

00323

A  
82



**UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTONÓMA DE MÉXICO**

**FACULTAD DE CIENCIAS**

**“EL PLANO FUNDAMENTAL  
LUMINOSO Y BARIONICO DE LAS  
GALAXIAS DE DISCO”**

**T E S I S**

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

**F I S I C O :**

P R E S E N T A :

**JESUS ZAVALA FRANCO**

DIRECTOR DE TESIS:

**DR. VLADIMIR ANTON AVILA REESE**





Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

B



UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTÓNOMA DE  
MÉXICO

**DRA. MARÍA DE LOURDES ESTEVA PERALTA**  
**Jefa de la División de Estudios Profesionales de la**  
**Facultad de Ciencias**  
**Presente**

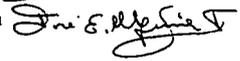
Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo escrito:  
"El Plano Fundamental Luminoso y Bariónico de las Galaxias de Disco"

realizado por Zavala Franco Jesús

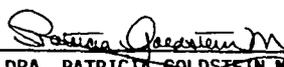
con número de cuenta 9851122-2, quien cubrió los créditos de la carrera de: Física

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

**Atentamente**

- Director de Tesis Propietario Dr. Vladimir Anton Avila Reese 
- Propietario Dr. Axel de la Macorra Petersson Moriel 
- Propietario Dr. Darío Núñez Zúñiga 
- Suplente Dr. José Antonio de Diego Onsurbe 
- Suplente Fís. José Ernesto Marquina Fábrega 

**Consejo Departamental de Física**



**DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE**  
**Coordinadora de Licenciatura**  
**FACULTAD DE CIENCIAS**  
**DEPARTAMENTO DE FÍSICA**

## Dedicatorias:

A mis padres, por su cariño y comprensión durante todo el camino que he recorrido.

A mi hermano Roberto, por su compañía de toda una vida y su eterna presencia en todo lo que hago.

A la Facultad de Ciencias, por convertir mi gusto en la Física y en las Matemáticas, en pasión.

Al Dr. Vladimir Avila Reese, por guiarme hacia el mundo de la Cosmología y por su apoyo durante la elaboración de este trabajo.

# Indice General

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>1</b>
1.1	Algunos antecedentes históricos sobre las galaxias	1
1.2	Morfología y física de las galaxias	2
1.3	Composición de las galaxias de disco	5
1.4	Relaciones de escala en las galaxias de disco	6
1.5	Planteamiento de los objetivos de la tesis	7
<b>2</b>	<b>Observaciones: compilación y corrección de una muestra de galaxias de disco</b>	<b>8</b>
2.1	Fotometría galáctica	9
2.1.1	Detección y captura de imágenes	9
2.1.2	Perfiles de brillo y magnitudes totales	10
2.1.3	Correcciones a los parámetros fotométricos	17
2.2	Dinámica y contenido de gas	27
2.2.1	Velocidad de rotación	27
2.2.2	Masa total de HI	29
2.2.3	Corrección a la velocidad de rotación	29
2.3	Compilación y características de la muestra	31
2.3.1	Submuestras	33
2.3.2	Caracterización de la muestra final	36
2.3.3	Distribución estadística de la muestra	37
2.4	Inferencia de propiedades bariónicas	44
<b>3</b>	<b>Contenidos de materia oscura y bariónica: correlaciones con propiedades fundamentales</b>	<b>49</b>
3.1	El problema de la materia oscura	49
3.2	Descomposición de curvas de rotación	61
3.2.1	Componente luminosa	61
3.2.2	Componente oscura	63
3.3	Fracción de materia oscura y luminosa	68
3.3.1	Modelación simple	71
3.3.2	Modelación compleja	75
3.3.3	Resultados observacionales	78
3.3.4	Cocientes masa dinámica entre masa bariónica y masa dinámica entre luminosidad	83
3.3.5	Comparación con trabajos previos	90
3.4	Discusión	95
3.5	Anexo	96

<b>4 El plano fundamental de las galaxias de disco</b>	<b>99</b>
4.1 La relación Tully-Fisher	99
4.1.1 Desarrollo teórico	100
4.1.2 Resultados observacionales	113
4.2 El plano fundamental luminoso y bariónico	117
4.3 Proyecciones del plano fundamental	123
4.4 Análisis de la dispersión en la relación TF	128
4.5 Dispersión en las proyecciones del PF	134
<b>5 Sumario, conclusiones y expectativas</b>	<b>139</b>
<b>A Correlaciones observadas</b>	<b>148</b>
<b>B Modelos complejos de formación y evolución galáctica.</b>	<b>152</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>153</b>

## § Capítulo 1

# Introducción

El presente capítulo presenta de manera sintética el estudio de las galaxias, en particular de las galaxias de disco, tanto en un marco histórico como fenomenológico. Daremos una descripción somera de sus características observadas y del intento teórico de sintetizar toda esta información a fin de entender los fenómenos físicos que ocurren en ellas. Se analizarán cuales son las principales componentes de las galaxias de disco y se planteará el problema de las fracciones de materia oscura y luminosa en ellas, tanto a la luz de la evidencia observacional como teóricamente. Finalmente, plantaremos los objetivos de este trabajo de tesis.

### 1.1 Algunos antecedentes históricos sobre las galaxias

La Tierra orbita alrededor del Sol a una distancia aproximada de 150 millones de kilómetros; junto a ella, otros ocho planetas y una gran cantidad de cuerpos menores giran alrededor del Sol a velocidades y distancias diferentes. Este sistema, llamado el Sistema Solar, es una minúscula componente de una estructura espiralada (el brazo de Orión) formada por millones de otras estrellas; a su vez esta estructura es parte de todo un sistema de alrededor de doscientos mil millones de estrellas, gas, polvo, campos magnéticos, radiación y materia oscura que forman la Vía Láctea. Se le llama así por asemejarse a una "mancha de leche" en la esfera celeste; debido a la forma discoidal que tiene la Vía Láctea y estando la Tierra dentro de ese disco, en la dirección hacia el plano ecuatorial del disco se vé en el cielo una extensa mancha de objetos luminosos mientras que en direcciones fuera del plano el número de objetos visibles disminuye notablemente.

En un contexto histórico, durante siglos se pensó en la Vía Láctea como una estructura continua, como un fluido luminoso, y no fue hasta que Galileo observó a la Vía Láctea con su reciente invento, el telescopio, que se reconoció que esta formada por una infinidad de objetos luminosos, un conjunto discreto de estrellas. Quizá el primero en relacionar nuestro Sistema Solar con la Vía Láctea fue Emmanuel Kant, quien a mediados del siglo XVIII propuso que la estructura aparente de la galaxia podría explicarse si este sistema estelar fuera similar en acomodo y forma al Sistema Solar, solo que en una escala mucho más grande. Afirmó que la fuerza gravitacional, establecida por Isaac Newton casi un siglo antes, debía actuar de igual manera entre las estrellas como lo hace entre el Sol y los planetas, por tanto, este sistema estelar que conforma la galaxia, debe adquirir una estructura en forma de disco para así balancear la atracción gravitacional del sistema con la velocidad rotacional sistemática de la misma. La hipótesis planteada por Kant sirvió entonces para explicar la forma de la Vía Láctea vista desde la Tierra, una gran franja de estrellas cruzando el cielo nocturno; reconociendo ésto, Kant sugirió además que los objetos luminosos alejados de esta franja debían ser sistemas estelares independientes, es decir, galaxias independientes, fuera del disco de la Vía

## Láctea.

La comprobación observacional de las ideas de Kant no llegaría sino hasta más de un siglo después con el advenimiento de telescopios con un mayor poder de resolución, capaces de resolver la imagen difusa de las galaxias en componentes estelares bien separadas. Esto sucedió a principios del siglo XX con la captación de imágenes de galaxias a través de placas fotográficas. Para la década de 1920, Edwin Hubble demostró de manera definitiva la existencia de galaxias exteriores a la nuestra; logró observar a través del telescopio de Monte Wilson estrellas variables (del tipo de las ceféidas) en la entonces llamada nebulosa de Andrómeda. Esta observación le permitió calcular la distancia a la nebulosa, un valor cercano a los 300 kpc; mediciones actuales muestran que esta distancia es del orden de 700 kpc. Sin embargo, en la época de Hubble el valor de 300 kpc significaba con claridad que el objeto era un sistema estelar independiente a la Vía Láctea. De esta forma comenzó el camino hacia el establecimiento de que la Vía Láctea no es más que una de millones de galaxias en el cielo. A la fecha los descubrimientos y teorías formuladas en referencia a las galaxias son numerosos y de gran valla para su entendimiento.

A partir de ese momento las galaxias fueron definidas como objetos astronómicos de estudio independiente a las estrellas, cuya importancia se ha dado esencialmente sobre dos marcos de investigación. *El primero las considera como los grandes ecosistemas donde las estrellas nacen, evolucionan y mueren interactuando con el medio interestelar*; en este esquema, las galaxias son definidas como estructuras autogravitantes formadas por cientos de millones de estrellas de diferentes masas, edades y composiciones químicas, además de nubes de polvo, gas y materia oscura. En su conjunto, estas partes determinan propiedades globales de las galaxias como su luminosidad, tamaño y velocidad circular y en lo individual determinan las características peculiares que dan identidad propia a cada galaxia (zonas de alta formación estelar, hoyos negros, núcleos activos, etc.). Los análisis en este esquema responden a cuestionamientos generales o particulares sobre las propiedades y procesos observados en las galaxias, sin interesarse demasiado sobre su origen o evolución.

*El segundo marco de investigación es de tipo cosmológico y pretende responder precisamente a cómo se formaron las galaxias y cuál ha sido su evolución hasta conformar los sistemas que observamos hoy.* En este esquema las galaxias son consideradas como las unidades estructurales del Universo como un todo y el estudio de su cinemática y dinámica a gran escala permite trazar la dinámica del Universo en sí. Es así como el mismo Hubble, usando la cinemática de las galaxias, infirió que el Universo está en expansión. El estudio de la formación y evolución de las galaxias está íntimamente ligado con el estudio de la formación y evolución del Universo.

## 1.2 Morfología y física de las galaxias

Sobre el primero de los marcos de investigación y en un contexto histórico, la primera característica que fue estudiada en las galaxias fue su forma. Conforme los telescopios fueron obteniendo las imágenes de más y más galaxias independientes en el cielo, resultó evidente que la forma que tienen no es la misma y que de hecho pueden clasificarse en grupos de morfología semejante. Hubble fue uno de los primeros en realizar una clasificación de esta naturaleza para mediados de la década de 1930. Una versión mucho más reciente de esta clasificación (llamada secuencia morfológica de Hubble por razones históricas) puede resumirse en la figura 1.1.

Tal secuencia muestra en primer lugar dos grupos bien diferenciados, el de las galaxias elípticas (desde los tipos E0 hasta E9) y el de las galaxias de disco (desde los tipos Sa hasta las galaxias irregulares). La característica central de la primera familia es la de una forma elipsoidal que va de la forma esférica (E0) a una forma elipsoidal chata (como el tipo E9). En estos esferoides la

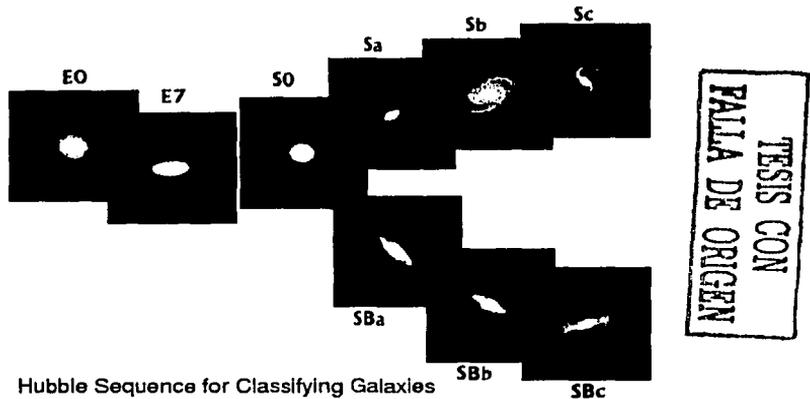


Fig. 1.1: Secuencia fundamental de Hubble. Se muestran diferentes tipos de galaxias elípticas (EO-S0) y espirales con y sin barra (SBa-SBc y Sa-Sc respectivamente).

gravidad es contrarrestada por la alta dispersión de velocidades de las estrellas (dinámicamente calientes). La segunda familia, la de las de disco, tiene una forma de disco plano con un esferoide (bulbo) en el núcleo y con brazos a su alrededor en forma espiral, los cuales van desde muy intensos y enrollados, hasta poco intensos y desenrollados; es más, al final de la secuencia se tiene a las galaxias irregulares que prácticamente ya no presentan brazos espirales. Las galaxias de disco son dinámicamente frías y es la fuerza centrífuga la que las mantiene en equilibrio contra la gravedad. Las galaxias espirales se dividen a su vez en dos clases, las barradas y las no barradas. Además de esta secuencia principal han sido reconocidas dos secuencias alternas y análogas para galaxias de características diferentes a las de las galaxias normales al poseer una fracción de materia oscura significativamente mayor a la fracción de materia visible dentro del radio óptico: las galaxias de bajo brillo superficial (LSB), caracterizadas por tener un brillo superficial muy bajo con una distribución radial muy extendida (pueden tener luminosidades tan grandes como las galaxias normales); parecen reproducir la secuencia de Hubble de las galaxias espirales, pero la física de su formación es diferente a la de las normales, es por eso que se les estudia por separado. Las galaxias enanas, llamadas así por tener masas muy pequeñas, y por tanto son de una luminosidad muy baja, tienen una secuencia morfológica propia, aunque no ha sido caracterizada por completo; esta clasificación incluye formas esferoidales (con y sin núcleo) e irregulares. El estudio de las galaxias enanas es un tema de investigación extenso y de mucha vigencia, la presente tesis excluye este tipo de galaxias dada su naturaleza tan peculiar.

La clasificación de Hubble se basó en criterios morfológicos subjetivos o susceptibles a la banda en que se observaba; con el tiempo algunos criterios han sido refinados. Para la familia de las elípticas la propiedad esencial es el cociente de los ejes aparentes (observados) de la galaxia, un cociente cercano a 1 corresponde a un tipo esferoidal (EO). En el caso de la familia de las espirales, el criterio central se refiere al cociente de luminosidades bulbo-disco  $b/d$  (más adelante se definirán

estas componentes), cocientes pequeños se refieren a galaxias con formas muy aplanadas y esferoides centrales muy poco significativos, cocientes mayores corresponden a galaxias con tipos cercanos a S0, otros criterios de tipo complementario para esta familia son el ángulo de enrollamiento y de intensidad de los brazos espirales y el tamaño de las barras.

Hubble sugirió además que esta secuencia es en realidad una representación de la evolución de las galaxias. Supuso que las galaxias pasan por un proceso evolutivo completo desde las galaxias elípticas S0 hasta las espirales de tipo Sd (i.e., de la parte izquierda a la derecha de la secuencia). En la actualidad se reconoce que en realidad la secuencia de Hubble no es una secuencia evolutiva, aunque estudios muy recientes comienzan a mostrar que es muy factible la transformación morfológica, típicamente de galaxias tardías a más tempranas, es decir al revés de la propuesta de Hubble.

Otro punto relevante es si las propiedades morfológicas, que pueden ser transitorias, reflejan realmente propiedades físicas fundamentales de las galaxias. Una serie de evidencias observacionales muestran que así es, aunque en muchos casos sólo a nivel cualitativo (ver por ejemplo la reseña de Roberts & Haynes 1994). La principal concepción es que a lo largo de la secuencia de Hubble, desde las galaxias elípticas E0 hasta las irregulares, el cociente esferoide (bulbo) disco,  $b/d$ , disminuye de 1 a 0, el color integral va de muy rojo a muy azul, la fracción de gas aumenta. Con mucho más dispersión, se encuentra también que el brillo superficial y la luminosidad (masa) disminuyen al ir del lado izquierdo al derecho de la secuencia.

El principal ingrediente evolutivo que está detrás de estas propiedades fundamentales es el de la historia de formación estelar: las galaxias elípticas muestran una población estelar densa, típicamente vieja y de poco gas, síntoma de una historia de formación muy activa en su inicio, mientras que las galaxias de disco muestran una mezcla de poblaciones estelares desde las muy viejas hasta las muy jóvenes con una componente gaseosa considerable, lo que sugiere una historia de formación mucho más extendida en el tiempo, más lenta que en el caso de las elípticas (o de los bulbos en el centro). Si este escenario es real, entonces debemos esperar que el índice de color correlacione con la secuencia de Hubble, las galaxias más rojas representan en promedio poblaciones estelares más viejas y por tanto corresponderán a tipos tempranos, mientras que las azules, representativas de poblaciones jóvenes, estarán asociadas a tipos tardíos. Así ocurre en promedio (ver Roberts & Haynes 1994). Como se mencionó en líneas anteriores, la fracción de gas en las galaxias también muestra cierta correlación con su tipo morfológico; las galaxias con historia de formación estelar temprana consumen rápidamente su gas y por tanto tendrán una fracción menor a aquellas con historia de formación extendida. La fracción de gas dependerá también de la historia de acreción de gas sobre el disco. Por último, el brillo o densidad superficial de una galaxia es también una medida indirecta de la historia de formación estelar; la tasa de formación depende de la densidad de gas presente en la galaxia, conforme esta cantidad sea mayor, mayor será la eficiencia de la formación estelar; por tanto las galaxias con mayor densidad superficial corresponden a galaxias de tipo temprano y viceversa.

Estas son algunas de las propiedades físicas esenciales detrás de la secuencia de Hubble; otras correlaciones con otras propiedades pueden surgir pero en todo caso se originarán de intercorrelaciones de estas con las tres fundamentales mencionadas en el párrafo anterior.

Es importante mencionar que la morfología galáctica está también conectada con el ambiente externo inmediato en el que se forman las galaxias, es decir con su interacción cercana con otros cuerpos de la misma naturaleza o la influencia en general del medio. En este sentido, pueden dividirse a las galaxias de acuerdo a su entorno; las hay básicamente de campo y de cúmulo. Las primeras son aquellas que se encuentran gravitacionalmente muy separadas de otras galaxias similares y suelen ser, según lo muestran estudios estadísticos, de tipos más tardíos. Las galaxias de cúmulo, como su nombre lo indica, son aquellas que pertenecen a un grupo de galaxias que

se encuentran cercanas entre sí. En los centros de los cúmulos típicamente habitan sólo galaxias elípticas; hacia la periferia aumenta el número de galaxias de disco (relación de Dressler (1980)). En el Universo actual, cerca del 80% de las galaxias normales son de disco; el restante 20% se reparte entre galaxias elípticas y lenticulares. Gran parte de estas pueden haberse formado por procesos de fusión o interacción dinámica los cuales fueron activos en los cúmulos en el pasado.

### 1.3 Composición de las galaxias de disco

La secuencia completa de Hubble abarca familias de galaxias con propiedades dinámicas muy diferentes. Como ya se mencionó, el equilibrio gravitacional responsable de la estabilidad en los sistemas se debe a causas diferentes entre las galaxias elípticas y las de disco: en el primer caso, es la alta dispersión de velocidades de las estrellas, y en el segundo, es la rotación del disco que está en equilibrio centrífugo. Esta diferencia de estados dinámicos produce una profunda división en el estudio de las familias galácticas. En esta tesis analizaremos únicamente las galaxias de disco y nos referiremos a las elípticas solo de manera aislada con fines comparativos.

La parte visible de las galaxias de disco está constituida por dos componentes principales: el bulbo y el disco. El bulbo se encuentra en el centro de la galaxia y tiene características de esferoide: la dispersión de velocidades domina sobre la rotación, la población estelar es generalmente más vieja en promedio que la del disco y contiene poco gas. El disco está formado por estrellas de poblaciones diferentes, aunque son dominantes las jóvenes, y contiene una cantidad importante de gas, es por tanto una componente con formación estelar; los discos son fríos dinámicamente y con altas velocidades de rotación. En el interior del disco pueden distinguirse dos subregiones: la barra (más de la mitad de las galaxias espirales son barradas) que se separa de la estructura global del disco, pues a diferencia de éste, cuya luminosidad decae exponencialmente, está formada por regiones grandes de densidad casi constante; y los brazos, cuyo número y grado de enrollamiento depende del tipo morfológico; los de tipo tardío son mucho más largos y menos enrollados que los de morfologías más tempranas, la población estelar en los brazos es típicamente de estrellas jóvenes.

Como se describirá en el capítulo tercero, la dinámica de las galaxias de disco solo puede ser explicada satisfactoriamente con la introducción de un cuerpo "oscuro" envolvente muy grande y masivo alrededor de la galaxia misma. A este objeto se le conoce como **halo oscuro** y tiene supuestamente características definidas; entre otras: la materia que lo constituye no emite radiación alguna (es por eso que se le llama oscura), es un sistema dinámicamente caliente y con cierta simetría esférica o elipsoidal; su masa es considerablemente mayor a la masa de la galaxia visible; se extiende también hasta radios 20-30 veces mayores que la galaxia visible. La cuestión sobre la naturaleza de la materia oscura es uno de los problemas más candentes de la astrofísica, la cosmología y la física en general (ver una reseña en el Capítulo 3). Los modelos cosmológicos que se desarrollaron en base al dominio en el Universo de esta materia sobre la normal (bariónica) enfrentan pruebas decisivas en la comparación de sus predicciones a escalas galácticas con las observaciones. Esta es la principal filosofía que perméa la presente tesis.

Las componentes oscura y luminosa de las galaxias se encuentran ligadas únicamente por la fuerza gravitacional. El enorme campo gravitacional que produce el halo oscuro es equilibrado por la rápida rotación del disco. De esta manera, la rotación del disco traza aproximadamente la velocidad circular (campo gravitacional) del sistema disco-halo. Si el halo domina sobre el disco, entonces la curva de rotación traza básicamente la distribución de masa del halo (esto ocurre para las galaxias enanas y LSB). A la inversa, la curva de rotación reproduce la distribución de masa del disco que implica una curva de rotación decreciente después de un máximo. Por lo tanto, de la forma de la curva de rotación se puede inferir mucho sobre los contenidos de materia luminosa y

oscura a ciertos radios. Persic & Salucci (1990) and Persic, Salucci & Stel (1996) explotaron esto: usando una muestra de galaxias tardías y de tipo HSB con curvas de rotación ópticas (limitadas en radio), infirieron que la fracción de materia oscura a luminosa a 3.2 radios de escala decrece notablemente con la luminosidad (masa), siendo las galaxias luminosas dominadas por el disco y las poco luminosas dominadas por el halo. Este resultado es muy sensible a la pendiente que ellos inferen para la curva de rotación a 3.2 radios de escala, donde la banda usada para definir este radio es crucial; desafortunadamente ellos usaron la banda *B* la cual está supeditada a efectos de formación estelar transitorios.

Es de gran relevancia conocer las fracciones de materia oscura y luminosa en las galaxias y si éstas dependen ó no de las propiedades de las galaxias. El resultado arriba mencionado es muy limitado. Por otro lado, cualquier modelo de formación y evolución de galaxias es capaz de predecir dichas fracciones. Para el caso del modelo más popular, el jerárquico con Materia Oscura fría (CDM, ver Cap. 3), suponiendo que la retroalimentación del disco al halo cosmológico es despreciable, estas fracciones dependen principalmente de la densidad superficial del disco: mientras más denso es el disco, mayor es la fracción de materia luminosa con relación a la oscura dentro de radios internos del disco (Mo, Mao & White 1998; Firmani & Avila-Reese 2000). La dependencia de la masa es mínima y si acaso contraria a la que Persic et al. (1996) estiman. Este problema será estudiado a fondo en la presente tesis usando una muestra de galaxias de disco extensa y amplia en propiedades.

## 1.4 Relaciones de escala en las galaxias de disco

A fin de entender la física de las galaxias es importante explorar el tipo de relaciones que guardan sus propiedades estructurales, luminosas y dinámicas y cómo cambian éstas al pasar de cantidades bariónicas (estrellas+gas) a cantidades solo estelares y de éstas a cantidades luminosas en diferentes bandas. La relación por mucho más sólida y estrecha de las galaxias de disco es la así llamada de Tully-Fisher (1977; de aquí en adelante TF): la velocidad de rotación de los discos, típicamente representada por la velocidad máxima  $V_m$ , es proporcional a la luminosidad  $L_i$ :  $V_m \propto L_i^{\beta_i}$ , donde  $i$  es la banda observada y  $\beta_i$  es la pendiente que depende de la banda. En el Capítulo 4 se hace una reseña completa sobre esta relación fundamental de las galaxias. El origen de la misma ha sido ampliamente conectado con las propiedades del campo primigenio de fluctuaciones del cual emergen las galaxias, es decir, su naturaleza parece ser cosmológica. Estudios de la dispersión de la TF se revelaron como claves para comparar predicciones teóricas con observaciones. ¿Cuáles son las fuentes de dispersión en la TF? ¿Correlaciona esta dispersión con otras propiedades galácticas (3er, 4to, etc, parámetros)? Los modelos hacen predicciones certeras sobre estas cuestiones y la comparación con las observaciones podrá restringir a los modelos. De esto nos ocuparemos en el Capítulo 4.

Una cuestión de gran relevancia es cómo se comporta la TF en diferentes bandas así como en el caso de la masa estelar y la masa bariónica. El pasar de un caso a otro está asociado a diferentes efectos dinámicos, estructurales y luminosos (formación estelar por ejemplo). Nuevamente, la inferencia de dichas relaciones de las observaciones y la comparación de los resultados con predicciones teóricas, ofrece poderosas pruebas para restringir a los modelos y entender en general la física de las galaxias.

La relación de escala más general de las galaxias es entre sus 3 propiedades extensivas fundamentales: luminosidad ( $L_i$ ), radio ( $R_i$ ) y  $V_m$ . En realidad, debido a que la relación entre luminosidad y  $V_m$  (TF) es tan estrecha, es de esperarse que las galaxias formen un plano en el espacio 3-dimensional  $L_i, R_i, V_m$  (Plano Fundamental, PF). La explicación de las propiedades de este plano y de cómo y porqué cambian al pasar a diferentes bandas o a cantidades bariónicas (PF bariónico)

es de gran importancia. La inferencia adecuada de los PFs de las galaxias de disco a partir de las observaciones para luego explorar la física evolutiva detrás de ellos es un problema abierto al que nos dedicaremos en el Capítulo 4.

## 1.5 Planteamiento de los objetivos de la tesis

El análisis que habremos de desarrollar en esta tesis tiene como objeto de estudio a las galaxias de disco. En particular exploraremos empíricamente y analizaremos a la luz de predicciones teóricas las relaciones que existen entre sus propiedades dinámicas, estructurales y luminosas. El marco de investigación usado será tanto de tipo astronómico como de tipo cosmológico; el primero para establecer las propiedades fundamentales de las galaxias de disco y las correlaciones existentes entre ellas, y el segundo para, a raíz de los resultados astronómicos, obtener conclusiones sobre la formación y evolución de este tipo de galaxias. Los principales objetivos trazados para esta tesis son:

- Lograr compilar una muestra de galaxias de disco lo más completa posible en el sentido de luminosidades, brillos superficiales y tipos morfológicos. Esta muestra además, tiene que contar con información observacional de tipo dinámica (curvas de rotación o anchos de línea equivalente) y tiene que ser posible inferir para ella masas estelares y de gas. Sólo una muestra de este tipo puede ser comparada con predicciones teóricas, pues estas barren de manera continua un espacio grande de parámetros iniciales ligados al modelo cosmológico. El capítulo segundo estará dedicado a la presentación de la muestra que compilamos, así como a la descripción de las diferentes correcciones que se deben de aplicar a las observaciones y su uniformización. Describiremos también cómo inferimos a partir de la fotometría propiedades estructurales relacionadas a la masa tanto estelar como gaseosa de los discos.

- Explorar los contenidos de materia oscura y luminosa en las galaxias de disco y las variaciones de estos contenidos en relación a propiedades fundamentales, todo ello en un marco comparativo entre los resultados observacionales y los que emanan de modelos teóricos simples y complejos. Principalmente, comprobar si realmente estas fracciones dentro de radios típicos del disco dependen de la luminosidad (masa) como algunos trabajos previos lo afirman (Persic et al. 1996). Interpretar los resultados observacionales que se obtengan. Este objetivo será tratado extensamente en el capítulo tercero.

- Estudiar las TFs desde la banda  $B$  hasta la bariónica. Explorar el origen de cada una de ellas, así como las fuentes de sus dispersiones. Una pregunta importante que nos formulamos es si existe realmente un tercer parámetro en cada una de las TFs (bandas  $B$  y  $K$ , estelar y bariónica) y si es así entonces explicarlo teóricamente. Asociada a esta cuestión, otra importante pregunta que nos hacemos es si los residuos de las TFs presentan dependencias con las propiedades de las galaxias. De la respuesta a esta pregunta se puede inferir mucho acerca de las propiedades de los halos oscuros, la fracción bariónica y la formación estelar en los discos.

- Estudiar los PFs desde la banda  $B$  hasta el bariónico. ¿Cómo se distribuyen las galaxias en el espacio 3-dimensional de luminosidades (masas), brillos (densidades) superficiales y radios? ¿Cuál es la física detrás de estas distribuciones? ¿Cómo correlacionan los residuos de cada una de las proyecciones del PF con otras propiedades galácticas y cómo cambian estas correlaciones al pasar de la banda  $B$  a la  $K$  y de la  $K$  a las cantidades estelares y bariónicas? Estas son preguntas cuyas respuestas revelarán mucho acerca de la física de las galaxias y que ofrecen poderosas restricciones a los modelos de formación y evolución de galaxias.

Las conclusiones concretas obtenidas en toda la tesis y que responden a los objetivos y preguntas arriba planteados, se presentarán en el capítulo quinto.

## § Capítulo 2

# Observaciones: compilación y corrección de una muestra de galaxias de disco

A pesar del gran esfuerzo observacional hecho hasta el presente, en realidad hay sólo un pequeño número de galaxias de disco para las que se tenga reportado de una manera sistemática tanto parámetros fotométricos fundamentales (en bandas ópticas e infrarrojas) como información cinemática (incluyendo detección de  $H_I$  para estimar la masa del gas). Una muestra que incluya estas características para un amplio rango de luminosidades, brillos superficiales y tipos morfológicos es crucial para inferir relaciones fundamentales y comparar con modelos teóricos. La recopilación de tal muestra y su uniformización es el objetivo del presente capítulo.

En este trabajo se analizarán diferentes relaciones entre las propiedades fundamentales de las galaxias de disco. Por tanto es necesario establecer las condiciones bajo las cuales se obtienen los parámetros observacionales que representan una medida experimental de tales propiedades y que son además las únicas cantidades que pueden obtenerse directamente. Primero se presentarán de manera sintética las características de las diferentes muestras de donde se obtuvieron los datos que habrán de usarse a lo largo de esta tesis. Después, se presentará una breve descripción sobre el proceso de obtención de datos, desde la observación de las galaxias, pasando por la metodología utilizada en el proceso de reducción de imágenes, los ajustes teóricos a los perfiles de brillo superficial hasta la aplicación de las correcciones necesarias para llegar a los resultados físicos finales.

La obtención de datos observacionales sobre las galaxias del universo actual es un proceso complejo que requiere de instrumentos de precisión y de técnicas muy sofisticadas para lograr resultados de certidumbre tal que puedan ser usados en la comprobación de hipótesis teóricas, lo cuál es un objetivo primordial en la presente tesis. En las secciones 2.1 y 2.2 se describirá de manera breve tal proceso en lo que se refiere a la determinación de propiedades fotométricas y dinámicas de las galaxias de disco y se presentarán los principales métodos de corrección, en particular los que usaremos en la presente tesis <sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>El lector conocedor de estos aspectos puede remitirse directamente a la sección 2.3.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

## 2.1 Fotometría galáctica.

### 2.1.1 Detección y captura de imágenes.

Históricamente, las galaxias han sido estudiadas principalmente por medio de instrumentos fotométricos ópticos. A principios del siglo pasado, el avance al respecto permitía solamente obtener placas fotográficas de los objetos cósmicos, en base a ellas se realizaron los primeros catálogos galácticos y se hicieron los primeros análisis sobre galaxias. Con el paso del tiempo, el desarrollo de las cámaras y películas fotográficas, a la par con el incremento en la capacidad de apertura y resolución de los telescopios, permitió la obtención de imágenes más nítidas, con menos defectos y en otras bandas además de la óptica. En la actualidad es posible observar el cielo en una amplia región del espectro electromagnético: en la banda visible, en bandas infrarrojas, ultravioletas, en rayos X, en el radio, etc. La tecnología de detección de luz a diferentes frecuencias es un campo muy amplio y complejo, y por tanto ha merecido el interés y esfuerzo de muchos miembros de la comunidad astronómica desde hace muchas décadas. En los siguientes párrafos se comentará someramente al respecto.

*Detectores CCD.* Las placas fotográficas han sido reemplazadas por lo que ahora son los detectores estándar en astronomía observacional, los CCD (charge-coupled device). Estos detectores consisten básicamente de una placa de silicón capaz de absorber la luz que incide sobre él; cuando los fotones provenientes de los objetos astronómicos inciden sobre la placa, liberan electrones al momento del impacto generando una corriente eléctrica que puede ser amplificada para dar una señal de salida que es una medida directa del número de fotones incidentes. La superficie de un detector CCD está dividida en elementos individuales de imagen (píxeles); cada uno de ellos absorbe y cuantifica de manera individual los fotones que le llegan; el resultado final sobre toda la colección de 'píxeles' es la generación de una imagen bidimensional cuya resolución depende del tamaño de los 'píxeles' y de la capacidad de la placa de silicón para generar una corriente eléctrica que contabilice a exactitud la cantidad de fotones incidentes, y cuyo campo de apertura depende del área de captación total del detector. Por supuesto que este tipo de detectores tienen sus limitaciones, algunas de ellas asociadas a problemas técnicos, por ejemplo en relación al proceso de amplificación de la señal que introduce incertidumbre en el conteo de fotones (este error es cuantificado en lo que se conoce como la razón señal-ruido "signal-to-noise ratio"), y otras asociadas a la naturaleza de los detectores en sí, como la saturación luminosa debida a la incidencia de partículas energéticas o a largas exposiciones. Los CCD's no son útiles para realizar observaciones en todas las longitudes de onda; fotones de alta frecuencia cargan demasiada energía y no pueden ser absorbidos por la placa de silicón, son reflejados; fotones de baja frecuencia cargan muy poca energía como para liberar electrones en la placa, atravesándola sin generar corriente alguna. Para observaciones en las llamadas bandas infrarrojas térmicas (con longitudes de onda mayores a los  $2\mu\text{m}$ , como las bandas K y K'), se utilizan detectores de este tipo, solo que para el análisis de las imágenes obtenidas es necesario tomar en cuenta los efectos producidos por la radiación de la atmósfera terrestre en estas regiones del espectro, la cual resulta ser dominante. Por eso es esencial la "substración del cielo" en estos casos.

*Reducción de imágenes.* Una vez que el detector ha captado la imagen de una galaxia, es necesario procesarla para eliminar al máximo los mecanismos de error presentes al momento de su captura. El primero de ellos ya fue mencionado, y esta relacionado con la incertidumbre de medición presente en el detector, cuantificada por la razón señal-ruido. Además de ésto, los CCD's necesitan ser calibrados en base a observaciones de objetos patrón (estrellas por ejemplo) cuyo brillo es conocido. De esta manera puede determinarse a qué magnitud o flujo corresponde una cuenta de fotones dada. La siguiente corrección se refiere a la radiación propia de la atmósfera terrestre. Para

tomar en cuenta este efecto, es necesario substraer de la imagen original de la galaxia la imagen del cielo de fondo en un proceso conocido como "substracción del cielo" (sky subtraction), que consiste simplemente en capturar, al tiempo en que se toma la imagen de la galaxia, una imagen del cielo oscuro a su alrededor, de esta manera el brillo aparente de la galaxia resulta de la resta de ambas imágenes.

La imagen de una galaxia se analiza gradualmente hasta un radio externo llamado óptico ( $r_{opt}$ ), definido por la curva de brillo constante más externa. Para evitar problemas en la definición de  $r_{opt}$ , es común tomar un patrón para esta curva isofotal que convencionalmente corresponde a un brillo superficial en la banda B de  $25 \text{magarcsec}^{-2}$  (esta es la convención utilizada en los llamados catálogos de referencia (*Reference Catalogues*) de Vaucouleurs, de Vaucouleurs & Corwin (1976), de Vaucouleurs et al. (1991)), una definición más antigua se refiere al radio óptico como aquel que se alcanza a un brillo en la banda B de  $26.5 \text{magarcsec}^{-2}$ , este es el llamado radio de Holmberg.

Una vez que se ha reducido la imagen hasta este punto se puede entonces proceder a obtener los parámetros fotométricos básicos.

### 2.1.2 Perfiles de brillo y magnitudes totales.

El análisis bidimensional de la imagen de una galaxia se realiza utilizando programas computacionales cuya utilidad consiste básicamente en dividir la imagen en contornos de brillo superficial constante, llamados isofotas; la figura 2.1 muestra esta técnica. EL flujo luminoso por unidad de área es medido usualmente en unidades de magnitud por área angular:  $\text{magarcsec}^{-2}$ . Al realizar este análisis sobre las galaxias de disco, se observan en general las siguientes características: las isofotas son casi circulares en la región del bulbo y, cuando la galaxia no es claramente barrada, se vuelven elípticas para el disco. Si teóricamente asumimos que el disco es circular y muy delgado, entonces la elipticidad de las isofotas se debe a la inclinación de la galaxia observada en relación a nuestro plano galáctico.

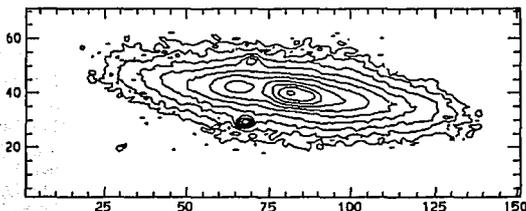


Fig. 2.1: Imagen en la banda I de la galaxia NGC 5014. Se muestran las curvas isofotales para brillos de 17-22  $\text{magarcsec}^{-2}$  en intervalos de  $0.5 \text{magarcsec}^{-2}$ .

El perfil de brillo observado de una galaxia es simplemente la distribución radial de brillo superficial de esa galaxia. Este perfil es obtenido a través de la imagen reducida de isofotas; para ello debe decidirse primeramente a lo largo de que dirección será definido el radio. La inclinación de la galaxia hace del eje mayor el más usual para definir esta dirección, aunque como se explicará más adelante, técnicas más sofisticadas no privilegian dirección alguna al definir un radio más

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

general. Una vez que se eligió esta dirección, se ha de determinar una sucesión de radios promedios, acompañados de los correspondientes brillos superficiales promedio, hasta cubrir la región luminosa medida para la galaxia en cuestión.

*Método de las elipses ("ellipse fitting").* La curva que mejor ajusta la forma de las curvas de brillo superficial constante es la elipse (al menos para el bulbo y el disco). Siendo así, debe encontrarse un método que permita el mejor ajuste elíptico a las isofotas observadas. Esto se logra a través de un método de minimización de  $\chi^2$ , usando el cociente  $(b/a)$  (eje menor a eje mayor) y la posición angular ( $\varphi$ ) de los píxeles dados dentro de una curva isofotal. El método de minimización es el siguiente: para un conjunto de  $(b/a, \varphi)$  sobre una isofota, se calcula el radio en la dirección del eje mayor,  $r_s$ , asociado a cada punto de la isofota. Se calculan la media ( $r_{s,m}$ ) y desviación estándar ( $r_{s,\sigma}$ ) de esta cantidad para la población de píxeles contenidos en toda la isofota. Si la elipse asociada a este conjunto ajusta de manera perfecta a la isofota observada, entonces  $r_{s,\sigma} = 0$ . Por tanto, al minimizar el cociente  $r_{s,m}/r_{s,\sigma}$ , se encontrará el mejor ajuste elíptico posible. Este mismo proceso se repite para todas las curvas isofotales correspondientes a la imagen de la galaxia, de esta forma se obtiene una sucesión de radios promedios  $r_{s,m}$  cuyo brillo superficial asociado es simplemente el producto del flujo luminoso total contenido dentro de la elipse correspondiente a ese radio por el área que encierra la elipse. El resultado de la técnica aplicado a la galaxia que aparece en la figura 2.1 puede apreciarse en la figura 2.2.

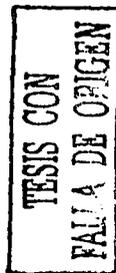
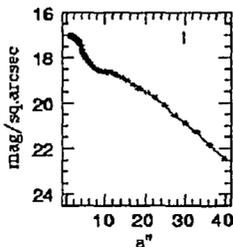


Fig. 2.2: Perfil radial de brillo inferido en la banda I de la galaxia NGC 5014. La distancia radial ( $a \equiv r_{s,m}$ ) está dada en  $\text{arcsec}$  ( $''$ ). El brillo superficial está en unidades de  $\text{magarcsec}^{-2}$ .

