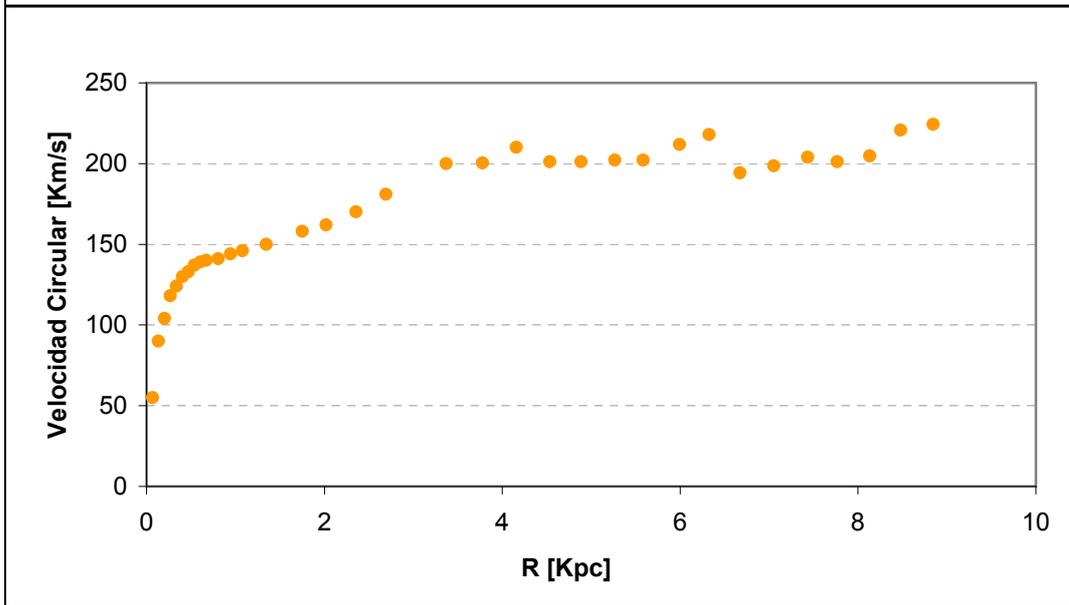
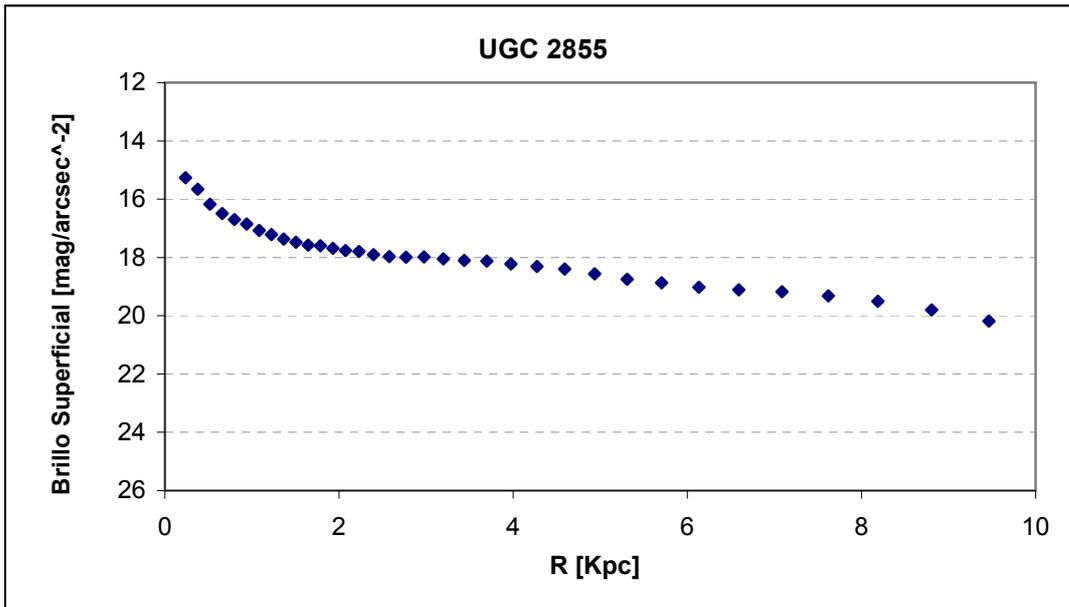












Apéndice 4C

Los ajustes automáticos llevados a cabo por la mayoría, si no por todos los programas que ajustan una función a un conjunto de puntos (x,y) que se relacionan de acuerdo a alguna función $f(x)$, supone que la ordenada al origen x es la variable independiente y no estocástica, i.e, que no tiene dispersión intrínseca. Es por ello que los ajustes automáticos minimizan la distancia vertical a la curva a ajustar (Figura 1a).

Sin embargo, cuando ambas variables son estocásticas, debemos tener en cuenta la distancia horizontal a la función a ajustar, es decir, debemos realizar un ajuste que minimice las distancias perpendiculares a la curva (Figura 1b).

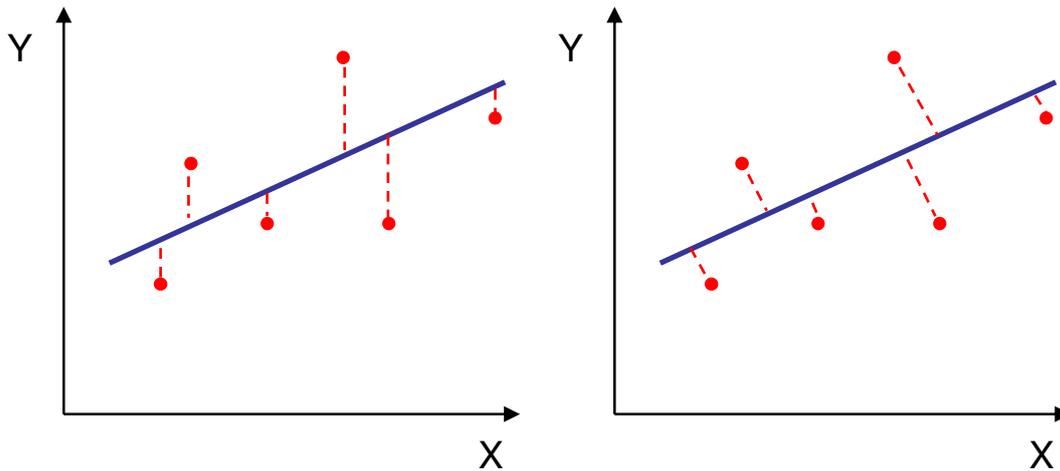


Figura 1a (Izquierda): Ejemplo de un ajuste a los puntos (x,y) donde se minimizan las distancias verticales a la función. **Figura 1b** (Derecha): Ejemplo de un ajuste lineal donde se minimizan las distancias perpendiculares a la recta.