*Inclinación.* A partir de la obtención de los semiejes mayor (a) y menor (b) de la imagen de una galaxia, se puede obtener la inclinación aparente de la misma ( $i_{opt}$ ) respecto a nuestro plano galáctico a través de la siguiente relación trigonométrica establecida por Hubble en 1926:

$$\cos^2(i_{opt}) = \frac{q^2 - q'^2}{1 - q'^2} \quad (2.1)$$

donde  $q = b/a$  y  $q'$  se refiere el grueso intrínseco de un disco estelar oblongo (de hecho, es una medida directa de la razón entre el ancho y el largo de la galaxia). Diversos estudios han mostrado que el valor de  $q'$  no es constante para todas las galaxias, algunos autores sugieren una dependencia de este valor con el tipo morfológico galáctico ( $T$ ) (Fouqué et al. (1990)). En la presente tesis se tomará el valor promedio encontrado por Holmberg en 1946 y que es usado comúnmente:  $q' = 0.20$ .

### Ajustes teóricos.

El perfil observado de brillo presenta formas específicas para las diferentes regiones de la galaxia: el bulbo, el disco, la barra y los brazos (en caso de que existan). La más usual para el disco es un decaimiento exponencial. Para el bulbo puede ser también de tipo exponencial o el llamado perfil de Vaucouleurs. Esto sugiere de manera inmediata un ajuste paramétrico al perfil observacional que permita caracterizarlo con unos cuantos parámetros fundamentales. En los siguientes párrafos se describirán las formas generales de estos ajustes y los métodos utilizados para llevarlos a cabo. A continuación se presentan los perfiles analíticos:

#### a) Perfil Exponencial.

Dada la forma del perfil de brillo observado en las galaxias de disco, se ha sugerido que la distribución de luminosidad (masa) en estas galaxias obedece a una ley de tipo exponencial, que en términos de parámetros centrales puede expresarse como:

$$\Sigma_{\lambda}(r) = \Sigma_{0,\lambda} e^{-(r/h_{\lambda})} \quad (2.2)$$

donde  $\Sigma_{0,\lambda}$  y  $h_{\lambda}$  son el brillo superficial central (definido al centro de la galaxia:  $r = 0$ ) y el radio de escala, definido como el radio al cual el brillo superficial ha caído un factor 'e'. Las unidades de  $\Sigma_{\lambda}$  son típicamente expresadas en:  $L_{\lambda\odot}/pc^2$ . El subíndice  $\lambda$  se utiliza para representar la banda observacional a la que se refieren estas cantidades ( $\lambda = B, V, R, \dots$ ).

Para realizar el ajuste de la ley teórica al perfil observado, se utiliza un método de regresión lineal, en el plano logarítmico, como puede ser el de mínimos cuadrados.

Ya que observacionalmente el brillo es medido en magnitudes y el área en  $arcsec^2$ , entonces el brillo superficial observado ( $\mu_{\lambda}$ ) tiene unidades de:  $magarcsec^{-2}$  y el radio de escala, unidades de  $arcsec$ . En estas cantidades, el ajuste exponencial es:

$$\mu(r) = \mu_{0,\lambda} + 1.0857(r/h_{\lambda}) \quad (2.3)$$

Las conversiones entre las cantidades físicas y observacionales están dadas por las ecuaciones:

$$\begin{aligned} \Sigma_{\lambda}[L_{\lambda\odot}/pc^2] &= (206265)^2 10^{0.4(M_{\lambda\odot} - \mu_{\lambda}[magarcsec^{-2}] - 5)} \\ \mu[magarcsec^{-2}] &= 21.572 + M_{\lambda\odot} - 2.5 \log \Sigma_{\lambda}[L_{\lambda\odot}/pc^2] \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$h_{\lambda}[Kpc] \approx h_{\lambda}[rad] d[Kpc] \quad (2.5)$$

donde  $M_{\lambda\odot}$  es la magnitud absoluta del sol en la banda  $\lambda$  dada y  $d$  la distancia a la galaxia<sup>2</sup>.

<sup>2</sup>Los coeficientes de transformación de unidades en las ecuaciones (2.4) resultan de convertir las unidades de área del brillo superficial de  $arcsec^2$  a  $rad^2$ :

$$A[arcsec^2] = \left[ 3600 \left( \frac{180}{\pi} \right) \right]^2 A[rad^2] \quad (2.6)$$

y de estos a unidades físicas absolutas:

$$A[rad^2] = \frac{A[pc]}{d^2[pc]} \quad (2.7)$$

donde  $d[pc]$  es la distancia a la galaxia en parsecs; y de transformar las unidades de la luminosidad de aparentes ( $mag$ ) a físicas absolutas ( $L_{\lambda\odot}$ ):

$$\mu_{\lambda}[mag] = -2.5 \log L_{\lambda}[L_{\lambda\odot}] + 5 \log d[pc] - 5 + M_{\lambda\odot} \quad (2.8)$$

TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

Es común que las leyes exponenciales sean descritas en términos de otros parámetros diferentes a  $\Sigma_{0,\lambda}$  y  $h_\lambda$ ; de todas ellas, la más usual es la que se refiere a los parámetros efectivos  $r_{e,\lambda}$  y  $\Sigma_{e,\lambda}$ . El primero definido como el radio al cual la luminosidad ha alcanzado la mitad de su valor total y el segundo definido como el brillo superficial a ese radio. En base a estos parámetros, la ley exponencial se convierte en:

$$\Sigma(r, \lambda) = \Sigma_{e,\lambda} e^{-1.678(r/r_{e,\lambda}-1)} \quad (2.10)$$

Tanto los parámetros efectivos como los centrales nos dan una medida de la distribución de luz en la galaxia, la única diferencia entre ellos está en la clase de referencia en la que se basan, mientras que los primeros nos dan información sobre la concentración central de la galaxia, los segundos caracterizan esta concentración a un radio mucho más externo. Desde luego que estos parámetros tienen relaciones directas entre sí:

$$r_e = 1.67835h \quad (2.11)$$

$$\Sigma_e = \Sigma_0 e^{-1.678} \quad (2.12)$$

Una vez que se tiene la distribución superficial de brillo en una galaxia, caracterizada por una función analítica, entonces se puede calcular de manera directa el flujo total contenido hasta un radio, es decir, la luminosidad ( $L_r$ ) hasta ese radio; si suponemos que el brillo superficial tiene simetría azimutal, es decir que el brillo es constante en dirección angular para un radio dado (lo cual es una aproximación pues en realidad las curvas isofotales se ven afectadas por estructuras como barras y brazos que las alteran respecto a una forma elipsoidal); entonces  $L_r$  esta dada por la ecuación:

$$L_r = \int_0^{2\pi} \int_0^r \Sigma(r) r d\theta dr = 2\pi \int_0^r \Sigma(r) r dr \quad (2.13)$$

En base a esta fórmula, la luminosidad total ( $L_T$ ) de la galaxia se encuentra tomando el límite del radio hasta infinito ( $r \rightarrow \infty$ ):

$$L_T = 2\pi \int_0^\infty \Sigma(r) r dr \quad (2.14)$$

Para la ley de ajuste exponencial,  $L_r$  y  $L_T$  son inmediatas:

$$L_r = 2\pi \Sigma_0 h^2 \left[ 1 - (1 + r/h)e^{-r/h} \right] \quad (2.15)$$

$$L_T = 2\pi \Sigma_0 h^2 \quad (2.16)$$

Esta última ecuación es llamada la relación de Freeman.

*Luminosidad de apertura y Luminosidad integral.* La manera observacional más directa de calcular la luminosidad de una galaxia es usando el perfil de brillo observado. Sumando los flujos promedio de cada curva isofotal multiplicados por el área del anillo elíptico asociado, se obtiene la magnitud total observada que es llamada magnitud de apertura pues debido a la limitación en el campo de apertura del telescopio utilizado, el perfil de brillo de la galaxia solo puede ser medido

ver ec. (2.25). Con estas transformaciones obtenemos:

$$\mu_\lambda [\text{mag arcsec}^{-2}] = -2.5 \log \left( \frac{d^2 [\text{pc}]}{(206265)^2} \Sigma_\lambda \left[ \frac{L_{\lambda 0}}{\text{pc}^2} \right] \right) + 5 \log d [\text{pc}] - 5 + M_{\lambda 0} \quad (2.9)$$

Usando esta última ecuación es fácil demostrar las ecuaciones (2.4)

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

hasta donde el límite lo permite. Es usual que este límite no cubra el 100 % de la luminosidad total de la galaxia, para tratar de corregir esta limitante, se usa una extrapolación que consiste en realizar un ajuste exponencial a los últimos puntos del perfil de brillo observado para así extenderlo hasta infinito. De esta forma se puede utilizar la ecuación (2.15) para estimar la contribución a la luminosidad de la parte no observada de la galaxia; la suma de esta contribución más la luminosidad de apertura es una medida de la luminosidad total de la galaxia de disco, y es llamada luminosidad integral.

### b) Perfil de Vaucouleurs.

La ley de Vaucouleurs es la ley empírica más usada para describir el perfil de brillo superficial de las galaxias elípticas; es también conocida como la ley  $r^{1/4}$ , y fue introducida en 1953 por G. de Vaucouleurs. La estructura del bulbo en las galaxias de disco tiende a ser similar a la estructura de las galaxias elípticas. En ambos casos, la estabilidad del sistema se logra a partir de las velocidades aleatorias de dispersión de las estrellas que lo integran; de manera diferente, la estructura del disco es sostenida gravitacionalmente por su rotación.

La ley de Vaucouleurs es:

$$\log \left( \frac{\Sigma(r)}{\Sigma_e} \right) = -3.33071 \left[ \left( \frac{r}{r_e} \right)^{1/4} - 1 \right] \quad (2.17)$$

$$\mu(r) = \mu_e + 8.32678 \left[ \left( \frac{r}{r_e} \right)^{1/4} - 1 \right] \quad (2.18)$$

donde  $\Sigma_e$  y  $r_e$  son el brillo y radios efectivos (ver definiciones arriba) en unidades físicas,  $\mu_e$  es el brillo efectivo en *magarcseg*<sup>-2</sup>.

Para este ajuste la luminosidad total  $L_T$  puede calcularse usando la ecuación (2.14):

$$L_T \approx 7.21457\pi \Sigma_e r_e^2 \quad (2.19)$$

### c) Perfil de Sérsic.

El ajuste empírico más general que puede aplicarse al perfil de brillo de las galaxias fue formulado por vez primera por J.L. Sérsic en 1968; es una generalización que en últimas fechas ha sido usada para ajustar los perfiles de brillo de la región del bulbo. En parámetros efectivos el ajuste de Sérsic es:

$$\frac{\Sigma(r)}{\Sigma_e} = \exp \left[ -\nu_n \left( \left[ \frac{r}{r_e} \right]^{1/n} - 1 \right) \right] \quad (2.20)$$

En parámetros centrales es simplemente:

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 e^{-\nu_n \alpha^{1/n}} \quad (2.21)$$

Los parámetros libres de esta ecuación permiten ajustar con buena precisión cualquier perfil observado de brillo, sin embargo, debe señalarse que un ajuste libre sin restricción alguna a los parámetros pierde cualquier sentido físico por lo que la ley obtenida solo tiene fines empíricos. El perfil de Sérsic incluye al exponencial cuando  $n = 1$  y al de Vaucouleurs cuando  $n = 4$ .

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

**2.1. FOTOMETRÍA GALÁCTICA.**

Siguiendo la ecuación (2.14), la luminosidad total  $L_T$  de la galaxia se puede calcular analíticamente:

$$L_T = \frac{2\pi n}{\nu_0^{2n}} \Gamma(2n) \Sigma_0 r_c^{2n} \quad (2.22)$$

donde  $\Gamma(2n)$  es la función gamma de grado '2n'.

Dados los perfiles analíticos que parecen describir bien las diferentes regiones de las galaxias de disco, se procede al ajuste de los perfiles observados combinando los diferentes perfiles analíticos, básicamente descomponiendo el perfil de brillo en bulbo y disco.

**Métodos unidimensionales (1D).**

En estos métodos, la dirección en la que se mide el radio ( $r$ ) en la definición del perfil de brillo es típicamente la dirección dada por el eje mayor 'a' en la banda dada. Es decir,  $r$  se define como la distancia del centro de la galaxia a la isofota correspondiente a lo largo de la dirección del eje mayor. El perfil unidimensional así obtenido se ajusta en el centro a un perfil de Vaucouleurs y luego a un perfil exponencial en la parte externa usando la técnica de minimización de  $\chi^2$ .

*El método marcando el disco ("marking the disk").* Si la galaxia en análisis no es pronunciadamente barrada y tiene un bulbo pequeño, entonces es de esperarse que el perfil de brillo total observado sea dominado por la contribución del disco. El método "marcando el disco" es aplicable en estos casos y es el más simple de todos. Consiste en realizar un ajuste exponencial únicamente a la región correspondiente al disco, sin tomar en cuenta al resto de las regiones en la galaxia y realizando el ajuste de afuera hacia adentro.

*Descomposición bulbo-disco.* Cuando el bulbo de la galaxia observada es pronunciado, el perfil de brillo muestra una clara división entre la región del bulbo y la región del disco, en tales casos la contribución del bulbo a la luminosidad de la galaxia no puede ser despreciada. Es entonces necesario realizar un doble ajuste al perfil, con una ley teórica para el bulbo (de Vaucouleurs o Sérsic) y otra para el disco (exponencial típicamente).

El ajuste estadístico al perfil debe hacerse de forma tal que se busque el mínimo error al ajustar ambas leyes teóricas al mismo tiempo. Esto suele hacerse con un método de minimización de  $\chi^2$ . La introducción del bulbo en el ajuste al perfil, ocasiona que el brillo superficial central del ajuste exponencial al disco, calculado según el método "marcando el disco", disminuya y por lo tanto  $h_\lambda$  aumenta.

**Método bidimensional (2D).**

La motivación para utilizar este método es la presencia de regiones no axisimétricas en la galaxia (una barra por ejemplo); a diferencia del método 1D, en esta técnica se utiliza la información bidimensional de la imagen de la galaxia para obtener el perfil de brillo.

La dirección en la que se define el radio, utilizado en la determinación del perfil de brillo, no es única para todas las regiones de la galaxia: el bulbo, el disco y la barra; aunque la determinación de esta dirección puede ser variada, a continuación se presentará únicamente la más usual, descrita a detalle en el artículo de de Jong (1996b).

El modelo 2D consta de 2 ó 3 componentes. Un bulbo esféricamente simétrico con una distribución de luz que obedece a alguno de los ajustes teóricos descritos anteriormente (exponencial, de Vaucouleurs, etc.; de Jong utiliza una ley exponencial), el radio en este caso está definido como  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ , donde  $(x, y)$  son las coordenadas cartesianas en el sistema de la imagen del CCD, siendo el centro de la galaxia, el centro del sistema coordenado; el segundo componente es el disco,

descrito por una ley exponencial. Debido a la inclinación de la galaxia, el disco tiene dos componentes adicionales (aparte de  $x$ ,  $y$ ) que son:  $b/a$  y la posición angular ( $PA$ ), siendo así, el radio está definido como:  $r = \sqrt{[(x \cos(PA)) + (y \sin(PA))](b/a)]^2 + (-x \sin(PA) + y \cos(PA))^2}$ ; cuando la imagen de la galaxia muestra claramente una barra, y cuando esta resulta una característica relevante en el perfil de luminosidad, entonces la barra es el tercer componente del modelo. Uno de los modelos más usuales para describir las barras fue introducido por Freeman (1966), el perfil de brillo está dado por la siguiente ley:

$$\Sigma_{bar}(x, y) = \Sigma_{0,bar} \sqrt{1 - (x/a_{bar})^2 - (y/b_{bar})^2} \quad (2.23)$$

donde los parámetros libres son  $\Sigma_{0,bar}$ , el brillo superficial central de la barra,  $a_{bar}$  y  $b_{bar}$ , los semiejes mayores y menores de la barra respectivamente.

Considerando estas tres componentes, el modelo total es simplemente la suma de todas ellas:

$$\Sigma_{tot}(x, y) = \Sigma_{disco} + \Sigma_{bulbo} + \Sigma_{bar} \quad (2.24)$$

El ajuste estadístico a las tres componentes se realiza buscando una minimización de  $\chi^2$ .

Aunque la diferencia central entre el método 1D y 2D estriba en que a diferencia del primero, el segundo toma en cuenta las regiones no simétricas de las galaxias, el valor de los parámetros fotométricos obtenidos por uno u otro método no es muy diferente, la diferencia se hace mayor cuando la galaxia es irregular o tiene una barra pronunciada. El trabajo de de Jong (1996) se refiere al respecto realizando un análisis completo, llegando a conclusiones que serán tratadas a continuación.

#### Sobre las diferencias entre los métodos 2D y 1D.

Del análisis anterior esta claro que el valor de los parámetros fotométricos centrales depende del método utilizado para su obtención. Puesto que en las submuestras que se analizarán en este trabajo se utilizan diferentes clases de métodos (variaciones del 1D y el 2D), es entonces necesario realizar un estudio para determinar si el radio de escala y el brillo superficial central determinado por cada autor están libres de esta diferencia metodológica, es decir, si es necesario, o no, hacer una corrección sistemática que cuantifique esta diferencia y permita tratar a tales valores como si provinieran de un estudio único, realizado con un solo método.

La forma más segura de emprender esta labor sería analizar uno a uno los perfiles de brillo observados para todas las galaxias de la muestra y separar aquellas con bulbos prominentes y/o barras, o con características irregulares y así poder determinar de manera cuantitativa hasta que punto difiere un método de otro, de esta manera podría realizarse una corrección de carácter individual.

Afortunadamente de Jong (1996b) analiza este asunto al momento de plantear el método 2D y de presentar los resultados obtenidos a raíz de su metodología. Para analizar la cuestión, de Jong utiliza la manera más directa e ideal para resolver el problema: obtiene los valores de los parámetros centrales siguiendo diferentes métodos, desde el "marcando el disco", pasando por los métodos 1D que consideran al bulbo (con ajustes exponenciales y de Vaucouleurs) hasta su método 2D, y después los compara entre sí.

Los resultados son contundentes: la diferencia es mínima. De manera general, los brillos centrales son menores para el caso 1D que en el caso 2D y los radios de escala son mayores. Las diferencias más grandes se obtienen entre los métodos "marcando el disco" y 2D, así es que solo nos referiremos a ellos. Para el brillo central en la banda B, la diferencia promedio y su desviación estándar es  $0.07 \pm 0.24$ , y para la banda K,  $0.02 \pm 0.28$ ; en referencia al radio de escala y tomando

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

## 2.1. FOTOMETRÍA GALÁCTICA.

la definición  $d = 2(h_{mark} - h_{2D}) / (h_{mark} + h_{2D})$ , encuentra que para la banda B,  $d = 0.06 \pm 0.14$  y para la banda K,  $d = 0.02 \pm 0.10$ . El hecho de que las desviaciones estándar sean mayores que el promedio apunta a que domina la dispersión sobre cualquier efecto sistemático.

Estos resultados se refieren a la muestra de de Jong, que representa más del 60% de la muestra final considerada en esta tesis, y por tanto, podemos usarlos directamente para caracterizar un error entre su método y el de Verheijen (con un 30% de representación en la muestra final) quien usa el método "marcando el disco". Los valores promedio muestran que estas diferencias no son significativas, aun considerando los casos extremos (dados por la desviación estándar) las diferencias son menores al 2%. De tal suerte que se puede concluir que la diferencia en los parámetros fotométricos obtenidos con metodologías diferentes es mínima y despreciable en relación a las incertidumbres observacionales, por tanto se decidió no realizar ninguna corrección en este respecto.

De cualquier forma, y para tener mayor certeza, se buscó en diversas relaciones analizadas a lo largo del presente trabajo (la relación: velocidad de rotación - radio de escala es un ejemplo), una diferenciación evidente entre las muestras usadas; no se encontró ninguna diferencia significativa.

### 2.1.3 Correcciones a los parámetros fotométricos.

Debido a los diversos factores "deformantes" que están presentes en la observación de una galaxia, se vuelve necesario corregir los datos medidos directamente (crudos) para obtener medidas absolutas de las cantidades físicas que se desean analizar. En la presente sección se describirán con cierto detalle los procedimientos que se han seguido para llegar a las fórmulas que definen las correcciones a las cantidades observacionales fotométricas que se usarán en este trabajo. En la sección 2.2.3 se definirán las correcciones asociadas a los parámetros dinámicos.

#### a) Magnitud total.

En este trabajo usaremos la luminosidad de apertura como la medida observacional de la luminosidad total de una galaxia. Ya en la sección 2.1.2 se definió esta cantidad y se le distinguió de la luminosidad integral. En astronomía es de uso común medir la luminosidad de un objeto en unidades logarítmicas (magnitudes). A partir de la magnitud absoluta calculada para una galaxia, que por definición es igual a:  $M_{\lambda} = -2.5 \text{Log}(L_{\lambda})$ , su luminosidad total en unidades de luminosidades solares es simplemente:

$$L_{\lambda}[L_{\lambda\odot}] = 10^{0.4(M_{\lambda\odot} - M_{\lambda})} \quad (2.25)$$

donde  $M_{\lambda\odot}$  es la magnitud absoluta del Sol en la banda  $\lambda$ :  $M_{B\odot} = 5.48$  y  $M_{K\odot} = 3.41$ , por ejemplo.

Para obtener la magnitud absoluta total ( $M_{\lambda}$ ) de una galaxia, se deben tomar en cuenta los diversos efectos que alteran el valor real de la magnitud aparente ( $m_{\lambda}$ ). Primero que nada, las condiciones instrumentales y atmosféricas al momento de la observación, deben ser consideradas para obtener cantidades que sean independientes de estos factores; Los autores de las submuestras pertenecientes a la compilación de galaxias que habremos de definir en la sección 2.3, consideran los efectos anteriores y corrigen por ellos a las galaxias de su muestra. Luego, se tienen los siguientes efectos atenuantes que deben ser considerados:

**Extinción galáctica.** El polvo presente en nuestra galaxia bloquea parte de la luz óptica y algo de la infrarroja proveniente de objetos exteriores. El porcentaje de luz bloqueada es función de la posición del objeto observado relativa al plano galáctico, a latitudes bajas es máxima. Este efecto es cuantificado por la cantidad  $A_{G\lambda}$ , que depende de la banda observada y se mide en magnitudes. Para establecer esta cantidad, se realizó un mapeo tridimensional del polvo presente en nuestra galaxia. De esta manera se puede cuantificar la absorción causada por el polvo para cada posición

en el cielo. Este estudio fue realizado por Schelegel et al. (1998) en base a las observaciones del satélite COBE (Cosmic Background Explorer).<sup>3</sup>

**Extinción interna.** Así como nuestra galaxia, los discos de otras galaxias contienen diferentes cantidades de polvo que enrojecen la luz proveniente de sus estrellas. La inclinación de la galaxia aumenta el camino de la luz através de la capa de polvo; por tanto la absorción es mayor cuanto mayor sea la inclinación. Durante décadas se ha realizado un gran esfuerzo para encontrar la corrección apropiada a este efecto, llamado extinción interna ( $A_B^i$ ); desafortunadamente, aun no se llega a un acuerdo general al respecto. Siendo así, en los siguientes párrafos se describirán de manera detallada los procedimientos y fórmulas más utilizados para determinar esta corrección. El primero de ellos tiene un enfoque teórico mientras que el segundo es de carácter empírico.

• *Tully & Fouqué, el enfoque teórico*

En el artículo de Tully & Fouqué (1985), se analiza el problema de la extinción interna en las galaxias de disco y se presenta un modelo para estimar la absorción producida por la atmósfera interna de las galaxias. El efecto global de esta absorción es un enrojecimiento de la galaxia, es decir, la absorción es mayor para las bandas azules que para las rojas. Un modelo simple presentado por Heidmann & Vaucouleurs (1972), consistente en suponer una capa absorbente infinitamente delgada dentro de la galaxia y suponiendo que la mitad de la emisión en el azul ocurre fuera de esta capa y el resto dentro, predice que la absorción será:

$$A_B^i = -2.5 \log [0.5(1 + e^{-\tau \sec i})] \quad (2.26)$$

donde  $\tau$  es la profundidad óptica del material que constituye la capa e  $i$  es la inclinación de la galaxia.

Cuando Tully y Fouqué analizaron los resultados de esta predicción a la luz de datos observacionales, llegaron a la conclusión de que no era satisfactoria y era entonces necesario modificarla: Supongamos que la absorción ocurre en una lámina de grueso finito. Una fracción  $f$  de la luz se encuentra frente a esta lámina y una misma fracción detrás de ella, con  $0 \leq f \leq 0.5$ . La fracción restante de luz,  $1 - 2f$ , se considera mezclada homogéneamente con el material de la lámina absorbente; de esta manera la fórmula anterior se generaliza a:

$$A_B^i = -2.5 \log \left[ f(1 + e^{-\tau \sec i}) + (1 - 2f) \left( \frac{1 - e^{-\tau \sec i}}{\tau \sec i} \right) \right] \quad (2.27)$$

que se convierte en la fórmula (2.26) cuando  $f = 0.5$ . La ecuación (2.27) es el resultado de un modelo teórico correcto; pero en este sentido, nada puede decirse sobre los parámetros libres:  $\tau$  y  $f$ . Para determinarlos es necesario referirse a resultados empíricos. Un análisis de este estilo permitió a Tully y Fouqué restringir el intervalo de valores aceptables para estas cantidades, llegando a los valores finales de:  $\tau = 0.55$  y  $f = 0.25$ . Aunque el análisis presentado en su artículo es muy extenso y detallado, estos valores solo son satisfactorios para la muestra que analizaron; es por ello que otros investigadores buscaron mejorar el modelo bajo la hipótesis de que tanto  $f$  como  $\tau$  pueden depender de propiedades intrínsecas de las galaxias; en particular, es de esperar que la profundidad óptica no sea la misma para todas las galaxias.

<sup>3</sup>El coeficiente de extinción galáctica  $A_{CB}$  para las galaxias de la muestra que habremos de definir fue tomado del catálogo LEDA, en el que se hace uso de los resultados de Schelegel et al. (1998). En referencia a la banda K, se usará la fórmula:  $A_{CK} = 0.08 A_{CB}$ , estimada en base a la ley de enrojecimiento galáctico encontrada por Cardelli et al. (1989).



2.1. FOTOMETRÍA GALÁCTICA.

• Wang & Heckman :  $\delta\tau$  depende de la luminosidad?

La pregunta sobre si el polvo en las galaxias de disco es ópticamente delgado o grueso sigue siendo un tema de discusión en la astronomía. La importancia del entendimiento de la opacidad en las galaxias es obvia pues afecta directamente la interpretación de las observaciones y por tanto, a la inferencia de las propiedades fotométricas. Estudios tempranos indicaban que los discos galácticos son en su mayoría ópticamente delgados (Holmberg, 1958,1975); sin embargo los estudios más recientes parecen no llegar a un acuerdo. Algunos sugieren que en realidad son ópticamente gruesos (ej: Disney et al. (1989); Valentijn (1990); Giovanelli et al. (1995)) mientras que otros sugieren lo contrario (ej: Bosma et al. (1992) Burstein, Haynes y Faber (1991)). Sin embargo quizá esta discusión no tenga lugar si es que la profundidad óptica ( $\tau$ ) de las galaxias depende de alguna de sus características internas. Siendo así, algunas galaxias podrían ser ópticamente gruesas y otras no.

En el artículo de Wang & Heckman (1996) se discute este asunto y se analiza la relación de  $\tau$  con una de las propiedades más fundamentales de las galaxias, su luminosidad. La determinación de esta dependencia la realizan comparando de manera cuantitativa los flujos relativos asociados a la banda ultravioleta (UV) y a la banda del lejano infrarrojo. Ambas bandas son trazadoras de la emisión de estrellas jóvenes, solo que en el primer caso se trata de la radiación que sale directamente de la galaxia, mientras que en el segundo corresponde a aquella fracción que ha sido absorbida por el polvo y reemitida en el lejano infrarrojo; por lo tanto el cociente de ambas luminosidades será directamente proporcional a la cantidad de polvo que hay en la galaxia.

Wang y Heckman encuentran de su estudio que:

$$\tau_B = \tau_{B,*} \left( \frac{L_B}{L_{B,*}} \right)^\beta \quad (2.28)$$

donde  $\tau_{B,*}$  es la profundidad óptica del disco a una luminosidad "intrínseca" (una luminosidad patrón)  $L_{B,*}$ ,  $L_B$  es la luminosidad total de la galaxia antes de la corrección. Es decir, la absorción es función de la luminosidad (masa).

Los autores obtienen el valor de los parámetros libres de la ecuación anterior :  $\tau_{B,*} = 0.8 \pm 0.3$ ,  $L_{B,*} = 1.3 \times 10^{10} L_{B\odot}$  y  $\beta = 0.5 \pm 0.2$ .

Utilizando los valores encontrados por Wang y Heckman, y las ecuaciones (2.27) y (2.28), se puede encontrar una aproximación a la funcionalidad entre  $A_B^i$  y  $L_B$ ; A vila-Reese & Firmani (2000) encuentran:

$$A_B^i \approx 0.38 + 0.42 \log \left( \frac{L_B}{10^{10} L_{B\odot}} \right) + 0.14 \left( \log \left( \frac{L_B}{10^{10} L_{B\odot}} \right) \right)^2 \quad (2.29)$$

en el rango de  $10^8 - 10^{11} L_{B\odot}$ . Para el rango  $10^9 - 10^{11} L_{B\odot}$  una aproximación lineal es bastante buena:

$$A_B^i \approx 0.43 + 0.42 \log \left( \frac{L_B}{10^{10} L_{B\odot}} \right) \quad (2.30)$$

Las ecuaciones (2.29) y (2.30) pueden ser bastante útiles para obtener buenas estimaciones del coeficiente de extinción interna en la banda B, dada la luminosidad de la galaxia.

La dependencia de la extinción por polvo con la luminosidad de la galaxia (la cuál refleja la masa total de estrellas en ella) puede entenderse teóricamente como un efecto diferencial en la eyección de metales. Las galaxias más masivas poseen un campo gravitacional mayor al de las menos masivas, entonces tienen una mayor capacidad para retener dentro del cuerpo de la galaxia a los metales eyectados durante las explosiones de supernova, y en general a todas las partículas

que las rodean, por tanto tendrán una mayor cantidad de polvo haciendo que la absorción causada por esté sea mayor (Shustov, Wiebe & Tutukov (1997)).

Esta dependencia de la extinción con la luminosidad también tiene implicaciones importantes respecto a relaciones fundamentales que guardan algunas de las propiedades de las galaxias.

Una de ellas es la relación entre la velocidad de rotación y la luminosidad de la galaxia (rel. Tully-Fisher): puesto que la corrección por extinción es función de la luminosidad entonces la pendiente de la relación TF se modificará respecto al valor que tendría si la dependencia no fuera tomada en cuenta; además puesto que la absorción intrínseca por polvo y el espesor de la capa de polvo en una galaxia dada disminuyen conforme la longitud de onda de la radiación emitida aumenta, entonces el valor absoluto de la dependencia de la extinción interna con la luminosidad disminuirá al pasar de la banda B a la K y por tanto la pendiente de la relación TF disminuirá proporcionalmente al pasar de una banda a la otra; este último efecto deberá compensarse al aplicar la corrección por extinción adecuada a cada banda.

La relación observada: color integral-luminosidad, es también fuertemente afectada por una extinción dependiente de la luminosidad. Si suponemos que en la banda K no hay absorción por polvo (o es despreciable) mientras que en la banda B la absorción crece con la luminosidad (según la ecuación (2.28)), entonces el color (B-K) se enrojecerá proporcionalmente a  $A_B$ , es decir, con cierta proporcionalidad a la luminosidad. Gran parte de esta relación puede ser explicada por sólo este efecto.

• *La extinción determinada empíricamente, Tully et al. (1998)*

El reconocimiento de la dependencia de la extinción interna en relación a alguna propiedad intrínseca de la galaxia ha ocasionado que se realicen diversos estudios empíricos en busca de una formulación que cuantifique apropiadamente la absorción producida por el polvo. Uno de los trabajos más serios al respecto es el que se presenta en el artículo de Tully et al. (1998), cuyo objetivo central es la calibración de la relación Tully-Fisher como instrumento en la determinación de distancias galácticas; en él, los autores establecen el valor de  $A_\lambda^i$  en función de la velocidad de rotación de la galaxia ( $W_{20,c}$ ) (corregida tal y como se describirá en una sección posterior) y, por supuesto, de la inclinación, o equivalentemente, del cociente de semejezas ( $a/b$ ).<sup>4</sup>

$$A_\lambda^i = \gamma_\lambda (W_{20,c}) \log(a/b) \quad (2.31)$$

En la cc. (2.31) se usa la velocidad ( $W_{20,c}$ ) pues es una cantidad observacional directa íntimamente ligada a la luminosidad de la galaxia (rel. TF). En caso de no contar con esta medición, del mismo trabajo de Tully et al. puede hacerse un ajuste a posteriori y encontrar el coeficiente  $A_\lambda^i$  en función de la luminosidad no corregida por extinción interna ( $L_\lambda^{ic}$ ):  $A_\lambda^i = \gamma_\lambda^i (L_\lambda^{ic}) \log(a/b)$ .

Los valores de los coeficientes  $A_\lambda^i$  que encuentran Tully et al. en las bandas B y K son los siguientes:

$$\gamma_B = 1.57 + 2.75(\log(W_{20,c}) - 2.5) \quad (2.32)$$

$$\gamma_{K'} = 0.22 + 0.40(\log(W_{20,c}) - 2.5) \quad (2.33)$$

puesto que las bandas K y K' son aproximadamente iguales, asumiremos que  $\gamma_K \sim \gamma_{K'}$ . Para galaxias enanas ( $W_{20,c} < 80 \text{ km s}^{-1}$ ) se toma  $\gamma_\lambda = 0$ ; ésto es válido pues galaxias con campos gravitacionales tan pequeños son incapaces de mantener el polvo dentro de ellas, se vuelven entonces óptimamente transparentes.

<sup>4</sup>En trabajos anteriores (por ejemplo en algunos referidos a los catálogos RC2 y RC3 de de Vaucouleurs) se incluía una dependencia ligera con el tipo morfológico en lugar de la velocidad.

•  $TFq+WH$  vs  $T98$ .

Una vez que hemos establecido los enfoques teóricos y empíricos sobre la extinción interna, debemos decidir sobre la formulación que habremos de seguir en esta tesis. Para ello resulta útil una comparación cuantitativa directa entre ambos enfoques. La figura 2.3 muestra la diferencia entre el coeficiente de extinción interna en la banda B calculado de acuerdo a la ley empírica de Tully et al. (1998) (ecs. (2.31) y (2.32)) y calculado según la fórmula de Tully & Fouqué (ec. (2.27) con  $f = 0.1$ ) utilizando la dependencia de  $\tau$  con la luminosidad dada por Wang & Heckman (ec. (2.28)) con los valores promedio para  $\tau_{B,*}$ ,  $L_{B,*}$  y  $\beta$  (0.8,  $1.3 \times 10^{10} L_{B,\odot}$  y 0.5 respectivamente), en función de la magnitud absoluta no corregida por extinción interna.

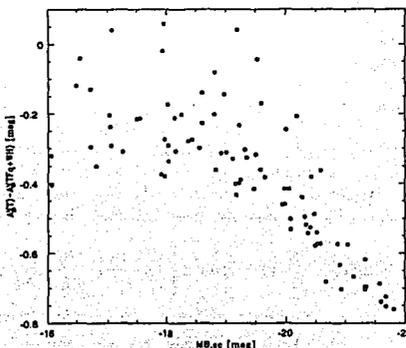


Fig. 2.3: Comparación entre los coeficientes de extinción interna según T98 ( $A_B^T(T)$ ) y según  $TFq+WH$  ( $A_B^T(TFq+WH)$ ), en función de la magnitud absoluta en la banda B (sin corregir).

La muestra observacional usada en la gráfica anterior, corresponde a la muestra que habremos de definir en secciones posteriores (es un total de 90 galaxias).

Como se vé, la corrección dada por la formulación teórica es siempre mayor a la corrección netamente empírica y conforme la galaxia es más brillante la diferencia aumenta. Esto significa que ambos métodos toman en cuenta de la misma forma la dependencia de la extinción interna con la luminosidad en un rango de magnitudes entre -16 y -19.5 (es por ésto que en la figura 2.3 no se observa una dependencia de la diferencia con la luminosidad en este rango), solo difieren en su amplitud; mientras que para las galaxias más brillantes ( $-19.5 > M_{B,abs}$ ) la corrección teórica estimada es mucho más dependiente que la empírica<sup>5</sup>. De modo que los resultados que habrán de obtenerse más adelante (sobre relaciones fundamentales como la TF) sí dependerán de que tipo de corrección se utilice.

Aunque no existe una regla o método que nos permita decidirnos por alguno de los dos enfoques, decidiremos a favor la modelación empírica de Tully et al. (1998) por las siguientes razones: (1) Las fórmulas empíricas encontradas en este enfoque tomaron como base una muestra amplia de galaxias

<sup>5</sup>Probablemente esto se deba a que la funcionalidad de la corrección teórica con  $\tau$  es de tipo exponencial.

pertenecientes a diferentes cúmulos cercanos, uno de ellos es el de Osa Mayor, al cual pertenecen un número importante de las galaxias en nuestra muestra. (2) Si bien la formulación teórica está bien sustentada, sus coeficientes libres solo pueden obtenerse a través de estudios empíricos; Wang & Heckman obtuvieron estos coeficientes para la banda B pero no hay ningún estudio similar que ofrezca resultados en la banda K, de modo que para utilizar la formulación teórica sería necesario tomar la extinción interna igual a cero en la banda K; aunque se sabe que la absorción por polvo es pequeña en las bandas infrarrojas, esta es una suposición burda.

De cualquier forma se tendrá presente la diferencia entre la corrección de Tully et al. (1998) y la que resulta de la formulación teórica en los resultados que se presentarán más adelante. Posiblemente la primera esté dando una subestimación a la corrección por extinción interna.

**Corrección K.** La corrección K es la diferencia en magnitud entre la distribución espectral de energía que ha sufrido el efecto Doppler (es decir corrida hacia el rojo) y la que no lo ha sufrido, cuando se ha observado a través de un intervalo espectral fijo. Oke y Sandage (1968) la definen más apropiadamente: "la corrección K es un efecto puramente técnico que ocurre cuando una distribución continua de energía  $F(\lambda)$  es corrida hacia el rojo al ser recibida por un detector cuya respuesta espectral está fija respecto al sistema de referencia del laboratorio (es decir, que no sufre del efecto Doppler)". Teóricamente consiste de dos efectos: a) el flujo a la longitud de onda  $F(\lambda)$  desde un sistema en reposo de la galaxia con un corrimiento al rojo (redshift)  $z$ , transformado al sistema de referencia del detector será diferente:  $F_\lambda \neq F(\lambda_0/(1+z))$ ; el segundo efecto consiste en que el ancho de banda del sistema en reposo del detector diferirá entre la galaxia corrida hacia el rojo y la galaxia en reposo por el factor  $1+z$ ; el ancho de banda es más pequeño para la galaxia corrida hacia el rojo que para la galaxia en reposo, dando una corrección de  $2.5 \log(1+z)$  mag. El primero de los efectos es selectivo, es decir es función de  $\lambda$ , mientras que el segundo no es selectivo y es independiente de la forma de  $F_\lambda$ . La fórmula para la corrección es:

$$K(z) = 2.5 \log(1+z) + 2.5 \log \left[ \frac{\int_0^\infty F(\lambda_0) S_i(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty F(\frac{\lambda_0}{1+z}) S_i(\lambda) d\lambda} \right] \quad (2.34)$$

Basándose en este formulamiento, muchos autores han intentado ajustar una ecuación empírica que determine la extinción interna de una manera más directa, con una funcionalidad en  $z$  únicamente. En este sentido se descubrió que de hecho una relación de este estilo no puede lograrse a menos que se considere también el tipo morfológico de las galaxias. Uno de los trabajos más recientes es el de Poggianti (1997), donde se da una tabla de valores en diferentes bandas (incluidas la B y la K), para la corrección K ( $A_{z\lambda}$ ) correspondiente a cierto corrimiento al rojo y a cierto tipo morfológico. Con estos valores, se obtuvo una ecuación lineal entre la corrección y  $z$  (con el tipo como tercer parámetro), resultando en una muy buena aproximación. Las ecuaciones son:

$$A_{zB} = -0.008 + 4.329z, \quad (T \leq 4) \quad (2.35)$$

$$A_{zB} = -0.014 + 2.981z, \quad (T > 4) \quad (2.36)$$

$$A_{zK} = -0.015 - 1.160z, \quad (T \leq 4) \quad (2.37)$$

$$A_{zK} = -0.014 - 1.183z, \quad (T > 4) \quad (2.38)$$

\*\*La galaxia más alejada en la muestra observacional que habremos de utilizar (ESO-LV 3500110) tiene un valor de  $z \approx 0.05$ , para ella,  $A_{zB} \approx 0.21$  y  $A_{zK} \approx -0.07$ . Para el resto las correcciones son típicamente mucho menores\*\*.

Suma de las correcciones.

TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

Tomando en cuenta todas estas correcciones, la magnitud total absoluta es igual a:

$$M_{\lambda} = m_{\lambda} - 5 \log(d[\text{pc}]) + 5 - A_{G\lambda} - A_{\lambda}^i + A_{z\lambda} \quad (2.39)$$

donde  $m_{\lambda}$  es la magnitud relativa observada,  $d$  es la distancia medida en  $\text{pc}$  y  $A_{G\lambda}$ ,  $A_{\lambda}^i$  y  $A_{z\lambda}$  son los coeficientes de extinción galáctica, interna y el coeficiente de corrección evolutivo respectivamente.

\*\*Las galaxias de nuestra muestra fueron uniformemente corregidas en sus magnitudes usando para  $A_{GB}$  la corrección de Schelegel et al. (1998) (tomado del LEDA),  $A_{GK} = 0.08A_{GB}$  (Cardelli et al. (1989)); para  $A_{\lambda}^i$  las ecs. (2.31), (2.32) y (2.33) (Tully et al. (1998)) y para  $A_{z\lambda}$  las ecs. (2.35)-(2.38) (Poggianti (1997))\*\*.

Si en alguno de los trabajos de donde se obtuvieron las magnitudes, el valor dado se encontraba corregido de alguna otra manera, entonces se "descorrigió" de acuerdo a la receta usada por el autor respectivo y se corrigió de nuevo como se acaba de mencionar; este mismo procedimiento se realizó para todos los parámetros observacionales obtenidos en cada submuestra. El objetivo es que todos ellos estén corregidos de igual manera.

**Sobre la distancia.** La determinación observacional de la distancia se realiza a través de la medición de la velocidad heliocéntrica ( $V_{hel}$ ) de la galaxia. La mayoría de las distancias a las galaxias de la muestra final fueron obtenidas del catálogo LEDA. Se define la cantidad llamada modulo de distancia ( $mucin$ ) como:  $mucin = 5 \log d(\text{pc}) - 5$ . Utilizando la ley de Hubble y el efecto Doppler ( $d(Mpc) = V_{hel}/H_0 = cz/H_0$ , donde  $H_0$  es la constante de Hubble), el modulo de la distancia puede escribirse como:  $mucin = 5 \log(V_{hel}/H_0) + 25$ . Esta es la cantidad que se da en el catálogo LEDA, donde la velocidad heliocéntrica utilizada para obtener este valor ha sido corregida por el movimiento de caída del grupo local hacia el cúmulo de Virgo, asumiendo una constante de Hubble de  $70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  (que es el valor que usaremos a lo largo de esta tesis); para este modelo se necesita elegir una velocidad de caída del grupo local; el grupo LEDA elige un valor de  $170 \text{ km s}^{-1}$ .

Con el valor de "mucin", la distancia a las galaxias es calculada usando la fórmula:

$$d(\text{pc}) = 10^{(mucin+5)/5} \quad (2.40)$$

En un universo en expansión la generalización de la distancia euclidiana es la así llamada distancia luminosa ( $d_L$ ) que depende del corrimiento al rojo del objeto y de los parámetros del modelo cosmológico. A partir del valor del modulo de la distancia, se puede calcular el corrimiento  $z$  de la galaxia:  $\left[\frac{cz}{H_0}\right] 10^6 = d(\text{pc})$ . Puesto que todas las galaxias de la muestra son de  $z$  muy bajo (lo cuál es un punto necesario para asegurar que las galaxias analizadas pertenezcan al universo actual), podemos aproximar la fórmula para la distancia luminosa como:

$$d_L(Mpc) \approx \frac{cz}{H_0} \left[ 1 + \frac{1}{2}(1 - q_0)z \right] \quad (2.41)$$

El parámetro de desaceleración  $q_0$  depende del modelo cosmológico. Aquí se tratará el universo plano ( $\Omega = 1$ ) con constante cosmológica ( $\Omega_{\Lambda} = 0.7$ ). En este caso,  $q_0 = -0.55$ . La distancia dada por la ecuación (2.41) es la que en realidad se usa en la ec. (2.39). Debido a los valores bajos de  $z$  en nuestra muestra  $d_L \approx d$ .

### b) Brillo superficial.

Al igual que la magnitud, el brillo superficial observado necesita ser corregido por condiciones instrumentales y atmosféricas al tiempo de observación, por extinción galáctica, inclinación, extinción interna y por enrojecimiento (corrección K) para poder obtener el valor absoluto real de

esta cantidad. Como en el caso de la magnitud, el primer término correctivo (resolución instrumental y "substracción del cielo") fue llevado a cabo por los autores de cada submuestra en la compilación que se hizo. La extinción galáctica y la corrección K son evaluadas de igual forma que para la luminosidad.

En este trabajo se usará como indicador del brillo superficial de una galaxia al brillo superficial central ( $\mu_{0,\lambda}$ ) obtenido de la extrapolación del ajuste al disco exponencial que se realiza sobre los perfiles observados y promediados azimutalmente. En la sección 2.1.2 se describieron a detalle estos métodos y técnicas. El valor de  $\mu_{0c,\lambda}$  observado y corregido se transforma a unidades físicas a través de la siguiente fórmula:

$$\Sigma_{0,\lambda} \left[ \frac{L_{\odot}}{pc^2} \right] = 10^{0.4(21.572 + M_{\lambda\odot} - \mu_{0c,\lambda})} \quad (2.42)$$

**Extinción interna.** Aunque la idea física detrás de este término es la misma que en el caso de la luminosidad, existe una diferencia fundamental debida a que el brillo superficial es una propiedad local de las galaxias. Esta diferencia hace que la evaluación del término por corrección interna sea distinta entre ambos casos. Para los dos, el efecto de la inclinación incrementa el camino de la luz a través de la capa de polvo y por tanto la luz emitida disminuye, pero en el último caso juega además otro papel: provoca que el área observada del disco disminuya a medida que mayor es la inclinación; debido a que la luminosidad emitida es la misma independiente de la inclinación, al ser menor el área observada, mayor resultará el brillo superficial (luminosidad por unidad de área observada). El efecto total de la inclinación en el brillo superficial es una combinación, por un lado, de la disminución de su valor por el aumento de la absorción, y por el otro un aumento debido al incremento en el área efectiva de captación.

La manera usual de parametrizar el coeficiente de extinción interna superficial (en magnitudes) es:

$$A_{\lambda}^i = 2.5 C_{\lambda} \log(a/b) \quad (2.43)$$

donde  $C_{\lambda}$  toma en cuenta la absorción por polvo y tiene que ser tal que si la galaxia es ópticamente transparente entonces solo quede el término "geométrico", es decir  $C_{\lambda} = 1$  en este caso. El valor del coeficiente  $C_{\lambda}$  se ha determinado de una manera empírica y típicamente se supone constante, es decir que no depende de otras propiedades fundamentales como la luminosidad, el tipo morfológico o el mismo brillo superficial. En realidad dependencias de este tipo son de esperarse (para la magnitud total ya vimos una dependencia de este estilo con la luminosidad ó  $W_{20}$ ). Desafortunadamente no ha sido posible hasta la fecha encontrar cuantitativamente estas dependencias. Lo más que se ha propuesto es que galaxias de bajo brillo superficial (LSB) sean ópticamente delgadas, es decir  $C_{\lambda} = 1$ , pues ellas prácticamente no tienen polvo.

Una de las determinaciones más recientes y completas de  $C_{\lambda}$  es la de Tully & Verheijen (1997). Ellos dán:  $C_B = 0.23$  y  $C_K = 1$  para las galaxias HSB, y, como ya se mencionó,  $C_B = C_K = 1$  para las galaxias LSB.

**Dimming (Atenuamiento) cosmológico.** La expansión del universo produce también un efecto en la observación del brillo superficial que debe ser tomado en cuenta. Por definición, el brillo superficial es el cociente de la luminosidad emitida entre el área de emisión. Supongamos un área circular de radio  $r$  que emite una luminosidad global  $L_T$ , entonces:

$$\Sigma_T = \frac{L_T}{\pi r^2} \quad (2.44)$$

Desde la Tierra, solo observamos un flujo de luz en nuestra dirección, con lo cual obtenemos la luminosidad, y un área de proyección, con la cual obtenemos el área real. En relación a la

luminosidad, solo hace falta conocer la distancia actual a la galaxia, o, para ser más preciso, la distancia ( $d_L$ ) que le tomó a la luz en llegar de la galaxia (al tiempo de su emisión) hasta nosotros; sabiendo esta cantidad y suponiendo simetría esférica en el flujo de emisión ( $F_\lambda$ ), la luminosidad total es simplemente:  $L_T = 4\pi d_L^2 F_\lambda$ . Para calcular el área real de emisión es necesario estimar el valor del radio real de emisión a partir del observado, que de hecho es un radio angular ( $\theta$ ); esta estimación es puramente geométrica y sería muy simple en un universo estático:  $r = d_L \text{sen}(\theta)$ , pero debido a la expansión del universo, la distancia que recorrió la luz hasta llegar a nosotros es mayor a la separación ( $d_0$ ) que había entre la Tierra y la galaxia observada al momento de la emisión. El área proyectada en la imagen de la galaxia debe ser asociada a  $d_0$ , que corresponde al evento que la produjo, y no a  $d_L$  que se refiere a la distancia que recorrió la luz hasta alcanzarnos. Siendo así, el radio real sería igual a:  $r = d_0 \text{sen}(\theta)$ . Por tanto la determinación del valor auténtico del brillo superficial depende de nuestro conocimiento sobre la tasa de expansión del universo, solo así podremos conocer el valor de  $d_0$  a partir de  $d_L$ . En la métrica de Robertson-Walker:  $d_0 = (1+z)^{-2} d_L$ , entonces:

$$\Sigma_T = \frac{4\pi d_L^2 F_\lambda}{\pi (d_0 \text{sen}(\theta))^2} = \frac{4\pi d_L^2 F_\lambda (1+z)^4}{\pi d_L^2 (\text{sen}(\theta))^2} = \Sigma_O (1+z)^4 \quad (2.45)$$

donde  $\Sigma_O$  es el valor observado del brillo superficial. Es decir, el resultado de este efecto es el de provocar una disminución del brillo superficial dada por el factor  $(1+z)^4$ . Para corregir el valor del brillo observado por este efecto, hace falta multiplicarlo por este factor, ó, en magnitudes, restar este factor:

$$A_d = 2.5 \log(1+z)^4 = 10 \log(1+z) \quad (2.46)$$

\*\*Para la galaxia más alejada considerada en nuestra muestra:  $z = 0.05$ , entonces  $A_d \approx 0.21$ . Para el resto de las galaxias la corrección es mucho menor\*\*. Al igual que la corrección K, la corrección por oscurecimiento es poco significativa para las galaxias en nuestra muestra.

#### Suma de correcciones.

Después de considerar todas estas correcciones, el brillo superficial central es igual a:

$$\mu_{0c,\lambda} = \mu_{0,\lambda} - A_{G,\lambda} - A_\lambda^{is} - A_d + A_{z,\lambda} \quad (2.47)$$

donde  $\mu_{0,\lambda}$  es el brillo central inferido de las observaciones,  $A_{G,\lambda}$  es la extinción galáctica,  $A_\lambda^{is}$  incluye la corrección geométrica y por extinción interna,  $A_d$  es el coeficiente por atenuamiento cosmológico y  $A_{z,\lambda}$  es el término de corrección evolutivo. Los términos  $A_{G,\lambda}$  y  $A_{z,\lambda}$  son los mismos aplicados para la luminosidad.

La caracterización entre galaxias LSB y HSB será la siguiente (Verheijen (1997)): LSB's: aquellas galaxias con  $\mu_{0c,K} \geq 18.5 \text{ mag arcsec}^{-2}$ ; HSB's: aquellas galaxias con  $\mu_{0c,K} < 18.5 \text{ mag arcsec}^{-2}$ . Esta definición podría parecer en primera instancia inconsistente, pues el valor corregido del brillo superficial depende de la determinación de la extinción interna, que a su vez depende de la diferenciación entre galaxias HSB y LSB, sin embargo, esto no es así pues para la banda K todas las galaxias se considerarán ópticamente delgadas.

No se ha llegado a un acuerdo sobre cuál debe ser el valor del brillo superficial central que divide a las galaxias en tipos HSB y LSB; usualmente cada autor utiliza una definición propia, típicamente en la banda B, para una muestra observacional propia. Por ejemplo: de Blok define una galaxia LSB como aquella cuyo brillo central es menos brillante que  $\mu_{0,B} = 21.65$ .

### Radio de escala: ¿depende de la inclinación?

El radio de escala,  $h_\lambda$ , es el otro parámetro del disco que se infiere de realizar al ajuste a una distribución exponencial del perfil de brillo observado y promediado azimutalmente. El radio angular obtenido en *arcsec* se transforma a *kpc* a través de la ecuación:

$$h_\lambda(kpc) = \text{sen}(h_\lambda(\text{rad}))d_L(kpc) \sim h_\lambda(\text{rad})d_L(kpc) \quad (2.48)$$

donde se ha hecho la aproximación  $\text{sen}\theta \sim \theta$ , pues los radios angulares medidos son muy pequeños. La inclinación, desde un punto de vista geométrico, no altera el valor de  $h_\lambda$ . Sin embargo, si la profundidad óptica ( $\tau$ ) varía a lo largo de la porción del disco que es usada para realizar el ajuste al perfil de brillo observado, se tendrá una variación de  $h_\lambda$  con la inclinación. Lo que ocurre es que la imagen de la galaxia proyectada en los detectores se ve alterada por esta diferencia "radial" en la profundidad óptica; ésto hace que el perfil observado sea diferente al emitido antes de atravesar la capa envolvente alterando así los valores del radio de escala y del brillo superficial central; en el último caso, la corrección interna absorbe este efecto; para el radio de escala se necesita una fórmula de corrección similar.

En este sentido, se han realizado algunos estudios empíricos que presentan fórmulas para esta corrección (una formulación teórica sería complicada y no ofrecería resultados mejores a los que ofrece una buena metodología empírica). Uno de estos estudios es el realizado por Giovannelli et al. (1994). En él, se analizan cerca de 2000 galaxias espirales de tipo tardío; sobre los radios de escala obtenidos a partir del método "marcando el disco", encuentra que requieren una corrección por inclinación de la siguiente forma:

$$h_{d,c}(kpc) = h_d(kpc)[1 + \eta \log(a/b)] \quad (2.49)$$

donde  $\eta$  es igual a 0.60; la incertidumbre de este valor es cercana al 30%.

Años más tarde en un artículo de 1997, el mismo grupo de trabajo hace notar que una vez que en el ajuste teórico al perfil se consideran las características no simétricas en las galaxias (barras, brazos, etc.), es decir, siguiendo un método 2D, el valor de  $\eta$  disminuye. De esta manera, y siguiendo la tendencia de los resultados encontrados en trabajos como los de Wang & Heckman (1996), sugieren una relación del estilo:

$$h_{d,c}(kpc) = h_d(kpc)(a/b)^\alpha \quad (2.50)$$

donde  $\alpha$  depende de la magnitud absoluta propiamente corregida de la galaxia (con un valor promedio cercano a 0.2).

Después de analizar este estudio, se encuentra que en realidad no hay una formulación muy clara para establecer la corrección por inclinación, no solo porque difiera para diferentes métodos de ajuste al perfil, sino porque además, el estudio tiene la limitante de referirse únicamente a galaxias de tipo tardío. Dada la sospecha de que el radio de escala puede alterarse por la inclinación, se explorará para nuestra muestra si  $h_\lambda$  presenta cierta dependencia con la inclinación. En la figura 2.4 se presentan  $h_B$  y  $h_K$  vs  $i(^{\circ})$  para las galaxias en nuestra muestra final (ver sección 2.3), divididas en las respectivas submuestras: círculos (de Jong), cuadrados rellenos (Verheijen) y triángulos (Bell et al.); Andrómeda aparece simbolizada con una estrella. Aunque de manera global se observa que conforme la inclinación aumenta el radio de escala disminuye (lo cual va en contra de los resultados de Giovanelli et al.), esto se debe en mayor medida a la diferencia intrínseca en tamaño entre las galaxias de las diferentes submuestras<sup>6</sup>. Cuando observamos el comportamiento de cada submuestra

<sup>6</sup>En la figura 2.4 se observa con claridad la diferencia en selección por inclinación de las submuestras de Verheijen (con mayor  $i$ ) y las de Jong (con menor  $i$ ) y también se aprecia como las galaxias de esta última muestra son típicamente más "grandes" (más luminosas) que las de la muestra de Verheijen.

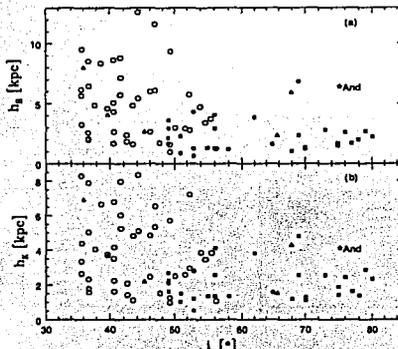


Fig. 2.4: Relación entre el radio de escala y la inclinación en las bandas B (panel (a)) y K (panel (b)). Las galaxias están divididas según la submuestra a la que pertenecen: círculos (de Jong), cuadrados (Verheijen) y triángulos (Bell et al.); la galaxia de Andrómeda está simbolizada con una estrella.

por separado, es claro que no existe dependencia del radio de escala (tanto en la banda B como en la K) con la inclinación.

## 2.2 Dinámica y contenido de gas.

### 2.2.1 Velocidad de rotación.

La determinación observacional de la velocidad de rotación de una galaxia es un asunto complejo que requiere de técnicas sofisticadas para llevarse a cabo. La observación del gas en la galaxia resulta ser la mejor trazadora del campo gravitacional del sistema hasta radios muy grandes. El gas está formado mayoritariamente por átomos de hidrógeno neutro ( $HI$ ) y en menor medida por moléculas de hidrógeno ( $H_2$ <sup>7</sup>). Con la instrumentación y resoluciones adecuadas puede obtenerse el perfil de velocidad de la galaxia, es decir, la velocidad de rotación como función de su radio (en la dirección del semieje mayor usualmente). También suele usarse la línea de  $H_\alpha$  como trazadora de la velocidad de la galaxia en sus partes internas. Los estudios observacionales hechos al respecto muestran básicamente cuatro tipos de perfiles: (1) crecientes, en los cuales la curva de rotación crece rápidamente en el centro, reduciendo después este crecimiento en la región exterior sin alcanzar una velocidad asintótica final hasta el último radio al cual puede observarse; (2) crecientes-planos, muestran un comportamiento similar a las del tipo anterior solo que en este caso sí se alcanza una velocidad asintótica ( $V_{flat}$ ), es decir la curva se aplanar; (3) decrecientes, el perfil crece rápidamente en el centro hasta alcanzar un máximo ( $V_{max}$ ), después decrece y continúa haciéndolo hasta el último radio observado; (4) decrecientes-planos, muestran un perfil similar al caso anterior solo que en la región más externa la curva termina por aplanarse. Se piensa que el primer tipo en realidad

<sup>7</sup>Las moléculas de hidrógeno son generalmente trazadas y detectadas a través de la línea de  $CO$ , y solo son intensas en las partes más centrales de la galaxia.

no es una situación física real, sino que se debe a una limitación observacional que, en la región más externa, impide la medición de la velocidad asintótica o decreciente final. La figura 2.5 muestra los cuatro tipos mencionados anteriormente.

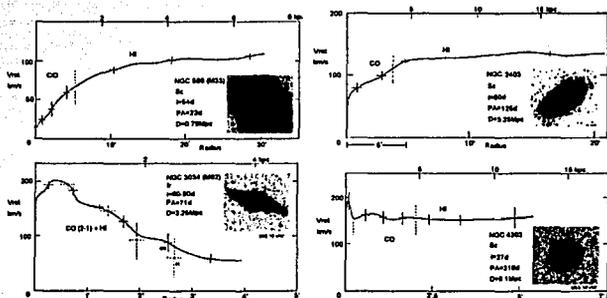


Fig. 2.5: Tipos de curvas de rotación. Empezando en la esquina superior izquierda y en sentido de las manecillas del reloj aparecen ejemplos para el tipo (1) NGC598, (2) NGC2403, (4) NGC3034 y (3) NGC4303.

Sin embargo, este tipo de análisis observacional 'local' solo se ha realizado para un número limitado de galaxias. La mayoría de los miembros de las muestras analizadas en esta tesis carecen de observaciones sobre sus perfiles sintéticos de velocidad; siendo así, es necesario encontrar una observable 'global' que sea una medida directa de alguna velocidad de rotación característica de la galaxia, como la velocidad máxima o la velocidad asintótica; tal cantidad puede ser dada por la observación espectral del ancho de la línea de 21 cm (correspondiente al hidrógeno atómico) o del ancho de la línea de  $H_{\alpha}$ .

Este asunto ha sido tratado por diversos autores llegando a conclusiones diferentes. Verheijen (1997) llega a la conclusión de que el ancho de línea ( $W_{20}$ ) (a un nivel standard del 20% del pico máximo), corregido apropiadamente (tal como será explicado más adelante), es una buena estimación de la velocidad máxima ( $V_{max}$ ) de la curva de rotación; sin embargo, otros autores han manifestado que  $W_{20}$  es en realidad una mejor observable de  $V_{flat}$  (McGaugh (2000)). Ya que este tipo de análisis consisten en un estudio de casos particulares, sus conclusiones dependen en mucho del tipo de muestra utilizada en el estudio. Siendo así, nos basaremos en las conclusiones de Verheijen, pues su trabajo aplica precisamente para una de las submuestras utilizadas en esta tesis. En él concluye: "...en un sentido estadístico, la velocidad de rotación máxima de una galaxia puede obtenerse razonablemente bien a partir del ancho del perfil global...la amplitud de la parte plana no puede obtenerse consistentemente para una mezcla compuesta conteniendo galaxias con curvas de rotación decrecientes."

**Ancho de línea ( $W_{20}$ ).** Observacionalmente, el espectro de la línea de 21 cm no define directamente un ancho único si no que se traduce en un perfil de intensidad centrado en la longitud de onda observada que es usualmente traducido en un perfil de intensidad en función de la velocidad de recesión de la galaxia (corregida para dar la llamada velocidad heliocéntrica  $V_{hel}$ ). El efecto Doppler produce el ensanchamiento de la línea debido a la rotación de la galaxia: este movimiento provoca que uno de los extremos de la galaxia tenga una  $V_{hel}$  menor (y por tanto una longitud de

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

onda menor) a la observada para el centro de la galaxia y el otro extremo una  $V_{hel}$  mayor (longitud de onda mayor); si el análisis espectrográfico de la galaxia se hace con suficiente resolución, entonces se tiene una medida de la velocidad heliocéntrica a lo largo de toda la galaxia, de extremo a extremo, así como un valor de la intensidad luminosa asociada a cada  $V_{hel}$ .

El flujo luminoso proveniente de la galaxia no es más que la energía por unidad de superficie que llega al detector; este flujo es la integral de la curva de intensidad de la línea de 21 cm en función de la longitud de onda; que se traduce en la integral del flujo por unidad de frecuencia (medido en Jansky  $1 Jy = 1 \times 10^{-26} W/m^2/hz$ ) en función de la velocidad heliocéntrica:  $F_T = \int S(Jy)dv(kms^{-1})$ .

Del espectro de emisión de la línea de 21 cm se obtienen: la intensidad máxima de emisión, el flujo total y el ancho de línea. Para definir la última cantidad es necesario establecer un criterio que determine a que nivel de la curva espectral (con una forma aproximadamente gaussiana) debe medirse este ancho; de manera convencional se ha decidido realizar esta medida al 20% ( $W_{20}$ ) y al 50% ( $W_{50}$ ) de la intensidad máxima de la línea. La mayoría de los astrónomos observacionales prefieren medir  $W_{20}$ , pues consideran que es una mejor estimación de la velocidad de rotación de la galaxia. Para el caso de la línea de  $H_\alpha$  la situación es similar.

### 2.2.2 Masa total de HI.

Un objetivo importante de este estudio es el de analizar ciertas características de la masa bariónica total contenida en una galaxia, que incluye las estrellas y el gas presente en ella. Para lograr ésto, es necesario tener una estimación tanto de la masa total de estrellas como de la masa total de gas; esta última debida en su mayor parte a la cantidad de hidrógeno atómico (HI). En gran medida, el hidrógeno atómico en las galaxias de disco es ópticamente delgado, es decir, la línea de 21 cm sufre muy poca absorción. Por lo tanto la masa total de HI es proporcional a la emisión de esta línea, es decir, al flujo total  $F_T = \int S(Jy)dv(Kms^{-1})$ .

Para determinar esta masa, se integra el flujo a lo largo de una superficie esférica cuyo centro coincide con el centro de la galaxia observada y cuyo radio es igual a la distancia a ella; si se asume simetría esférica, entonces el flujo se vuelve independiente a lo largo de la superficie y por tanto el resultado de esta integral es simplemente el área de la esfera. Con lo anterior y sabiendo la masa de un átomo de hidrógeno ( $1.67 \times 10^{-27}$  kg), la masa total de HI, con los factores de conversión entre unidades adecuados, es:

$$M_{HI}(M_\odot) = (2.36)10^5 d_L^2(Mpc) \int S(Jy)dv(Kms^{-1}) \quad (2.51)$$

### 2.2.3 Corrección a la velocidad de rotación.

*Corrección instrumental (Instrumental Broadening Correction).* La obtención del perfil de intensidad de la línea de 21cm o de  $H_\alpha$  se realiza con una resolución limitada, asociada a los instrumentos específicos utilizados en la observación. Puesto que la intensidad es usualmente medida en función de la velocidad heliocéntrica, entonces la resolución de la medición se expresa en  $kms^{-1}$ . Ya que las observaciones se realizan en diversos instrumentos con distintas resoluciones, es necesario determinar un término correctivo patrón que, de acuerdo a la resolución del instrumento utilizado, proporcione un valor del ancho de línea que sea independiente de tal instrumento, es decir, independiente de su resolución. Solo así se pueden analizar de manera compuesta y sin riesgo de cometer errores sistemáticos, valores obtenidos con diferentes instrumentos.

La determinación de esta corrección puede realizarse teórica o empíricamente. El segundo método consiste simplemente en comparar los anchos de línea obtenidos a diferentes resoluciones para así obtener una ley que cuantifique las diferencias en función de la resolución. Un trabajo de

esta naturaleza aparece descrito en el artículo de Bottinelli et al. (1990); en él se establece que la corrección por instrumentación esta dada por la fórmula:

$$W_{20,R} = W_{20} - \delta W_{20} = W_{20} - 0.55R \quad (2.52)$$

donde  $W_{20}$  es el ancho de línea observado al 20% de intensidad,  $\delta W_{20}$  es el error instrumental y  $R$  la resolución instrumental.

Verheijen & Sancisi (2001) presentan un enfoque analítico del problema simulando el perfil de intensidad con una curva gaussiana. A partir de esta suposición, arriban a una fórmula teórica para el término correctivo:

$$\delta W_{20} = 35.8 \left[ \sqrt{1 + \left(\frac{R}{23.5}\right)^2} - 1 \right] \quad (2.53)$$

Las diferencias entre estas dos metodologías son discutidas también en el artículo del 2001; se resumen en una tabla en función de la resolución. Para resoluciones desde  $5\text{ km s}^{-1}$  hasta  $16.5\text{ km s}^{-1}$ , el valor promedio de esta diferencia es del orden de  $2\text{ km s}^{-1}$ . La conclusión de estos resultados es inmediata, la utilización de cualquiera de los métodos es equivalente para la obtención del término correctivo por instrumentación<sup>8</sup>.

*Movimientos turbulentos (azarosos).* Debido a inestabilidades gravitacionales locales en el disco de la galaxia, partes importantes constituyentes del gas en ella siguen orbitas fuera del plano galáctico y con trayectorias diferentes a las circulares. La interacción interna de las partículas de gas entre sí resulta en movimientos turbulentos propagados y disipados a lo largo del plano galáctico. Aunque los efectos son pequeños y globalmente se conserva la estabilidad del disco sostenida por la energía rotacional de la galaxia, estos elementos rompen la suposición sobre equivalencia entre la medida cruda del ancho de línea ( $W_{20}$ ) y la velocidad de rotación de la galaxia. Es entonces necesario establecer una corrección a las medidas observacionales que considere estos movimientos turbulentos; solo puede lograrse una formulación general de esta corrección si se analiza el problema desde un punto de vista estadístico; los efectos turbulentos pueden entonces ser tratados como desviaciones azarosas de la situación estable.

En base a trabajos previos, como los de Botinelli et al. (1983), Tully y Fouqué (1985) estudian esta posibilidad y ofrecen una formulación. Una primera aproximación sería obtener una dispersión estadística de velocidades a lo largo del plano galáctico y perpendicular a él (de hecho Bottinelli et al. estiman estas cantidades:  $\sigma_z = 10\text{ km s}^{-1}$  y  $\sigma_x = \sigma_y = 1.5\sigma_z$ ). A partir de estos valores se obtiene la magnitud del vector velocidad de dispersión asociado a los movimientos aleatorios; substrayendo cuadráticamente (pues nos estamos refiriendo a cantidades vectoriales) este valor al dado por el ancho de línea se obtendría la componente asociada a la rotación. Sin embargo, Tully y Fouqué hacen notar que esta substracción no es del todo adecuada pues los términos de turbulencia y rotacionales en realidad interfieren entre sí, de esta forma, los autores sugieren una suma no de tipo vectorial sino análoga a la suma ondulatoria, en donde se introduce un término de interferencia; este formulamiento tiene su origen en la forma gaussiana del perfil de intensidad de *HI* y su justificación en el estudio de galaxias enanas (Tully et al. 1978).

En resumen se postula lo siguiente: se propone una fórmula que degenera en una suma vectorial entre los términos dispersivos y rotacionales para galaxias gigantes (donde la rotación es predominante) y se convierte en una suma de tipo ondulatoria para estos términos en el caso de

<sup>8</sup>Los datos de  $W_{20}$  obtenidos para nuestra muestra observacional fueron corregidos, por las fuentes que los proporcionan, con alguno de estos dos métodos. Puesto que la utilización de ambas es equivalente, entonces no debemos esperar diferencias sistemáticas entre los datos provenientes de diferentes submuestras.

galaxias enanas (en donde la rotación y la turbulencia son fenómenos de magnitudes semejantes); y que proporciona una transición continua entre ambos casos para galaxias de tipo intermedio. La fórmula propuesta es:

$$W_{20,a}^2 = W_{20,R}^2 + W_{20,t}^2 \left[ 1 - 2e^{-\left(\frac{W_{20,R}}{W_{20,e}}\right)^2} \right] - 2W_{20,R}W_{20,t} \left[ 1 - e^{-\left(\frac{W_{20,R}}{W_{20,e}}\right)^2} \right] \quad (2.54)$$

donde  $W_{20,t}$  se refiere a la magnitud total de la parte aleatoria de la velocidad y  $W_{20,e}$  se refiere a la transición entre la suma vectorial y la suma con términos de interferencia. Aunque este artículo presenta valores para estas cantidades, se prefirió tomar los que presentan Verheijen y Sancisi (2001) siguiendo este mismo formulamiento. En él, realizan un estudio intensivo sobre los diferentes acercamientos que se han hecho al problema. Puesto que este análisis está basado en resultados directos obtenidos de la muestra de galaxias de Osa Mayor, resultan mucho más adecuados y actualizados para ser considerados en esta tesis. Los valores son:  $W_{20,e} = 120 \text{ km s}^{-1}$  y  $W_{20,t} = 22 \text{ km s}^{-1}$ .

*Corrección por inclinación.* La inclinación aparente de la galaxia ocasiona que la velocidad de rotación medida para la galaxia ( $W_{20,a}$ ) sea solo la componente a lo largo de la línea de visión. Puesto que por convención una inclinación de  $90^\circ$  corresponde a una galaxia vista de canto, la magnitud del vector velocidad de rotación es:

$$W_{20,c} = \frac{W_{20,a}}{\text{sen}(i_{opt})} \quad (2.55)$$

Todas estas correcciones al ancho de línea de 21 cm, proporcionan una aproximación más cercana a la velocidad de rotación real de la galaxia. Como se mencionó anteriormente, la comparación de esta medida con el valor directo tomado de las curvas de rotación representa una prueba importante para conocer que tan cercana es esta aproximación; al menos para la submuestra de Verheijen este punto ya ha sido discutido con conclusiones favorables. Ya que esta muestra contiene galaxias diversas (en el rango de luminosidades, brillos superficiales y velocidades) y representa un porcentaje importante de la muestra final analizada en este trabajo, se considerará que estas conclusiones son igualmente válidas para el total de galaxias en la muestra.

\*\*Respecto a la muestra observacional compilada, los datos de  $W_{20}$  para la submuestra de Verheijen fueron tomados directamente de su trabajo, por tanto ya aparecían corregidos tal y como se describió en los párrafos anteriores y no hubo necesidad de alterarlos, para el resto de las submuestras, los valores dados para  $W_{20}$  se "descorrigieron" según la receta dada por los autores respectivos y se volvieron a corregir usando las ecs. (2.54) y (2.55)\*\*.

## 2.3 Compilación y características de la muestra

El objetivo central del presente proyecto es analizar las propiedades luminosas y dinámicas de las galaxias de disco y las correlaciones entre ellas. La muestra seleccionada debe contener suficiente información observacional para llevar a cabo este análisis. La información requerida se refiere básicamente al tamaño de la galaxia, su masa oscura y luminosa, las distribuciones de éstas, su velocidad de rotación y sus colores integrales. Para esto requerimos observaciones fotométricas por lo menos en dos bandas (la B y la K), curvas de rotación o anchos de línea para la velocidad (ya sea en HI,  $H_\alpha$  o ambas) e información sobre el contenido de gas.

Uno de los problemas centrales radica en conocer la medida en que la luminosidad de una galaxia traza la masa de la misma, es decir, la forma en que los fotones emitidos por ella determinan la

masa total de los bariones partícipes de su emisión. Es conocido que la medida de relación entre la luminosidad y la masa de una galaxia es función de la longitud de onda (o frecuencia) de los fotones medidos por el observador, es decir, en términos observacionales, de la banda (región del espectro electromagnético en unidades de longitud de onda) en la que se observe la galaxia; siendo así, observaciones en diferentes bandas darán información variada sobre esta medida.

La mayoría de los datos observacionales realizados hasta la fecha se han hecho en la banda B (azul), correspondiente a altas frecuencias de emisión de fotones, y en la banda R (roja), correspondiente a frecuencias de emisión más bajas; solo recientemente se ha podido observar con precisión en el infrarrojo, en las llamadas bandas K' y K. Las características y usos de las observaciones en diferentes bandas serán tratadas con cierto detalle más adelante; solo adelantaremos que las estrellas viejas y poco masivas son responsables de la mayor parte de la emisión en el infrarrojo, mientras que las estrellas jóvenes y las regiones de polvo en condiciones propicias para la formación de estrellas emiten principalmente en las bandas B y U (ultravioleta). De esta forma, si se desea obtener información sobre la masa estelar en una galaxia de disco, las bandas infrarrojas son las adecuadas pues la población dominante en número en las galaxias corresponde a estrellas poco masivas; la función de luminosidad tiene su valor más alto para estrellas entre  $0.8-1.0 M_{\odot}$ , estrellas más masivas son poco abundantes. Entonces, la banda que ofrezca la observación de estas estrellas será la indicada para determinar la masa total estelar. Por otro lado, la banda B, representa una buena medida de las poblaciones estelares más jóvenes.

Para determinar la dinámica de las galaxias de disco, es necesario conocer su velocidad de rotación; observacionalmente, éste es otro asunto de gran relevancia que queda resuelto si se logra seguir con precisión la órbita de alguna partícula de prueba sujeta al potencial gravitacional de la galaxia. Para esto, se utiliza el gas presente en la galaxia como trazador de este potencial; la mayor parte de dicho gas es formado por átomos de hidrógeno (HI) cuya línea de emisión corresponde a la longitud de onda de 21 cm; la rotación del gas produce un ensanchamiento de la línea por efecto Doppler, la medida de este ensanchamiento es pues, una medida de la velocidad de rotación de la galaxia. Por lo tanto, observaciones de esta línea permiten determinar la cinemática de la galaxia; también se puede usar como trazador de la rotación galáctica a la línea de  $H_{\alpha}$  emitida por regiones  $H_2$  principalmente.

Otra característica importante que debe tener nuestra muestra es homogeneidad en las cantidades fundamentales, es decir, debe poder representar de manera estadística a la población de galaxias de disco presentes en el universo actual (i.e. galaxias ubicadas a bajo  $z$ ), para ello debe contener galaxias cuya luminosidad comprenda un rango amplio, desde las poco luminosas (con  $M_K \sim -19$ ) hasta las luminosas (con  $M_K \sim -25$ ); cuyos brillos superficiales centrales vayan desde los discos más concentrados (de tipo HSB) hasta los menos concentrados (de tipo LSB); por último, se buscó que la morfología de los miembros de la muestra fuera variada, desde las galaxias de tipo temprano (tipos morfológicos entre 0 y 4), hasta galaxias de tipo tardío (tipos morfológicos entre 5 y 10).

En resumidas cuentas la compilación de la muestra se hizo teniendo en cuenta todos estos aspectos: se buscaron galaxias con datos en las bandas B y K, con medidas del ancho de la línea de 21cm o de  $H_{\alpha}$  o con curvas de rotación sintéticas y con estimaciones de la masa en gas neutro. Después de una extensa búsqueda en la literatura sobre diferentes estudios observacionales realizados en los últimos años, se encontraron 3 submuestras con todas las características necesarias y 2 más con datos en la banda B que servirán para propósitos específicos. En la siguiente sección se describen de manera sintética los métodos y criterios utilizados en cada submuestra. La presentación de ellas se hace teniendo en cuenta que en secciones pasadas se explicarán con claridad los aspectos técnicos que ahí se señalan.

### 2.3.1 Submuestras.

#### • *Submuestra de de Jong.*

La primera de las submuestras corresponde a los trabajos de de Jong & Van der Kruit (1994) y de de Jong (1996) en los que se analizaron un total de 86 galaxias espirales de campo y se obtuvieron parámetros fotométricos en las bandas B y K.

La mayor parte de las galaxias en esta muestra son dominadas por el disco (i.e. tienen bulbos muy pequeños); fueron elegidas del catálogo UGC (Uppsala General Catalog) seleccionadas de tal forma que la razón entre el eje menor (b) y el eje mayor (a), observados para la galaxia en la banda R, fuera mayor que 0.625 ( $b/a > 0.625$ ), lo que corresponde a inclinaciones menores a  $51^\circ$ ; esta restricción permite la obtención de perfiles de brillo bien determinados como será explicado más adelante. También se restringió la muestra al eliminar galaxias con tamaños aparentes muy pequeños, seleccionando únicamente aquellas cuyo eje mayor fuese mayor a  $2'$  ( $a > 2'$ ); está es una restricción relacionada con la capacidad instrumental del telescopio utilizado. Los detalles específicos sobre la selección y características estadísticas de la muestra aparecen en el primero de los artículos de la serie.

El segundo de los trabajos (de Jong (1996)) presenta los perfiles de brillo y los parámetros centrales para el conjunto de galaxias en las bandas B y K. El método utilizado en la obtención de los perfiles es el llamado método de las elipses (ellipse fitting), que por cierto, es el utilizado por los autores responsables de las observaciones para el resto de las submuestras presentadas aquí.

Teniendo los perfiles de brillo observados, de Jong diferencia el bulbo, el disco y las barras de la galaxia y aplica un método bidimensional para obtener los parámetros asociados a cada componente. Este método fué descrito con detalle en la sección 2.1.2.

Las magnitudes aparentes totales para las galaxias de esta submuestra fueron calculadas sumando la magnitud de apertura y la magnitud extrapolada en cada caso. Esta es una muestra limitada en lo que se refiere al diámetro de las galaxias (se espera que UGC sea completa hasta diámetros tan pequeños como 2 arcmin en la banda R) que puede transformarse en una muestra limitada en volumen.

#### • *Submuestra de Verheijen.*

Esta muestra corresponde a los trabajos de Verheijen (1997) y Verheijen & Sancisi (2001). En ellos, se estudian un total de 52 galaxias pertenecientes al cúmulo de Osa Mayor.