Ajuste de una función continua a R vs M/L(R)

Dado que ambas variables, R y M/L, presentan una dispersión intrínseca (puntos corresponden a distintas galaxias que varían de manera diferente con cada propiedad), debemos realizar un ajuste que considere el apartamiento perpendicular a la curva a ajustar. Esta diferencia en el ajuste es más notoria en casos donde la función tiene una pendiente abrupta, ya que las distancias verticales son mayores que considerar las distancias perpendiculares a la curva. Se puede observar en la Figura 25 de la Sección 4.5 que a grandes radios la M/L crece rápidamente, donde los ajustes vertical y perpendicular tendrán mayores diferencias.

En el caso de un ajuste vertical, el punto (x_i, y_i) estará a una distancia d_i respecto al punto de la curva $(x_i, f(x_i))$ dada por $d^2 = f(x) - y$ (la coordenada horizontal es la misma para ambos puntos). Pero, si consideramos el ajuste perpendicular, el punto de la curva $(x_o, f(x_o))$ que minimiza la distancia entre el punto (x_i, y_i) y la curva, queda indefinido, y por tanto la distancia correspondiente:

$$d_i = \sqrt{(x_o - x_i)^2 + (f(x_o) - y_i)^2} \tag{1}$$

Es por ello que primero se debe determinar el punto de la curva $(x_o, f(x_o))$ cuyo segmento de unión con (x_i, y_i) sea perpendicular a la tangente a la curva. Lo que es equivalente a pedir que la distancia entre (x_i, y_i) y la tangente de $f(x)$ en x_o sea mínima:

$$\frac{\partial(d_i)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \sqrt{(x - x_i)^2 + (f(x) - y_i)^2} \Big|_{x_0} = 0$$

$$x - x_i + (y - y_i) \frac{\partial y}{\partial x} = 0 = F(x)$$

Para resolver la ecuación se pueden utilizar distintos métodos de iteración:

❖ Método del Punto Fijo:

Sea $F(x) = g(x) - x = 0$, lo que implica, $g(x) = x$, la cual se llama función iteradora.

$$x_{i+1} = g(x_i)$$

❖ Método de la Bisección:

Se eligen dos puntos iniciales a, b , tal que $F(a) \cdot F(b) < 0$. Lo que significa que $F(a)$ y $F(b)$ tienen distinto signo y que x_0 estará entre a y b . Evalúo $F((a+b)/2)$ y lo reemplazo por $F(a)$ o $F(b)$ según el signo, de manera de acotar el intervalo.

❖ Método de Newton:

De la definición de derivada como cociente de incrementos, se puede deducir la siguiente expresión,

$$x_{i+1} = x_i - \frac{F(x_i)}{F'(x_i)}$$

El método del Punto Fijo resultó poco eficiente ya que para muchos puntos la iteración no converge. En el caso del Método de la Bisección, resulta más difícil su implementación y tiempo de cálculo pero su convergencia está asegurada, aunque presenta cierta dependencia con los valores iniciales elegidos. Por último, el Método de Newton presenta la ventaja de converger rápidamente pero en algunos pocos puntos no converge. Teniendo esto en cuenta, se procedió a utilizar el Método de Newton, con mayor rapidez de cálculo y fácil implementación, y en los pocos casos donde no converge, se utilizó el Método de la Bisección.

La función a ajustar fue:

$$y = be^{ax}$$

$$M / L = be^{aR} \tag{2}$$

En la Figura 1 se comparan el ajuste automático (vertical) y el obtenido considerando las distancias perpendiculares a la curva. Se puede observar cómo la pendiente del ajuste perpendicular reproduce más fehacientemente el comportamiento de la nube de puntos a grandes radios. Si bien los parámetros de ajuste pueden determinarse con una precisión de 0.001 (el algoritmo distingue variaciones en los parámetros de esa magnitud), el método de iteración utilizado introduce una variación en los parámetros de ± 0.003 en a y ± 0.002 en b . Sin embargo, las mayores variaciones se presentan en seleccionar la distancia d o d^2 para minimizar en la ecuación (1), arrojando variaciones de hasta ± 0.03 en a y ± 0.02 en b . Esto se debe al peso otorgado a los puntos ya que la distancia al cuadrado favorece valores grandes de R y M/L .