El cúmulo de Osa Mayor (ubicado en la constelación del mismo nombre) consta de 79 miembros identificados. Se localiza en el plano supergaláctico a una distancia angular de  $38^\circ$  del cúmulo de Virgo. Tiene una velocidad de rescisión de  $950 \text{ km s}^{-1}$  y una velocidad de dispersión promedio del orden de  $150 \text{ km s}^{-1}$  (Verheijen & Sancisi (2001)). Se encuentra a una distancia promedio de 18.6 Mpc. La morfología de sus miembros es mayoritariamente de tipo tardía, y sólo unas cuantas galaxias son del tipo lenticular. La distribución de galaxias no muestra acumulación hacia algún centro común. Comparado con los cúmulos cercanos de Virgo, Hércules y Coma, Osa mayor es mucho menos masivo y denso, de esta manera los efectos de la estructura global sobre cada uno de sus miembros, son comparativamente menores. De manera similar, la baja velocidad de rescisión del cúmulo evita la formación de una estructura dinámica y espacialmente compleja, que podría causar efectos importantes en las estructuras internas de las galaxias individuales.

La muestra de Verheijen está seleccionada de forma tal que sus galaxias tienen magnitudes absolutas en la banda B que cumplen con la condición:  $M_B < -16.5$  e inclinaciones mayores a  $45^\circ$ . La primera restricción permite eliminar galaxias con parámetros observacionales inciertos y la segunda permite obtener de manera precisa la velocidad de rotación de cada miembro.

Verheijen presenta los parámetros fotométricos en las bandas B, R, I y K', utilizando un método unidimensional para ajustar los perfiles de brillo, el llamado "marcando el disco" (ver sección 2.1.2).

Las magnitudes aparentes totales dadas en este estudio, se obtuvieron con el mismo método usado por de Jong<sup>9</sup>.

Las submuestras de Verheijen y de de Jong contienen galaxias tanto de alto brillo (HSB) como de bajo brillo (LSB), aunque la mayoría son HSB's.

• *Submuestra de Bell et al. (2000).*

Se analizan un total de 26 galaxias tipo LSB compiladas de diferentes trabajos. La selección se hizo dividiendo a la muestra en dos subgrupos. El primero contiene galaxias observadas en el hemisferio norte elegidas de forma tal que su brillo central superficial en la banda B (corregido por inclinación de acuerdo a los criterios del trabajo de Bell et al.), esté en el intervalo  $22.5 < \mu_{0B} < 23.5$  (*magarcsec*<sup>-2</sup>); este grupo también fue restringido en el tamaño aparente de sus elementos (una vez más, esta medida es para evitar tener datos fotométricos imprecisos), solo galaxias cuyo eje mayor en la banda B sea superior a los 16 arcsec hasta el nivel isofotal de 25 *magarcsec*<sup>-2</sup> fueron seleccionadas. El segundo grupo lo integran galaxias observadas en el hemisferio sur seleccionadas de forma que:  $\mu_{0B} > 23$  (*magarcsec*<sup>-2</sup>) y con inclinaciones menores a 67° (lo que permite la obtención precisa de perfiles de brillo).

Aunque este trabajo es en sí una compilación de otras muestras, los autores tomaron los datos observacionales crudos de ellas e hicieron los ajustes al perfil de brillo por su cuenta; así, presentan parámetros fotométricos en las bandas B y K, usando un método unidimensional con características muy específicas. Se realiza una descomposición bulbo disco eligiendo uno de los siguientes cuatro casos: un ajuste exponencial al disco únicamente, un ajuste exponencial al bulbo y al disco, por separado, un ajuste de Vaucoleurs al bulbo y un ajuste exponencial al disco, y, un ajuste de Vaucoleurs a todo el perfil. La elección de uno de estos casos es particular a cada galaxia; los autores realizaron un análisis buscando una minimización del valor de  $\chi^2$  para los ajustes en todas las bandas; el ajuste que en promedio (respecto a las bandas) obtuviera el valor mínimo para  $\chi^2$ , fue elegido para la obtención de los parámetros fotométricos. Las magnitudes aparentes totales se obtuvieron de la misma forma a como lo hace de Jong.

Las dos siguientes muestras tienen un objetivo complementario únicamente pues no contienen datos en la banda K.

• *Submuestra de de Blok et al. (1995,1996).*

<sup>9</sup>Banda K y Banda K'. Ya que el trabajo de Verheijen presenta datos en la banda K' (con una longitud efectiva del orden de 2.1  $\mu\text{m}$ ), que difiere ligeramente de la banda K (con una longitud efectiva del orden de 2.2  $\mu\text{m}$ ), fue necesario aplicar una corrección a estos datos para obtener una muestra final consistente; la transformación fue calculada en base al artículo de de Jong (1996) y en el artículo de Wainscoat & Cowie (1992); en el primero, se presenta una tabla sobre los colores promedio para diferentes tipos morfológicos (resultado basado en su muestra), a partir de ella se obtuvo el valor promedio del color H-K en función del tipo; en el segundo artículo se presenta una fórmula de correlación entre el color H-K y el color K'-K:  $K' - K = 0.19(H - K)$ . A partir de estos dos resultados se logró obtener el valor de K'-K como función del tipo morfológico, la siguiente tabla resume las transformaciones:

Tipo M	K'-K
$0 \leq T \leq 2$	0.0551
$2 \leq T \leq 4$	0.0741
$4 \leq T \leq 6$	0.0437
$6 \leq T \leq 8$	0.0418
$8 \leq T \leq 10$	0

Como era de esperarse las correcciones son pequeñas.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

La integran 21 galaxias espirales con bulbos pequeños (i.e. dominadas por el disco) de tipos morfológicos tardíos; elegidas de los catálogos UGC (Nilson 1973) y SBSM (Schombert y Bothun 1988; Schombert et al. 1992) con el siguiente criterio: brillos centrales superficiales en la banda B, sin correcciones, mayores a  $23 \text{ magarcseg}^{-2}$ , con lo que establecen un criterio para la definición de galaxias LSB; inclinaciones menores a  $60^\circ$  (lo que equivale a perfiles de brillo precisos); además, los miembros del grupo deben tener observaciones de HI disponibles, conocidas en inglés como observaciones "single-dish HI", este requerimiento es necesario para la obtención de curvas de rotación muy precisas.

El primero de los artículos (de Blok et al. (1995)) presenta parámetros fotométricos en las bandas U,B,V,R e I para las galaxias de la muestra, sin embargo no todos los miembros tienen datos en todas las bandas. El método "marcando el disco", es utilizado para obtener los ajustes a los perfiles de brillo.

A diferencia de las muestras anteriores, de Blok asume que la magnitud aparente total equivale a la magnitud de apertura, así que no utiliza ninguna extrapolación. Esta suposición es válida ya que el estudio observacional de los autores les permite detectar más del 90 % de la luz total cada galaxia en su muestra (ya que son galaxias LSB dominadas por el disco), siendo así, la magnitud aparente total corresponde a la magnitud de apertura. Cabe señalar que esta suposición es válida únicamente para galaxias de este tipo observadas bajo condiciones similares a las del estudio de de Blok; no puede generalizarse para todos los casos de galaxias LSB, de ser así, se correría el riesgo de subestimar considerablemente la luminosidad de muchas de ellas, pues la apertura del telescopio y la baja densidad de alguna galaxia pueden combinarse para producir una estimación falsa al seguir este método.

• *Submuestra de Beijersbergen et al. (1999).*

Contiene el análisis de 21 galaxias LSB con bulbos prominentes y con morfologías muy variadas, en el rango Sa-Im. Se seleccionaron del catálogo ESO-LV (Lauberts & Valentijn) con los siguientes criterios: inclinaciones menores a  $50^\circ$ ; que tengan ejes mayores en la banda B en el intervalo:  $1' < 2a < 3'$ , al nivel isofotal de  $26 \text{ magarcseg}^{-2}$ ; esta es una restricción debida a la limitación impuesta por el tamaño del chip del CCD usado en las observaciones; y con brillos superficiales en la banda B mayores a  $23.8 \text{ magarcseg}^{-2}$  hasta el radio efectivo.

El trabajo presenta parámetros fotométricos en la banda B, obtenidos a través de un método unidimensional con ajustes exponenciales al bulbo y al disco.

El artículo solo presenta las magnitudes absolutas totales, ya corregidas por extinción galáctica. Para obtener la magnitud aparente total, utilizamos este valor y los dados por los autores en lo que se refiere a la distancia y al coeficiente de extinción galáctica en cada caso. Lo referido en el artículo sugiere que la magnitud aparente fue calculada siguiendo el método usual, es decir, el de artículo en la muestra de de Jong.

*Vía Láctea y Andrómeda.* La comparación de nuestra galaxia y la galaxia de Andrómeda con otras galaxias de características similares en el universo local es de gran interés; esta comparación permite referirnos al resto de galaxias analizadas en base a las propiedades de nuestra galaxia y a las de Andrómeda que son, obviamente, las más estudiadas.

Los estudios fotométricos hechos sobre Andrómeda son muy abundantes, sin embargo, debido a su tamaño aparente, la mayoría se refieren a análisis muy específicos sobre algunas de sus propiedades, o a observaciones solo de algunas regiones locales de ella. Siendo así, fue laborioso encontrar datos fotométricos globales, sobre todo en la banda K; fue entonces necesario recurrir a varias fuentes para obtener los datos requeridos.

Para la fotometría en la banda B, nos basamos en los libros: "Allen's Astrophysical Quantities" de Arthur N. Cox (2000) y, "The Milky Way as a Galaxy" de Gilmore et al. (1990). Los datos en la banda K se obtuvieron del trabajo de Hiromoto et al. (1983). Nota: Para el artículo de Hiromoto fue necesario pasar de las unidades físicas que él presenta a las unidades usuales utilizadas en fotometría.

Ya que el sistema solar es parte de la Vía Láctea, determinar los parámetros fotométricos de ella de manera observacional resulta mucho más complejo de lo que es para el resto de las galaxias, el método utilizado debe ser diferente. Los datos en la banda B fueron obtenidos del libro de Gilmore et al. (1990), y los datos en K del trabajo de Kent et al. (1991), sintetizados en el libro: "Galactic Astronomy" de Binney et al. (1998).

*Catálogo LEDA.* Algunas de las propiedades de las galaxias, necesarias para el presente estudio, no fueron medidas observacionalmente por los autores de cada submuestra; para obtenerlas, se recurrió al catálogo en línea LEDA (Lyon-Meudon Extragalactic Database) que ofrece de manera gratuita acceso a los principales parámetros astrofísicos de más de 100 000 galaxias.<sup>10</sup>

### 2.3.2 Caracterización de la muestra final.

En esta sección se describirán los criterios finales de selección utilizados para asegurar que la muestra final tenga los datos adecuados para este estudio. Más adelante se mostrarán las características estadísticas de la muestra en relación a la población total de las galaxias observadas en el universo actual de acuerdo a otros estudios. Por último, se presentarán las tablas que muestran las cantidades observacionales y físicas obtenidas después de todo el proceso descrito en este capítulo.

*Selección final.* Una de las preocupaciones centrales sobre los parámetros observados compilados en esta investigación es en relación a la precisión de su medición. Es por ello que se deben buscar las mejores condiciones para su determinación. Una limitación natural en este sentido, es la inclinación aparente de la galaxia, que está limitada de un lado por la inferencia de la velocidad de rotación y de otro por las mediciones fotométricas. Una inclinación de  $0^\circ$  impide totalmente la medición del ancho de línea de 21 cm. Considerando esta limitación, se vuelve necesario establecer una cota angular inferior en la inclinación que permita tener anchos de línea suficientemente confiables. El establecimiento de este criterio depende principalmente del error de esta cantidad asociado a los instrumentos utilizados en las mediciones; quizá la forma más sencilla y práctica de establecer este límite sea de carácter empírico. Algunos autores (Verheijen por ejemplo) sugieren que esta cota sea de  $45^\circ$ . Sin embargo, debido a que en la principal submuestra de este estudio (la de Jong) dominan las galaxias de baja inclinación (el autor establece una cota superior de  $51^\circ$ ), fue necesario reducir esta cota a  $35^\circ$  para incluir un número mayor de galaxias en la muestra final. De cualquier forma, se realizaron pruebas posteriores en algunas relaciones fundamentales (como la Tully-Fisher) en búsqueda de algún error sistemático en la velocidad de rotación para las galaxias de menor inclinación. No se encontró ninguna tendencia.

Dos de los parámetros fundamentales en este estudio, el brillo central superficial y el radio de escala dependen de la buena determinación del perfil de brillo observado. La situación ideal se presenta para inclinaciones bajas, es en estos casos cuando el área proyectada de la galaxia se aproxima más al área real de la misma; sin embargo, cuando la galaxia está muy inclinada la determinación del perfil se vuelve cada vez más complicada pues el área proyectada disminuye y por tanto los brillos superficiales medidos se vuelven cada vez menos confiables, entonces se vuelve necesario establecer un límite superior a la inclinación para asegurar que el perfil de brillo obtenido no sea dudoso. Cuando el objetivo central de un estudio es exclusivamente la obtención

<sup>10</sup>Para información sobre el catálogo y adquisición de datos, consultar la página web: <http://leda.univ-lyon1.fr>

de parámetros fotométricos, entonces es deseable que las galaxias analizadas tengan inclinaciones bajas, es por ello que de Jong selecciona su muestra hasta un límite superior de  $51^\circ$ ; pero puesto que el objetivo de este trabajo es más amplio, es necesario ceder en este aspecto para obtener una situación equilibrada entre confiabilidad en la medición del brillo y en la velocidad de rotación, como ambas situaciones se excluyen, un intervalo intermedio es necesario, se decidió entonces optar por una cota superior de  $80^\circ$  (lo cual permite además incluir un número mayor de galaxias de la muestra de Verheijen).

Se eliminaron también de nuestra muestra las galaxias con curvas de rotación crecientes al último punto medido, la razón: esta característica indica que en la observación no se alcanzaron a medir las regiones más externas del perfil de la línea de  $21\text{cm}$  y por tanto la medición de su ancho ( $W_{20}$ ) estará subestimando el valor real de la velocidad máxima de rotación. Esto puede ocurrir generalmente sólo en galaxias LSB. Afortunadamente contamos con curvas de rotación detalladas para la mayoría de éstas.

Nuestro interés está centrado en galaxias de disco normales. En este sentido tuvimos que eliminar también algunas galaxias (de la submuestra de Verheijen principalmente) que mostraban signos claros de interacción con otras semejantes.

Así pues, forman parte de la muestra final únicamente aquellas galaxias con inclinaciones ópticas en el intervalo:  $35^\circ \leq i \leq 80^\circ$ , con curvas de rotación no crecientes en la región más externa medida, y sin interacción clara con otras galaxias. La muestra final (con datos tanto en la banda B como en la K) consiste de 78 galaxias: 42 de las 86 de Jong, 29 de las 52 de Verheijen, 5 de las 26 de Bell et al., la Vía Láctea y Andrómeda. A éstas, se le suman 12 galaxias con datos en la banda B, 5 de de Blok y 7 de Beijersbergen, cuya inclusión servirá solo para fines comparativos con otros estudios.

### 2.3.3 Distribución estadística de la muestra.

La muestra de 78 galaxias de disco normales que hemos compilado no es completa en ningún sentido. Sin embargo, ella cubre un amplio rango de luminosidades, tipos morfológicos y brillos superficiales. Esto es en realidad lo que interesa para el tipo de trabajo planteado en esta tesis: explorar dependencias físicas entre las propiedades fundamentales de las galaxias, comparárlas e interpretarlas a la luz de los resultados de modelos teóricos.

Una parte importante del reconocimiento de esta muestra como un conjunto de galaxias representativo de la población del universo actual, es el análisis de su distribución estadística en relación a los parámetros fundamentales analizados en esta tesis. La comparación de estas distribuciones con la de otros estudios con un número mucho mayor de galaxias, permite establecer tal representatividad.

En la figura 2.6 se presenta la distribución numérica de tipos morfológicos, magnitudes corregidas en la banda B, brillos superficiales corregidos en la banda B y colores integrales corregidos (B-K). La distribución estadística de los tipos morfológicos es similar a la que presentan otras muestras de galaxias cercanas (ej. Hernández-Toledo et al. (1999); Jansen et al. (2000)), con un pico máximo alrededor de  $T = 4.5$ . La distribución para la magnitud absoluta indica que la muestra es representativa de la función de luminosidad local en la parte brillante ( $M_{\text{abs}} \leq -19.5$ ) pero no lo es de manera suficiente para las luminosidades más pequeñas. De hecho la parte menos brillante de la función de luminosidad la componen en su mayor parte galaxias enanas; la física de este grupo de galaxias es diferente a la de las galaxias normales. Los objetivos de esta tesis se restringen

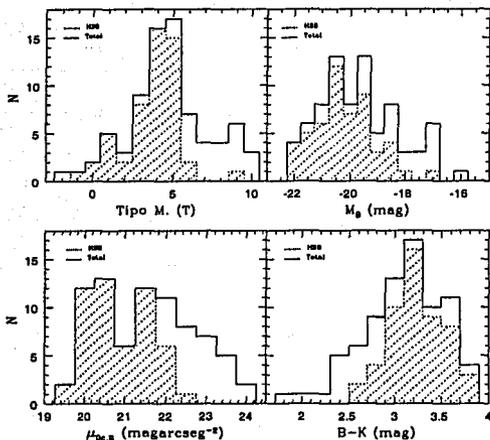


Fig. 2.6: Distribución estadística de tipos morfológicos, magnitudes corregidas en la banda B, brillos superficiales centrales en la banda B corregidos y colores integrales (B-K) corregidos para la muestra compilada de 78 galaxias. La contribución de las galaxias de tipo HSB aparece sombreada.

únicamente a estas últimas. La distribución de brillos superficiales presenta una bimodalidad (la división de los dos picos principales se da aproximadamente a:  $\mu_{0c,B} \approx 21 \text{ mag arcsec}^{-2}$ ); la muestra no es completa para galaxias de muy bajo brillo superficial, lo cual es consistente con la falta de galaxias poco brillantes en la distribución de las magnitudes: galaxias de muy bajo brillo superficial pertenecen típicamente a la familia de galaxias enanas.

Los datos para la muestra final se presentan en la Tabla 1. El nombre y tipo morfológico de la galaxia están dados en la columna (1); la distancia luminosa y su inclinación se presentan en la columna (2). Magnitudes aparentes 'crudas' y luminosidades corregidas en la banda B y K aparecen en las columnas (3) y (4) respectivamente. Brillos superficiales centrales 'crudos' y corregidos en las bandas B y K en las columnas (5) y (6), mientras que en la columna (8) se muestran los radios de escala correspondientes. En la columna (7) se dan los colores corregidos integrales  $((B-K))$  y centrales  $((B-K)_0)$ <sup>11</sup>. La columna (9) presenta los anchos de línea corregidos ( $W_{20,c}$ ) y la masa de HI. Finalmente, la columna (10) da el número de la referencia utilizada en cada caso (al final de la tabla se asocian estos números con las referencias respectivas).

<sup>11</sup>El color integral se define como:  $(B-K) = M_B - M_K$  y el color central como:  $(B-K)_0 = \mu_{0,B} - \mu_{0,K}$ .

TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

Tabla 2.1: Parámetros fotométricos y dinámicos de la muestra de galaxias de disco.

Nombre T	D <sup>a</sup> i(°)	m <sub>B</sub> <sup>b</sup> LogL <sub>B,c</sub> <sup>a</sup>	m <sub>K</sub> <sup>b</sup> LogL <sub>K,c</sub> <sup>a</sup>	μ <sub>B,B</sub> <sup>c</sup> LgΣ <sub>0,Bc</sub> <sup>b</sup>	μ <sub>B,K</sub> <sup>c</sup> LgΣ <sub>0,Kc</sub> <sup>b</sup>	(B-K) <sup>d</sup> (B-K) <sub>b</sub>	h <sub>B</sub> <sup>e</sup> h <sub>K</sub>	W <sub>20,c</sub> <sup>f</sup> LGM <sub>HI</sub> <sup>g</sup>	Ref. <sup>h</sup>
U89	67.6	12.63	8.85	22.07	17.46	3.40	9.34	516.4	"1,6"
1	49.3	10.99	11.52	1.97	2.83	4.22	5.70	9.96	
U242	64.6	13.92	10.30	21.26	17.28	3.24	4.29	407.3	"1,6"
6	40.6	10.43	10.90	2.35	2.96	3.59	3.48	9.75	
U334	68.7	15.24	12.07	23.36	20.32	2.92	7.16	187.1	"1,6"
9	41.6	9.90	10.24	1.40	1.74	2.91	6.02	9.80	
U438	66.9	12.95	9.10	20.45	16.23	3.57	4.57	547.4	"1,6"
5	39.7	10.81	11.41	2.63	3.38	3.96	3.73	9.91	
U490	66.9	13.48	9.46	21.47	17.16	3.62	6.00	471.7	"1,6"
5	46.0	10.65	11.27	2.24	2.97	3.91	4.83	10.18	
U628	79.8	15.58	12.52	22.86	20.39	2.73	5.73	260.7	"1,6"
9	52.4	9.93	10.20	1.49	1.63	2.40	7.20	9.82	
U1305	39.2	12.75	8.65	22.02	17.61	3.70	6.44	513.9	"1,6"
4	36.8	10.47	11.12	2.09	2.86	4.01	5.03	9.61	
U1577	77.9	13.79	9.90	22.44	18.26	3.60	8.34	423.4	"1,6"
3	38.7	10.61	11.22	1.78	2.58	4.06	6.64	10.11	
U1719	120.3	14.08	10.09	22.45	17.73	3.53	12.65	690.4	"1,6"
3	44.2	10.95	11.54	1.86	2.75	4.29	8.34	10.13	
U2064	62.2	14.20	10.18	22.28	18.01	3.37	6.06	328.1	"1,6"
4	46.8	10.41	10.92	2.06	2.64	3.53	5.31	9.82	
U2081	36.8	14.50	11.55	22.31	19.44	2.67	3.40	216.5	"1,6"
6	54.7	9.66	9.90	1.69	1.99	2.82	3.46	9.33	
U4308	52.1	13.17	9.83	21.34	17.66	3.06	5.05	370.7	"1,6"
5	40.6	10.50	10.89	2.29	2.81	3.38	4.14	9.94	
U4368	56.7	13.57	10.21	21.52	17.81	3.11	4.84	369.8	"1,6"
6	37.8	10.40	10.82	2.22	2.77	3.45	4.04	10.04	
U4375	30.3	13.28	9.53	21.31	17.21	3.33	2.97	355.5	"1,6"
5	50.1	10.04	10.55	2.31	2.93	3.62	2.49	9.26	
U4422	63.2	12.85	8.83	22.04	18.38	3.75	9.51	606.5	"1,6"
5	35.7	10.79	11.46	1.94	2.55	3.59	8.28	10.11	
U5103	54.8	12.77	9.22	20.50	16.56	3.15	4.72	465.3	"1,6"
3	54.0	10.76	11.19	2.58	3.15	3.50	3.85	9.98	
U5303	20.9	12.24	8.67	21.32	17.89	3.14	3.73	330.0	"1,6"
5	55.5	10.15	10.57	2.29	2.61	2.89	3.83	9.38	
U5510	19.8	12.36	9.24	20.66	17.37	2.93	1.96	287.5	"1,6"
5	36.8	9.94	10.28	2.56	2.96	3.05	1.77	9.42	

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Tabla 2.1: Continúa.

Nombre T	D* i(°)	$m_B^h$ LogL <sub>B,c</sub> <sup>h</sup>	$m_K^h$ LgL <sub>K,c</sub> <sup>h</sup>	$\mu_{5,B}^c$ LgZ <sub>5,B,c}^c</sub>	$\mu_{5,K}^c$ LgZ <sub>5,K,c}^c</sub>	$(B-K)^d$ $(B-K)_b^d$	$H_B^e$ $H_K^e$	$W_{20,c}^f$ LgM <sub>H,I}^f</sub>	Ref. <sup>g</sup>
U6554	18.7	12.88	9.10	20.98	16.94	3.47	1.73	355.3	"1,6"
1	47.6	9.74	10.30	2.43	3.06	3.65	1.52	8.69	
U5633	20.5	14.24	11.28	23.13	20.01	2.64	2.77	198.8	"1,6"
8	52.4	9.27	9.50	1.43	1.80	2.99	2.93	9.19	
U6028	16.9	13.14	10.19	20.49	17.27	2.60	1.25	233.6	"1,6"
3	56.2	9.56	9.77	2.62	2.85	2.66	1.06	9.14	
U6453	17.8	12.45	9.18	20.91	17.16	3.02	1.84	331.0	"1,6"
4	42.5	9.84	10.22	2.46	3.01	3.44	1.41	9.47	
U6460	17.7	11.87	8.62	20.66	17.15	3.03	2.37	273.9	"1,6"
4	42.5	10.05	10.44	2.56	3.01	3.20	2.07	9.02	
U6746	102.6	13.35	9.39	21.38	17.30	3.72	8.80	798.1	"1,6"
0	41.6	11.01	11.67	2.21	2.93	3.89	7.96	9.94	
U7169	32.4	12.62	9.63	20.11	16.55	2.76	2.08	347.3	"1,6"
5	36.8	10.28	10.56	2.79	3.28	3.30	1.57	9.65	
U7315	13.7	12.55	8.62	19.99	16.03	3.60	0.98	313.5	"1,6"
4	49.3	9.60	10.22	2.83	3.41	3.53	0.97	8.39	
U7523	14.7	11.80	8.08	21.49	17.70	3.52	2.57	264.1	"1,6"
3	36.8	9.91	10.49	2.25	2.83	3.52	2.32	8.55	
U7901	13.0	11.46	7.90	20.07	16.06	3.16	1.58	477.9	"1,6"
5	49.3	10.03	10.46	2.79	3.40	3.59	1.24	9.39	
U8279	39.7	13.07	9.74	20.52	16.90	3.16	2.62	369.8	"1,6"
4	40.6	10.25	10.69	2.58	3.12	3.41	2.21	9.60	
U8865	36.9	12.62	8.98	21.89	18.27	3.41	5.73	422.4	"1,6"
2	41.6	10.39	10.93	1.96	2.56	3.59	5.24	9.62	
U9481	56.7	13.31	10.00	21.22	18.03	3.14	4.84	322.2	"1,6"
4	43.4	10.47	10.90	2.29	2.64	2.95	4.81	10.08	
U9926	30.3	12.17	8.45	20.13	16.45	3.28	2.63	461.4	"1,6"
5	46.0	10.50	10.98	2.81	3.27	3.22	2.44	9.46	
U9943	30.1	12.30	8.67	20.40	16.60	3.19	2.91	401.9	"1,6"
5	51.7	10.44	10.89	2.67	3.16	3.31	2.56	9.60	
U10083	28.7	12.37	9.19	21.51	17.60	2.98	3.24	270.5	"1,6"
2	35.7	10.26	10.63	2.24	2.87	3.64	2.63	9.65	
U10445	16.8	13.10	10.81	21.76	19.00	2.07	1.65	216.2	"1,6"
6	40.6	9.51	9.51	2.05	2.29	2.66	1.59	9.25	
U11628	61.6	12.82	8.54	22.27	17.19	3.63	11.60	659.9	"1,6"
2	46.8	10.95	11.58	2.01	2.96	4.46	6.55	10.23	
U11872	18.1	12.03	8.11	20.46	15.71	3.44	1.61	420.4	"1,6"
3	43.4	10.12	10.67	2.72	3.59	4.23	1.11	9.31	

TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

Tabla 2.1: Continúa.

Nombre T	D <sup>a</sup> t(°)	m <sub>B</sub> <sup>b</sup> LogL <sub>B,c</sub>	m <sub>K</sub> <sup>b</sup> LgL <sub>K,c</sub>	μ <sub>0,B</sub> <sup>c</sup> LgΣ <sub>0,B,c</sub>	μ <sub>0,K</sub> <sup>c</sup> LgΣ <sub>0,K,c</sub>	(B-K) <sup>d</sup> (B-K) <sub>0</sub>	h <sub>B</sub> <sup>e</sup> h <sub>K</sub>	W <sub>30,c</sub> <sup>f</sup> LgM <sub>H,I</sub> <sup>g</sup>	Ref. <sup>h</sup>
U12343	35.2	11.87	7.81	21.95	17.67	3.45	8.65	544.2	"1,6"
4	40.6	10.82	11.37	2.18	2.82	3.67	6.77	10.04	
U12511	52.0	13.81	10.58	22.46	18.35	2.98	6.15	434.6	"1,6"
6	35.7	10.23	10.59	1.78	2.56	4.02	3.33	10.32	
U12614	51.8	12.64	9.12	20.94	17.24	3.15	5.43	420.1	"1,6"
5	44.2	10.75	11.18	2.46	2.956	3.32	5.08	9.92	
U12638	82.0	13.95	9.99	22.17	18.27	3.60	8.51	469.8	"1,6"
5	36.8	10.62	11.23	1.92	2.59	3.74	7.88	10.03	
U12654	59.5	13.65	10.28	21.76	17.98	3.08	5.65	354.2	"1,6"
4	35.7	10.43	10.83	2.16	2.71	3.45	4.38	9.85	
U6399	14.6	14.33	11.09	21.83	18.72	2.79	1.69	172.0	"2,6"
9	75.0	9.00	9.29	1.56	1.96	3.07	1.86	9.03	
U6446	12.5	13.52	11.50	22.61	19.31	1.86	2.28	174.0	"2,6"
7	51.0	9.08	8.99	1.59	2.08	3.30	1.49	9.19	
N3726	15.2	11.00	7.96	21.07	17.19	2.74	4.30	331.0	"2,6"
5	53.0	10.32	10.60	2.37	2.93	3.48	2.79	9.82	
N3769	13.5	12.80	9.10	19.93	16.34	3.13	1.26	256.0	"2,6"
3	70.0	9.64	10.06	2.76	2.98	2.62	1.30	9.37	
N3877	15.9	11.91	7.75	19.72	15.50	3.20	2.60	335.0	"2,6"
5	76.0	10.31	10.76	2.81	3.16	2.93	2.41	9.21	
N3893	17.0	11.20	7.84	19.88	16.71	3.07	2.13	382.0	"2,6"
5	49.0	10.34	10.74	2.86	3.16	2.82	2.23	9.75	
N3917	17.1	12.66	9.08	20.59	17.12	2.80	2.69	276.0	"2,6"
6	79.0	9.98	10.28	1.99	2.55	3.46	2.84	9.26	
N3949	14.5	11.55	8.43	19.54	16.55	2.85	1.31	321.0	"2,6"
4	55.0	10.06	10.38	2.99	3.20	2.60	1.35	9.31	
N3953	18.4	11.03	7.03	20.43	16.47	3.47	3.85	446.0	"2,6"
4	62.0	10.59	11.16	2.62	3.14	3.37	3.79	9.41	
N3972	15.5	13.09	9.39	20.23	16.50	3.10	1.71	264.0	"2,6"
4	77.0	9.66	10.07	2.62	2.87	2.71	1.62	8.95	
U6917	16.2	13.15	10.30	22.27	19.17	2.49	2.93	224.0	"2,6"
9	56.0	9.526	9.69	1.68	2.06	3.02	2.55	9.26	
U6923	18.6	13.91	11.04	21.42	18.34	2.54	1.62	160.0	"2,6"
10	65.0	9.33	9.51	1.91	2.28	3.01	1.57	8.92	
N3992	18.3	10.86	7.23	20.29	16.82	3.14	4.05	547.0	"2,6"
4	56.0	10.65	11.07	2.69	3.05	2.97	4.11	9.76	

TESIS  
FALLA DE ORIGEN

Tabla 2.1: Continúa.

Nombre T	D <sup>a</sup> (°)	$m_B^b$ $\text{Log} L_{B,c}^b$	$m_K^b$ $\text{Log} L_{K,c}^b$	$\mu_{5,B}^c$ $\text{Lg} \Sigma_{B,c}^c$	$\mu_{5,K}^c$ $\text{Lg} \Sigma_{K,c}^c$	$(B-K)^d$ $(B-K)_0^d$	$h_B^e$ $h_K^e$	$W_{50,c}^f$ $\text{Lg} M_{H,I}^f$	Ref. <sup>g</sup>
U6983	18.8	13.10	10.52	22.59	19.41	2.36	3.60	221.0	"2,6"
6	49.0	9.63	9.74	1.64	2.07	3.15	2.67	9.51	
N4051	13.1	10.98	7.86	20.78	16.90	2.93	2.94	308.0	"2,6"
4	49.0	10.17	10.51	2.48	3.09	3.58	2.10	9.26	
N4088	14.1	11.23	7.46	19.77	16.19	3.11	2.33	362.0	"2,6"
5	69.0	10.33	10.75	2.84	3.11	2.74	2.54	9.72	
N4100	18.6	11.91	8.02	19.82	15.77	3.07	2.81	386.0	"2,6"
4	73.0	10.39	10.79	2.80	3.18	3.03	2.54	9.63	
N4102	15.4	12.04	7.86	19.28	15.82	3.80	1.30	393.0	"2,6"
3	56.0	9.97	10.66	3.08	3.45	3.00	1.34	8.75	
N3718	17.5	11.28	7.47	21.88	17.52	3.17	6.83	476.0	"2,6"
1	69.0	10.50	10.94	2.00	2.63	3.66	4.79	9.86	
N3729	18.0	12.31	8.60	20.22	16.44	3.53	1.67	296.0	"2,6"
1	49.0	9.89	10.48	2.70	3.27	3.50	1.62	9.14	
U6773	16.4	14.42	11.23	21.67	18.79	3.06	1.19	112.0	"2,6"
10	58.0	8.92	9.32	1.90	2.21	2.84	1.33	8.55	
U6818	14.6	14.43	11.70	21.62	18.68	2.33	1.49	151.0	"2,6"
7	75.0	8.94	9.05	1.65	1.97	2.88	1.41	8.90	
N3985	16.7	13.25	10.19	20.04	17.06	2.82	0.87	180.0	"2,6"
9	51.0	9.46	9.75	2.79	2.97	2.52	1.02	8.84	
U7089	14.0	13.73	11.11	21.51	18.73	2.21	2.24	138.0	"2,6"
8	80.0	9.19	9.24	1.51	1.78	2.74	2.32	9.23	
U7094	14.1	14.74	11.58	21.99	18.56	3.12	1.31	76.0	"2,6"
8	70.0	8.62	9.04	1.70	2.24	3.40	1.10	8.75	
N4117	16.3	14.05	9.98	21.16	17.80	3.60	1.04	285.0	"2,6"
-2	68.0	9.22	9.83	2.01	2.52	3.33	1.18	8.97	
N4138	15.9	12.27	8.19	20.05	15.98	3.75	1.25	374.0	"2,6"
-1	53.0	9.85	10.52	2.77	3.40	3.65	1.20	8.71	
N4218	13.5	13.69	10.83	20.35	16.74	2.69	0.63	150.0	"2,6"
1	53.0	9.07	9.31	2.65	3.08	3.14	0.51	8.49	
N4220	16.4	12.34	8.36	20.08	15.27	3.18	1.96	399.0	"2,6"
0	78.0	10.09	10.54	2.69	3.40	3.84	1.38	8.99	
U128	67.8	15.16	12.10	23.55	20.30	2.75	7.98	336.6	"3,4"
8	36.0	9.94	10.22	1.37	1.78	3.09	6.90	9.99	
F563-V2	69.6	16.25	13.80	22.16	19.29	2.37	2.63	152.5	"3,4"
10	45.1	9.43	9.55	1.79	2.12	2.90	2.16	9.46	

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Tabla 2.1: Continúa.

Nombre T	D <sup>a</sup> i(°)	m <sub>B</sub> <sup>b</sup> LogL <sub>B,e</sub>	m <sub>K</sub> <sup>b</sup> LgL <sub>K,c</sub>	μ <sub>B</sub> <sup>c</sup> LgΣ <sub>B,Bc</sub>	μ <sub>K</sub> <sup>c</sup> LgΣ <sub>B,Kc</sub>	(B - K) <sup>d</sup> (B - K) <sub>b</sub>	h <sub>B</sub> <sup>e</sup> h <sub>K</sub>	W <sub>20,e</sub> LgM <sub>Hl</sub>	Ref. <sup>k</sup>
F568-3	93.5	16.12	13.11	22.33	19.16	2.90	4.03	241.1	"3,4"
7	39.7	9.76	10.09	1.75	2.20	3.21	3.82	9.60	
F574-1	106.0	16.67	13.80	23.00	19.66	2.55	5.91	196.5	"3,4"
7	67.9	9.74	9.94	1.20	1.73	3.39	4.26	9.61	
F583-1	38.3	16.40	13.50	23.05	19.80	2.50	2.30	173.3	"3,4"
9	65.7	8.99	9.16	1.31	1.73	3.12	1.49	9.40	
Vía Láctea	-	-	-	-	-	3.45	5.00	440.0	"9,10"
4	-	10.28	10.83	1.98	3.00	4.62	3.00	9.60	
Andromeda	0.7	4.36	-	-	15.67	3.49	6.40	525.4	"7,8,9"
3	75.2	10.70	11.27	2.29	3.24	4.46	4.10	2.72	
F563-1	49.0	15.60	-	23.53	-	-	4.67	118.6	"4"
9	52.4	9.38	-	1.20	-	-	-	-	
F563-V1	54.8	16.93	-	23.54	-	-	2.58	77.0	"4"
10	42.5	8.91	-	1.26	-	-	-	-	
F565-V2	51.9	17.58	-	23.98	-	-	2.90	97.1	"4"
10	65.0	8.62	-	0.87	-	-	-	-	
F568-V1	87.0	16.67	-	23.01	-	-	3.46	273.9	"4"
8	35.7	9.43	-	1.47	-	-	-	-	
F571-V1	85.6	17.40	-	23.78	-	-	3.46	143.8	"4"
8	35.7	9.10	-	1.16	-	-	-	-	
ESO-LV1150280	91.3	14.32	-	21.19	-	-	4.86	212.0	"5,6,11"
4	53.2	10.52	-	2.14	-	-	-	-	
ESO-LV1530170	90.9	13.99	-	23.07	-	-	12.92	246.9	"5,6,11"
5	45.9	10.62	-	1.43	-	-	-	-	
ESO-LV2520100	140.0	14.20	-	22.69	-	-	13.09	621.1	"5,6,11"
2	41.6	10.89	-	1.55	-	-	-	-	
ESO-LV3500110	221.1	14.49	-	22.72	-	-	15.73	404.0	"5,6,11"
1	40.6	11.11	-	1.48	-	-	-	-	
ESO-LV5520190	173.6	15.07	-	22.75	-	-	17.24	545.7	"5,6,11"
2	53.2	10.84	-	1.46	-	-	-	-	
ESO-LV1220040	139.4	15.47	-	23.96	-	-	26.01	112.5	"5,6,11"
3	52.4	10.45	-	1.11	-	-	-	-	
ESO-LV3740090	39.9	15.45	-	23.40	-	-	3.23	112.2	"5,6,11"
1	36.8	9.38	-	1.51	-	-	-	-	

<sup>a</sup> Distancia luminosa en Mpc.

<sup>b</sup> Magnitud aparente no corregida (mag).

<sup>c</sup> Brillo superficial central no corregido (magarcsec<sup>-2</sup>).

<sup>d</sup> Color integral (B - K) corregido.

<sup>e</sup> Radio de escala en kpc.

<sup>f</sup> Ancho de línea al 20% de intensidad (corregido) (km/s).

<sup>g</sup> Luminosidad total corregida (en L<sub>B0</sub> y L<sub>K0</sub>, respectivamente).

<sup>h</sup> Brillo superficial central corregido (en L<sub>B0pc<sup>-2</sup></sub> y L<sub>K0pc<sup>-2</sup></sub>, respectivamente).

<sup>i</sup> Color central (B - K)<sub>0</sub> corregido.

<sup>j</sup> Masa de H<sub>I</sub> en M<sub>0</sub>.

<sup>k</sup> Referencias: 1.- Verheijen (1997); Verheijen & Sancisi (2001). 2.- de Jong (1996a, 1996b). 3.- Bell et al. (2000). 4.- de Blok et al. (1995, 1996, 2001). 5.- Beijersbergen et al. (1999). 6.- LEDA. 7.- Cox 2000. 8.- Hiromoto et al. (1983). 9.- Gilmore et al. (1990). 10.- Kent et al. (1991). 11.- Graham (2002).

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

## 2.4 Inferencia de las propiedades bariónicas de la muestra.

Para poder pasar de la luminosidad y brillo (parámetros medidos) de una galaxia a su masa y densidad (parámetros inferidos), es necesario saber, de manera cuantitativa, como es que los fotones emitidos por las estrellas de estas galaxias trazan su masa total. Este factor es conocido como el cociente masa estelar-luminosidad:  $\Upsilon_{\lambda} = M_{*}/L_{\lambda}$ .

El cociente  $M_{*}/L_{\lambda}$  depende de la forma como el gas se transforma en estrellas y como éstas evolucionan. El primer aspecto tiene que ver con la ley de formación estelar, la historia de acreción del gas y la función inicial de masa. El segundo es parte de la teoría de evolución estelar. Los modelos de síntesis de población estelar toman en cuenta ambos aspectos y nos dicen finalmente cuanta luminosidad ( $L_{\lambda}$ ) se tiene por unidad de masa en estrellas ( $M_{*}$ ). Bell & de Jong (2001) realizan esta modelación de manera muy completa. Nos habremos de basar en sus resultados.