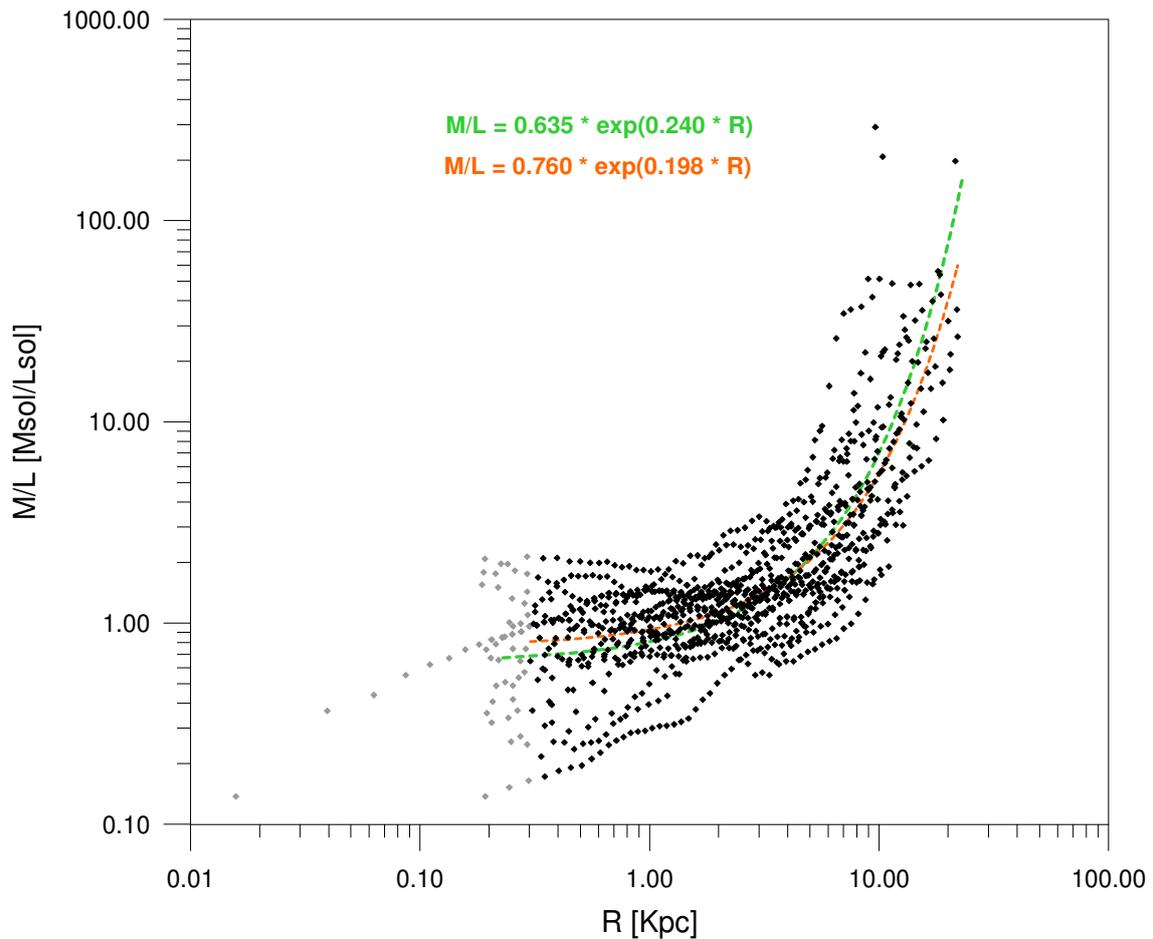


Figura 1: Comparación del ajuste automático y el ajuste desarrollado considerando ambas variables estocásticas.

Ajuste de una función continua a Log R vs. Log M/L

Debido a que las distancias a $f(x)$ son mayores para radios grandes, el peso de la parte externa de la nube de puntos es muy importante frente a los puntos de radios interiores, lo que puede apreciarse en los ajustes de la Figura 1. Dado que la función es aproximadamente constante a pequeños radios, las distancias perpendiculares serán prácticamente verticales, con lo que ambos ajustes deberían ser similares, pero no lo son, debido al mayor peso de los puntos externos. Es por ello que se realizó un ajuste en el espacio logarítmico de Log R vs Log M/L, favoreciendo así a los pequeños radios ya que las diferencias en el espacio logarítmico se acortan.

En el espacio logarítmico, la función (2) resulta

$$\text{Log } y = \text{Log } b + ax \text{Log } e$$

despejando x ,

$$\text{Log } x = \text{Log} \left(\frac{\text{Log } y + \text{Log } b}{\text{Log } e} \right)$$

si llamamos

$$x' = \text{Log } x$$

$$y' = \text{Log } y$$

$$y' = 10^{(x' + \log a)} \text{Log } e + \text{Log } b$$

si llamamos

$$\alpha' = \text{Log } a$$

$$\beta' = \text{Log } b$$

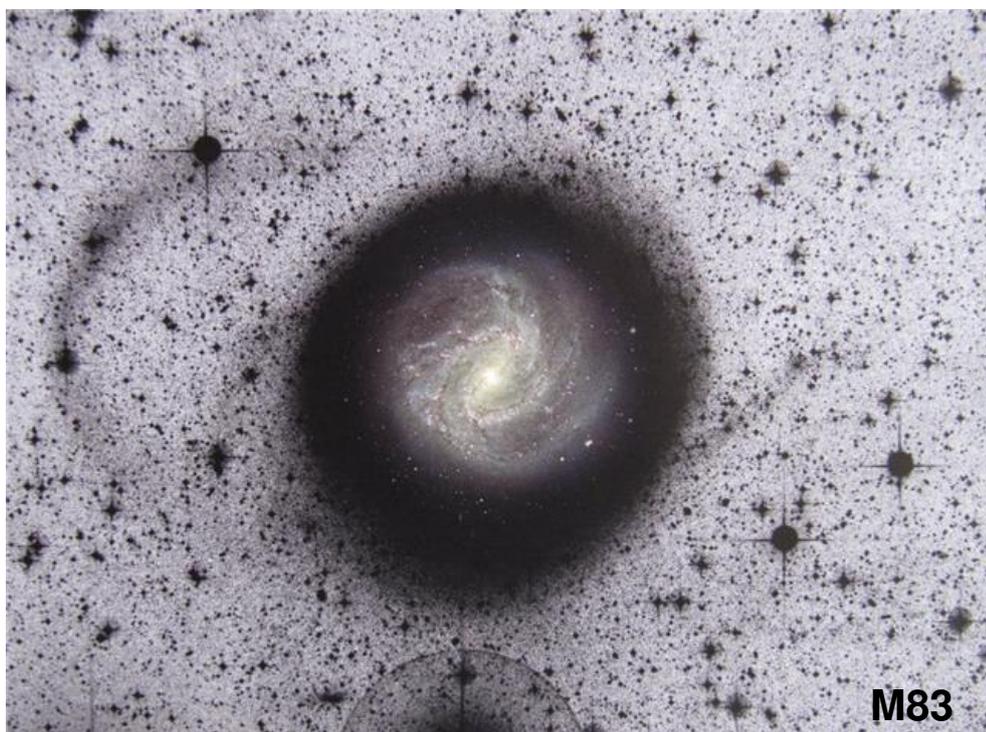
$$y' = 10^{(x' + \alpha')} \log e + \beta$$

Si le adicionamos la constante c , es decir, ajustamos una función exponencial más una constante aditiva, sólo es un cambio de variable de y por $y-c$.

De esta manera se logró un ajuste a la distribución radial del cociente Masa-Luminosidad teniendo en cuenta no sólo la dispersión de valores de M/L en cada radio sino la variación natural de radios en los que se da cada rango de valores de M/L , es decir considerando ambas variables estocásticas. Además consideramos ajustes para distintos pesos de las variables involucradas, dándonos una estima de las variaciones en los parámetros de ajuste.

5

Conclusiones y Comentarios Finales



CONCLUSIONES

Los Perfiles Radiales de Masa-Luminosidad nos brindan información sobre la distribución de masa que incluye la componente visible y la componente oscura de materia. A fin de poder interpretar correctamente dichos perfiles y realizar un estudio de las distribuciones de masa en galaxias espirales se analizaron los factores que afectan la determinación de los mismos, lo que a su vez nos permitió restringir la muestra de objetos a un conjunto que estuviera desafectado de sesgos observacionales en comparación con las muestras de los estudios disponibles en la literatura.

LOS SEGOS OBSERVACIONALES: CINEMÁTICA

Por un lado, los errores en la determinación de los parámetros geométricos introducen variaciones en las velocidades y luminosidades observadas. En el caso de las velocidades, si se cuenta con información bidimensional, los parámetros cinemáticos pueden obtenerse con mayor precisión, especialmente el centro de rotación¹ y el eje mayor cinemático. En general, los parámetros cinemáticos son independientes, es decir, los patrones de los campos residuales son diferentes. Sin embargo, un cambio en la inclinación del disco puede ser compensado con un cambio en la velocidad de rotación. Por ejemplo, los residuos generados por una variación en la inclinación de 5° (para una inclinación de 45°) pueden ser anulados con una variación del 10% en la velocidad de rotación. Esto modifica la masa total, la densidad superficial de masa y, por tanto, la M/L integrada y el perfil de M/L en un 20%. Por lo cual, una determinación independiente de la inclinación es de gran utilidad para disminuir las incertezas de la misma.