La explicación completa de la modelación presentada por estos autores se llevaría muchas páginas, al no ser este el objetivo del presente estudio, solo se resumirán los aspectos más relevantes, enfocando la explicación en los puntos importantes para esta tesis.

La modelación consiste en describir la evolución de un disco gaseoso (sin considerar un bulbo o una barra) planteando una ley potencial de formación estelar (parametrizada en función del brillo superficial central) y una ley de evolución química (asumiendo la aproximación de reciclaje instantáneo (IRA)). La obtención de los colores se realiza sobre la base de un modelo de síntesis de población estelar desarrollado por Bruzual y Charlot (2001) en el que se asume una función inicial de masa de Salpeter (1955). Para establecer una comparación más directa entre los discos modelados y las galaxias reales, los autores se aseguraron de utilizar únicamente modelos con un rango en luminosidades y brillos similar al usual en galaxias observadas. En total, este estudio presenta seis modelos diferentes (es decir, seis diferentes combinaciones de parámetros); se utilizarán los resultados provenientes del más completo, el último de ellos; se trata de un modelo sin caída o salida de material que considera explosiones de supernova (bursts), la época de formación del disco depende de la masa bariónica inicial, y una variación de la tasa de formación estelar cada 0.5 Gyr (giga-años). Los autores de este estudio afirman que las conclusiones de su trabajo no dependen de la elección del modelo, sólo pequeñas diferencias cuantitativas son de esperarse. De modo que los resultados que obtendremos más adelante no serían muy diferentes a los que se hubiesen encontrado de haber usado un modelo distinto al elegido aquí.

Una vez que se obtuvo el cociente  $M_{*}/L$  a partir del modelo, se estudiaron las dependencias del mismo con parámetros básicos como la luminosidad, el brillo central, la fracción de gas y el color. Aunque en todos los casos se encuentra una tendencia, es con el color con el que se encuentra la relación más estrecha. Aunque la relación con el color es muy clara, la dependencia del cociente con el brillo superficial parece indicar que las galaxias HSB y LSB deben ser tratadas de manera distinta (especialmente en la banda K, ver fig. 1 de su artículo), los resultados parecen indicar un cociente constante para las galaxias de bajo brillo. Por esta razón se decidió utilizar las conclusiones de este estudio únicamente para galaxias de tipo HSB.

En base a la tabla presentada por Bell y de Jong, se calcularon los coeficientes de la relación entre el cociente y el color con una forma funcional del tipo:  $\text{Log}(M_{*}/L) = a_{\lambda} + b_{\lambda} \text{Color}$ .

Como se mencionó anteriormente, la observación de la luminosidad en la banda K permite tener una estimación del grueso de la población estelar en la galaxia y por tanto es la banda adecuada para inferir la masa total de estrellas.

Considerando todo lo anterior, el valor de  $\Upsilon_K$  para las galaxias HSB depende del color según la fórmula:

$$\Upsilon_K = 10^{-0.91+0.21(B-K)} \quad (2.56)$$

Para las galaxias de tipo LSB, se utilizará el estudio semi-empírico de Verheijen que aparece en su tesis doctoral. Las diferentes descomposiciones de la curva de rotación que realiza Verheijen (con halos pseudoisotermos y Hernquist) con su muestra, indican que el valor de  $\Upsilon_K$  aumenta para galaxias azules. Tomando el modelo de halo Hernquist, se analizó la figura resultante del estudio de delimitación del valor de  $M_*/L$  de acuerdo a la curva de rotación, obteniéndose las siguientes relaciones para el cociente  $M_*/L_K$ :

$$\Upsilon_K = 2.75 - 0.75(B - K), \quad B - K \leq 3 \quad (2.57)$$

$$\Upsilon_K = 0.5, \quad B - K > 3 \quad (2.58)$$

Cabe mencionar que toda esta metodología para calcular el valor de  $\Upsilon$  podría parecer exagerada y quizá muy rebuscada como para tomarse como un resultado general. Es claro que en la actualidad aun no existe un acuerdo global para la determinación de esta cantidad. Sin embargo, y debido a su importancia, se pretendió obtener una formulación seria que tomará en cuenta las conocidas interdependencias de esta cantidad con algunas otras fundamentales. De cualquier manera, es probable que este planteamiento podría alterar resultados de relaciones fundamentales, haciéndolos dependientes de la metodología utilizada; a lo largo de esta tesis se analizarán los resultados que podrían verse afectados por esta causa.

*Masa Estelar ( $M_*$ ).* La masa estelar total de una galaxia es simplemente el producto de su luminosidad en la banda K por  $\Upsilon_K$ :  $M_*[M_\odot] = \Upsilon_K L_K[L_\odot]$ .

*Densidad Superficial Central de las estrellas ( $\Sigma_*$ ).* Esta dada en unidades de  $M_\odot/pc^2$ :  $\Sigma_* = \Upsilon_K \Sigma_{0,K}$ .

*Radio de escala de las estrellas ( $h_*$ ).* Puesto que la banda K traza de manera apropiada la masa de las estrellas, es entonces de esperarse que también trace su distribución, siendo así, se asumirá que  $h_* \approx h_K$ .

*Masa del gas ( $M_g$ ).* La masa total de gas es estimada a partir de la masa total de átomos de hidrógeno en la galaxia:  $M_g = \eta M_{HI}$ ; el factor  $\eta$  cuantifica la fracción que representa  $M_{HI}$  de todo el gas en la galaxia. Puesto que el hidrógeno atómico representa la proporción dominante de los elementos constitutivos del gas, seguido por la contribución del hidrógeno molecular ( $H_2$ ), podemos despreciar el resto de elementos y suponer:

$$\eta = 1.4 \left[ 1 + \frac{M_{H_2}}{M_{HI}} \right] \quad (2.59)$$

El factor 1.4 toma en cuenta la contribución del Helio, el segundo elemento más abundante después del hidrógeno. Puesto que la medición de hidrógeno molecular es observacionalmente complicada, entonces es necesario obtener una estimación de la misma a partir de otras propiedades más fácilmente medibles. En este sentido, McCaugh & de Blok (1997) (en base a un trabajo de Young & Scoville), establecen que el cociente  $M_{H_2}/M_{HI}$  es función del tipo morfológico:

$$\frac{M_{H_2}}{M_{HI}} = 3.7 - 0.8T + 0.043T^2 \quad (2.60)$$

con una validez únicamente en el intervalo:  $2 < T < 10$ ; para galaxias fuera de este intervalo se tomó  $\eta = 1.4$ .

*Radio de escala del gas ( $h_g$ ).* Supondremos que el gas presente en la galaxia sigue una distribución exponencial de masa, al igual que las estrellas. Sin embargo asumiremos que la concentración del gas es mucho menor, es decir, el gas es mucho más disperso y se extiende hasta regiones muy externas, de esta manera consideraremos que  $h_g \approx 3h_K$ .

*Brillo superficial central del gas* ( $\Sigma_g$ ). Tiene las mismas unidades que  $\Sigma_*$ . Ya que se ha supuesto que la densidad del gas sigue una distribución exponencial, entonces deberá obedecer a la relación de Freeman:  $M_g = 2\pi\Sigma_g h_g$ . A partir de esta ecuación se obtuvo  $\Sigma_g$ .

*Propiedades globales del disco.* La masa total del disco es simplemente:  $M_d = M_* + M_g$ , su brillo central superficial es:  $\Sigma_d = \Sigma_* + \Sigma_g$ . Para obtener el radio de escala del disco ( $h_d$ ), se utilizó la relación de Freeman y los parámetros para las estrellas y el gas:

$$2\pi\Sigma_d h_d = M_d = M_* + M_g = 2\pi(\Sigma_* h_*^2 + \Sigma_g h_g^2) \quad (2.61)$$

Ya que  $h_* \approx h_K$  y  $h_g \approx 3h_K$  entonces:

$$h_d^2 = h_K^2 \left[ \frac{\Sigma_* + 9\Sigma_g}{\Sigma_d} \right] \quad (2.62)$$

En la Tabla 2 se presentan las cantidades compuestas inferidas descritas arriba para la muestra final de galaxias de la Tabla 1. En la columna (1) aparece el nombre de la galaxia. Las columnas (2) y (3) contienen la masa estelar de la galaxia y el brillo superficial central estelar. Las columnas (4) y (5) contienen estos mismos parámetros pero para la parte gaseosa. La columna (6) presenta la fracción total de gas ( $f_g$ <sup>12</sup>). Las columnas (7), (8) y (9) dan la masa, el brillo superficial central y el radio de escala del disco respectivamente. Las columnas (10), (11) y (12) se refieren a cantidades que habrán de ser definidas y utilizadas en el capítulo tercero.

---

<sup>12</sup>Definida como:  $f_g = M_g/M_d$ .

Tabla 2.2: Parámetros estelares, gaseosos y bariónicos inferidos.

Nombre	$LgM_*$ <sup>a</sup>	$Lg\Sigma_*$ <sup>b</sup>	$LgM_g$ <sup>c</sup>	$Lg\Sigma_g^d$	$\zeta_e^e$	$LgM_d^f$	$Lg\Sigma_d^g$	$h_d^h$	$V_d/V_l^i$	$M_{dyn}/M_d^j$	$M_{dyn}/L_B^k$
U89	11.33	2.63	10.11	0.84	0.06	11.35	2.64	6.06	0.61	2.08	4.79
U242	10.67	2.74	10.06	1.22	0.20	10.77	2.75	3.87	0.70	3.21	6.94
U334	9.99	1.49	9.94	0.63	0.47	10.26	1.54	8.46	0.56	4.69	10.92
U438	11.25	3.22	10.31	1.41	0.10	11.29	3.23	3.95	0.92	1.75	5.36
U490	11.12	2.83	10.57	1.45	0.22	11.23	2.84	5.56	0.81	2.13	8.08
U628	10.04	1.47	9.96	0.49	0.45	10.30	1.51	9.54	0.42	9.40	22.08
U1305	10.99	2.73	10.10	0.94	0.11	11.04	2.74	5.34	0.65	3.73	13.98
U1577	10.92	2.28	10.69	1.29	0.37	11.12	2.32	8.79	0.62	3.48	11.31
U1719	11.37	2.58	10.71	1.12	0.18	11.46	2.59	9.38	0.54	4.55	14.50
U2064	10.72	2.44	10.30	1.10	0.28	10.86	2.46	6.17	0.79	2.66	7.59
U2081	9.78	1.87	9.64	0.81	0.42	10.01	1.90	4.43	0.53	5.87	13.14
U4308	10.63	2.55	10.33	1.35	0.34	10.81	2.57	5.03	0.72	3.14	6.42
U4368	10.56	2.51	10.35	1.38	0.38	10.77	2.54	5.03	0.69	3.43	8.02
U4375	10.34	2.72	9.66	1.12	0.17	10.42	2.73	2.71	0.67	3.78	9.04
U4422	11.16	2.25	10.51	0.92	0.18	11.25	2.27	9.65	0.43	5.82	16.67
U5103	10.95	2.90	10.55	1.63	0.29	11.09	2.92	4.57	0.82	2.33	4.97
U5303	10.32	2.36	9.78	0.86	0.22	10.43	2.38	4.26	0.59	5.03	9.67
U5510	9.99	2.66	9.82	1.57	0.40	10.21	2.70	2.24	0.71	3.30	6.22
U5554	10.12	2.88	8.83	0.72	0.05	10.14	2.88	1.56	0.60	4.17	10.48
U5633	9.39	1.68	9.36	0.67	0.48	9.67	1.72	3.83	0.44	9.33	23.44
U6028	9.41	2.49	9.71	1.91	0.67	9.89	2.59	1.73	0.68	3.56	7.63
U6453	9.94	2.73	9.96	1.91	0.51	10.25	2.79	2.01	0.66	3.59	9.36
U6460	10.16	2.74	9.51	1.12	0.18	10.25	2.75	2.26	0.80	2.78	4.40
U6746	11.54	2.81	10.08	0.53	0.03	11.56	2.81	8.12	0.56	4.18	14.81
U7169	10.23	2.95	10.05	1.90	0.40	10.45	2.99	2.02	0.79	2.53	3.71
U7315	10.06	3.26	8.88	1.15	0.06	10.09	3.26	1.00	0.84	2.32	7.13
U7523	10.32	2.66	9.13	0.65	0.06	10.35	2.66	2.41	0.77	2.21	6.07
U7901	10.22	3.16	9.79	1.84	0.27	10.36	3.18	1.46	0.60	4.28	9.06
U8279	10.44	2.87	10.09	1.65	0.31	10.60	2.90	2.67	0.76	2.65	5.95
U8865	10.63	2.26	9.77	0.58	0.12	10.69	2.27	5.65	0.48	6.03	11.84
U9481	10.65	2.39	10.57	1.45	0.45	10.91	2.44	6.49	0.81	2.41	6.65
U9926	10.76	3.05	9.86	1.33	0.11	10.81	3.06	2.61	0.72	2.51	5.15
U9943	10.65	2.92	9.99	1.42	0.18	10.73	2.94	2.86	0.76	2.48	4.87
U10083	10.34	2.59	9.79	1.20	0.22	10.45	2.60	3.02	0.79	2.29	3.51
U10445	9.59	2.36	9.56	1.40	0.48	9.87	2.41	2.13	0.67	3.88	8.99
U11628	11.43	2.82	10.38	0.99	0.08	11.47	2.83	6.92	0.64	2.99	9.83
U11872	10.48	3.40	9.89	2.05	0.20	10.58	3.42	1.28	0.85	1.73	4.09
U12343	11.19	2.64	10.53	1.11	0.18	11.28	2.65	7.52	0.66	3.44	9.79
U12511	10.30	2.28	10.63	1.83	0.68	10.80	2.41	5.89	0.55	5.15	19.15
U12614	10.93	2.71	10.32	1.15	0.20	11.03	2.72	5.60	0.80	2.71	5.17
U12638	10.93	2.28	10.42	0.88	0.24	11.05	2.30	8.98	0.55	5.17	13.91
U12654	10.57	2.45	10.34	1.31	0.37	10.77	2.48	5.43	0.70	3.37	7.42
U6399	9.11	1.78	9.17	0.88	0.54	9.44	1.83	2.57	0.47	7.99	21.95
U6446	9.12	2.22	9.42	1.32	0.66	9.60	2.27	2.05	0.68	4.58	15.14
N3726	10.26	2.60	10.22	1.57	0.48	10.54	2.64	3.63	0.73	3.35	5.51
N3769	9.81	2.73	9.94	1.96	0.57	10.18	2.80	1.91	0.84	2.40	8.36

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Tabla 2.2: Continúa.

Nombre	$LgM_*$ <sup>a</sup>	$Lg\Sigma_*$ <sup>b</sup>	$LgM_p$ <sup>c</sup>	$Lg\Sigma_p$ <sup>d</sup>	$\zeta_p$	$LgM_d$ <sup>f</sup>	$Lg\Sigma_d$ <sup>e</sup>	$h_d$ <sup>h</sup>	$V_d/V_l$ <sup>i</sup>	$M_{dyn}/M_d$ <sup>j</sup>	$M_{dyn}/L_B$ <sup>k</sup>
N3877	10.52	2.92	9.60	1.09	0.11	10.57	2.93	2.55	0.86	2.24	4.12
N3893	10.47	2.89	10.15	1.70	0.32	10.64	2.92	2.71	0.76	2.64	5.32
N3917	10.09	2.36	9.57	0.91	0.23	10.20	2.37	3.21	0.61	4.47	7.42
N3949	10.07	2.89	9.79	1.78	0.35	10.25	2.92	1.70	0.72	2.86	4.40
N3953	10.98	2.96	9.90	0.99	0.08	11.01	2.96	3.95	0.83	2.23	5.83
N3972	9.81	2.62	9.43	1.26	0.30	9.96	2.63	1.88	0.67	4.14	8.39
U6917	9.64	2.01	9.40	0.83	0.37	9.84	2.04	3.13	0.50	6.65	13.62
U6923	9.44	2.21	9.07	0.92	0.30	9.59	2.23	1.85	0.68	3.51	6.50
N3992	10.82	2.80	10.25	1.27	0.21	10.93	2.81	4.56	0.61	4.72	8.98
U6983	9.73	2.06	9.82	1.22	0.55	10.08	2.12	3.78	0.62	4.46	12.68
N4051	10.22	2.79	9.75	1.35	0.26	10.34	2.81	2.38	0.78	2.98	4.47
N4088	10.49	2.85	10.12	1.56	0.30	10.64	2.87	2.99	0.80	2.59	5.32
N4100	10.53	2.92	10.12	1.55	0.28	10.67	2.93	2.93	0.80	2.73	5.17
N4102	10.55	3.34	9.32	1.31	0.06	10.58	3.34	1.39	0.86	1.67	6.76
N3718	10.64	2.33	10.01	0.89	0.19	10.73	2.35	5.42	0.45	6.67	11.35
N3729	10.31	3.11	9.29	1.11	0.09	10.35	3.11	1.69	0.97	1.91	5.50
U6773	9.01	1.90	8.70	0.70	0.33	9.19	1.93	1.62	0.65	3.85	7.09
U6818	9.05	1.97	9.13	1.08	0.55	9.39	2.03	1.94	0.58	5.26	14.72
N3985	9.44	2.66	8.98	1.21	0.26	9.57	2.67	1.15	0.79	2.95	3.81
U7089	9.28	1.82	9.40	0.92	0.57	9.65	1.87	3.18	0.68	4.00	11.50
U7094	8.74	1.93	8.92	1.08	0.60	9.14	1.99	1.55	0.99	1.91	6.32
N4117	9.53	2.22	9.12	1.22	0.28	9.67	2.26	1.55	0.36	7.80	22.07
N4138	10.40	3.28	8.85	0.94	0.03	10.41	3.28	1.22	0.80	1.94	7.04
N4218	8.97	2.74	8.63	1.46	0.32	9.13	2.76	0.61	0.76	2.92	3.42
N4220	10.30	3.16	9.13	1.10	0.06	10.32	3.17	1.43	0.70	3.15	5.39
U128	10.05	1.62	10.16	0.73	0.56	10.41	1.67	9.57	0.39	12.24	35.99
F563-V2	9.54	2.11	9.60	1.18	0.54	9.87	2.16	2.93	0.83	2.66	7.34
F568-3	9.85	1.96	9.82	0.95	0.49	10.14	2.00	4.75	0.56	5.87	14.11
F574-1	9.86	1.65	9.83	0.82	0.49	10.15	1.71	6.07	0.55	4.87	12.36
F583-1	9.11	1.67	9.52	1.43	0.72	9.67	1.87	2.94	0.52	5.56	26.16
Vía Láctea	10.64	2.82	10.09	1.38	0.22	10.75	2.83	3.40	0.67	3.42	10.50
Andromeda	11.09	3.07	10.05	1.08	0.08	11.13	3.07	4.26	0.83	2.54	6.83

<sup>a</sup> Masa estelar total (disco+bulbo) en  $M_\odot$ .

<sup>b</sup> Densidad estelar superficial central en  $M_\odot \text{pc}^{-2}$ .

<sup>c</sup> Masa total de gas en  $M_\odot$ .

<sup>d</sup> Densidad superficial central de gas en  $M_\odot \text{pc}^{-2}$ .

<sup>e</sup> Fracción de gas ( $M_g/(M_g + M_*)$ ).

<sup>f</sup> Masa bariónica total ( $M_* + M_g$ ) en  $M_\odot$ .

<sup>g</sup> Densidad superficial central del disco en  $M_\odot \text{pc}^{-2}$ .

<sup>h</sup> Radio de escala del disco (estelar+gaseoso) en kpc.

<sup>i</sup> Cociente velocidad de disco-velocidad total.

<sup>j</sup> Cociente masa dinámica-masa bariónica a  $5h_d$ .

<sup>k</sup> Cociente masa-luminosidad en la banda B a  $5h_d$  ( $M_\odot/L_B$ ).

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

## § Capítulo 3

# Contenidos de materia oscura y bariónica: correlaciones con propiedades fundamentales

En este capítulo se estudiarán los contenidos de materia luminosa y oscura presentes en las galaxias de disco y como dependen estos contenidos de las propiedades fundamentales de las galaxias. En la primera sección se presentará una síntesis histórica sobre el problema de la materia oscura y sobre la necesidad de su introducción para explicar las propiedades dinámicas de las estructuras presentes en el universo, desde las escalas más pequeñas (vecindad solar) hasta las más grandes (grupos y cúmulos de galaxias). Puesto que las galaxias de disco representan el objeto de estudio de la presente tesis, el resto del capítulo estará dedicado enteramente al análisis del papel de la materia oscura en su dinámica. Para ello se plantearán los modelos teóricos y empíricos elaborados para la caracterización de los halos de materia oscura. Una vez planteados, se combinarán con las expectativas teóricas de los componentes luminosos de la galaxia y así compararemos esta modelación sencilla con los resultados obtenidos a partir de las propiedades observadas de la muestra de galaxias descrita en el Capítulo 2. También se compararán los resultados observacionales con los obtenidos a partir de un modelo seminumérico complejo de formación y evolución galáctica dentro del escenario jerárquico CDM. El resto del capítulo se dedicará a la comparación teórico-observacional de los resultados obtenidos y al establecimiento de las conclusiones que de ellos emanan.

### 3.1 El problema de la materia oscura.

La comparación entre la estimación dinámica de la masa de un sistema de objetos cósmicos y el estudio de la luminosidad proveniente de la población de cuerpos que lo constituyen, muestra que existe una discrepancia mayúscula entre la masa asociada a los objetos luminosos y aquella responsable de su campo gravitacional. Históricamente esta diferencia ha sido notada en problemas distintos en un rango amplio de escala; los estudios dinámicos de las fuerzas y campos actuantes en la vecindad solar, en las galaxias, en los grupos y cúmulos de galaxias y en el Universo entero, indican que existe una mayor cantidad de materia inferida dinámicamente de la que puede ser atribuida a componentes conocidos (materia bariónica). Si hemos de suponer que la ley de gravitación universal de Newton es válida en estas escalas, entonces la única solución a tal discrepancia es la introducción de materia adicional, carente de interacción electromagnética (por lo que se le llama oscura) y capaz de generar campo gravitacional.

Aunque se han planteado otras alternativas para explicar este problema, la principal de ellas

basada en una teoría de gravitación modificada ("Modified Newtonian Dynamics" (MOND), Milgrom (1983)), la investigación actual está encausada a reconocer la existencia de la materia oscura y a establecer su naturaleza y propiedades. En esta tesis se asumirá tal postura. Se iniciará entonces por describir brevemente los estudios que se han realizado para llegar a conclusiones sobre la existencia de la materia oscura, principalmente en las galaxias de disco.

- Antecedentes Históricos.

Uno de los primeros en plantear el concepto de materia oscura fue Fritz Zwicky a principios de la década de los 30's, quien al medir la dispersión de velocidades de las galaxias contenidas en el cúmulo de Coma, descubrió que la masa total de los componentes en este cúmulo no era suficiente para mantener gravitacionalmente unido al sistema: las velocidades de dispersión eran demasiado grandes; así que sugirió que parte de la materia total presente en el cúmulo debería ser invisible. Cuando esta idea fue planteada, la mayoría de los científicos no estuvo dispuesto a creer en ella. Durante la subsiguientes décadas, se realizaron trabajos similares para otros cúmulos así como grupos de galaxias (ej. Kahn & Woltjer 1959). Los resultados siempre indicaban presencia de más masa que la inferida de la parte luminosa.

También surgieron evidencias de materia oscura a nivel teórico: los discos en simulaciones numéricas se destruyen rápidamente; la presencia de un halo oscuro de materia "caliente" logra estabilizarlos dinámicamente (Ostriker & Peebles 1973). Sin embargo, la prueba más directa y contundente de la existencia de halos de materia oscura en las galaxias llegó a finales de los años 70 con las curvas de rotación observadas en *HI*.

La noción de materia oscura dentro y alrededor de las galaxias espirales fue desarrollada de manera lenta. Esto se debió a la dificultad en la comprensión de la población estelar en las galaxias y la forma en que contribuyen a la masa total de estos sistemas. Ha sido en épocas recientes que se ha logrado un mejor entendimiento en esta cuestión y estamos ahora en una mejor posición para sustentar las ideas planteadas desde la década de los 30's. En 1970, K.C. Freeman presentó un artículo ya clásico en el que en base a una ley sencilla realiza un esquema que es capaz de describir las propiedades fotométricas de las galaxias de disco. A partir de ello, desarrolla la dinámica que resulta de estos discos modelados y compara tal modelación con las observaciones que se tenían hasta ese momento para 4 galaxias dominadas por el disco. Sobre dos de ellas concluye que los datos observacionales y las expectativas de su modelación concuerdan entre sí, sin embargo, para las otras dos afirma que si los datos dinámicos observacionales (obtenidos en la línea de 21 cm) son correctos, entonces debe existir una cantidad de masa no detectada al menos de la misma magnitud a la detectada y con una distribución radial muy diferente a la exponencial obedecida por los componentes luminosos.

El paso de la distribución de luz al de la distribución de masa, requiere la introducción del cociente  $M/L$  estelar ( $T_*$ ) y de su comportamiento radial a lo largo de la galaxia. Aunque se ha sugerido que es probable que este cociente no sea constante en función del radio (Baldwin 1975), no parece haber razones teóricas para justificar tal hipótesis (que llevada a sus extremos puede explicar las curvas de rotación observadas) y actualmente se supone generalmente una  $T_*$  constante con el radio.

En la década de los 80's, el desarrollo de las técnicas de observación permitió obtener mejores datos observacionales, a partir de los cuales podían obtenerse perfiles de brillo de buena precisión. La suposición de la constancia de  $T_*$  combinada con estos perfiles se traduce directamente en una curva de rotación esperada para el disco galáctico. La comparación entre esta curva y la obtenida observacionalmente (a través de la cinemática trazada por las líneas de hidrógeno en 21 cm y  $H\alpha$  principalmente) dió la primera noción cuantitativa de la cantidad de materia que debía estar en

forma de materia oscura y la distribución radial que debería tener. De hecho, como se describió en el capítulo anterior, la curva de rotación típica observada se aplana después de alcanzar el máximo, mostrando el mismo comportamiento hasta las regiones observadas más externas; este comportamiento es totalmente inexplicable únicamente por la distribución exponencial que siguen las partes luminosas de la galaxia; aun la inclusión de la componente gaseosa y otras componentes menos significativas no puede explicar tal exceso de materia en las partes externas.

A partir de ese momento, los esfuerzos de las investigaciones al respecto se han enfocado en descubrir la naturaleza de esta materia y en encontrar modelos teóricos o empíricos que permitan cuantificar la masa restante y su distribución. Pero ¿qué es la materia oscura? Existen dos posibilidades: que sea materia bariónica o no bariónica. Los estudios observacionales y teóricos indican que el segundo tipo tiene que ser dominante.

• *Materia oscura bariónica*

Los estudios astronómicos permiten determinar la densidad de materia visible en el universo. Las principales componentes visibles en el mismo, son las galaxias formadas básicamente por estrellas, gas caliente y tibio, tanto en cúmulos de galaxias como en los filamentos, y huecos, gas frío, etc. Recientemente Fukugita, Hogan & Peebles (1998) realizaron un extensivo censo de las componentes bariónicas en el Universo, concluyendo que la mayor parte de los bariones al día de hoy están aun en forma de gas ionizado; las estrellas y sus remanentes son una componente relativamente pequeña. La contribución a la densidad del Universo por parte de cada una de las componentes luminosas se expresa comúnmente en unidades de la densidad crítica  $\rho_c$ :

$$\Omega \equiv \frac{\rho}{\rho_c} = \frac{8\pi G}{3H^2} \rho \quad (3.1)$$

donde  $\rho$  es la densidad de la componente dada y  $H$  es el parámetro de Hubble. Usando esta definición y suponiendo  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ , Fukugita et al. encuentran que los parámetros de densidad correspondientes a las estrellas en las galaxias, al gas frío y al plasma caliente son respectivamente: 0.00415, 0.00063 y 0.0166, de tal manera que el parámetro de densidad total de la materia visible es:

$$\Omega_{\text{vis}} = \Omega_* + \Omega_{g,fr} + \Omega_{g,cal} \approx 0.02 \quad (3.2)$$

Por otro lado, las observaciones de abundancias de elementos ligeros (Helio, Deuterio, Litio, etc.) combinadas con la teoría de la nucleosíntesis primigenia de la Gran Explosión, fijan el parámetro de densidad total de los bariones  $\Omega_{\text{bar}}$ . Las determinaciones más recientes basadas en la abundancia del Deuterio en líneas de absorción a cuasares arrojan un valor de  $\Omega_{\text{bar}} h^2 \approx 0.021$  (Kirkman et al. 2001), que para  $h = 0.7$  implica  $\Omega_{\text{bar}} \approx 0.04$ . Las mediciones recientes de las anisotropías de la radiación cósmica de fondo a pequeñas escalas angulares ofrecen también la posibilidad de determinar  $\Omega_{\text{bar}}$  con gran exactitud; los últimos resultados del satélite WMAP implican  $\Omega_{\text{bar}} h^2 \approx 0.022$  que para  $h = 0.7$  dan  $\Omega_{\text{bar}} \approx 0.04$  (Bennett et al. 2003).

Como se vé, entre la densidad de la materia visible y la materia bariónica total hay una diferencia aproximadamente de un factor 2. Podría ser que los astrónomos están perdiendo en sus conteos galaxias de muy bajo brillo superficial o gas difícil de detectar. Por otro lado, la contribución de objetos bariónicos oscuros conocidos (enanas café, hoyos negros, etc.) seguramente contribuye a disminuir esta diferencia. De todos modos es importante recalcar que la contribución de los bariones en total no supera el  $\sim 4\%$  de la densidad crítica del Universo.

<sup>1</sup>La densidad crítica es aquella que corresponde al modelo cosmológico crítico o Einstein-de Sitter; en este modelo el Universo tiene curvatura cero (es plano espacialmente), carece de constante cosmológica y se expande por siempre tendiendo a una velocidad de expansión igual a cero con  $t \rightarrow \infty$

• *Materia oscura no bariónica*

Desde un punto de vista astronómico podemos preguntarnos cuál es la fracción de la masa luminosa con relación a la dinámica en las galaxias, hasta donde se observa la galaxia visible; éste será uno de los temas a tratar en el presente capítulo. Uno de los resultados que se obtendrá más adelante muestra que el cociente entre la masa luminosa y oscura en las galaxias de disco hasta el radio óptico se encuentra en un rango de 0.2 a 1.0, dependiendo básicamente del brillo superficial; lo cual implica que la materia oscura al radio óptico en las galaxias es hasta 5 veces mayor que la luminosa. Sin embargo, hay muchas evidencias de que los halos oscuros se extienden 10-20 veces más allá del disco óptico, un ejemplo de ello es el estudio de las órbitas de galaxias satélites y cúmulos globulares alrededor de nuestra galaxia y otras galaxias cercanas. Recientemente estudios con lentes gravitatorias han mostrado que los halos alrededor de las galaxias de disco son en efecto 20-30 veces más masivos que la galaxia visible (Schmidt et al.2001). Si este cociente, aproximadamente de 1/25, para la masa luminosa entre la masa total inferido para las galaxias se mantiene a nivel de todo el Universo, implicaría que  $\Omega_{bar}/\Omega_{MO} \approx 0.0042$ , donde  $\Omega_{MO}$  es el parámetro de densidad de la materia oscura. ¿Es éste realmente el cociente que se infiere de la dinámica a grandes escalas?

A grandes escalas la densidad de materia se infiere de estudios de las velocidades peculiares (desviaciones del flujo de Hubble) de las galaxias así como de las abundancias de cúmulos de galaxias. Los resultados, producto de décadas de estudio, muestran típicamente valores para  $\Omega_m$  (bariones+materia oscura) entre 0.2 y 0.5 con el valor más probable de 0.3. Si combinamos este resultado con la contribución total de los bariones a la densidad del Universo ( $\Omega_{bar} \approx 0.04$ ), entonces  $\Omega_{bar}/\Omega_{MO}$  a grandes escalas es del orden de 0.15, indicando que la fracción de bariones en las galaxias de disco es un factor  $\sim 3 - 4$  menor que la fracción universal. En efecto, simulaciones cosmológicas recientes han mostrado que al día de hoy sólo  $\sim 40\%$  de los bariones están atrapados en halos galácticos. El resto es aún gas caliente en filamentos y huecos. Por otro lado, del gas atrapado en los halos galácticos, aproximadamente sólo el 50% cae al disco (Van den Bosch 2002). Por tanto, de la fracción universal  $\Omega_{bar}/\Omega_{MO}$ , en los discos sólo se encuentra un  $\sim 25\%$  de ella; resultado que coincide con las inferencias observacionales.

Por otro lado, se han realizado estudios para determinar cuál es la geometría espacial del Universo, es decir, si es plano ( $\Omega = 1$ ), abierto ( $\Omega < 1$ ) o cerrado ( $\Omega > 1$ ). Este tipo de estudios está basado en una idea muy simple, consiste en medir la suma de los ángulos internos de un triángulo imaginario en el Universo. El triángulo debe ser de grandes dimensiones para poder determinar las cantidades angulares con precisión; si esta suma es  $180^\circ$ , la geometría será plana, si es mayor será cerrada y menor en caso de ser abierta. Hasta ahora el triángulo de mayor escala que podemos medir está dado con la Tierra en uno de sus vértices y los otros dos en la superficie opaca de hidrógeno ionizado que delimita la región visible del universo, la responsable de la emisión de la radiación cósmica de fondo (CMB). Imágenes de esta superficie revelan un conjunto de manchas cuyo tamaño angular puede predecirse teóricamente, corresponde al primer pico del espectro de potencias de la radiación cósmica de fondo (CMB) y deberá valer  $0.5^\circ$  para una geometría plana. Las observaciones más recientes de los experimentos BOOMERanG, WMAP y otros, midieron este pico característico y encontraron un valor muy cercano a  $0.5^\circ$ , lo que ha llevado a afirmar que  $\Omega$  es de hecho igual a 1.

Si las observaciones de la geometría espacial del universo apuntan a que  $\Omega \approx 1$  y la cota superior observacional para la densidad de materia en el universo es de  $\Omega_m \approx 0.3$ , entonces existe un déficit de densidad de alrededor de 0.7 que no puede ser explicado con la materia presente en el universo.

La cantidad restante de densidad necesaria para producir  $\Omega = 1$  está asociada a la constante cosmológica  $\Lambda$ , que Einstein introdujo originalmente para producir soluciones estáticas a sus ecua-

ciones de campo. Su efecto global es el de producir una expansión acelerada en el universo (contraria al efecto gravitacional), asociada teóricamente a la presión negativa del vacío; la contribución de este término sería cercana al 70% ( $\Omega_\Lambda \sim 0.7$ ) y es conocida con el nombre de energía oscura. Los estudios observacionales más contundentes que apuntan hacia la existencia de la energía oscura son los que analizan las supernovas de tipo IA a diferentes épocas en el universo. La idea consiste en utilizar el brillo tan intenso de estos objetos y su valor absoluto estimado de otras mediciones para conocer su distancia relativa a diferentes épocas. Los resultados muestran que las supernovas más lejanas son menos brillantes y por tanto más distantes de lo que se esperaba para un Universo en desaceleración. Sugiriendo entonces que la tasa de expansión del Universo esta acelerandose, lo que indicaría la existencia de energía oscura con presión negativa. Los ajustes dan un valor de:  $\Omega_\Lambda = 0.75 \pm 0.1$  (Bahcall et al.1999).

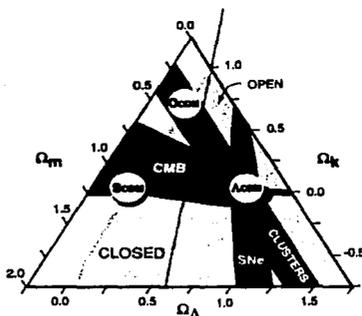


Fig. 3.1: Este triángulo representa los límites observacionales para el valor de  $\Omega$  y de sus componentes. Se muestran los intervalos delimitados por las observaciones en el Universo actual (franja con el nombre: "clusters", relativa a los estudios sobre cúmulos a escalas grandes en el Universo), el Universo intermedio (franja con el nombre: SNeIa, relativa al estudio de las supernovas de tipo Ia) y en el Universo temprano (franja con el nombre CMB, relativa al estudio de la radiación cósmica de fondo). Las cotas de la observación de cúmulos indican un Universo con baja densidad de materia, las de la observación de SNIa indican un Universo en aceleración y las de la observación de CMB apuntan hacia un Universo plano. Las tres bandas independientes se intersectan en el modelo de concordancia:  $\Omega_k = 0$ ,  $\Omega_m = 0.3$  y  $\Omega_\Lambda = 0.7$ . La curvatura del Universo esta cuantificada por  $\Omega_k \propto k/H^2$ , donde  $k$  es la curvatura y  $H$  la constante de Hubble. En un modelo de Universo plano,  $\Omega_k = 0$ .

Todos los resultados observacionales que se han mencionado, y algunos otros, apuntan hacia la definición del llamado modelo de concordancia. En él, la geometría espacial del universo es plana:  $\Omega = 1$ , siendo la densidad total de la materia:  $\Omega_m = 0.3$  y el resto asociada a la constante cosmológica. La figura 3.1 ilustra como las cotas de los experimentos observacionales delimitan los valores de las componentes de  $\Omega$  apuntando hacia el modelo de concordancia.

**Naturaleza de la materia oscura no bariónica.**

A menos que las leyes fundamentales de la gravedad no estén aún correctamente formuladas, las observaciones astronómicas muestran que en el Universo existe mucho más materia capaz de

crear campo gravitacional que la que existe en forma de bariones. Este hecho desemboca en una las preguntas más actuales y fundamentales de la física y la cosmología: ¿de qué está constituida esta materia? Aunque existen varios tipos de teorías y modelos que intentan explicar los aspectos más fundamentales de la materia y la gravedad, lo más aceptado actualmente es que la materia oscura sí existe y que ella está constituida por partículas elementales no bariónicas, principalmente aquellas que se predicen en las teorías de superunificación y supersimetría, por lo que se las llama genéricamente partículas SUSY (del inglés "Super Symmetry"). Son varias docenas los potenciales candidatos y ninguno de ellos ha sido aún detectado en laboratorio aunque existe un creciente número de experimentos en todo el mundo que busca descubrirlas. También hay candidatos que se predicen en otros contextos teóricos (los axiones por ejemplo).

Las teorías de supersimetría son extensiones del modelo estándar de unificación de los campos fuerte, electromagnético y débil. A fin de resolver el problema de la jerarquía, se introduce un número igual de bosones y fermiones con los mismos acoplamientos. En el caso de la supersimetría mínima se tiene el menor número de partículas de pareja supersimétrica. Entre los candidatos que surgen están los gravitinos, fotinos, S-neutrinos, axinos y otros, sin embargo la partícula más viable es el *neutralino* (son cuatro especies), cuya masa estimada oscila entre 50 y 500 GeVs. Actualmente hay más de una docena de experimentos enfocados a la detección de esta partícula, basados en que la misma al chocar frontalmente con los núcleos puede producir un retroceso en ellos, el cual a su vez, induce transiciones electrónicas en el átomo capaces de ser medidas (ver reseñas recientes y referencias ahí sobre teoría, experimento y observación en Olive 2003, Turner 2002).

Desde el punto de vista de formación de estructuras, la materia exótica es conveniente dividirla en tres tipos: fría, tibia y caliente. Esta división está sujeta a si las partículas han sido relativistas durante mucho o poco tiempo. Una partícula se dice relativista cuando su energía cinética o temperatura asociada es mayor a su energía en reposo:

$$AkT_x > \frac{m_x c^2}{2}, \quad (3.3)$$

donde  $k$  es la constante de Boltzman,  $A$  es una constante cercana a la unidad,  $T_x$  y  $m_x$  son la temperatura y la masa de la partícula y  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío. En las épocas en que las partículas son relativistas,  $T_x$  es similar a la temperatura de la radiación; esta última decrece con el tiempo por la expansión como  $T_{\text{rad}} \propto t^{-1/2}$ . Por lo tanto la época en que  $AkT_x$  se hace igual a  $m_x c^2/2$ , el tiempo en el que es "no relativista", escala inversamente proporcional al cuadrado de  $m_x$ :  $t_{n.r.} \propto m_x^{-2}$ ; mientras más masiva es la partícula más pronto se vuelve fría. Como veremos más abajo el hecho de cuándo las partículas se vuelven no relativistas tiene profundas implicaciones en la formación de estructuras cósmicas. Por lo tanto, de acuerdo a sus masas, las partículas pueden ser:

- *Materia Oscura Fría (CDM)*,  $m_x > \text{GeV}$ ; el principal candidato, y el más buscado por los físicos, es el neutralino. También fue un candidato muy aceptado el axión, el cual tiene una masa casi despreciable,  $10^{-9} \text{eV}$ , sin embargo nace por construcción frío en una ruptura de simetría dentro de la cromodinámica cuántica. Se han encontrado recientemente ciertas inconsistencias teóricas para esta partícula.
- *Materia Oscura Tibia (WDM)*,  $m_x \geq 0.5 \text{ KeV}$  hasta decenas de MeVs; los principales candidatos son el neutrino estéril y el neutrino derecho con masas alrededor del KeV o más. Hay experimentos que buscan detectar estas partículas.
- *Materia Oscura Caliente (HDM)*,  $m_x$  hasta de algunas centenas de eVs; el principal candidato es el neutrino. De hecho es la única partícula de materia oscura exótica demostrada experimentalmente y predicha dentro del modelo estándar de partículas. Sin embargo los neutrinos

3.1. EL PROBLEMA DE LA MATERIA OSCURA.

parecen tener masas muy pequeñas, según recientes experimentos, inferiores al eV para la especie más abundante que es el neutrino electrónico. Con estas masas, la contribución de los neutrinos a la densidad del Universo es muy pequeña,  $\Omega_\nu \approx 0.007$ , similar a la de las galaxias luminosas pero mucho menor que la  $\Omega_{din}$ .