Aún contando con el campo de velocidades radiales, la presencia de perturbaciones en el disco de gas hacen que la determinación de la curva de rotación no sea unívoca. Los movimientos no circulares no sólo generan una alteración de la magnitud de la velocidad de rotación sino que además producen variaciones en la forma de la curva, lo cual modifica la importancia de las componentes cinemáticas y hasta puede forzar a incluir componentes de masa ficticias (Sección 2.2). En el caso de la presencia de una barra, la componente más afectada es el bulbo, el cual se ve exagerado por el pico central en la curva de rotación. Siguiendo con nuestro análisis, en el caso de los alabeos en los radios externos, la componente afectada es el disco, pues se genera un aumento de la velocidad en los últimos radios que puede atribuirse erróneamente a un halo masivo. Para los alabeos que tienen lugar en toda la extensión del disco la curva de rotación se ve muy distorsionada en todo radio, producto de la variación de los parámetros geométricos (Sección 2.2.3).

Las perturbaciones del disco son las que presentan la mayor fuente de error a la hora de determinar las distribuciones de masa. De allí la importancia de modelar las perturbaciones para poder desafectar a la rotación de las mismas. Por ejemplo, Simon et al. (2003) determinan que las asimetrías del campo de velocidades en H α y CO de la galaxia enana NGC 2976 pueden ser explicadas tanto por movimientos radiales en la región central como por un fuerte alabeo. En el primer caso, el ajuste de la curva de rotación arroja un perfil de masa para el halo oscuro cercano al de una esfera pseudo-

¹ En el caso de observaciones con ranura larga, los errores en el centro sobre el eje mayor son menores debido a que puede utilizarse la simetría de la curva de rotación para determinarlo, sin embargo, en la dirección del eje menor, la determinación del centro es más incierta y provoca variaciones promedio de alrededor del 10% en la velocidad de rotación obtenida, sin embargo, las variaciones resultan muy importantes sólo a pequeños radios.

isotérmica, mientras que en el segundo caso se ven favorecidos los perfiles de NFW. El análisis de la estabilidad de las perturbaciones tipo barras puso límites teóricos a la densidad de masa del halo oscuro dentro de los discos ya que la fricción dinámica de un halo masivo frena al patrón de la barra (Debattista & Sellwood 2000). Weiner et al. (2001) desarrollaron modelos hidrodinámicos del flujo de gas de la galaxia barreada NGC 4123 para limitar los parámetros dinámicos de la galaxia tales como M/L , la velocidad del patrón de la barra, la densidad central y el radio de escala del halo. Derivan el potencial de la barra a partir de la distribución de luz y comparan los modelos dinámicos del gas con el campo de velocidades observado con Fabry-Perot. Para reproducir los shocks y movimientos no circulares en el flujo de gas, se requiere una M/L estelar alta y una barra rotante rápida. Los valores de M/L en banda I resultan de 2.0-2.5 y valores del 80%-100% del disco máximo resultan altamente favorecidos. Un estudio similar fue llevado a cabo por Kranz et al. (2001, 2003) modelando las ondas de densidad observadas en banda K y comparando la dinámica con la cinemática en $H\alpha$. Ellos encuentran que aquellas galaxias con una velocidad de rotación máxima superior a los 200 Km/s presentan preferencia para discos máximos, mientras que galaxias con menor velocidad de rotación presentan discos sub-máximos con más del 30% de masa oscura dentro de 2.2 radios de escala.

Dada la relación entre la materia oscura y la estructura visible en los discos de las galaxias, es de interés estudiar sistemáticamente galaxias que presentan resonancias como evidencia de perturbaciones en los discos. Los anillos circumnucleares son consecuencia de una evolución dinámica de las galaxias que han acumulado suficiente materia en el centro como para generar resonancias entre la rotación diferencial del disco y la rotación del patrón de perturbación de la barra o brazos espirales. Estudiar la relación entre la masa y la luminosidad de estos objetos, en comparación con galaxias de propiedades globales similares pero sin mostrar anillo en su región circumnuclear pueden darnos indicios sobre la evolución de las distribuciones de masa en las galaxias espirales. A la fecha no se había estudiado sistemáticamente el efecto de la presencia de resonancias en los cocientes de M/L en galaxias espirales. Si bien no hemos observado diferencias en los cocientes M/L_B totales entre los objetos de nuestro Catálogo de Galaxias con Anillos Circumnucleares y su muestra de control (Sección 3.3), podría haber una pendiente mayor de la Relación de Tully-Fisher en las galaxias con anillos circumnucleares, es decir, que presentarían un menor predominio de la componente de materia oscura, o bien, una historia de formación estelar más activa. De confirmarse esta tendencia, a medida que aumente el número de galaxias conocidas como huéspedes de un anillo circumnuclear, ésta sería consistente con la existencia de un efecto estabilizador de los halos de materia oscura sobre los discos galácticos.

Como puede verse en la curva de rotación de M83, las velocidades se ven afectadas por la resolución de las observaciones, siendo más críticas a radios menores donde el gradiente de velocidades es mayor (Sección 3.1). Para ilustrar los efectos de la baja resolución en las observaciones cinemáticas podemos mencionar el análisis llevado a cabo por Blais-Oullette et al. (1999). Ellos utilizan el campo de velocidades en $H\alpha$ (Fabry-Perot) y en HI (baja resolución) para estudiar las distribuciones de masa de la galaxia tipo Sd NGC 5585. Los mejores ajustes resultan para un cociente Masa-Luminosidad estelar en banda B de $0.3 M_\odot/L_\odot$ utilizando sólo las observaciones de HI y de $0.9 M_\odot/L_\odot$ si incluyen la información cinemática del gas ionizado, reduciendo en un 30% la cantidad de materia oscura necesaria en los ajustes (aumento del 60% en el radio de escala del halo). Los efectos de la baja resolución son importantes si estamos interesados en determinar la distribución de la materia no visible en los centros de las galaxias. Si se subestima la masa interna producto de la baja resolución, como es el caso de utilizar las observaciones de HI exclusivamente, estaremos privilegiando halos con perfiles de densidad más bien

planos en los ajustes de las curvas de rotación². Por ello se vuelve imprescindible contar con observaciones de alta resolución en las regiones centrales, para lo cual el CO es un buen trazador de la cinemática interna, tanto por la alta resolución alcanzada como por su transparencia.

Destacamos nuevamente que los errores cometidos al considerar que el disco de gas es un disco infinitesimal y que la única fuerza actuando es la gravedad (despreciamos fuerzas magnéticas, presión de radiación, etc) son de menor impacto, así como los efectos del polvo³ y del *seeing*. Tampoco son importantes las incertezas introducidas por la utilización de diferentes métodos de reducción⁴ (Trachternach et al. 2008).

Las determinaciones de masa se vuelven más críticas cuando observamos galaxias a alto *redshift*, no solo por los efectos de la baja resolución espacial sino además por la mayor frecuencia de interacciones y fusiones de galaxias. Como vimos en el caso de las galaxias fuertes emisoras en IR (Sección 3.2), aunque las galaxias muestren perfiles de brillo normales (ley $R^{1/4}$) y campos de velocidades con patrones de rotación, los movimientos no circulares y la formación estelar activa de estas galaxias en proceso de fusión afectan considerablemente las determinaciones de masa y la fracción de materia visible y oscura.

LOS SEGOS OBSERVACIONALES: FOTOMETRÍA

Las distribuciones de luminosidad presentan menos fuentes de incertezas ya que observamos el brillo superficial de manera más directa. Para la muestra estudiada, el *seeing* afecta principalmente al bulbo de las galaxias disminuyendo los radios de escala en un 20% y aumentando el brillo central del mismo entre 0.3 mag/arcsec² para una distancia de 3Mpc y 1 mag/arcsec² para 20Mpc (Sección 4.2.2). Respecto a la presencia de perturbaciones, en el NIR el aporte de la población joven que se encuentra más concentrada en caracteres tales como brazos y anillos es despreciable, aunque las barras sí son apreciables en esta región espectral. Por ello la importancia de estudiar galaxias sin barras importantes, o bien, realizar un ajuste fotométrico incluyendo un modelo de barra para poder desafectar al perfil de brillo de la presencia de la misma. En el NIR el mayor aporte es realizado por la población vieja, la cual predomina en la contribución a la masa total, por lo que esta región espectral es la más adecuada para estudiar las distribuciones de masa. Sin embargo, existe un aporte importante de las estrellas de la AGB al brillo en el NIR, lo cual dificulta la interpretación de la luminosidad observada en términos de masa. Por ejemplo, los cocientes M_*/L estelares obtenidos de los modelos de síntesis de poblaciones estelares de Charlot & Bruzual (2007) a partir de colores NIR presentan diferencias del 30% con respecto a los valores obtenidos según los modelos de Bruzual & Charlot (2003) siendo la principal diferencia atribuida a la contribución de las estrellas de la AGB (Eminian et al. 2007). Estas diferencias se acentúan para galaxias a alto *redshift* y de baja luminosidad. También los efectos del *seeing* se vuelven críticos a grandes distancias.

No obstante, la principal fuente de incerteza en la luminosidad observada es el efecto del polvo. Aún considerando que las galaxias son transparentes en el NIR y que

² Por ejemplo, van Eymeren et al. (2009) encuentran perfiles del tipo esfera isotérmica en galaxias enanas contando sólo con observaciones de alta resolución de HI. Walter & Brinks (2001) realizan un estudio similar para la galaxia enana DDO 47.

³ Los efectos del polvo son de relevancia en las regiones internas para observaciones en líneas de emisión ópticas, suavizando el gradiente central de velocidades en la curva de rotación.

⁴ Cabe mencionar que las diferencias en velocidad no son importantes excepto a grandes radios (baja relación señal-ruido) donde algunas galaxias presentan caídas keplerianas o se mantienen planas según el método de reducción utilizado (de Blok et al. 2008).

la corrección por inclinación a la posición *face-on* es adecuada⁵ (bastante discutido en la actualidad), no se conoce la distribución ni la cantidad real de polvo en las galaxias para poder comparar con los modelos de evolución estelar y estimar la masa emisora de la luz observada. Algunos estudios estiman una absorción total entre 0.5 y 2.5 mag en banda B (< 1 mag en banda K), dependiendo de la inclinación de la galaxia y de la importancia del bulbo (Driver et al. 2008). Los modelos de absorción del polvo son muy complejos e inciertos ya que la cantidad y distribución del mismo depende de varios factores, entre ellos, las distintas fases del polvo (con diferentes distribuciones); la formación estelar, especialmente la metalicidad y la tasa de supernovas (evolución de la galaxia); y las distribuciones del gas, especialmente el molecular. Binney (2004) sugiere la posibilidad de que existan grandes cantidades de gas molecular en las regiones externas, no detectadas en las observaciones del CO y el polvo normalmente asociado al mismo. La presencia del polvo también afectará la determinación de las magnitudes absolutas, y por tanto, a la Relación de Tully-Fisher y la cantidad de materia oscura total en las galaxias.

Otros factores involucrados en las determinaciones de la distribución radial de del Cociente Masa-Luminosidad producen variaciones en los valores absolutos, es decir, la forma de los perfiles no se ve alterada. Las variaciones de los perfiles de M/L producto de errores en la distancia son del ~10% para una variación de 1Mpc a una distancia de 10Mpc y son menores al 5% debido a diferencias entre el eje mayor cinemático y fotométrico (para diferencias típicas de 10°). Encontramos que los errores en la determinación de la inclinación son más críticos, llegando al 40% o más para una variación de 5° en galaxias muy inclinadas o casi de frente. Para inclinaciones intermedias las variaciones en M/L son próximas al 10%. Otra fuente importante de incerteza es el modelo de distribución de masa elegido. Las diferencias en M/L al considerar toda la masa en un disco infinitesimal o con distribución esférica están entre el 20% y 30% (Sección 4.2).

LAS DISTRIBUCIONES DE MASA

El análisis de los perfiles de M/L obtenidos para la muestra de 22 galaxias estudiada en el Capítulo 4 mostró que la M/L local correlaciona con varias propiedades fotométricas de las galaxias. Por ejemplo, la M/L en la región central es inversamente proporcional al brillo del bulbo. También el gradiente central del perfil de M/L muestra un comportamiento opuesto al gradiente central de color y a la eficiencia en formar estrellas. Por otro lado, la región plana del perfil está asociada a la región de dominio del disco fotométrico.

Además, los valores de la M/L integrada también presentan una dependencia con el disco, en el sentido que discos más brillantes presentan valores de M/L total menores (Sección 4.3.3).

Para la mayoría de las galaxias de la muestra los cocientes M/L en la región dominada por el disco son compatibles con los valores esperados para la componente estelar según sus colores integrados (Sección 4.2.4). Además, dado que el perfil de M/L y de color NIR se mantienen aproximadamente planos en la zona de dominio del disco fotométrico, se puede considerar un valor de M/L constante para la componente disco estelar, no así para el bulbo dado que ambos perfiles muestran gradientes hacia el origen. Sin embargo, puede tenerse en cuenta el brillo superficial del bulbo y el perfil de color para estimar la M/L de la componente bulbo. Por otro lado, los Cocientes M/L en otras longitudes de onda pueden tener una dependencia mayor con el radio ya que la población que emite en el NIR está menos afectada por la formación estelar más reciente (gradiente de edades y metalicidades) y por el polvo que provocan

⁵ Supone una distribución uniforme del polvo sobre toda la galaxia.

variaciones en la M/L estelar con el radio a lo largo de toda la galaxia (Portinari & Salucci 2009).