Cabe notar que existen también otros candidatos a materia exótica de naturaleza diferente a la de las de partículas elementales. Ellos son principalmente las gotas de quarks y los hoyos negros primigenios. Los primeros son núcleos gigantescos de quarks (y no así de nucleones) que pueden haberse formado en la transición cromodinámica por una sobreproducción de quarks extraños, lo cual hace posible que los quarks no terminen formando nucleones sino que puedan existir en estado libre. Recientemente se reportó haber inferido sismos epilineaes a partir de una extensa base de datos de eventos sísmicos reportados en muchas estaciones a lo largo del planeta. Estos sismos tienen la característica del paso por la Tierra de un objeto de algunas toneladas de masa y sólo algunas micras de radio, lo cual está dentro del rango de las propiedades predichas para las gotas de quarks. Este tipo de materia oscura se comporta para fines prácticos como CDM.

**Origen de las estructuras cósmicas.**

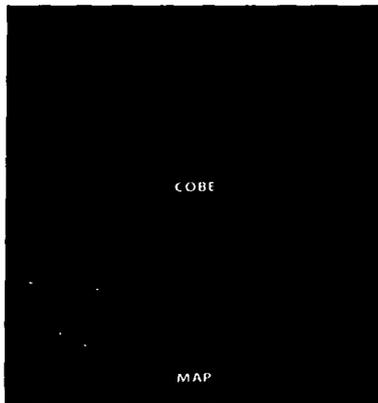


Fig. 3.2: Ambas son imágenes del universo primigenio, 380,000 años después del Big-Bang (hace 13 billones de años aproximadamente). En 1992 la misión COBE (Cosmic Background Explorer) de la NASA detecto por primera vez los patrones que forma la luz emitida por el universo en esas épocas (mostrados con diferentes tonos de gris en la figura). El satélite WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) muestra con mucho mayor detalle la imagen mostrada por el satélite COBE. La comparación entre ambas imágenes es consistente, la del WMAP es 35 veces más detallada que la del COBE. Son las pruebas más fecientes de fluctuaciones primigenias en el Universo.

El paradigma central de la teoría de formación de estructuras en el Universo es que éstas provienen de la evolución gravitacional de tenues perturbaciones primigenias. Estas perturbaciones tienen que ser tan tenues que el Principio Cosmológico (homogeneidad e isotropía del Universo)

siga siendo válido. La existencia de perturbaciones primigeneas sale de la capacidad predictiva de la teoría de la Gran Explosión. Es la teoría inflacionaria la que llegó a ofrecer un marco conceptual para entender su origen: ellas provienen de las fluctuaciones cuánticas del vacío cosmológico, el cual luego da cae en materia y produce la expansión inflacionaria del Universo. La evidencia observacional directa de la existencia de estas fluctuaciones se reveló en la radiación cósmica de fondo, el fósil más antiguo del Universo que observan los astrónomos (fig. 3.2). La amplitud de las anisotropías (fluctuaciones) es de una parte en  $10^4 - 10^5$ , es decir, son realmente tenues, incluso ya a una edad del Universo de 400.000 años, la época de la recombinación.

La **evolución de las perturbaciones** presenta los regímenes lineal, cuasilineal y no lineal. La transición al régimen no lineal se da cuando la densidad promedio de la fluctuación es mayor al doble de la densidad del Universo ( $\delta \equiv (\rho_{hala} - \rho_{univ})/\rho_{univ} \approx 1$ ). La evolución de las fluctuaciones de interés (escalas galácticas) es lineal hasta épocas muy posteriores a la recombinación. De acuerdo a su escala, las fluctuaciones después de la inflación tienen dos épocas relevantes en su evolución:

- a). Cuando están fuera del horizonte (régimen suprahorizonte), es decir sus extremos no están causalmente conectados. En este caso son más bien perturbaciones a la métrica del espacio-tiempo y no es relevante de qué componentes materiales estén constituidas. Un análisis relativista, teniendo especial cuidado en las definiciones de norma, muestra que  $\delta$  evoluciona cinemáticamente (ver por ej. Kolb & Turner 1990, cap. 9). Durante el dominio de la radiación,  $\delta \propto a^2$ , y durante el dominio de la materia,  $\delta \propto a$ , donde  $a$  es el factor de escala. Las escalas galácticas cruzan el horizonte en épocas cuando aún domina la radiación.
- b). Cuando están dentro del horizonte (régimen subhorizonte), es decir cuando el tamaño físico de la fluctuación ya es menor a la distancia que recorrió un fotón hasta la edad cósmica en cuestión ( $\ell \lesssim ct$ , donde  $\ell$  es el tamaño físico y  $t$  el tiempo cósmico). Por ende, mientras más pequeña es la fluctuación inicial, más pronto cruza el horizonte. Al haber ya conexión causal, se establece toda la microfísica (presión, viscosidad, transporte radiativo, disipación, etc.). En este caso las fluctuaciones ya son en densidad y es crucial de qué están compuestas pues de ello dependerá cómo evolucione su contraste de densidad.

Para estudiar la evolución de las fluctuaciones subhorizonte se realiza un análisis perturbativo. La gravedad de la región sobredensa tenderá todo el tiempo a incrementar su contraste de densidad. En el caso en que las fluctuaciones estén constituidas por **bariones y radiación**, el gradiente de presión del fluido (básicamente la presión radiativa) se opone a la gravedad. Es fácil mostrar que, tras un análisis perturbativo a la Jeans (ver por ej. Padmanabhan 1993; Kolb & Turner 1990), las fluctuaciones con escalas menores al tamaño del horizonte son gravitacionalmente estables durante el dominio de la radiación. Por lo tanto, las fluctuaciones subhorizonte de bariones congelan la evolución de su  $\delta$  al cruzar el horizonte. De hecho, la solución matemática muestra que estas perturbaciones oscilan gravito-acústicamente. A tiempos muy anteriores a la recombinación, el acoplamiento entre materia y radiación es perfecto por lo que el fluido (plasma) materia-radiación es ideal. Sin embargo, a medida que el Universo se expande, la radiación se enfría adiabáticamente y el acoplamiento con la materia se hace más imperfecto, en el caso límite, se desacopla por completo en la época de la recombinación ( $z \approx 1080$ ,  $t \approx 400.000$  años). El hecho de que la radiación se vá desacoplando de la materia (difusión fotónica) provoca que las oscilaciones gravito-acústicas disipen energía y se amortigüen. Este proceso, descubierto por Silk (1968), provoca que las fluctuaciones se borren. El cálculo detallado muestra que hasta la recombinación todas las fluctuaciones de escalas menores a  $\approx 10^{13} M_{\odot}$  se borran por el amortigüamiento de Silk, planteando un grave conflicto para un Universo donde domine la materia bariónica: ¿cómo explicar entonces la formación de las galaxias?

La escuela soviética, liderada por Yacob Zel'dovich, desarrolló un escenario de fragmentación por inestabilidades térmicas de las fluctuaciones que sí sobreviven (las de escalas mayores a  $\approx 10^{13} M_{\odot}$ ) que podía explicar la formación de las galaxias (el escenario de los "pancakes"). Sin embargo, la amplitud que luego se midió en la radiación cósmica de fondo para estas fluctuaciones es muy pequeña implicando que su fragmentación apenas estaría dando origen a las galaxias en el presente, cosa que contradice toda observación.

Los cosmólogos en el Occidente, entre ellos el mexicano Carlos Frenk, propusieron entonces que una manera de lograr la formación de galaxias es suponiendo que en el Universo domina la materia oscura exótica. Esta materia no interactúa electromagnéticamente, por lo tanto, las fluctuaciones constituidas de esta materia no tienen una presión radiativa que se oponga a su evolución gravitacional y, mucho menos, no sufrirán del amortiguamiento de Silk. Esta propuesta venía respaldada con la creciente evidencia astronómica de la existencia de grandes cantidades de materia oscura en el cosmos (ver subsección previa) y de la afinidad de la teoría inflacionaria a la existencia de partículas supersimétricas.

De todos modos, incluso las fluctuaciones de materia oscura exótica sufren un proceso de amortiguamiento llamado de flujo libre. Mientras las partículas oscuras sean relativistas, estas viajan por sus geodésicas y pueden fluir libremente por escalas menores al horizonte ( $\approx ct$ ), borrando toda perturbación de tamaños menores al del horizonte al tiempo cósmico  $t$  (ver por ej. Padmanbhan 1993). Si las partículas se vuelven no relativistas muy temprano (CDM, ver subsección anterior), entonces sobreviven al amortiguamiento por flujo libre prácticamente todas las escalas, mientras que si son calientes (HDM), pueden borrarse las escalas galácticas. De acuerdo a lo dicho en la subsección previa, el hecho que las partículas sean del tipo CDM, WDM o HDM, depende básicamente de su masa. Aproximadamente se tiene la siguiente situación:

$$\begin{aligned}
 \text{CDM} : \quad m_x &\sim 50 \text{Gev} \rightarrow M_{\min} \approx 10^4 M_{\odot} \\
 \text{WDM} : \quad m_x &\sim 1 \text{Kev} \rightarrow M_{\min} \approx 10^{10} M_{\odot} \\
 \text{HDM} : \quad m_x &\sim 1 \text{ev} \rightarrow M_{\min} \approx 10^{14} M_{\odot}
 \end{aligned}
 \tag{3.4}$$

donde  $M_{\min}$  es la masa del horizonte a la época en que la partícula se vuelve no relativista, por ende, es la mínima masa que sobrevive al flujo libre; escalas mayores no se borran. Como se ve, para el escenario HDM, otra vez surge el problema de formación de galaxias por lo que fue descartado tempranamente. Por economía se estudió el caso extremo de CDM donde sobreviven todas las escalas de interés cosmológico, suponiendo además que estas partículas son totalmente no colisionales. Este es el escenario por excelencia usado para explicar la estructura a gran escala del Universo y la formación de galaxias. Cuando las fluctuaciones entran en su régimen no lineal de evolución gravitacional, el proceso es altamente complejo por lo que tiene que ser atacado principalmente con métodos numéricos en poderosas computadoras.

*El escenario jerárquico CDM.* El punto de partida para estudiar la formación de estructuras cósmicas ya autogravitantes a través de simulaciones numéricas no lineales, es el espectro de potencias de las fluctuaciones a un tiempo avanzado, la recombinación por ejemplo. Como se vio, si las fluctuaciones están dominadas por CDM, sobreviven todas las escalas cosmológicas. Sin embargo, incluso para estas fluctuaciones existe un proceso de estancamiento (pero no borrado) en su evolución, en la época cuando domina la radiación ( $\rho_{\text{rad}} \gg \rho_{\text{mat}}$ ). En estas épocas la dinámica de la expansión del Universo está controlada por  $\rho_{\text{rad}}$ , por lo tanto, el tiempo característico de estiramiento de una fluctuación (en su régimen lineal se expande junto con el Universo, aún no es autogravitante) es  $t_{\text{exp}} \sim (G\rho_{\text{rad}})^{-1/2}$ ; el tiempo característico de contracción por la gravedad de la fluctuación es  $t_{\text{contr}} \sim (G\rho_{\text{mat}})^{-1/2}$ . Debido a que  $\rho_{\text{rad}} \gg \rho_{\text{mat}}$ , tenemos que  $t_{\text{exp}} < t_{\text{contr}}$ ,

es decir que en lo que la fluctuación intenta contraerse por su gravedad, la expansión del Universo dominada por la radiación lo evita. Este fenómeno se conoce como "estancamiento por expansión" y provoca que todas las fluctuaciones que cruzaron el horizonte antes de la igualdad (es decir las de tamaños menores al horizonte a esa época,  $M_{hor}(t_{ig}) \approx 10^{13} M_{\odot}$ ) congelen su evolución gravitacional; recordemos que las escala mayores al horizonte están a todo evolucionar. Este fenómeno deja una profunda huella en el espectro de potencias procesado y, como se mostrará en §4.1, en una de las relaciones más importantes de las galaxias, la relación de Tully-Fisher.

La inflación predice un espectro de potencias inicial definido, el así llamado invariante de escala o de Harrison-Zel'dovich. Si en vez de hablar del espectro de potencias (que se expresa en el espacio de Fourier) pasamos a una cantidad más física como es la varianza de ese espectro, tenemos que después de la inflación la varianza del campo de fluctuaciones escala inversamente proporcional al cuadrado del tamaño  $\ell$  (que es proporcional a la raíz cúbica de la masa  $M_{\ell}$ ). La varianza se puede interpretar como el exceso medio cuadrático de masa de una fluctuación de tamaño  $\ell$ ,  $\sigma \equiv \langle \delta M/M \rangle_{\ell}$  ( $\sigma$  es proporcional a  $\delta$ ). Entonces:

$$\langle \frac{\delta M}{M} \rangle_{\ell, in} \propto \frac{1}{\ell^2} \propto \frac{1}{M_{\ell}^{2/3}} \quad (3.5)$$

Las fluctuaciones todo el tiempo están aumentando su amplitud mientras están fuera del horizonte (ver más arriba), pero aquellas que cruzan el horizonte mientras domina la radiación, congelan su evolución por el "estancamiento por expansión"; entonces a escalas menores a  $M_{hor}(t_{ig})$ ,  $\langle \delta M/M \rangle_{\ell}$  se hace casi constante (en realidad decrece logarítmicamente con la masa). Escalas mayores, no sufren ya del estancamiento por expansión y conservan la forma original (3.5). Claro, si las fluctuaciones fuesen de bariones o HDM, escalas menores a  $M_{hor}(t_{ig})$  se habrían borrado por completo ya sea por el amortiguamiento de Silk o por el del flujo libre, respectivamente. Entonces, para el CDM, a la época de la recombinación,  $\langle \delta M/M \rangle_{\ell}$  se comporta de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \langle \frac{\delta M}{M} \rangle_{\ell, rec} &\propto \frac{1}{\ell^2} \propto \frac{1}{M_{\ell}^{2/3}}, & M_{\ell} > M_{hor}(t_{ig}) &\approx 10^{13} M_{\odot} \\ \langle \frac{\delta M}{M} \rangle_{\ell, rec} &\propto \frac{1}{\log(\ell^3)} \propto \frac{1}{\log(M_{\ell})}, & M_{\ell} < M_{hor}(t_{ig}) & \end{aligned} \quad (3.6)$$

En la fig. 3.3 se resume esta situación.

De lo dicho se infiere que la formación de estructuras en un Universo dominado por CDM es jerárquica, es decir, las primeras estructuras en colapsar gravitacionalmente son las más pequeñas, pues son las más densas (contrastadas). A escalas galácticas este proceso ocurre con relativa coherencia temporal pues la diferencia en  $\langle \delta M/M \rangle_{\ell}$  entre las diferentes escalas galácticas es pequeña. Incluso antes de que se enunciará por completo el modelo CDM, ya se había trabajado sobre un escenario de formación de estructuras jerárquico. Dos trabajos han sido pioneros y seminales en esta dirección: el de Press & Schechter (1974) que plantea una aproximación analítica para calcular el proceso de agregación jerárquica de las estructuras cósmicas y así estimar el número de las mismas por unidad de volumen de acuerdo a su masa a cualquier época; el otro trabajo es el de White & Rees (1978) que plantea el problema de la formación de las galaxias luminosas dentro de halos oscuros ensamblados jerárquicamente "a la Press-Schechter".

En los años 80 del siglo pasado el entusiasmo por el escenario jerárquico CDM cundió con intensidad y se empezaron a realizar los primeros cálculos numéricos en supercomputadoras. La virtud de este escenario es que, de dominar la materia oscura fría (CDM), la formación de las estructuras cósmicas en su primera fase es un proceso principalmente gravitacional; la materia oscura exótica no interactúa a nivel electromagnético ni consigo misma, por lo tanto, no son importantes

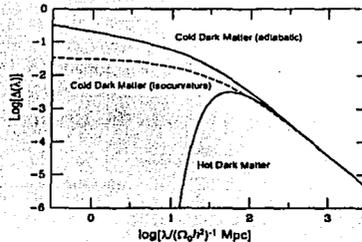


Fig. 3.3: Se muestra el espectro de potencias observado a alguna época después de la época de igualdad entre materia y radiación (Kolb & Turner 1990). En lugar de la masa, la abscisa está dada en términos de la longitud de onda ( $\lambda$ ) asociada a la fluctuación. La ordenada muestra la amplitud de la fluctuación según la escala  $\lambda$ . Los tres modelos muestran el espectro asociado a los modelos CDM y HDM, asumiendo que las fluctuaciones son adiabáticas y para un modelo de isocurvatura CDM. En todos los casos, se hace la suposición de que el espectro de entrada es de la forma Harrison-Zeldovich,  $|\delta_k|^2 \propto k$ . La normalización en la amplitud es arbitraria.

los fenómenos hidrodinámicos y térmicos. Es después que la materia bariónica es atrapada en los pozos potenciales de las estructuras oscuras (halos, filamentos, paredes) y dentro de ellas, debido a su capacidad disipativa, puede perder energía y caer al centro donde alcanzará densidades tales que la formación estelar sea posible.

Los aciertos de los cálculos numéricos fueron asombrosos y poco a poco fueron refinándose y combinándose con el creciente número de nuevos datos observacionales. A finales de los 90, el escenario jerárquico CDM alcanzó el nivel de teoría predictiva, por lo menos en lo que se refiere a propiedades de la estructura de gran escala del Universo (ver una reseña al respecto en Frenk 2002). Por otro lado, el modelo inflacionario, íntimamente asociado al escenario jerárquico, fue demostrado indirectamente a través de una serie de pruebas, principalmente provenientes del estudio de las anisotropías de la radiación cósmica de fondo (ver una reseña reciente muy completa en Kamionkowski 2003). En la fig. 3.4, tomada del consorcio cosmológico Virgo (C. Frenk, director), se presenta un esquema que sintetiza los principales ingredientes del escenario jerárquico de formación de estructuras.

El escenario jerárquico CDM ofreció un poderoso marco teórico para estudiar la formación y evolución de galaxias. La principal idea es que la materia bariónica es jaloneada gravitacionalmente por los potenciales gravitacionales de la materia oscura. Esta, luego de un proceso de colapso y relajamiento gravitacional, forma estructuras en equilibrio virial que crecen continuamente ya sea por acreción o por fusiones. La materia bariónica atrapada en estos halos es capaz de perder energía y continuar colapsando. Debido a que los halos de materia oscura tiene cierto momento angular inicial (muy pequeño), el gas bariónico que contienen, que se contráe mucho más, llegará un momento que entrará en equilibrio centrífugo formando un disco en rotación denso donde la formación estelar se dispara. Si el momento angular inicial es despreciable o hay transporte del mismo durante el colapso del gas, éste puede no formar el disco pero sí un esferoide altamente denso donde también se dispara la formación estelar en fases violentas. Los esferoides también pueden formarse del choque entre discos. Firmani & Avila-Reese (2003) ofrecen una reseña reciente sobre la formación y evolución de galaxias en el contexto cosmológico. Los modelos que se presentarán más adelante, y con los cuales se compararán nuestros resultados observacionales, son dentro del

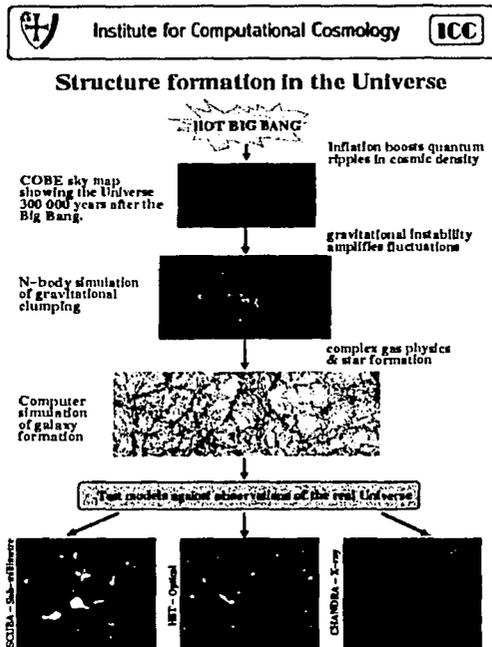


Fig. 3.4: Se muestra el paradigma actual sobre la formación de estructuras en el Universo. Se inicia con la gran explosión (Big Bang), que de acuerdo a la teoría inflacionaria, dio origen a las fluctuaciones de densidad primigenias en el Universo antiguo (mostradas en la imagen capturada por el satélite COBE, cuando el universo tenía unos 400 000 años de existencia). A partir de ese momento, las inestabilidades gravitacionales amplifican las fluctuaciones y los primeros objetos individuales comienzan a formarse y a agruparse en grandes cúmulos (las simulaciones de N-cuerpos muestran esta etapa). A través de un proceso complejo que involucra física de gas y formación estelar, las galaxias luminosas emergen. La estructura a gran escala en el universo que resulta del seguimiento teórico de este paradigma a través de las simulaciones computacionales, se verifica con observaciones de gran campo en diferentes bandas del espectro electromagnético: El satélite SCUBA, que analiza longitudes de onda submilimétricas, el telescopio espacial Hubble para la región óptica y el satélite CHANDRA en la región de rayos X.

TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

escenario jerárquico.

En resumen, dentro del marco cosmológico, la formación y propiedades de las estructuras cósmicas, en particular las galaxias, depende de los parámetros cosmológicos y de las componentes materiales del Universo; el tipo de partícula oscura determinará las propiedades de las galaxias. Por ahora el candidato más aceptado es de tipo CDM, aunque como veremos en esta tesis, podría ser que se requieran ligeras modificaciones al escenario a fin de lograr mejor acuerdo entre las propiedades observadas de las galaxias y las predichas en modelos que toman como punto de partida el escenario jerárquico CDM.

### 3.2 Descomposición de curvas de rotación y halos de materia oscura

Una vez que se ha planteado una introducción sobre la naturaleza de la materia oscura, la física de la formación de galaxias y sobre los modelos cosmológicos predominantes en la actualidad, regresaremos al tema sobre la descripción del hipotético halo oscuro que rodea a las galaxias espirales, responsable del aplanamiento de la curva de rotación observado en las regiones externas.

La observación de la curva de rotación en las galaxias espirales constituye la base más fuerte para plantear la existencia de los halos de materia oscura. En forma más detallada, el procedimiento que origina tal idea es el siguiente: Una vez que se han obtenido el perfil de brillo de una galaxia y su curva de rotación, es de esperarse que podamos pasar de uno a otro utilizando el cociente  $M/L$  estelar ( $\Upsilon$ ); para ello, se parte del perfil de brillo y puesto que la luz en el disco muestra una distribución radial exponencial, el perfil de velocidad decaerá exponencialmente una vez que se alcance el máximo (siempre y cuando  $\Upsilon$  sea una constante radial<sup>2</sup>), volviendo imposible la descripción de la curva total únicamente con la parte luminosa. La amplitud de la parte luminosa está dada por el valor de  $M/L$ ; el criterio más usado para establecer este valor es conocido como "disco máximo" (Maximum Disk), consiste en asumir que la parte luminosa contribuye de manera máxima a la curva de rotación, entonces el cociente masa-luminosidad es ajustado para que esto ocurra sin superar el valor de la curva total. Aun con esta maximización solo la parte central de la curva total puede explicarse generalmente; respecto al aplanamiento en la parte externa es necesario apelar a la materia oscura.

#### 3.2.1 Componente luminosa

En 1970, Freeman estableció el formalismo teórico para describir el perfil de velocidad que tiene una distribución exponencial de masa en un disco infinitamente delgado. Si la distribución de la densidad de masa esta dada por:  $\Sigma_d(r) = \Sigma_{d,0} e^{-r/h_d}$ , entonces el perfil de velocidad de esta distribución es:

$$V_d^2(r) = 4\pi G \Sigma_{d,0} h_d y^2 [I_0(y) K_0(y) - I_1(y) K_1(y)] \quad (3.7)$$

donde  $y = r/2h_d$ ,  $I_n(y)$  y  $K_n(y)$  con  $n = 0, 1$  son las funciones modificadas de Bessel de grados 0 y 1. La masa del disco a un radio  $r$  esta dada por:

$$M_d(r) = 2\pi \int_0^r \Sigma_d(r) dr = M_d \left[ 1 - e^{-(r/h_d)} (1 + r/h_d) \right] \quad (3.8)$$

<sup>2</sup> Este hecho es usualmente justificado por la ausencia de gradientes de color en el disco galáctico. Como se estableció en el capítulo anterior,  $\Upsilon = M/L$  depende del color de la galaxia, podemos pensar entonces que de existir un gradiente en el color, el valor de  $\Upsilon$  dependería del radio. Observacionalmente esta hipótesis es verificada en base a los datos de la muestra de de Jong (1996), con ellos se encuentra que los gradientes son en realidad pequeños

donde  $M_d = 2\pi\Sigma_d h_d^2$  es la masa del disco extrapolada hasta infinito. El máximo de la curva de rotación se alcanza en  $r \approx 2.2h_d$ , entonces el valor de la velocidad al máximo del disco es, evaluando las funciones de Bessel en  $y = 1.1$ :

$$V_{d,m}^2 = 4\pi GK\Sigma_{d,0}h_d \quad (3.9)$$

con  $K \approx 0.193$ . La masa en el disco contenida hasta este radio es:  $M_d(\leq 2.2h_d) \approx 0.65M_d$ .

La ecuación (3.9) representa una muy buena aproximación al máximo de la curva de rotación del disco en galaxias espirales, sin embargo, el disco estelar observado en galaxias reales no es infinitamente delgado, tiene un grueso finito ocasionado por la evolución de inestabilidades gravitacionales presentes en él. La diferencia neta entre estos dos casos es el de una disminución de la energía rotacional del caso infinitamente delgado, al caso real, pues parte de esa energía es "ocupada" en mantener las orbitas de los cuerpos en la galaxia fuera de un plano. Por tanto, es de esperarse que la velocidad máxima real para un disco galáctico sea menor a la velocidad dada en la ecuación (3.9).

El potencial gravitacional de un disco de estas características no puede ser resuelto analíticamente, solo através de métodos numéricos se puede calcular. Sin embargo, puede encontrarse una aproximación muy cercana al cálculo exacto. Una de estas aproximaciones fue calculada por Newman (1980) (ver S. Casertano (1983)).

En base a los trabajos de van der Kruit & Searle (1981) sobre el análisis de la distribución de luz en 5 galaxias espirales (con  $0^\circ$  de inclinación), Casertano supone una distribución de masa en el disco de la forma:

$$\rho(r, z) = \rho_0 e^{-r/h_d} [h_d(z/z_0)]^{-2} \quad (3.10)$$

donde  $z$  se refiere a la coordenada perpendicular al plano de la galaxia, y  $z_0$  es el radio de escala vertical;  $z_0$  cuantifica el grueso de la galaxia. La corrección al caso infinitamente delgado es:

$$V_d^2 \approx V_d^2|_{z_0=0} + 2\pi G \ln(2) r \left[ \frac{d(z_0 \rho(r))}{dr} \right] \quad (3.11)$$

Una serie de estudios observacionales muestran que  $z_0$  es independiente del radio y es proporcional al radio de escala  $h_d$ . La constante de proporcionalidad varía de galaxia a galaxia, usualmente entre 0.1 y 0.25. Si suponemos el valor promedio que considera Casertano:  $z_0 = 0.2h_d$ , entonces podemos calcular el valor máximo de la curva de rotación en función del valor calculado para el disco infinitamente plano. Resolviendo la ecuación (3.11) se encuentra que:  $V_{d,m}(z_0 = 0.2h_d) \approx 0.95V_{d,m}(z_0 = 0)$ .

Esta aproximación es válida únicamente para la distribución de masa dada en la ecuación (3.10). Sin embargo esta distribución no es general a todas las galaxias espirales, otros estudios sugieren que la distribución de luz en el eje  $z$  es de la forma:

$$\rho(r, z) = \rho_0 e^{-r/h_d} \cosh^{-2}(z/z_0) \quad (3.12)$$

En base a esta distribución, Burlak, Gubina & Tyurina (1997) obtienen la siguiente aproximación:

$$\frac{V_{thick}}{V_{thin}} = 1 - 0.195 \frac{z_0}{h_d} \quad (3.13)$$

donde  $V_{thick}$  es la velocidad de rotación máxima para un disco de grueso finito,  $V_{thin}$  es la velocidad de rotación máxima para un disco infinitamente delgado. Suponiendo  $z_0 = 0.2h_d$ , entonces:  $V_{thick}(z_0 = 0.2h_d) \approx 0.96V_{thin}(z_0 = 0)$ .

Los valores calculados a la corrección de la velocidad en base a los trabajos de Casertano y Burlak et al. muestran una gran coincidencia entre sí. El resultado final es una disminución de entre 4% y 5% a la velocidad de rotación calculada según la ecuación (3.9).

Aunque pequeña, la corrección por grueso finito a la formulación teórica para la velocidad máxima de rotación permite un mejor acercamiento al valor real de esta cantidad en las galaxias de disco.

### 3.2.2 Componente oscura

- *Modelación Empírica.*

La forma más pragmática de explicar la curva de rotación observada en las galaxias de disco, bajo la hipótesis de la materia oscura, es introducir artificialmente una distribución esférica de masa dinámicamente caliente tal que sumada con la distribución de la materia luminosa reproduzca el perfil total de velocidad. La definición de este artificio necesita ser lo más general posible para poder ajustarse de buena manera a cualquier galaxia de disco.

#### *Halo pseudo-isotermo.*

En astronomía, el modelo de una esfera isoterma (sistema colisional o cuasi-colisional con temperatura constante) ha sido bastante usado en diferentes contextos. Resolviendo la ecuación de Boltzman para este caso, se obtiene un perfil de densidad de la forma  $\rho \propto r^{-2}$ . Bajo ciertos argumentos termodinámicos, King (ver Binney&Tremey 87) encontró una solución física que no diverge al centro. Un ajuste a estos modelos físicos es la así llamada esfera pseudo-isoterma cuya validez es más que todo el de una ley de ajuste. El trasfondo físico es que se trata de un sistema gravitacional con simetría esférica y en equilibrio virial donde la gravedad es soportada por la dispersión de velocidades de las partículas (en este sentido es un sistema dinámicamente caliente).

A fin de explicar la curva de rotación observada, se asume que la galaxia luminosa se encuentra sumergida en una esfera de materia oscura (halo), que solo interactúa gravitacionalmente con la materia observada. La distribución de masa de este halo en el caso pseudo-isotermo es:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + (r/r_c)^2} \quad (3.14)$$

donde  $\rho_0$  es la densidad central del halo (es decir, a un radio igual a cero) y  $r_c$  es llamado el "radio de core (núcleo)", definido como el radio al cuál la densidad del halo es igual a la mitad de la densidad central. A partir de esta ecuación se puede calcular la masa del halo hasta un radio dado, usando coordenadas esféricas:

$$M(r) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^r r'^2 \sin\varphi \rho(r') dr' d\varphi d\theta = \rho_0 4\pi r_c^2 \left[ r - r_c \arctan\left(\frac{r}{r_c}\right) \right] \quad (3.15)$$

Dada esta distribución de masa es fácil calcular el potencial gravitacional al cual estaría sometida una partícula de prueba. Suponiendo órbitas circulares, la velocidad circular de tal partícula sería:

$$V_{hl}^2 = \frac{GM(r)}{r} = 4\pi G \rho_0 r_c^2 \left[ 1 - \frac{r_c}{r} \arctan\left(\frac{r}{r_c}\right) \right] \quad (3.16)$$

La variación de los parámetros  $\rho$  y  $r_c$  permite, en principio, ajustar la contribución de la componente oscura para obtener la curva total observada. El aplanamiento en regiones externas observado en curvas de rotación reales puede ser explicado por este modelo, pues para  $r \gg r_c$ , predice una velocidad casi constante y cercana al valor asintótico:

$$V_\infty = \sqrt{4\pi G \rho_0 r_c^2} \quad (3.17)$$

En un trabajo ya clásico, Fall & Efstathiou (1980) establecieron un esquema de formación de discos bariónicos dentro de halos de materia oscura ya colapsados y relajados (virializados). La idea consiste en que el gas, que hasta el momento de la virialización del halo sigue una distribución de densidad y momento angular similar a la del halo, es capaz de disipar energía por procesos radiativos y colapsar más allá dentro del halo hasta entrar en equilibrio centrífugo. Suponiendo conservación detallada de momento angular, el radio del disco depende directamente del parámetro de giro  $\lambda$  inicial. Este parámetro, que mide el grado de soporte centrífugo de una estructura gravitacional dada ( $\lambda = \frac{v\omega}{\omega_{eq}}$ , donde  $\omega$  es la velocidad angular de la estructura, y  $\omega_{eq}$  es la velocidad que tendría que tener el sistema para estar soportado por la rotación), es muy pequeño para halos colapsados ( $\lambda \ll 1$ ), mostrando así que estos no están soportados por rotación. Sin embargo, para el gas que colapsa, por conservación del momento angular llegará un momento en que la velocidad de rotación será tal que el equilibrio centrífugo se establece (conforme el radio del disco va disminuye al colapsarse, la velocidad rotacional aumenta para mantener al momento angular constante). Por otro lado, se dice que un halo cosmológico está en equilibrio virial cuando la dispersión de velocidades de sus componentes es mayor que la velocidad radial,  $V_{rad}/\sigma_{rms} > 1$ .

El modelo de colapso esférico de fluctuaciones homogéneas en un Universo en expansión muestra que el halo se virializa cuando su densidad promedio es  $n$ -veces mayor a la densidad del Universo al momento de la virialización (colapso,  $t_{col}$ ), ver Padmanabhan (1993), sección 8). El factor  $n$  depende del modelo cosmológico, para el caso Einstein-de Sitter (Universo plano ( $\Omega = 1$ ) sin constante cosmológica),  $n \approx 180$ , es decir  $\bar{\rho}_{halo}(< r_v) \approx 180\rho_{univ}(t_{col})$ , donde  $r_{vir}$  es el radio virial del halo y  $\bar{\rho}_{halo}$  es la densidad promedio hasta ese radio,  $\bar{\rho}_{halo} \equiv M_v/(4/3)\pi r_v^3 = n\rho_{univ}(t_{col})$ . Para el caso Einstein-de Sitter,  $\rho_{univ} \equiv \rho_{crit} = 1.88 \times 10^{-29} h^2 \text{gr/cm}^3 \approx 136.11 \frac{M_{\odot}}{\text{kpc}^3}$ . Para otros universos  $\rho_{univ} = \Omega_m \rho_{crit}$ , donde  $\Omega_m$  es el parámetro de densidad de materia en el Universo. Como se vio en la sección 3.1, el Universo que mejor describe las observaciones es uno plano con constante cosmológica,  $\Omega_{\Lambda} \approx 0.7$  y  $\Omega_m \approx 0.3$ . Para este caso,  $n \approx 334$  (Eke et al. (1998)), por lo tanto:  $\bar{\rho}_{halo}(< r_v) \approx (334)(0.3)\rho_{crit}(t_{col})$ . Aunque la masa del halo pseudo-isotermo diverge, es posible "cortarla artificialmente" justamente hasta el radio virial. Siendo así, podemos definir un parámetro adimensional de concentración:  $c = r_v/r_c$ . Con él, y usando las ecuaciones anteriores es fácil mostrar que, para el modelo pseudo-isotermo:

$$\rho_0 = \frac{n}{3} \rho_{crit} \frac{c^3}{c - \arctan(c)} \quad (3.18)$$

Debido a que el modelo de colapso esférico es una idealización, se vuelve importante saber si el  $r_v$  que predice concuerda con resultados de simulaciones numéricas no-lineales. Eke et al. (1998) demostraron que así es, es decir que el valor de  $r_v$  predicho por el sencillo modelo de colapso esférico es justamente donde se cumple que  $V_{rad}/\sigma_{rms} \approx 1$ ; a radios mayores, ya dominan los movimientos radiales sobre los azarosos, es decir, la estructura no está ya en equilibrio virial

- *El halo cosmológico (NFW).*

La otra gran pregunta es cuál es realmente el perfil de densidad de los halos virializados en las simulaciones cosmológicas de materia oscura fría (CDM). Las simulaciones hasta antes de 1995 eran todavía de baja resolución y no permitían resolver bien los perfiles de densidad de los halos oscuros. Típicamente se encontraban perfiles cercanas al isotermo (ej. Frenk et al. (1988)) o del tipo de Hernquist (Dubinsky & Carlberg (1991); Warren et al. (1991)). En 1996 y 1997 Navarro, Frenk & White presentaron el mejor ajuste al perfil de densidad que obtuvieron en sus simulaciones CDM de alta resolución. Este perfil difiere del isotermo y es cercano al Hernquist (ver

más abajo). Paralelamente surgieron trabajos con modelación semianalítica donde se obtuvieron perfiles de densidad similares al NFW (ej. Avila-Reese, Firmani & Hernández (1998)).

El perfil NFW es independiente del modelo cosmológico y tiene la siguiente forma:

$$\rho(r) = \rho_{crit} \frac{\delta_0}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2} \quad (3.19)$$

donde  $r_s$  es un radio de escala, similar a  $r_c$  para el caso isoterma, y  $\delta_0$  es una densidad característica. Igual que antes, definimos el radio límite de un halo virializado,  $r_v$ , como el radio al cuál la densidad promedio es igual a  $n\rho_{crit}$ . Realizando la integral planteada en la ecuación (3.15), la masa del halo a un radio dado es:

$$M(r)_{NFW} = 4\pi\rho_{crit}\delta_0r_s^3 \left[ \frac{1}{1+cx} - 1 + \ln(1+cx) \right] \quad (3.20)$$

donde  $x = r/r_v$  y  $c = r_v/r_s$ . A partir de esta definición y utilizando el teorema del virial, obtenemos la curva de velocidad circular ( $V_{NFW}^2(r) = (GM_{NFW}(r))/r$ ). Utilizando la definición de masa virial y las ecuaciones (3.19) y (3.20), se obtiene:

$$\delta_0 = \frac{n}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - c/(1+c)} \quad (3.21)$$

Al igual que en el caso pseudo-isoterma, dos parámetros son necesarios para definir enteramente la dinámica del halo oscuro, la masa virial y la concentración. En realidad ambos están conectados:  $c$  decrece ligeramente con la masa:  $c(M_v) \approx 62.1(M_v/h^{-1}M_\odot)^{-0.06}$  (Eke et al. (2001)).

*Interacción entre la materia bariónica y la materia oscura.* El perfil de densidad (velocidad) pseudo-isoterma se ha usado como una fórmula de ajuste para la componente oscura en la descomposición de la curva de rotación. Por otro lado, el perfil NFW es una predicción de los modelos cosmológicos CDM.

En este caso, se propone que la formación de las galaxias ocurre dentro de los halos virializados. La materia bariónica que disipa energía y cae al centro, interactúa gravitacionalmente con la materia oscura jalándola hacia el centro y concentrando más la parte interna del halo.

Para analizar este efecto asumiremos que el halo oscuro responde de manera adiabática a la formación del disco bariónico y que mantiene su forma esférica al contraerse (Flores et al. (1993); Mo et al. (1998)); entonces el momento angular de las partículas individuales de materia oscura se conserva durante la contracción:  $r_i m V(r_i) = r_f m V(r_f)$ , donde  $m$  es la masa de alguna partícula de materia oscura en el halo, los subíndices  $f$  e  $i$  se refieren a la parte final e inicial de la contracción respectivamente. Este es un resultado directo del hecho de que, para orbitas periódicas,  $\oint p dq$  es un invariante, donde  $p$  es el momento conjugado de la coordenada  $q$ . Usando el teorema del virial podemos reducir la fórmula anterior a:

$$GM_f(r_f)r_f = GM_i(r_i)r_i \quad (3.22)$$

donde  $M_i(r_i)$  es la masa dada por la ecuación (3.20) y  $M_f(r_f)$  es la masa total final contenida hasta el radio  $r_f$ . La masa final es la suma de la masa de materia oscura contenida dentro del radio inicial  $r_i$  más la contribución de masa del disco exponencial:

$$M_f(r_f) = M_d(r_f) + M_i(r_i)(1 - f_d) \quad (3.23)$$

donde  $f_d$  es la fracción de masa bariónica contenida en la masa total del halo y  $M_d(r_f)$  esta dada por la ecuación (3.8).