En esta muestra de galaxias de alto brillo superficial con velocidades de rotación máxima mayores a 200 Km/s, se observa una relación entre la velocidad del disco respecto a la velocidad total del $84 \pm 9 \%$ en 2.2 veces el radio de escala del disco, es decir, son favorecidos los discos máximos en esta muestra. Las galaxias con y sin halo, con y sin bulbo presentan los mismos porcentajes mencionados. Es decir, el disco ajustado es “universal”, independientemente de la forma de las curvas de rotación. Estos discos cinemáticos son comparables y pueden ser asociados a los discos fotométricos (Figura 1).

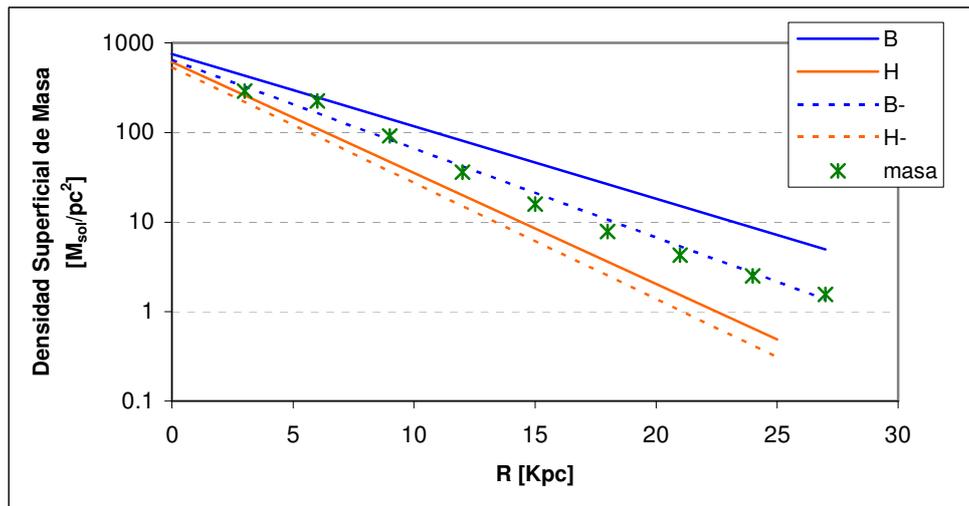


Figura 1: Perfiles de la Densidad Superficial de Masa a partir del ajuste exponencial de un disco con los parámetros medios publicados por MacArthur et al. (2003) en la banda B y H (líneas continuas) y corregidas por extinción total (líneas punteadas) según los modelos de Mollenhoff et al. (2006). La transformación a masa se realizó utilizando los cocientes de M/L estelar de Bell & de Jong (2001) según los colores del disco. Los símbolos corresponden al disco cinemático obtenido promediando los parámetros de las tres galaxias de nuestra muestra que presentan un ajuste fotométrico similar.

Los perfiles de Masa-Luminosidad obtenidos en este trabajo son una herramienta útil a la hora de estudiar modelos de formación de galaxias ya que los mismos, más allá de los errores implicados, no involucran suposiciones sobre las componentes estructurales de las galaxias y pueden ser comparados directamente con los modelos. Estos perfiles presentan una forma general de crecimiento exponencial tanto para el modelo esférico como para el modelo de disco infinitesimal. La distribución radial de la Masa-Luminosidad depende de las componentes de masa visible y oscura. Dadas las fuentes de incerteza mencionadas, y dado que no todas las galaxias de la muestra están muestreadas de la misma manera, se tomaron los perfiles en conjunto para determinar tendencias globales, y se obtuvo un perfil de M/L “universal” (Figura 2). Este perfil nos permitió obtener el perfil de densidad de masa del halo oscuro (Figura 3), asumiendo condiciones para la M/L de las componentes visibles. A modo de ejemplo, se vio que, si suponemos una M/L constante para el disco y despreciamos la componente bulbo⁶, los perfiles de densidad de masa del halo tienden a ser planos en el centro (similares a los perfiles de una esfera isotérmica). Si incluimos el bulbo, con una M/L constante y similar a la del disco, los perfiles se

⁶ Equivalente a ajustar una curva de rotación sin resolución en la región central a partir de las componentes luminosas con una M/L constante.

vuelven más concentrados hacia el centro (similares a los Perfiles de NFW). Esto se debe a que el gradiente central de la M/L exponencial tiene una pendiente negativa muy leve hacia el centro mientras que el perfil de brillo tiene una mayor concentración hacia el origen que debe ser compensada con una mayor concentración de masa (halo oscuro) para mantener una M/L con poca pendiente⁷, consecuencia de haber supuesto un valor de M/L del bulbo constante, lo que no es suficiente para dar cuenta del gradiente de brillo central. Dicho de otra manera, para no obtener perfiles de masa del halo muy concentrados debemos considerar un bulbo con cociente M/L variable con el radio, creciente hacia el origen. Podemos concluir entonces que la concentración de masa central del halo depende del cociente de M/L adoptado para el bulbo, el cual está fuertemente afectado por el polvo o por fuertes gradientes de edad y metalicidad de las estrellas (los perfiles de color tienen centros enrojecidos).