Se supondrá también que los bariones tienen al inicio de la contracción el mismo perfil de densidad que la materia oscura (3.19). La energía del halo hasta el radio virial se obtiene calculando

la energía cinética total de las partículas contenidas en él; usando el teorema del virial y la ecuación (3.20) para el perfil NFW se obtiene:

$$E = -\frac{GM_v^2}{2r_v} f(c) \quad (3.24)$$

donde  $c$  es la concentración ( $c = r_v/r_s$ ) y  $f(c)$  es:

$$f(c) = \frac{c}{2} \left[ \frac{1 - 1/(1+c)^2 - 2\ln(1+c)/(1+c)}{[c/(1+c) - \ln(1+c)]^2} \right] \quad (3.25)$$

El momento angular total del disco hasta el radio virial, usando coordenadas polares, es:

$$J_d = \int_0^{r_v} rV(r)\Sigma_d(r)2\pi r dr \quad (3.26)$$

pues  $M_d(r) = \int_0^{2\pi} \int_0^r \Sigma_d(r)r dr d\theta$ , donde  $\Sigma(r) = \Sigma_{d,0} \exp(-r/h_d)$ . Si definimos  $M_d = 2\pi \Sigma_{d,0} h_d^2$  y  $u = r/h_d$ , entonces el momento angular del disco es:

$$J_d = M_d h_d \int_0^{r_v/h_d} e^{-u} u^2 V(h_d u) du \quad (3.27)$$

Es usual definir la cantidad de giro de una distribución de masa (o parámetro de giro "spin parameter") como una cantidad adimensional:

$$\lambda = \frac{J|E|^{1/2}}{GM^{5/2}} \quad (3.28)$$

donde  $J$  es el momento angular total del halo hasta el radio virial. Suponiendo que el momento angular del disco es una fracción del momento total del halo ( $J_d = j_d J$ ), entonces podemos combinar las ecuaciones (3.28), (3.27) y (3.24) para obtener:

$$h_d = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{j_d}{f_d} \right) \lambda r_v f(c)^{-1/2} f(r) \quad (3.29)$$

puesto que la densidad superficial del disco decae exponencialmente y  $r_v \gg h_d$ , entonces podemos aproximar el límite superior de la ecuación (3.27) a  $\infty$ . Con esta suposición  $f_r$  es:

$$f(r) = 2 \left[ \int_0^\infty e^{-u} u^2 \frac{V(h_d u)}{V_0} du \right]^{-1} \quad (3.30)$$

donde  $V_0 = V(r_v)$  es decir la velocidad circular al radio virial; supondremos que a este radio la distribución del halo no es alterada por la contracción debida al disco. La velocidad circular total es una suma cuadrática entre las contribuciones del disco ( $V_d$ ) y del halo ( $V_h$ ):

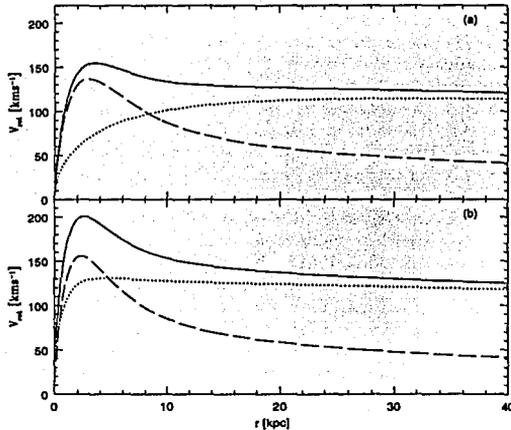
$$V^2(r) = V_d^2(r) + V_h^2 \quad (3.31)$$

donde:

$$V_h^2(r) = \frac{G\{M_f(r) - M_d(r)\}}{r} \quad (3.32)$$

El conjunto de ecuaciones de la (3.22) a la (3.32) definen el efecto a la velocidad de rotación de cada componente debido a la contracción gravitacional del halo causada por el disco. La solución completa a estas ecuaciones depende de los parámetros:  $M_v$ ,  $c$ ,  $\lambda$ ,  $f_d$  y  $j_d$ , que pueden entenderse

como las condiciones iniciales al momento de la formación de la galaxia. El procedimiento para resolver estas ecuaciones es iterativo (pues  $h_d$  depende de  $r$  que a su vez depende de  $h_d$ ); el primer paso consiste en encontrar el valor del radio de escala usando la ecuación (3.29), para ello se utiliza un método de convergencia, elegimos un valor  $f_1(r)$  ( $f_1(r)=1$  por ejemplo) y calculamos  $h_{d1}$ , tomamos este valor y calculamos  $f_2(r)$  que utilizamos en la ecuación (3.29) para calcular  $h_{d2}$ , se repite el proceso hasta converger a un valor final de  $h_d$  (dado algún criterio de convergencia). El radio de escala calculado se inserta en la ecuación (3.8) para definir por completo la masa del disco en función del radio (usando además que  $M_d = f_d M_0$ ). Con ello se combinan las ecuaciones (3.22), (3.23) y (3.20) para encontrar el valor del radio inicial de la contracción ( $r_i$ ) en función del radio final ( $r_f$ ). Con ello,  $M_f(r_f)$  es calculada y por tanto el perfil de velocidad de la componente oscura (3.32) queda calculado. Para la componente del disco solo necesitamos el valor de  $h_d$ , dado por la ecuación (3.29) y el valor de  $\Sigma_{d,0}$ , dado por:  $\Sigma_{d,0} = M_d / (2\pi h_d^2)$ , con ellos y usando la ecuación (3.7) obtenemos el perfil de velocidad del disco.



TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

Fig. 3.5: Descomposición de las curvas de rotación modeladas con un disco exponencial corregido homogéneamente por grosor finito en un 5%, con un halo NFW sin interacción gravitacional con el disco (panel (a)) y con interacción (panel (b)). La línea segmentada representa la contribución del disco luminoso, la línea punteada la del halo oscuro NFW y la sólida es la suma cuadrática de ambas contribuciones. Para este modelos se usó:  $M_0 = 3.5 \times 10^{11} M_\odot$ ,  $f_d = 0.05$  y  $\lambda = 0.05$ .

La inclusión de la interacción entre la materia bariónica y la materia oscura al momento de la formación del disco, nos permite tener un modelo sencillo más realista sobre el perfil total de velocidad de una galaxia de disco. A través de este modelo podemos entender de mejor manera las relaciones entre la materia oscura y la materia bariónica a la luz de parámetros globales como la masa del disco, la densidad superficial central y el radio de escala, parámetros que pueden obtenerse

de manera observacional.

### 3.3 Fracción de materia oscura y luminosa: dependencia de propiedades fundamentales

La culminación de las dos secciones anteriores es la presentación de un modelo simple para realizar la descomposición de la curva de rotación de una galaxia de disco sobre la base de una modelación teórica que toma en cuenta el escenario CDM para la formación del halo de materia oscura y que considera la interacción del disco y el halo. El propósito de todo este desarrollo es el de elaborar una base sólida sobre la cual podamos analizar resultados observacionales obtenidos para la muestra descrita en el Capítulo 2; con un estudio de esta naturaleza, podemos inferir propiedades de los halos de materia oscura en base a parámetros observacionales.

Una vez más, la situación ideal sería poder contar con las curvas de rotación de todas las galaxias de la muestra final; de esta manera podría hacerse un estudio de la distribución de la materia luminosa oscura en función del radio de la galaxia. Sin embargo este no es el caso para la mayoría de las galaxias en nuestra muestra. Además otros autores han puesto en juicio un análisis de este estilo pues los métodos de descomposición de la curva de rotación en componentes visibles (disco, bulbo y gas) y oscura son dependientes del modelo usado. Estos métodos, además de postular un cociente  $M/L$  estelar en la banda observada,  $T_\lambda$ , requieren de una suposición sobre el perfil del halo. Una técnica popular es fijar  $T_\lambda$  (supuesta constante) al valor más alto posible tal que la componente luminosa de la curva de rotación no genere una velocidad de rotación más alta de la que se observa en las regiones internas del disco, la llamada hipótesis de disco máximo; la parte restante de la curva observada es ajustada al modelo de halo supuesto. Como se vé, el resultado será dependiente del tipo de halo que se suponga y, en ciertos casos, el modelo puede converger a valores erróneos o no razonables para  $T_\lambda$  (Persic & Sallucci (1991)).

Métodos alternativos para explorar la cantidad de materia oscura en las galaxias se basan en parámetros globales observados y en las relaciones entre ellos (ej. Sallucci, Ashman & Persic (1991)). Estos métodos favorecen la significancia estadística sobre la precisión. En el presente capítulo seguiremos este tipo de métodos, infiriendo de las observaciones: (i) **parámetros globales relacionados a las cantidades de materia oscura y luminosa en las galaxias de disco, y** (ii) **explorando como estos parámetros varían con las propiedades galácticas.** Parte del análisis presentado aquí está íntimamente relacionado con el Plano Fundamental de las galaxias de disco. Sin embargo, un estudio diferente sobre esta relación será presentado en el capítulo cuarto. Los resultados que obtengamos serán comparados con predicciones de modelos de evolución galáctica en un escenario de agregación jerárquica de masa, para poder probar si la hipótesis de que los discos se forman dentro de halos CDM es realista o no.

*Masa dinámica y Masa bariónica.* En base a la dinámica rotacional total de una galaxia se define la masa esperada responsable del potencial gravitacional total en la galaxia; se le llama masa dinámica y esta dada por el teorema del virial. El inverso del cociente de esta cantidad entre la masa total de la galaxia visible a un mismo radio, nos da la fracción de materia bariónica hasta ese radio y su complemento es la fracción de materia oscura. Matemáticamente:

$$\frac{M_{\text{dyn}}(r)}{M_{\text{bar}}(r)} = \frac{V^2(r)r}{GM_{\text{bar}}} \quad (3.33)$$

Para nuestra muestra de galaxias sólo contamos con la velocidad al máximo ( $V_m$ ), es decir la velocidad circular ( $V$ ) definida al radio máximo ( $r_m$ ). Podemos suponer que  $r_m = xh_d$ , donde  $x$  cambia de galaxia en galaxia dependiendo del brillo superficial del disco, la contribución del bulbo

y el perfil de densidad del halo. Como primera aproximación, podemos suponer que  $x = 2.2$  para todas las galaxias<sup>3</sup>. Entonces requerimos definir  $M_{bar}$  a este radio, para así tener una aproximación del cociente  $(M_{dyn}/M_{bar})_{2.2h_d}$ .

La masa bariónica  $M_{bar}$ , estimada observacionalmente, es la suma de las estimaciones para la masa estelar y para la masa del gas que se obtuvieron a partir de la luminosidad en la banda K (bulbo+disco), y del flujo en la línea de 21 cm ( $\int S dv$ ), ambas medidas hasta un límite dado por la apertura del telescopio utilizado, es decir, hasta el radio óptico ( $r_{opt}$ ). Bajo la suposición de que la galaxia es un disco exponencial, de la ecuación (3.8) obtenemos que:  $M_{bar}(2.2h_d) \approx 0.64M_{bar}$ . Por lo tanto:

$$\left(\frac{M_{dyn}}{M_{bar}}\right)_{2.2h_d} \approx 2.2 \left(\frac{V_m^2 h_d}{G}\right) \frac{1}{0.64M_{bar}} \quad (3.34)$$

Se puede también definir el cociente  $M_{dyn}/M_{bar}$  hasta el radio óptico. En este caso no hay que suponer nada con relación al perfil de densidad del disco. Además a  $5h_d$  (que es semejante al radio óptico),  $M(5h_d) \approx 0.99M_d$ .

Sin embargo, no conocemos el valor de la velocidad asintótica al radio óptico ( $V(r_{opt})$ ), sólo sabemos el valor máximo  $V_m$ , estimado a partir del ancho de línea  $W_{20,c}$ . Los estudios observacionales muestran que para la mayoría de las galaxias  $V_m \sim V(r_{opt})$ , siendo la diferencia mayor para aquellas que tienen curvas crecientes en el último punto observado, estas galaxias fueron retiradas de nuestra muestra; entonces podemos suponer que  $V(r_{opt}) = V_m(1 - \delta(\Sigma_{d,0}))$  con  $0 \leq \delta < 1$ . La motivación para suponer que la diferencia entre  $V_m$  y  $V(r_{opt})$  se debe principalmente a una diferencia en el brillo central superficial es intuitiva. En la base teórica desarrollada en la sección anterior se vió que la distribución de la masa oscura es monótona creciente hasta radios grandes, por tanto no puede ser responsable del decrecimiento de la curva total; este se debe entonces al decrecimiento del perfil de velocidad del disco. La amplitud de este decrecimiento bien puede parametrizarse por  $\Sigma_{d,0}$  (o por  $h_d$ ) según las ecuaciones (3.9) y (3.7). A mayor brillo superficial la contribución del disco a la curva total será mayor en las regiones internas y por tanto el decrecimiento hacia las zonas externas será más agudo, la diferencia entre  $V_m$  y  $V(r_{opt})$  se acentuará. También existen evidencias observacionales de que la forma de la curva de rotación depende del brillo (densidad) superficial del disco. Mientras que algunas galaxias de tipo LSB pueden tener curvas de rotación crecientes aun para  $r \sim 5h_d$ , las de tipo HSB pueden presentar formas decrecientes a este radio (ej, Casertano & van Gorkom (1991); Verheijen (1997)). Galaxias con curvas de rotación crecientes hasta el último punto medido fueron retiradas de nuestra muestra. Las galaxias con mayor brillo superficial tienen en promedio una velocidad de rotación a  $5h_d$  menor en un 20-30% a  $V_m$  (ej. ver figura 2 en Avila-Reese et al. (2002)). Por tanto, el cociente  $M_{dyn}/M_{bar}$  a  $5h_d$  pudiera estar sobrestimado por este factor en las galaxias de mayor brillo superficial.

Combinando todas estas suposiciones (asumiendo  $r_{opt} \approx 5h_d$ ) podemos escribir:

$$\left(\frac{M_{dyn}}{M_{bar}}\right)_{r_{opt}} = \frac{(1 - \delta(\Sigma_{d,0}))^2 V_m^2 5h_d}{GM_d} \quad (3.35)$$

Si consideramos que el valor de  $\delta(\Sigma_{d,0})$  es lo suficientemente pequeño como para despreciarlo, entonces:

$$\left(\frac{M_{dyn}}{M_{bar}}\right)_{r_{opt}} \approx \frac{5V_m^2 h_d}{GM_{bar}} \quad (3.36)$$

<sup>3</sup>Esto es estrictamente cierto solamente para galaxias de muy alto brillo superficial.

La ecuación anterior aproxima el valor del cociente  $M_{dyn}/M_{bar}$  al radio óptico en términos de cantidades observadas.

Aunque las ecuaciones (3.34) (3.36) nos ofrecen una primera estimación del dominio del halo oscuro sobre la galaxia visible, las suposiciones necesarias para llegar hasta ellas introducen un error en el cociente que pudiera afectar los resultados de análisis posteriores. Por ello se introducirá un cociente que está conectado de manera más directa con las observaciones y que esta íntimamente ligado con el cociente masa dinámica-masa del disco. Este cociente se podrá comparar más directamente con los modelos.

*Velocidades máxima total y del disco.* La modelación teórica del perfil de velocidad del disco presentada en la sección anterior nos permite estimar el valor máximo de la curva utilizando parámetros calculados a partir de cantidades observacionales (3.9), y la corrección propuesta por Casertano acerca la modelación al caso real de una galaxia con grueso finito. Por tanto el cociente:

$$\left(\frac{V_{d,m}}{V_m}\right)^2 = 0.95 \left(\frac{4\pi G K \Sigma_{d,0} h_d}{V_m^2}\right) \quad (3.37)$$

es una cantidad más directa (en razón de parámetros observacionales) para determinar la fracción de dominio de disco sobre la curva total que  $M_{dyn}/M_{bar}$ , pues para calcular está última es necesario hacer más suposiciones (como se vió arriba). De cualquier manera ambos cocientes están ligados aproximadamente a través de la relación de Freeman:

$$\left(\frac{M_{dyn}}{M_{bar}}\right)_r \approx \frac{x V_m^2 h_d}{y G M_d} \propto \frac{x V_m^2 h_d}{y G 2\pi \Sigma_{0,d} h_d^2} = 2K \frac{x}{y} \left(\frac{V_m}{V_{d,m}}\right)^2 \quad (3.38)$$

donde si  $x = 5$  y  $y = 1$ ,  $r = 5h_d = r_{opt}$  bajo la suposición de que  $V(r_{opt}) \simeq V_m$ , o si  $x = 2.2$  y  $y = 0.64$ ,  $r = 2.2h_d$  bajo la suposición de que el máximo de la curva de rotación total se alcanza a  $2.2h_d$  para todas las galaxias y que el perfil de brillo es de tipo exponencial ( $M_{bar} \propto \Sigma_{0,d} h_d^2$ )<sup>4</sup>.

Esta ecuación muestra la equivalencia entre ambos cocientes. Por tanto podemos analizar  $V_d/V$  (lo cuál es más conveniente) y los resultados obtenidos serán igualmente validos para  $M_{dyn}/M_{bar}$ <sup>5</sup>.

- *Expectativas teóricas.*

Antes de analizar el cociente  $V_{d,m}/V_m$  a la luz de los modelos presentados en la sección anterior y de compararlos con los resultados observacionales, se seguirá una serie de argumentos teóricos que pueden ayudar a interpretar y predecir de manera sencilla los resultados que serán presentados más adelante.

Uno de los principales objetivos de esta tesis es el análisis de la relación Tully-Fisher, la relación entre la luminosidad y la velocidad de rotación de las galaxias, como se verá en el siguiente capítulo, esta relación es muy estrecha y su pendiente (en un plano log-log) depende de la banda en que se tome la luminosidad. Esta relación puede extenderse para sustituir la luminosidad por la masa estelar de la galaxia o la masa total del disco, sin perder la estrecha correlación con  $V_m$ . Es decir, con gran certidumbre podemos suponer que:

<sup>4</sup>A partir de resultados observacionales y de modelos, esta suposición es realista en todos los casos (discos estelares y bariónicos, y también para luminosidades totales). Solo para galaxias con bulbos grandes esta suposición tiende a dar valores más bajos a los observados

<sup>5</sup>En general, mientras que el cociente  $V_{d,m}/V_m$  se refiere a contribuciones del disco ( $V_{d,m}$  ha sido calculado usando el perfil de brillo del disco, utilizando  $\Sigma_{0,K}$  y  $\Sigma_g$  en última instancia (ver ec. (3.9)), el cociente  $M_{dyn}/M_{bar}$  se refiere a la contribución de toda la galaxia (bulbo + disco;  $M_{bar}$  fue calculado usando la luminosidad total  $L_{K,c}$  de la galaxia). Por tanto, la información contenida en estos cocientes es un poco diferente.

$$V_m \propto (M_d)^\alpha \quad (3.39)$$

El valor de  $\alpha$  será calculado estadísticamente en el siguiente capítulo, por ahora solo será tomado genéricamente. Sustituyendo la ecuación anterior en la ecuación (3.37), obtenemos:

$$\frac{V_{d,m}}{V_m} \propto \frac{(\Sigma_{0,d} h_d)^{1/2}}{(M_d)^\alpha} \propto \frac{(\Sigma_{0,d} h_d)^{1/2}}{(\Sigma_{0,d} h_d^2)^\alpha} = \Sigma_{0,d}^{1/2-\alpha} h_d^{1/2-2\alpha} \quad (3.40)$$

Esta relación es de mucha utilidad pues ofrece una primera aproximación a las variables con las que el cociente  $V_{d,m}/V_m$  correlaciona. El valor del exponente  $\alpha$  que resulte de la relación Tully-Fisher es clave para determinar el papel del brillo superficial central y del radio de escala en esta aproximación. Históricamente se han dado valores para este coeficiente entre 1/3 y 1/4, generando una gran discusión sobre cuál es el valor real, esta discusión ha continuado hasta el presente y aun no existe un acuerdo general al respecto. Sin embargo, y solo para ilustrar la importancia del coeficiente  $\alpha$  en la ecuación (3.40), veamos el efecto de los valores extremos en la dependencia del cociente con  $\Sigma_{0,d}$  y  $h_d$ .

Si  $\alpha = 1/4$  entonces:

$$\frac{V_{d,m}}{V_m} \propto \Sigma_{0,d}^{1/4} \quad (3.41)$$

es decir, el cociente  $V_{d,m}/V_m$  se vuelve totalmente independiente del radio de escala. Si  $\alpha = 1/3$  entonces:

$$\frac{V_{d,m}}{V_m} \propto \left(\frac{\Sigma_{0,d}}{h_d}\right)^{1/6} \propto \frac{\Sigma_{0,d}^{1/4}}{M_d^{1/12}} \quad (3.42)$$

es decir, el cociente  $V_{d,m}/V_m$  se vuelve proporcional al brillo central e inversamente proporcional al radio de escala, con la misma ley potencial. Cualquier valor intermedio entre 3 y 4 para  $\alpha$  arrojará una dependencia tal que  $V_{d,m}/V_m$  correlaciona más fuertemente con  $\Sigma_{0,d}$  que con  $h_d$  (ó  $M_d$ ).

La conclusión de este breve análisis teórico es que, a la luz de la relación Tully-Fisher, se espera que el cociente  $V_{d,m}/V_m$  correlacione esencialmente con el brillo superficial central del disco y en menor grado con el radio de escala, que dicha correlación está definida por la pendiente de la relación TF y que ocurre una situación especial si  $M_d \propto V_m^4$ , en este caso el cociente depende únicamente de  $\Sigma_d$ .

### 3.3.1 Modelación simple

Un acercamiento teórico al problema mucho más completo lo ofrece la modelación presentada en la sección anterior. La formulación física y matemática presentada en ella para la dinámica de la materia bariónica y de la materia oscura, ofrece la posibilidad de estudiar el cociente  $V_{d,m}/V_m$  en función de algunos parámetros globales. Para tener un panorama más amplio de comparación, se considerarán tres modelos de halo diferentes. Para la componente luminosa se utilizará en todos ellos la dinámica derivada para un disco infinitamente plano cuya densidad obedece una ley de exponencial y cuya curva de rotación esta dada por la ecuación (3.9), tomando en cuenta el factor de corrección debido a considerar un grueso de disco finito ( $z_0 = 0.2h_d$ ) según la fórmula de Newman (3.11).

a) El primer modelo utiliza un halo de materia oscura pseudo-isotermo, con una curva de rotación dada por la ecuación (3.16). Solo dos parámetros se necesitan para definir enteramente la curva de rotación:  $M_0$  y  $r_c$  (ver la definición de la concentración  $c$  y las ecuaciones (3.16) y (3.18)). La masa virial  $M_v$  y el radio de núcleo  $r_c$  determinan la amplitud y concentración del halo.

Firmani et al. (2000; 2001) encontraron una relación entre  $r_c$  y  $V_{\infty}$  ajustando las curvas de rotación de galaxias enanas y de bajo brillo superficial y los perfiles de densidad de cúmulos de galaxias a esferas isotermas no singulares; encuentran el siguiente ajuste:

$$r_{c,NS} \approx 5.5 \left( \frac{V_{\infty}}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^{0.95} \quad (3.43)$$

El radio del núcleo del modelo isotermo no singular es 1.45 veces el radio del núcleo del modelo pseudo-isotermo (esto se calcula comparando los perfiles de ambos modelos de halo). Debido a que dada la masa virial ( $M_v$ ),  $V_{\infty}$  queda definida (teorema del virial), entonces la ec. (3.43) permite estimar un valor de  $r_c$  para cada  $M_v$ . Si suponemos un valor central de  $M_v = 3.5 \times 10^{11} M_{\odot}$ , entonces:  $r_c \approx 3.8 \text{ kpc}$ .

Una vez definido el valor de  $M_v$ , el valor de la masa total del disco en los modelos depende del valor de la fracción de materia que formará parte del disco ( $f_d$ ). Como se mencionó en la sección 3.1, esta fracción es inferior a 0.1, con un valor más preciso entre 0.03 y 0.05 (ver Avila-Reese, Firmani & Zavala (2002)). Para tener un rango amplio se considerarán tres casos:  $f_d = 0.03, 0.05$  y 0.08.

b) El segundo modelo utiliza un halo NFW sin la contracción debida al disco, con una curva de rotación dada por la ecuación (3.20) y el teorema del virial. Al igual que en el caso pseudo-isotermo, dos parámetros son necesarios para definir enteramente al sistema:  $M_v$  y  $c$  (o  $r_a$ ) (ver ecuaciones (3.20) y (3.21)). Tomaremos el mismo valor promedio para  $M_v$  que en el modelo anterior ( $M_v = 3.5 \times 10^{11} M_{\odot}$ ). Estudios de simulaciones de N-cuerpos muestran que la concentración de los halos de materia oscura es función de la masa virial del halo; esta característica se notó desde los primeros trabajos de Navarro, Frenk & White en 1997. Un estudio más reciente, con mayor resolución (Eke et al. (2002)), ofrece una aproximación a la relación entre  $c$  y  $M_v$ ; a través de ella aproximamos el valor de la concentración para la masa virial de  $3.5 \times 10^{11} M_{\odot}$ :  $c \approx 12.9$ . En el caso de  $M_v = 3.5 \times 10^{10} M_{\odot}$ :  $c \approx 14.5$  y para  $M_v = 3.5 \times 10^{12} M_{\odot}$ :  $c \approx 11.2$ ; estos estudios muestran que la concentración de los halos más masivos es menor que la de los menos masivos.

c) El tercer modelo se refiere a un halo NFW considerando ahora la contracción asociada a la formación del disco, cuya velocidad de rotación está definida por la ecuación (3.32), y de acuerdo al conjunto de ecuaciones que definen la dinámica de este modelo (ecs. (3.22)-(3.30)). Los parámetros  $M_v$  y  $c$  son los mismos que en b).

Resulta útil definir los parámetros centrales en un estudio de esta naturaleza, ellos son:  $M_v = 3.5 \times 10^{11} M_{\odot}$  y  $f_d = 0.05$ ,  $r_c = 3.8 \text{ kpc}$  para el halo pseudo-isotermo, y  $c = 12.9$  para los halos NFW.

Una vez definidos los tres modelos y sus parámetros iniciales, podemos utilizarlos para asentar de manera más contundente las expectativas teóricas presentadas anteriormente y para establecer las diferencias entre ellos en relación al cociente  $V_{d,m}/V_m$ .

Se mencionó que el cociente  $V_{d,m}/V_m$  depende esencialmente del brillo superficial central y del radio de escala, de manera que el objetivo del siguiente análisis será presentar de manera directa la dependencia de este cociente con  $\Sigma_{0,d}$  y  $h_d$ , sin embargo, como se mencionó, ambas cantidades están relacionadas con la masa del disco a través de la relación de Freeman ( $M_d \propto \Sigma_{0,d} h_d^2$ ), que por definición se cumple para la formulación teórica del disco luminoso presentada en este capítulo; por lo tanto al fijar la masa virial  $M_v$  y la fracción de disco  $f_d$  (lo cuál se supone para simplificar el análisis), la masa del disco  $M_d$  queda determinada y entonces solo una de las variables  $\Sigma_{0,d}$  ó  $h_d$  es independiente. Debido a que  $h_d$  es el parámetro de escala (parámetro extensivo) que usamos como argumento a través de  $M_v$ , la dependencia de interés resulta entonces con  $\Sigma_{0,d}$  (parámetro intensivo). Además se demostrará que el cociente  $V_{d,m}/V_m$  depende en realidad muy poco de  $M_v$  (ó  $M_d$ ).

Con esta última consideración el análisis se reduce a estudiar la relación entre dos variables. Las funciones que definen los perfiles de velocidad de la parte luminosa y de la parte oscura en los modelos presentados, impiden el cálculo analítico directo de los máximos de las curvas de rotación; se vuelve necesario entonces determinarlos a través de métodos numéricos. Para resolver este problema se desarrollaron dos programas computacionales que calculan los perfiles de velocidad de cada componente (para los tres cascos de halos de materia oscura) y encuentran los máximos tanto de la componente luminosa  $V_{d,m}$  como de la curva total  $V_m$ . Este proceso es realizado en una cadena que corre en un amplio rango de valores para el brillo central ( $\sigma$ ), en el caso de los modelos NFW) para así obtener parejas de valores de  $V_{d,m}/V_m$  y  $\Sigma_d$  que pueden ser analizados de manera simple.

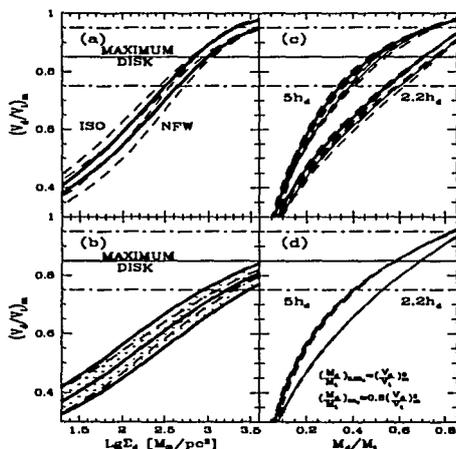


Fig. 3.6: Paneles (a) y (b): Correlación entre el cociente  $V_{d,m}/V_m \equiv (V_d/V_l)_m$  y la densidad superficial del disco ( $\Sigma_d$ ) para los tres casos modelados según lo describe el texto. Paneles (c) y (d): Correlación entre el cociente  $V_{d,m}/V_m$  y  $M_d/M_l$  a dos radios diferentes ( $2.2h_d$  y  $5h_d$ ) para los casos correspondientes a los paneles (a) y (b) respectivamente.

En la figura 3.6 se muestran los resultados que arroja la modelación. En el panel a se presentan los resultados para el caso pseudo-isotermo (ISO) y para el halo NFW sin contracción gravitacional (NFW). La situación con los parámetros centrales se ilustra en ambos casos con una curva sólida y las curvas segmentadas indican la desviación del promedio al considerar  $f_d = 0.08$  (curvas superiores) y  $f_d = 0.03$  (curvas inferiores), en cada caso.

El panel b muestra los resultados análogos al panel a para el halo NFW con contracción gravitacional. La curva central sólida muestra el caso central. Las otras dos curvas sólidas indican las desviaciones al considerar diferentes masas viriales:  $M_v = 3.5 \times 10^{12} M_\odot$  (curva inferior) y  $M_v = 3.5 \times 10^{10} M_\odot$  (curva superior). Las curvas segmentadas representan la misma situación que en el panel a. La región sombreada delimita las desviaciones al promedio asociadas al factor

de concentración  $c$ . Estas desviaciones se deben a que en las simulaciones de N-cuerpos, si bien se observa una dependencia entre la masa virial y la concentración, también está presente una dispersión (scatter), caracterizada por la desviación estándar ( $\sigma_c$ ) del ajuste lineal; Bullock et al. (2001) cuantifican  $\sigma_c$ : si  $M_v$  y  $c$  están en unidades logarítmicas:  $\sigma_c \approx 0.18$ . En este sentido, el límite inferior de la región sombreada esta dado por la desviación  $+1\sigma_c$  y el límite superior por  $-1\sigma_c$ .

El panel  $c$  muestra la relación entre el cociente  $V_{d,m}/V_m$  con el cociente  $M_d/M_t \equiv M_{bar}/M_{dyn}$  definido a dos radios:  $r_1 = 2.2h_d$  (curvas inferiores) y  $r_2 = 5h_d$  (curvas superiores). Las curvas correspondientes al modelo NFW sin contracción aparecen más oscuras para distinguirse del modelo pseudo-isotermo. Los curvas presentadas representan los modelos definidos en el panel  $a$ .

El panel  $d$  es equivalente al panel  $c$  pero para el caso de halo NFW con contracción y para las situaciones descritas en el panel  $b$ . También se presenta el ajuste potencial encontrado para las variables, tanto para el caso definido en  $r_1$  como para  $r_2$ .

*Región "Disco Máximo".* En todos los paneles de la figura 3.6 se muestra la región de valores para  $V_{d,m}/V_m$  que convencionalmente se considera como aquella que toma en cuenta la máxima contribución del disco a la curva de rotación, la llamada de "Disco Máximo" (discutida en la sección anterior); los valores de este intervalo fueron tomados del trabajo de Sackett (1997). En él, la hipótesis de "disco máximo" es aplicada a galaxias de tipo Sb-Sc y el resultado es que la masa bariónica del disco (incluyendo al gas) contribuye el  $(85 \pm 10)\%$  de la curva total a un radio igual a  $2.2h_d$ , es decir,  $V_{d,m}/V_m \approx 0.85 \pm 0.1$ . El rango inferior es ocupado por galaxias de bulbo grande y/o con barra. Las técnicas de descomposición a las curvas de rotación usualmente toman en cuenta el grueso del disco.

La figura 3.6 ofrece resultados interesantes: Primero que nada el rango de brillos superficiales va desde  $10M_\odot/pc^2$  hasta  $1 \times 10^4 M_\odot/pc^2$ , lo cual cubre por completo el rango de valores para  $\Sigma_{0,d}$  que tenemos en las observaciones. Es importante mencionar que en realidad el parámetro inicial que dimos es  $\lambda$ ; usando la ec. (3.29), se calcula el radio de escala y de ahí el valor de  $\Sigma_{0,d}$  (usando la relación de Freeman), el cual también depende ligeramente de  $M_v$ : a paridad de  $\lambda$ , discos formados en halos más masivos son más concentrados que los formados en halos menos masivos.

La relación que existe entre el cociente y el brillo superficial es aproximadamente lineal, aunque para altos brillos el comportamiento comienza a ser asintótico, lo cual es natural pues  $V_{d,m}/V_m$  no puede ser mayor a 1. En el panel 3.6a se aprecia la diferencia entre las distribuciones de densidad de los modelos pseudo-isotermo y NFW. Ya que el perfil NFW es más concentrado en el centro de lo que es el perfil pseudo-isotermo (ver ecs. (3.19) y (3.14)), entonces la contribución del disco será menor en el primer caso que en el segundo, es por eso que en la figura se aprecia al modelo pseudo-isotermo por encima del NFW. La comparación entre los paneles  $a$  y  $b$  de la figura 3.6 muestra el efecto que tiene la contracción gravitacional del halo NFW debida a la formación del disco, el resultado neto es un aumento en la concentración del halo, ocasionando un mayor dominio del mismo sobre el disco en las partes centrales, por tanto el cociente  $V_{d,m}/V_m$  es menor en el panel  $b$  que en el  $a$ , en especial para valores altos de  $\Sigma_{0,d}$ .

Queda también en evidencia la influencia sobre  $V_{d,m}/V_m$  de los parámetros iniciales  $M_v$ ,  $c$  y  $f_d$ . Modelos con mayor masa resultan tener menores cocientes  $V_{d,m}/V_m$  que aquellos menos masivos, lo cual implica que los primeros son más dominados por la materia oscura que los segundos. Este resultado contradice, aparentemente, a la afirmación hecha en párrafos anteriores: la concentración promedio para halos menos masivos es mayor que para los más masivos. En realidad, los parámetros de los discos modelados están conectados a la escala del halo:  $h_d$  y  $\Sigma_{0,d}$  dependen de  $M_v$  (Dalcanton et al. 1997; Mo et al. 1998). Para una  $\lambda$  dada ( $\Sigma_{0,d}$  constante),  $h_d \propto V_m^\alpha$ , con  $\alpha \approx 1.5$  (este relación será estudiada a profundidad en el próximo capítulo). Para  $\Sigma_{0,d}$  constante,  $(V_{d,m}/V_m) \propto h_d^{1/2}/V_m$ ;

entonces,  $(V_{d,m}/V_m) \propto V_m^{-1/4}$ , es decir,  $(V_{d,m}/V_m)$  disminuye al aumentar  $V_m$  (o  $M_v$  según la relación TF). Este efecto es parcialmente compensado por el hecho de que halos más masivos son menos concentrados ( $(V_{d,m}/V_m)$  menor). El resultado final es una dependencia pequeña del cociente con la masa. Para una variación de dos ordenes de magnitud en la masa, el cambio en  $(V_{d,m}/V_m)$  es alrededor de 16% para un valor típico de  $\Sigma_{0,d} = 400M_{\odot}/pc^2$ . El cambio debido a la concentración ( $\pm\sigma$ ) se observa con claridad en el panel 3.6b siendo cercano al 12% para el mismo brillo superficial. La razón de esta desviación es obvia: halos más concentrados producen un dominio mayor de la materia oscura sobre el disco y por lo tanto el cociente  $V_{d,m}/V_m$  se vuelve menor. La dependencia del cociente  $V_{d,m}/V_m$  con  $f_d$  también es pequeña, no es mayor al 10% para  $\Sigma_{0,d}$  del orden de  $400M_{\odot}/pc^2$  y de hecho tiende a ser cero conforme el brillo central aumenta. Si galaxias poco masivas tienen sistemáticamente fracciones de disco menores que aquellas más masivas (debido a que estas últimas tienen una mayor capacidad para captar gas en su potencial gravitacional), entonces la dispersión introducida en la relación  $(V_{d,m}/V_m)$  vs  $\Sigma_{0,d}$  debido a la masa y a la fracción de disco es compensada, debemos esperar entonces una dependencia mínima del cociente con  $M_v$  para un valor dado de  $\Sigma_{0,d}$ .

Apreciamos también que la hipótesis "disco máximo" sólo se cumple para brillos altos (las galaxias de bajo brillo superficial (LSB) están lejos de cumplir tal hipótesis); de hecho, para el caso del halo NFW sujeto a contracción gravitacional se observa que sólo para brillos centrales muy altos (mayores a  $1000M_{\odot}/pc^2$ ) será válida la hipótesis<sup>6</sup>.

Haciendo una comparación en el plano  $(V_{d,m}/V_m) - \Sigma_{0,d}$  de los halos pseudo-isotermo y NFW (tomando en cuenta la contracción gravitacional en el último caso), se observa que conforme  $\Sigma_{0,d}$  aumenta, la diferencia en el cociente  $V_{d,m}/V_m$  es cada vez mayor entre ambos casos, entonces, es a altos brillos superficiales (galaxias HSB) donde las observaciones pudieran indicarnos cual de los dos modelos se acerca a la realidad.

Los paneles *c* y *d* de la figura 3.6 tienen el propósito de mostrar gráficamente la ecuación (3.38) a dos radios característicos ( $2.2h_d$ , el radio donde el perfil de velocidad del disco alcanza su máximo y  $5h_d \approx r_{opt}$ ). Como se anticipó en esa ecuación, la relación entre  $V_{d,m}/V_m$  y  $M_d/M_{dyn}$  es de tipo cuadrático. Se observa también que la amplitud de esta funcionalidad es mayor para el caso de  $5h_d$  que en el caso  $2.2h_d$ , lo cual es entendible pues el disco se vuelve cada vez menos dominante conforme aumenta el radio mientras que para el halo oscuro sucede justo lo contrario. También se aprecia que la alteración en las condiciones iniciales no modifica este comportamiento, no depende del valor de  $f_d$ ,  $M_v$  o *c*. La utilidad de estos paneles es directa, pues permite identificar de inmediato que fracción de materia bariónica del total esta contenida ya sea a  $2.2h_d$  o a  $5h_d$ , dado un valor del cociente  $V_{d,m}/V_m$ . Por ejemplo: para el modelo NFW con contracción gravitacional (panel 3.6d), la hipótesis "disco máximo" implica que más del 53% de la masa dinámica a  $2.2h_d$  esta en el disco. A  $5h_d$  esta fracción es menor al 40%.

### 3.3.2 Modelación compleja

A pesar de que la modelación simple representa una muy buena aproximación al problema (lo cual se volverá evidente cuando se introduzcan los resultados directos de las observaciones), tenemos la oportunidad de presentar un acercamiento mucho más rico y preciso de la realidad al utilizar resultados provenientes de una modelación compleja surgida de los trabajos de Firmani & Avila-Reese (2002) y Avila-Reese, Firmani & Hernández (1998). Consiste en un conjunto de modelos seminuméricos de formación de galaxias de disco en el escenario jerárquico  $\Lambda$ CDM. Estos modelos incluyen de manera autoconsistente la formación estelar en el disco, procesos de retroalimentación,

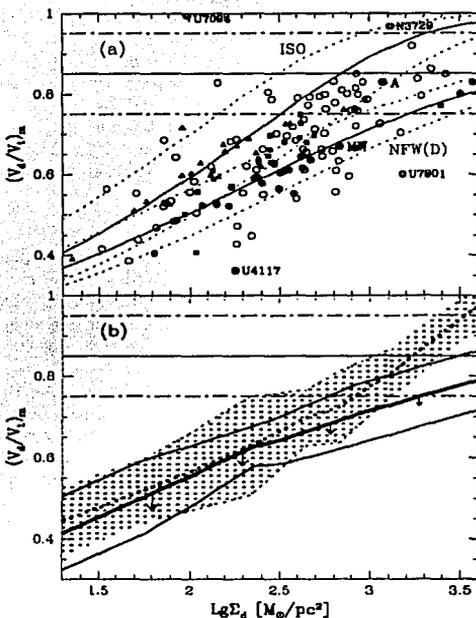
<sup>6</sup>Los halos cosmológicos CDM son muy concentrados al centro.

la contracción gravitacional del halo debida a la formación del disco, formación secular del bulbo y otros procesos evolutivos. Debido a la complejidad de esta modelación, su descripción requiere de un buen número de párrafos, por esta razón, un apéndice completo se dedica a este tema (Apéndice B), en este capítulo solo nos referiremos a las predicciones de estos modelos en relación a su comparación con los resultados observacionales.