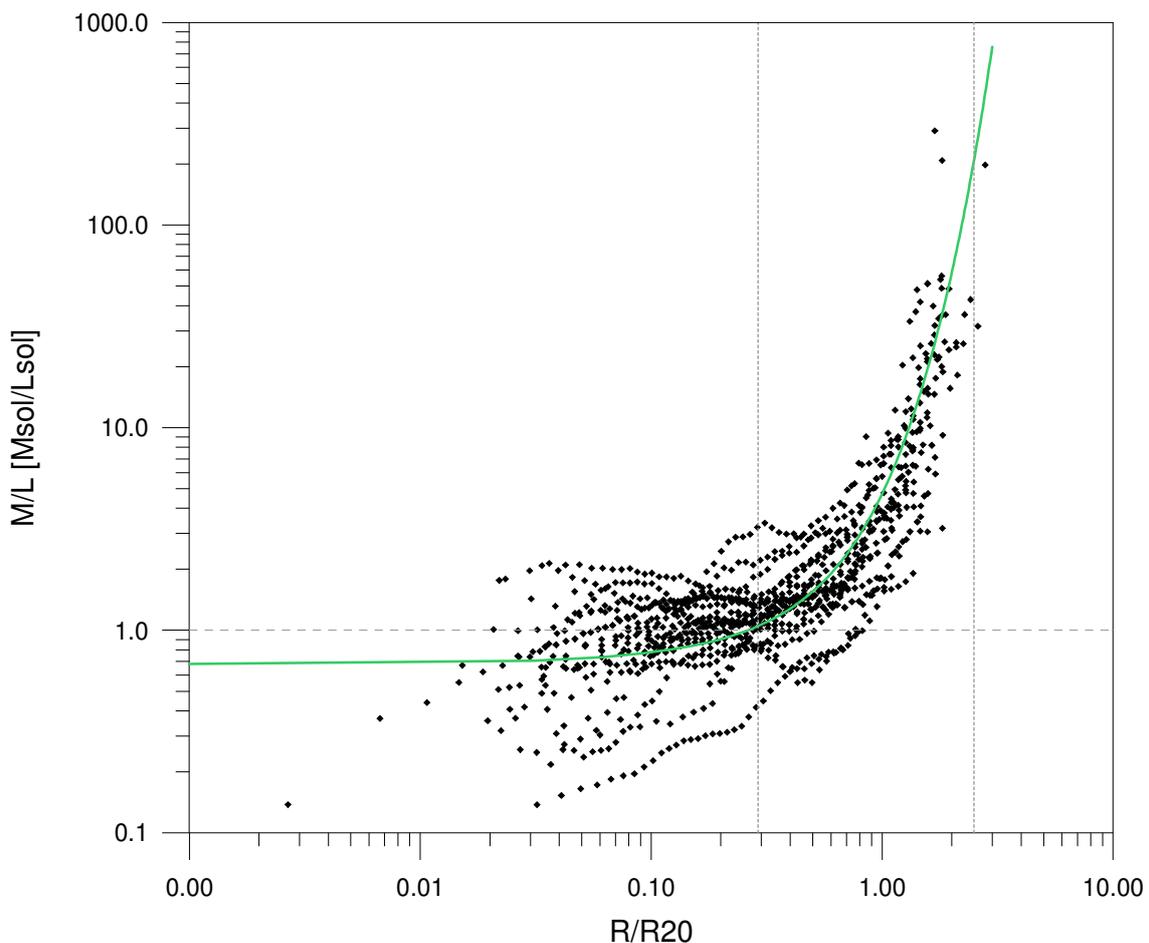


Figura 2: Cocientes de M/L en banda K para las galaxias de la muestra como función del Radio en unidades de R_{20} . Se muestra también el ajuste de una ley exponencial (línea de color). Las líneas punteadas verticales corresponden a la división de las regiones de dominio (fuerza gravitatoria) de la componente bulbo, disco y halo cinemáticos. La línea horizontal corresponde al valor medio de M/L en la zona plana donde domina el disco fotométrico ($\langle M/L_{\text{disco}} \rangle = 1.03 \pm 0.30 M_{\odot}/L_{\odot K}$, $\langle J-K_{\text{disco}} \rangle = 0.95 \pm 0.10$).

⁷ El índice de concentración del Perfil de M/L “Universal” ($IC = -0.35$) es compatible, e incluso más negativo que el índice de concentración promedio de los perfiles de M/L de la muestra ($IC = -0.28$).

A fin de obtener perfiles de masa realistas para el halo, el valor de la M/L adoptado para el disco estelar depende del respectivo valor para el bulbo ya que ambos aportan negativamente en la ecuación 4.13. Los valores máximos para el disco se obtienen para una M/L de bulbo igual a cero, siendo de $0.70 M_{\odot}/L_{\odot K}$ para el modelo de distribución de masa en un disco infinitesimal y de $1.0 M_{\odot}/L_{\odot K}$ para la distribución esférica de masa.

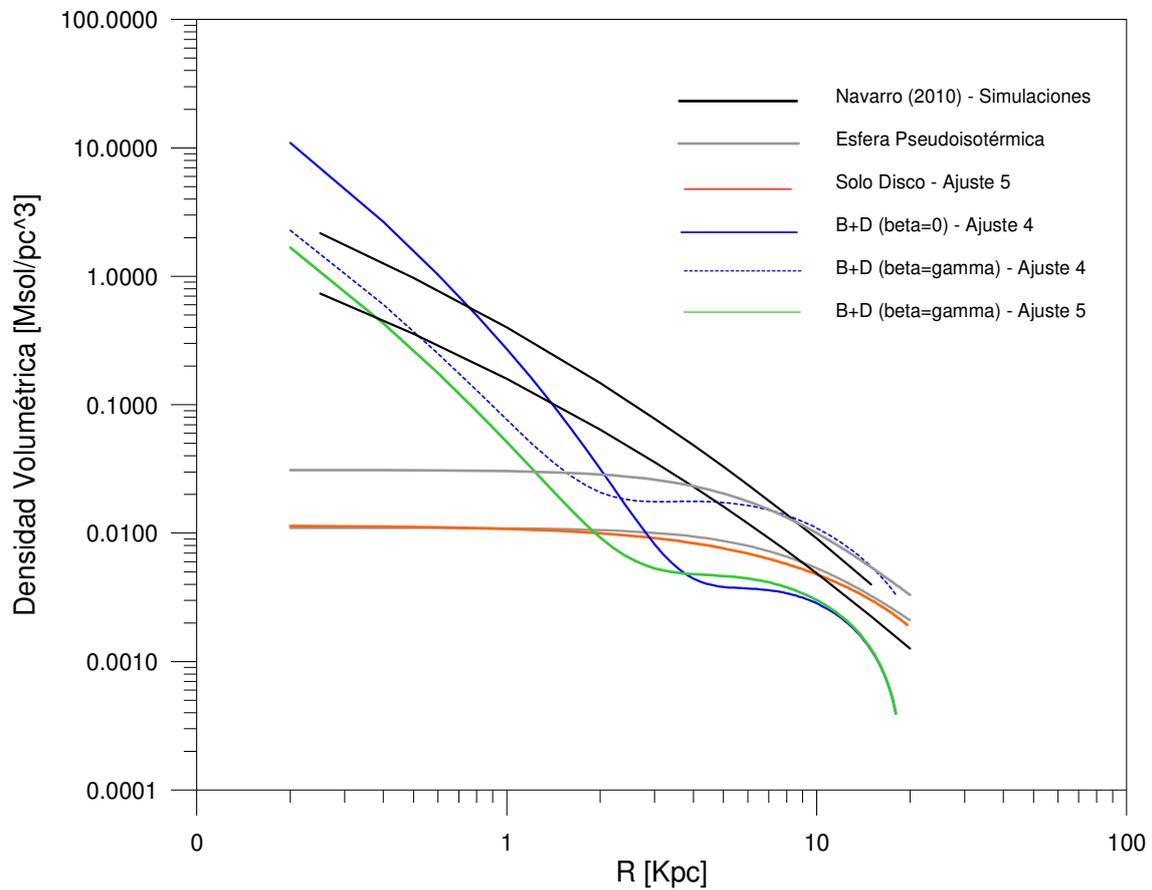


Figura 3: Perfiles de densidad de masa para el halo suponiendo cocientes de M/L constantes para el bulbo y el disco, para un modelo de distribución de masa esférica y una distribución de brillo correspondiente a promedio de la muestra. Se pueden comparar dichos perfiles con dos perfiles de halos arrojados por las simulaciones numéricas según el modelo cosmológico de Λ CDM (líneas negras, Navarro et al. 2010) y con los modelos de Esfera Isotérmica (líneas grises).

Los resultados de este trabajo indicarían que la materia bariónica es la dominante en la distribución de masa de las galaxias espirales dentro de sus radios ópticos, siendo la luminosidad la que presentaría mayores variaciones de galaxia a galaxia y no la materia oscura⁸. Esta interpretación es consistente con los resultados de Swaters et al. (2000), que muestran que la cinemática de las galaxias de bajo brillo superficial es similar a las de alto brillo superficial con Cocientes M/L mayores, por lo cual se encuentran fuera de la relación de Tully-Fisher para galaxias de alto brillo. Por ejemplo, NGC 2915 y DDO 154 presentan un cociente de masa oscura, masa de gas y masa estelar de 100:10:1 (Meurer et al. 1996, Carignan & Purton 1998). Sin embargo,

⁸ Consideramos “materia oscura” aquella que surge de la diferencia entre la masa luminosa y la masa dinámica que incluye todo tipo de materia que pasa desapercibida en las observaciones fotométricas.

si estas galaxias transformaran el gas disponible en estrellas, la luminosidad alcanzaría los valores de las galaxias brillantes. También se ha observado que la distribución de masa de los halos puede ser ajustada a la distribución de gas (Hoekstra et al. 2001; Gentile et al. 2007). Esto nos lleva a concluir que la distribución de materia sería aproximadamente la misma para todas las galaxias espirales, variando mayormente la historia de formación estelar de cada una y generándose así la variedad de galaxias observadas.

PERSPECTIVA

Es conocido que las galaxias evolucionan morfológicamente, por ejemplo, las galaxias espirales presentan evidencia de evolución estructural (fotométrica y cinemática) a través de la captura de satélites y la formación estelar. Pero existe un gran debate tanto desde el punto de vista observacional como desde el punto de vista teórico acerca de cómo ocurre la evolución estructural de las galaxias espirales, tanto sus componentes visibles como en el halo de materia oscura que la sustenta. Mas allá de los resultados presentados hemos desarrollado en la tesis las herramientas para realizar análisis estadísticos de estas propiedades estructurales y derivar los perfiles de densidad de los halos de materia oscura, minimizando gran parte de los sesgos observacionales que afectan el estudio de las galaxias espirales.

Continuaremos este estudio a una escala mayor utilizando el instrumento infrarrojo Flamingos 2 que está siendo instalado en el Telescopio Gemini Sur. Con su campo de 6 minutos de arco y la posibilidad de producir tanto imágenes como espectros de ranura larga en banda K será el mejor instrumento disponible para estudiar a alta resolución espacial y espectral una muestra de 100 galaxias espirales cercanas con una distancia media de 50 Mpc. Los parámetros estructurales y en particular los perfiles de densidad del halo de materia oscura derivados habrán de ser comparados con una muestra de galaxias espirales a *redshift* 1 observadas con el mismo instrumento en su modo de espectroscopia multi-objeto y con el modo de cámara que es complementario con la óptica adaptable multi-conjugada (usando cinco láseres como estrellas artificiales). En este modo de operación se podrán hacer imágenes y espectros infrarrojos con resoluciones inferiores a la décima de segundo de arco. De la comparación de las propiedades estructurales y densidades de masa de la materia oscura en galaxias espirales locales y sus contrapartidas en edades del universo equivalentes a una fracción de la actual, habrán de surgir nuevas conclusiones y desafíos para los escenarios que describen la evolución secular de las galaxias espirales.

Referencias

- Bell, E. F.; de Jong, R. S. 2001, ApJ 550, 212.
 Binney J. 2004, IAU Symposium 220 "Dark Matter in Galaxies", ed. Stuart Ryder, D.J. Pisano, Mark Walker & Ken Freeman, Publ. Astron. Soc. Pac.
 Blais-Ouellette, S.; Carignan, C.; Amram, P.; Côté, S. 1999, AJ 118, 2123.
 Bruzual, G.; Charlot, S. 2003, MNRAS 344, 1000.
 Bruzual, G.; Charlot, S. 2007, en preparación.
 Carignan, C.; Purton, C. 1998, ApJ 506, 125.
 de Blok, W. J. G.; Walter, F.; Brinks, E.; Trachternach, C.; Oh, S.-H.; Kennicutt, R. C. 2008, AJ 136, 2720.
 Debattista, V. P.; Sellwood, J. A. 2000, ApJ 543, 704.
 Driver, Simon P.; Popescu, Cristina C.; Tuffs, Richard J.; Graham, Alister W.; Liske, Jochen; Baldry, Ivan 2008, ApJ 678, L101.

- Eminian, C.; Kauffmann, G.; Charlot, S.; Wild, V.; Bruzual, G.; Rettura, A.; Loveday, J. 2008, MNRAS 384, 930.
- Gentile, G.; Salucci, P.; Klein, U.; Granato, G. L. 2007, MNRAS 375, 199.
- Hoekstra H., van Albada T. S., Sancisi R., 2001, MNRAS 323, 453.
- Kranz, T.; Slyz, A.; Rix, H-W. 2003, ApJ 586, 143.
- Kranz, T.; Slyz, A.; Rix, H-W. 2001, ApJ 562, 164.
- MacArthur, L. A.; Courteau, S.; Holtzman, J. A. 2003, ApJ 582, 689.
- Möllenhoff, C.; Popescu, C. C.; Tuffs, R. J. 2006, A&A 456, 941.
- Meurer, G. R.; Carignan, C.; Beaulieu, S. F.; Freeman, K. C. 1996 AJ 111, 1551.
- Navarro, J.F.; Ludlow, A.; Springel, V.; Wang, J.; Vogelsberger, M.; White, S.D.M.; Jenkins, A.; Frenk, C.S.; Helmi, A. 2010, MNRAS 402, 21.
- Portinari, L.; Salucci, P. 2009, arXiv0904.4098.
- Simon, J. D.; Bolatto, A. D.; Leroy, A.; Blitz, L. 2003, ApJ 596, 957.
- Swaters, R. A.; Madore, B. F.; Trewella, M. 2000, ApJ 531, L107.
- Trachternach, C.; de Blok, W. J. G.; Walter, F.; Brinks, E.; Kennicutt, R. C. 2008, AJ 136, 2720.
- van Eymeren, J.; Trachternach, C.; Koribalski, B. S.; Dettmar, R.-J. 2009, A&A 505, 1.
- Walter, F.; Brinks, E. 2001, AJ 121, 3026.
- Weiner, B. J.; Sellwood, J. A.; Williams, T. B. 2001, ApJ 546, 931.