*Diferencias entre la modelación simple y la compleja.* (i) La contracción del halo debida a la formación del disco en la modelación compleja fue calculada para orbitas elípticas, es decir, la invariancia adiabática no se limitó únicamente a orbitas radiales, suposición realizada en la modelación simple para el caso NFW. El efecto de esta diferencia es que la contracción del halo será menor para el caso complejo. (ii) Los discos formados en la modelación compleja, asumiendo conservación detallada de momento angular, tienen un exceso de densidad en el centro respecto a la distribución de densidad superficial de tipo exponencial (asumida en la modelación simple), lo que origina la formación del bulbo de manera secular. Los efectos de (i) y (ii) implican que  $V_m$  y el cociente  $V_{d,m}/V_m$  medido en los modelos complejos será más grande que en los modelos simples. (iii) Los modelos complejos no utilizan un disco infinitamente delgado; tienen una densidad vertical superficial y una estructura de velocidad dada por la formación estelar, retroalimentación y otros mecanismos incluidos en la modelación. Para tener una estimación cuantitativa del papel de estos tres efectos en la diferencia entre la modelación simple y la compleja respecto a la determinación del cociente  $V_{d,m}/V_m$ , se tomaron los datos provenientes de la modelación compleja y se comparó el valor de  $V_{d,m}$  tomado directamente de la modelación y este mismo valor calculado según la ecuación (3.9), el resultado es que en promedio el valor directo es 7% menor al valor calculado. Sabemos que la corrección aplicada a la fórmula de Freeman por Casertano disminuye su valor en un 5%, podemos entonces afirmar que al menos de forma aproximada ese 7% se debe en gran medida al efecto que introduce el grueso del disco en el perfil de velocidad. Esta afirmación permite tomar los datos observacionales y utilizar la fórmula de Freeman con la corrección de Casertano para calcular el valor de  $V_{d,m}$  y poder compararlo de manera directa con los resultados inmediatos de la modelación simple y de la compleja.

En el panel a de la figura 3.7 se presentan los resultados de la modelación compleja para 63 galaxias simuladas agrupadas de acuerdo a tres masas viriales promedio,  $M_v \approx 3.5 \times 10^{10} M_\odot$ ,  $3.5 \times 10^{11} M_\odot$  y  $3.5 \times 10^{12} M_\odot$  (representados con símbolos sólidos: triángulos, cuadrados y círculos respectivamente (21 en cada caso)). Con historias de agregación de masa (MAHs) y  $\lambda_s$  obtenidas aleatoriamente de acuerdo a sus distribuciones estadísticas correspondientes y con  $f_d = 0.05$ . Las curvas sólidas en este panel son las mismas a las graficadas en los paneles 3.6a y 3.6b para representar los modelos promedio de los halos pseudo-isotermo (ISO) y NFW con contracción gravitacional (NFW(D)). Las líneas punteadas representan las desviaciones de estos modelos debidas a diferentes masas viriales ( $3.5 \times 10^{10} M_\odot$ , lo cual implica  $r_c = 1.9 kpc$  y  $3.5 \times 10^{12} M_\odot$  lo cual implica  $r_c = 7.7 kpc$  para el modelo pseudo-isotermo; los radios del núcleo se obtuvieron de las inferencias de Firmani et al. (2001), ver ec. (3.43). También se muestran en esta figura los resultados obtenidos a partir de los datos observacionales correspondientes a la muestra final presentada en el Capítulo 2 (círculos abiertos); las galaxias con comportamientos muy diferentes al promedio (denominadas genéricamente como *outliers*) aparecen en esta figura con sus nombres respectivos; la Vía Láctea y Andrómeda se resaltan también en la figura: MW y A respectivamente. Sobre los resultados observacionales se hablará más adelante.

Esta gráfica nos permite apreciar visualmente las diferencias entre la modelación simple (considerando contracción del halo y corrección uniforme por espesor del disco) y la compleja. Lo que se observa es que los modelos complejos están en promedio un poco por encima del modelo simple NFW(D) en el plano  $V_{d,m}/V_m$  vs  $\Sigma_{d,0}$ ; la diferencia se asienta a altos brillos superficiales donde el disco es más dominante. A pesar de que se ha hecho un buen intento por introducir la corrección



TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Fig. 3.7: Panel (a): Igual que la figura 3.6(a) y (b), pero para resultados observacionales (círculos abiertos) y para los modelos evolucionarios (símbolos sólidos). Panel (b): Promedios por intervalo en  $\Sigma_d$  y sus desviaciones estándar correspondientes para los datos observacionales (línea gruesa punteada y región sombreada) y para los resultados de los modelos mostrados en el panel (a) (línea gruesa sólida y región vacía acotada por líneas sólidas). Las flechas son un estimación de que tanto bajarían los modelos si  $f_d$  decrece a 0.03.

debida al grueso del disco, se debe tener en mente los otros dos efectos, mencionados con anterioridad, que diferencian a los modelos complejos de los simples; son ellos los principales responsables de la diferencia que se aprecia en esta gráfica. Sin embargo, es evidente que la modelación simple arroja resultados muy cercanos a los de la modelación compleja; es por ello que fue introducida en este trabajo; otros pueden utilizarla para sacar conclusiones sabiendo que, al menos en lo que se refiere al problema atacado en este capítulo, sus resultados serán cercanos a la realidad y pueden ser interpretados de manera sencilla a través de esa modelación.

Al igual que en los modelos simples, los resultados de la modelación compleja muestran una dependencia con la masa (la segregación entre triángulos, cuadrados y círculos se aprecia con claridad), que desde luego va en la misma dirección que en la modelación simple. La razón de esta dependencia ya ha sido dada con anterioridad. Para una masa virial dada, la dispersión que se aprecia en el panel 3.7a para los modelos complejos se debe principalmente a diferencias en las estructuras de los halos oscuros en cada caso, esencialmente diferencias en la concentración. Entonces, halos más concentrados y galaxias más masivas tienden a tener un cociente  $V_{d,m}/V_m$  menor para un valor de  $\Sigma_{0,d}$  dado. De acuerdo a la modelación compleja, el cociente  $V_{d,m}/V_m$  es determinado principalmente por el parámetro de spin  $\lambda$  (Firmani & Avila-Reese (2000)), por lo tanto, el cociente correlaciona principalmente con el brillo superficial central del disco.

### 3.3.3 Resultados observacionales

Lo primero que puede decirse al analizar los resultados observacionales plasmados en el panel 3.7a es que, si bien siguen la misma tendencia que los resultados de las modelaciones simples y complejas, la dispersión asociada es grande y antes de comparar estos resultados con los de los modelos, exploraremos de manera estadística si es que la correlación que se aprecia en esta figura es significativa y directa. Debe mencionarse que las galaxias identificadas como "outliers" no son consideradas en este análisis.

El análisis estadístico consiste en analizar las correlaciones del cociente  $V_{d,m}/V_m$  (variable dependiente) con una serie de parámetros fundamentales de las galaxias de disco (tomados como variables independientes), como lo son el brillo central ( $\Sigma_{0,d}$ ), el radio de escala ( $h_d$ ), el color ( $B - K$ ), el tipo morfológico ( $T$ ) y la fracción de gas ( $f_g$ ). En las dependencias que surjan de estos parámetros están incluidas todas las posibles dependencias que pudiera haber con todas las variables globales manejadas en esta tesis (y presentadas en el capítulo 2), pues aquellas que no aparecen en esta lista, están relacionadas con alguna, o algunas, de las que si aparecen. La idea de este análisis es separarse de las expectativas teóricas manifiestas con anterioridad y explorar con una perspectiva amplia la dependencia del cociente  $V_{d,m}/V_m$  con tales parámetros.

Esta exploración puede realizarse de manera eficiente utilizando un método de regresión múltiple con criterios de significancia. Se aplicó el método de regresión lineal múltiple con un procedimiento "backward stepwise", donde se usan pruebas tipo F (F tests) para explorar la significancia de cada variable independiente. Este método consiste básicamente en aplicar una regresión múltiple multidimensional (que es una extensión a n-variables del método bidimensional de mínimos cuadrados) entre la variable dependiente y el conjunto de todas las variables independientes; obtenida la regresión se analizan los cambios que sufre el coeficiente de correlación de Pearson ajustado ( $R^2$ -adjusted<sup>7</sup>) al suprimir alguna de las variables, si la disminución en la explicación de la varianza es pequeña, es decir si el coeficiente  $R^2$  ajustado disminuye muy poco, entonces la variable es re-

<sup>7</sup>El valor de "R<sup>2</sup>-adjusted" corrige el valor "normal" obtenido para R<sup>2</sup>, pues este último tiende a sobreestimar la varianza explicada por las variables independientes. Existen dos razones responsables de esta sobreestimación: un número grande de variables independientes y número pequeño de elementos en la muestra. Tal que, con una muestra pequeña y con un número reducido de variables,  $R^2 - adjusted \approx R^2$ .

tirada del grupo. Esta elección se hace a través del test F que esencialmente impone un criterio de selección para la variable de acuerdo a su participación en la explicación de la varianza. Este procedimiento se aplica varias veces hasta obtener un conjunto de variables independientes, tal que la eliminación de alguna de ellas no produzca una violación al criterio impuesto en el test F. De esta forma, al final del método se obtienen las variables que más contribuyen a la varianza de la variable dependiente.

La aplicación de este método al problema que nos incumbe, lleva a la eliminación de las independientes no significativas hasta llegar a una correlación lineal tridimensional, donde las variables independientes son  $\Sigma_{0,d}$  y  $T$ . Numéricamente:

$$\frac{V_{d,m}}{V_m} \propto (\Sigma_{0,d})^{0.20 \pm 0.02} T^{0.01 \pm 0.003} \quad (3.44)$$

con una constante de proporcionalidad igual  $10^{-0.72 \pm 0.06}$  y un coeficiente de correlación de Pearson ajustado ( $R^2$  adjusted) igual a:  $R = 0.79$ . Los errores en este tipo de ajustes representan el valor de la desviación estándar  $\pm \sigma$ . El análisis estadístico muestra que la correlación dominante del cociente es con el brillo superficial central ( $\Sigma_{0,d}$ ). Cabe hacer notar de que a pesar de que una regresión lineal directa da:  $V_{d,m}/V_m = A \Sigma_{0,d}^{0.14 \pm 0.02}$ , con  $A = 10^{-0.54 \pm 0.04}$  y  $R = 0.75$ , la significancia de la relación se incrementa al introducir  $T$ , a pesar de que la dependencia con  $T$  sea despreciable (ver ec. (3.44)). La razón de esto es que  $\Sigma_{0,d}$  y  $T$  no son completamente independientes entre sí; el brillo (densidad) superficial anticorrelaciona ligeramente con el tipo morfológico (ver Capítulo 4 y Apéndice A).

Antes de continuar con la discusión sobre los resultados que emanan de este procedimiento estadístico, es importante mencionar la validez del resultado anterior. Si bien esperábamos teóricamente una dependencia del cociente con el brillo central y con el radio de escala (ver ec. (3.40)), sólo el valor preciso del exponente en la relación Tully-Fisher podría decirnos la dependencia explícita de cada uno de estos parámetros (ver ecs. (3.41) y (3.42)). Sin embargo, la ecuación (3.44) indica, de manera estadística, que el cociente  $V_{d,m}/V_m$  no depende del radio de escala  $h_d$ ; de hecho, esto puede apreciarse mejor si se muestra el resultado obtenido al forzar un ajuste múltiple con las variables  $\Sigma_{0,d}$  y  $h_d$ :

$$\frac{V_{d,m}}{V_m} \propto (\Sigma_{0,d})^{0.12 \pm 0.02} h_d^{-0.07 \pm 0.03} \quad (3.45)$$

con  $R = 0.75$ . Aunque el coeficiente de Pearson es muy similar entre los ajustes (3.44) y (3.45), la significancia de los coeficientes de ajuste para el radio de escala en este último es muy baja, el valor de la desviación estándar es del orden del valor del coeficiente; esto indica, con firmeza, que el radio de escala es una variable poco significativa para la determinación del cociente  $V_{d,m}/V_m$ .

En resumidas cuentas, el resultado sólido de este análisis es que el cociente  $V_{d,m}/V_m$  depende esencialmente de  $\Sigma_{0,d}$ , y no depende de  $h_d$ . Este resultado contradice afirmaciones que han hecho otros autores en diferentes tipos de estudios observacionales donde se ha establecido que las fracciones de disco y halo en las regiones ópticas dependen tanto del brillo superficial como de la luminosidad (o el radio de escala), algunos inclusive han manifestado la no dependencia con el brillo central (Sallucci et al. 1991; Persic et al. 1996; Graham 2002). Sobre la comparación entre los resultados presentados aquí y los de otros trabajos se hablará en una sección posterior.

Este resultado también podría sugerir conclusiones mucho más ambiciosas respecto al exponente de la relación Tully-Fisher. A partir de él podemos afirmar que este exponente debe ser más cercano a  $1/4$  que a  $1/3$ , solo así se explicaría la no dependencia del cociente  $V_{d,m}/V_m$  con el radio de escala  $h_d$  (ver ec. (3.41)). Podría también sugerirse tomar de manera exacta el coeficiente que aparece en la ecuación (3.44) para derivar el valor del exponente de la relación TF, lo cuál arrojaría

un valor de  $\alpha = 0.3$ , es decir,  $M_d \propto V_m^{3.33}$  (lo cual coincide excelentemente con los resultados estadísticos encontrados para la relación Tully-Fisher bariónica, ver Capítulo 4). Pero es necesario mencionar que esta segunda conclusión depende de manera muy precisa del valor del ajuste en la ecuación (3.44) y la dispersión que aparece en el panel 3.7a, en el cual no se han incluido los errores observacionales, es lo suficientemente grande como para que los coeficientes del ajuste no sean lo suficientemente confiables para tomarlos tal cual en un análisis de tal exactitud (que depende de detalles finos). Es por ello que el análisis estadístico presentado anteriormente solo puede indicar tendencias aproximadas en el caso del problema del exponente de la TF, la primera hipótesis es por tanto mucho más confiable.

El ajuste presentado en la ecuación (3.44) también muestra una dependencia del cociente  $V_{d,m}/V_m$  con el tipo morfológico ( $T$ ), aunque la dependencia es pequeña, es significativa, en el sentido de las pruebas  $F$ , es decir, el análisis estadístico muestra que el tipo morfológico es el segundo parámetro en orden de importancia para determinar el cociente  $V_{d,m}/V_m$ . En realidad el color integral (B-K) está muy cerca al tipo morfológico ( $T$ ) en esta "escalera" de significancia estadística. Este resultado concuerda con uno de los resultados manifestados en los modelos teóricos. En ellos, la concentración del halo cambia el comportamiento promedio de la relación  $V_{d,m}/V_m$  vs  $\Sigma_{d,0}$ . La concentración es en realidad un segundo parámetro en esta relación; halos oscuros de mayor concentración tendrán valores de  $V_{d,m}/V_m$  menores a pesar de tener la misma densidad superficial de disco (ver fig. 3.6b). Es muy probable que la concentración esté relacionada con el tipo morfológico y el color de las galaxias: halos concentrados implican un colapso gravitacional más rápido que halos menos concentrados. Por lo tanto, las galaxias que se forman en halos más concentrados, podrían ser más perturbadas por estructuras dinámicas como el bulbo, brazos más desarrollados (asociados a tipos tempranos) y poblaciones estelares más viejas (colores más rojos) que las galaxias formadas en halos menos concentrados (Avila-Reese & Firmani (2000)). Además observacionalmente se encuentra que  $T$  y (B-K) correlacionan entre sí.

Puesto que los parámetros  $\Sigma_{0,d}$  y  $h_d$  no son cantidades observacionales directas, se podría pensar que los resultados presentados anteriormente dependen de las suposiciones hechas para pasar de las cantidades directas,  $\Sigma_{0,K}$  y  $h_K$ , a las inferidas, esencialmente sobre el cociente masa estelar-luminosidad  $\Upsilon_K = M_*/L_K$ . Para averiguar si esto es cierto, realizamos el mismo procedimiento estadístico para el cociente  $V_{d,m}/V_m$  en relación al conjunto de variables independientes observadas:  $\Sigma_{0,K}$ ,  $h_K$ ,  $T$ ,  $B - K$  y  $f_g$ . El resultado del ajuste muestra que solo dos variables son significativas:

$$\frac{V_{d,m}}{V_m} \propto (\Sigma_{0,K})^{0.16 \pm 0.02} (B - K)^{-0.08 \pm 0.02} \quad (3.46)$$

con  $R = 0.76$ . La ecuación anterior muestra la misma tendencia de la ecuación (3.44): el cociente  $V_{d,m}/V_m$  depende principalmente del brillo superficial central  $\Sigma_{0,K}$  y no depende del radio de escala  $h_K$  (al forzar un ajuste entre el cociente y estas dos cantidades se obtiene:  $(V_{d,m}/V_m) \propto \Sigma_{0,K}^{-0.11 \pm 0.01} h_K^{-0.09 \pm 0.03}$ , con  $R = 0.72$ , un resultado muy similar al de la ecuación (3.45)). En este caso, el color (B-K) quedó como la tercer variable en importancia. El ajuste con  $\Sigma_{0,K}$  y  $T$  es:  $V_{d,m}/V_m \propto \Sigma_{0,K}^{0.17 \pm 0.02} T^{0.014 \pm 0.004}$  ( $R \approx 0.75$ ), el cual es muy similar a la ec. (3.44). Por tanto nuestra conclusión acerca de la dependencia del cociente  $V_{d,m}/V_m$  con la densidad superficial del disco (y en menor grado con  $T$  o (B-K)), y la no dependencia del radio de escala, es independiente de las suposiciones hechas para inferir las cantidades  $\Sigma_{0,d}$  y  $h_d$  a partir de parámetros observacionales.

Así como se usó un análisis estadístico para determinar que la densidad superficial es la variable independiente fundamental en la determinación del cociente  $V_{d,m}/V_m$ , también puede utilizarse un análisis de esta naturaleza para determinar segundos parámetros como el tipo morfológico y el color. La idea de este análisis consiste en estudiar las desviaciones que presentan los datos respecto a la ajuste fundamental que resulta del primer parámetro (en el caso  $\Sigma_d$ ). A estas desviaciones se

les conoce como residuos; la correlación de ellos con alguna cantidad fundamental puede indicar si esta cantidad es o no un segundo parámetro. Para tener un análisis completo, se estudiaron correlaciones con diversos parámetros galácticos: la masa total del disco ( $M_d$ , también llamada aquí masa bariónica), la velocidad máxima de rotación ( $V_m$ ), el tipo morfológico ( $T$ ), el color ( $B-K$ ) y la fracción de gas ( $f_g$ ). El resultado es que ninguna correlación es lo suficientemente significativa como para establecer de manera concluyente que una de estas variables es un segundo parámetro. Sin embargo, como se anticipó en párrafos anteriores, las tendencias más claras aparecen con  $T$ ,  $B-K$  y  $M_d$ : galaxias más rojas, de tipo temprano y más masivas tienen un cociente  $V_{d,m}/V_m$  menor. Estas tendencias incrementarían, y por tanto fortalecerían la afirmación, si consideramos lo siguiente: las galaxias de tipo temprano (rojas) se encuentran más evolucionadas que las de tipo tardío y por tanto las inestabilidades gravitacionales que producen el engrosamiento del disco serán de mayor magnitud, es decir, el grueso del disco en las galaxias tempranas es mayor que en las tardías y por tanto, la corrección al máximo de la velocidad de la componente del disco ( $V_{d,m}$ ) será mayor y el valor del cociente  $V_{d,m}/V_m$  menor. La diferencia entre galaxias de tipo temprano y de tipo tardío se incrementaría. Este efecto no es posible apreciarlo en la modelación presentada aquí pues la corrección a  $V_{d,m}$  se aplicó de la misma manera a todas las galaxias, sin distinción alguna (5% de manera uniforme).

Para los modelos, la dispersión en la relación  $V_{d,m}/V_m - \Sigma_{0,d}$  (con  $f_d$  constante) es producida principalmente por variaciones en la estructura del halo (concentración) y en la masa (ver fig 3.7a). Ya que halos más concentrados son el producto de una temprana acumulación de masa (Avila-Reese et al. 1998), entonces los discos formados dentro de estos halos, con una tasa de acreción de gas proporcional a la historia de agregación de masa (MAH), tendrán un color más rojo (población estelar vieja). Entonces, como se mencionó anteriormente, para un valor fijo de  $\Sigma_{0,d}$ , se espera que discos más rojos tengan cocientes  $V_{d,m}/V_m$  menores. Desafortunadamente, la incertidumbre de los parámetros observacionales es muy grande como para permitir una comparación directa entre modelos y observaciones en lo que a la correlación de residuos se refiere. Sin embargo, al menos todas las tendencias parecen apuntar en la misma dirección, lo cual muestra la buena capacidad predictiva de los modelos evolucionarios complejos.

### ¿Son las galaxias "disco máximo" o "disco submáximo"?

El panel 3.7b ilustra las regiones cubiertas por las observaciones (área sombreada) y por los modelos complejos (área vacía acotada por líneas sólidas). Estas regiones fueron determinadas obteniendo el promedio tanto para  $\Sigma_{0,d}$  como para el cociente  $V_{d,m}/V_m$ , al dividir el conjunto de datos en 5 intervalos con un número semejante de elementos en cada uno. Para las partes extremas de la figura (límites superior e inferior en la densidad superficial), se aplicó una extrapolación lineal. Las regiones están acotadas por la desviación  $\pm\sigma$  obtenida al encontrar los promedios. Esta figura es mucho más visual a la anterior, muestra el relativo acuerdo entre los resultados observacionales y los que provienen de los modelos de galaxias de disco en la cosmología  $\Lambda$ CDM. La diferencia más notoria entre las regiones se alcanza a altos brillos superficiales. Los modelos complejos están por debajo de las observaciones en estos casos, sugiriendo entonces que los modelos presentan halos de materia oscura más concentrados que aquellos de las galaxias observadas.

Este resultado puede tener valiosas interpretaciones; pero antes de mencionarlas, es necesario decir que los errores observacionales en la determinación de  $W_{20}$ ,  $\Sigma_{0,K}$ ,  $h_K$ ,  $M_{HI}$  y cantidades que se utilizaron para el cálculo de  $\Sigma_{0,d}$  y el cociente  $V_{d,m}/V_m$ , son considerables (para una estimación ver Graham (2002)).

Los modelos y las observaciones muestran que el cociente  $V_{d,m}/V_m$  cambia de galaxia en galaxia dependiendo principalmente de la densidad superficial: decrece monótonamente conforme la galaxia tiene menor densidad superficial (Figura 3.7a). Las líneas horizontales en la figura (3.7) muestran el rango asociado a la hipótesis "disco máximo" de acuerdo a Sacket (1997),  $V_{d,m}/V_m = 0.85 \pm 0.10$ . De acuerdo a la figura, *una fracción importante de las galaxias observadas de muy alto y alto brillo superficial son descritas por discos máximos o cuasimáximos, mientras que las galaxias de tipo LSB son por mucho de disco submáximo (la contribución de la materia oscura es la más dominante aun en las regiones más centrales de la galaxia)*. Efectivamente, estudios observacionales detallados sobre las curvas de rotación y perfiles de brillo para galaxias de tipo HSB muestran que éstas tienden a ser de tipo "disco máximo" (ej. Corisini et al. (1998); Sallucci & Persic (1999); Palunas & Williams (2000)). Argumentos teóricos, incluyendo cotas dadas por la hipótesis "swing amplifier" o el lentamiento de barra debido a fricción dinámica, también sugieren el dominio de la materia luminosa en el centro de las galaxias de tipo HSB (ver Bosma (2002) para una síntesis y referencias específicas). Por otro lado, para las galaxias de tipo LSB, la hipótesis de "disco máximo" requiere de suponer cocientes  $M/L$  estelares muy altos, que para modelos de población estelar razonables, implican índices de color no realistas para el disco (de Blok et al. (1997,2001)). Los resultados mostrados en la figura (3.7) complementan todos estos trabajos previos, *unificando a las galaxias HSB y LSB en un continuo donde el cociente masa oscura-luminosa hasta la parte óptica de la galaxia, decrece conforme la densidad superficial del disco decrece*.

Desde el punto de vista teórico, para discos formados a partir de halos  $\Lambda$ CDM con  $f_d = 0.05$ , solo aquellos discos con densidades superficiales muy altas pueden ser descritos por la hipótesis de "disco máximo". Modelos galácticos con un valor moderado de  $\Sigma_{0,d}$  ( $\sim 400 M_{\odot} pc^{-2}$ ) tienen discos de tipo submáximo, con  $V_{d,m}/V_m \approx 0.66 \pm 0.06$ . Si tomamos valores más realistas para la fracción del disco,  $f_d = 0.02 - 0.03$  (Avila-Reese, Firmani & Zavala (2002)), entonces los modelos resultan con valores aun menores de los cocientes  $V_{d,m}/V_m$ . Las flechas en el panel (b) de la figura (3.7) ilustran que tanto el cociente  $V_{d,m}/V_m$  para los modelos disminuirá si en lugar de  $f_d = 0.05$  utilizamos  $f_d = 0.03$ .

La comparación entre modelos y observaciones en los paneles (a) y (b) de la figura (3.7) muestra un buen acuerdo, pero en promedio los modelos caen por debajo de las observaciones. Si  $f_d = 0.03$ , la diferencia se incrementa (ver flechas en la figura (3.7b)). En el panel (a), también se ilustra la curva correspondiente al modelo pseudo-isotermo con  $f_d = 0.05$  ( $M_v = 3.5 \times 10^{11} M_{\odot}$ ,  $r_c = 3.1 kpc$ ) presentada en la figura (3.6a), y agregamos resultados para otras dos masas:  $M_v = 3.5 \times 10^{10} M_{\odot}$  ( $r_c = 1.6 kpc$ , línea superior) y  $M_v = 3.5 \times 10^{12} M_{\odot}$  ( $r_c = 6.2 kpc$ , línea inferior); los radios del núcleo ( $r_c$ ) están calculados según las inferencias de Firmani et al. (2001), ver sección 3.3.1. Como fue mencionado anteriormente (figuras (3.6a) y (3.6b)), la mayor diferencia entre el modelo de halo NFW gravitacionalmente contraído y el modelo pseudo-isotermo en el plano  $V_{d,m}/V_m - \Sigma_{0,d}$  se da para densidades superficiales altas.

Las galaxias formadas dentro de halos  $\Lambda$ CDM parecen estar menos dominadas por el disco de lo que las observaciones sugieren, especialmente cuando  $f_d = 0.03$ . La diferencia promedio en este caso es aproximadamente del 10%. Por otro lado, un halo pseudo-isotermo origina un cociente  $V_{d,m}/V_m$  más grande de lo que se infiere de las observaciones para galaxias de tipo HSB (y un crecimiento más rápido de  $V_{d,m}/V_m$  con  $\Sigma_{0,d}$ ). Estas diferencias podrían disminuir al usar radios de núcleo ( $r_c$ ) menores a los usados aquí, o al introducir el jaloneo gravitacional del disco en el halo pseudo-isotermo. El hecho de que el cociente  $V_{d,m}/V_m$  continúe aumentando con  $\Sigma_{0,d}$  para las galaxias observadas de muy alto brillo superficial pudiera significar que la contracción gravitacional del halo debida al disco no es tan eficiente como en los modelos (esta contracción gravitacional es la responsable de que  $V_{d,m}/V_m$  tienda a un valor constante conforme  $\Sigma_{0,d}$  tiende a valores altos), o también pudiera deberse a algún proceso físico que expanda continuamente el núcleo del halo

(partículas de CDM autointeractuantes podrían introducir este efecto).

La conclusión del análisis de estos resultados es que las predicciones del escenario  $\Lambda$ CDM en lo que se refiere a los contenidos de materia oscura y bariónica en las galaxias de disco predicen un dominio menor de la materia luminosa al que se infiere de los resultados observacionales, especialmente si  $f_d < 0.05$ . Sin embargo, la manera en que estos contenidos varían con la variación de diferentes propiedades galácticas ( $\Sigma_{0,d}$  en particular) concuerda entre los modelos y las observaciones. El análisis parece sugerir que una modificación menor a la estructura de los halos  $\Lambda$ CDM es suficiente para conciliar las diferencias entre modelos y observaciones. Firmani & Avila-Reese (2000) muestran que la modificación de estos halos con la introducción de núcleos con una distribución de densidad suave (lo cual concuerda con las inferencias hechas a partir del análisis de curvas de rotación de galaxias tipo LSB), produce un aumento promedio del 10% para el cociente  $V_{d,m}/V_m$  para galaxias de tipo HSB. La inclusión de esta hipótesis en los modelos produciría un mejor acuerdo con las observaciones en la figura (3.7a).

### 3.3.4 Cocientes masa dinámica entre masa bariónica y masa dinámica entre luminosidad

En la sección anterior se investigó el cociente  $V_{d,m}/V_m$  a la luz de modelos de formación y evolución de galaxias y de resultados observacionales. Como lo muestran los paneles *c* y *d* de la figura 3.6, y lo establece la ecuación (3.38), este cociente es un buen trazador de la cantidad de materia luminosa y oscura en las galaxias de disco (de hecho si los halos fuesen del tipo NFW,  $V_{d,m}/V_m$  es prácticamente igual a la raíz inversa de  $M_{dyn}/M_{bar}$ ). En realidad el cociente  $V_{d,m}/V_m$  es una cantidad híbrida pues no se define a un radio dado (ver inicio de la sección 3.3); sin embargo es el dato más directo que podemos inferir a partir de nuestra muestra observacional y por ende es lo más apropiado para comparar con predicciones teóricas. De cualquier manera, por completez, aquí presentaremos también las estimaciones de  $M_{dyn}/M_{bar}$  para lo cual hay que introducir algunas hipótesis extra. En esta sección estudiaremos también la fracción de masa estelar a masa total ( $M_{dyn}/M_*$ ) y los cocientes masa total a luminosidad ( $M_{dyn}/L_\lambda$ ) (que han sido explorados con anterioridad por varios autores).

Como recordatorio, se definen a continuación las cantidades observacionalmente inferidas involucradas en estos cocientes:

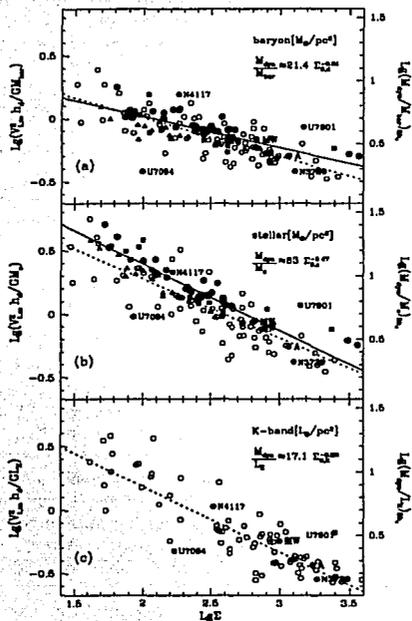
$$M_{dyn} = \frac{xV_m^2 h_d}{G} \equiv xM'_{dyn} \quad (3.47)$$

$$M_{bar} = M_* + M_g \approx M_d \quad (3.48)$$

$$M_* = \Upsilon_K L_K \quad (\text{bulbo} + \text{disco}) \quad (3.49)$$

Puesto que la definición precisa de la masa dinámica en la ecuación (3.47) depende del valor que tomemos para  $x$  (y por ende de la suposición que se haga con relación a  $r_m$  y/o la constancia de la curva de rotación en las partes externas), los resultados se presentarán por el momento sin normalización, es decir usando  $M'_{dyn}$ .

La figura (3.8) muestra la relación de los cocientes  $M'_{dyn}/M_{bar}$  (a),  $M'_{dyn}/M_*$  (b),  $M_{dyn}/L_K$  (c) con  $\Sigma_{0,d}$ ,  $\Sigma_{0,*}$ ,  $\Sigma_{0,K}$  respectivamente. En la misma figura, en el eje vertical derecho, damos ahora una estimación de lo que sería el coeficiente  $M_{dyn}/M_{bar}$  a  $5h_d \approx r_{opt}$ . Para esto multiplicamos por 5  $M'_{dyn}$ , es decir supusimos que  $x = 5$  y que a ese radio esta contenida ya toda la masa del disco (en realidad a  $5h_d$ , para un disco exponencial, se tiene ya el 95% de  $M_{bar}$ ). La suposición de  $x = 5$  sería



TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Fig. 3.8: (a) El cociente de masa dinámica a masa de disco vs. la densidad superficial bariónica para observaciones y modelos (símbolos iguales a los de la figura (3.7)). El eje vertical izquierdo es la cantidad inferida directamente de las observaciones, mientras que el eje derecho es esta misma cantidad multiplicada por 5: suponiendo que la velocidad máxima de rotación permanece constante hasta  $r = 5h_d$  y que toda la masa está contenida dentro de este radio, esta cantidad corresponde exactamente al cociente masa dinámica-masa de disco a  $r = 5h_d$ . Las líneas sólidas y punteadas son las regresiones lineales para modelos y observaciones respectivamente. Para las observaciones, el ajuste se muestra en la esquina superior derecha. (b) Lo mismo que en (a) pero para la masa y densidad superficial estelares. (c) Lo mismo que en (a) pero para la luminosidad y brillo superficial en la banda K; sólo las observaciones se muestran en este último panel.

correcta estrictamente hablando sólo si en todos los casos  $V(5h_d) = V_m$ . Como ya se mencionó, para galaxias de mayor brillo superficial y más masivas, el valor de  $V(5h_d)$  puede haber decaído hasta un 10–20% del valor de la velocidad al máximo,  $V_m$ . Esta es la incertidumbre que tenemos al usar  $(M_{dyn}/M_{bar})sh_d$ . Podemos también definir  $M_{dyn}/M_{bar}$  a  $2.2h_d$ . En este caso tenemos que suponer que  $V_m$  se alcanza para todas las galaxias a  $2.2h_d$ ; a ese radio, la fracción de masa (luminosidad) de un disco exponencial es de 0.64. Por lo tanto,  $(M_{dyn}/M_{bar})_{2.2h_d} = (2.2/0.64)(M'_{dyn}/M_{bar})$ .

En todos los paneles de la figura (3.8) se aprecia de manera general una buena correlación entre los cocientes y las densidades y brillos superficiales. Describiremos uno a uno los paneles de esta figura.

Como ya se mencionó, el cociente  $M_{dyn}/M_{bar}$  está conectado íntimamente al cociente  $V_{d,m}/V_m$ . Es por eso que los resultados son semejantes en los paneles 3.7a y 3.8b. Aplicando una regresión múltiple lineal para  $M_{dyn}/M_{bar}$  como función de las variables  $\Sigma_{0,d}$  y  $h_d$ , llegamos a la misma conclusión que en la sección anterior: la fracción de materia oscura a materia bariónica en las galaxias de disco depende principalmente de la densidad superficial  $\Sigma_{0,d}$  y no depende de la escala ( $h_d$  o  $M_{bar}$ ). La correlación obtenida para las galaxias observadas es:

$$\frac{M'_{dyn}}{M_{bar}} \propto (\Sigma_{0,d})^{-0.31 \pm 0.03} h_d^{-0.05 \pm 0.05} \quad (3.50)$$

con  $R = 0.80$ . Lo cuál concuerda aproximadamente con la ecuación (3.45) si  $M'_{dyn}/M_{bar} \propto (V_{d,m}/V_m)^{-2}$ , es decir si se cumple la ecuación (3.38). En la figura también se muestran los resultados de los modelos complejos usando exactamente la misma definición usada en las observaciones para la masa dinámica y para la densidad superficial del disco. La comparación entre modelos y observaciones concuerda con lo obtenido para el cociente  $V_{d,m}/V_m$ .

La regresión lineal entre  $M'_{dyn}/M_{bar}$  y  $\Sigma_{0,d}$  es:

$$\left(\frac{M_{dyn}}{M_{bar}}\right)_{r=\alpha h_d} = \alpha 10^{0.63 \pm 0.10} \Sigma_{0,d}^{-0.31 \pm 0.04} \quad (3.51)$$

( $R=0.74$ ), con  $\alpha = 5$  (línea sólida en figura (3.8)) y  $\alpha = 2.2$  para este cociente definido a un radio de 5 y  $2.2 h_d$  respectivamente. El cociente de materia bariónica a oscura,  $M_{bar}/M_h$ , está relacionado con  $M_{dyn}/M_{bar}$  a través de la siguiente fórmula:

$$\frac{M_{bar}}{M_h} = \frac{1}{\frac{M_{dyn}}{M_{bar}} - 1} \quad (3.52)$$

Por tanto, el cociente  $(M_{bar}/M_h)_{2.2h_d}$  para galaxias de muy alto brillo superficial ( $\Sigma_{0,d} \approx 200 M_\odot/pc^2$ ), de mediano brillo superficial ( $\Sigma_{0,d} \approx 400 M_\odot/pc^2$ ) y de muy bajo brillo superficial ( $\Sigma_{0,d} \approx 50 M_\odot/pc^2$ ) es en promedio 2.5, 0.8 y 0.25 respectivamente. Para la Vía Láctea y Andrómeda tenemos que:  $(M_{bar}/M_h)_{2.2h_d} = 0.74$  y 1.34 respectivamente.

En el panel 3.8b se muestra la relación entre  $M'_{dyn}/M_*$  y  $\Sigma_{0,*}$ , la relación es mucho más estrecha que en el caso anterior y al igual que en él, no se observa dependencia con el radio de escala estelar ( $h_*$ ). El ajuste directo multidimensional es:

$$\frac{M'_{dyn}}{M_*} \propto \Sigma_{0,*}^{-0.51 \pm 0.04} h_{R'}^{-0.13 \pm 0.06} \quad (3.53)$$

con  $R = 0.86$ . La comparación entre este ajuste y el anterior muestra que la correlación entre el cociente y la densidad superficial se la ha hecho más estrecha y su pendiente más empinada. Este cambio se debe a que galaxias con menor brillo superficial tienen típicamente fracciones de gas

más grandes que las de mayor brillo (ver figura A.3 del Apéndice A) y por tanto tendrán mayor contribución de gas a la masa bariónica de la galaxia, provocando un cambio de pendientes entre las relaciones 3.8b y 3.8a.

En el panel 3.8c se muestra la relación entre  $M'_{dyn}/L_K$  y  $\Sigma_{0,K}$ ; la relación es muy semejante a la del panel 3.8b, pues como se ha mencionado, la luminosidad de una galaxia en la banda K, es buena trazadora de la masa total de estrellas que hay en ella. La similitud entre estas dos relaciones muestra que los resultados referentes a componentes bariónicas y estelares no dependen del método utilizado para calcular  $\Upsilon_K$ . El ajuste multidimensional entre  $M'_{dyn}/L_K$ ,  $\Sigma_{0,K}$  y  $h_K$  es:

$$\frac{M'_{dyn}}{L_K} \propto \Sigma_{0,K}^{-0.56 \pm 0.03} h_K^{-0.16 \pm 0.06} \quad (3.54)$$

con  $R = 0.89$ . En la figura (3.9a) se muestra la relación entre  $M'_{dyn}/L_B$  y  $\Sigma_{0,B}$ . Una vez más los resultados muestran una clara dependencia del cociente con el brillo superficial central. El ajuste multidimensional entre estas cantidades más el radio de escala es:

$$\frac{M'_{dyn}}{L_B} \propto \Sigma_{0,B}^{-0.37 \pm 0.04} h_B^{0.03 \pm 0.06} \quad (3.55)$$

con  $R = 0.77$ . Por lo tanto, *el cociente  $M_{dyn}/L_B$  anticorrelaciona significativamente con  $\Sigma_{0,B}$  y no lo hace con  $h_B$* . El cambio de pendiente entre esta relación y aquella que involucra cantidades estelares es explicable: galaxias de menor densidad superficial usualmente tienen mayor luminosidad en la banda B que sus contrapartes de mayor brillo superficial, esto ocasiona que la pendiente sea menos empinada al pasar de masa estelar a la luminosidad en B (del panel 3.8b al 3.9a).

Debe hacerse notar que si la muestra esta limitada a un intervalo pequeño de magnitudes, aparece una correlación espurea de  $M_{dyn}/L_B$  con  $h_B$  (ver figura 3.12a). Contrario a los resultados presentados aquí, y usando el plano fundamental, Graham (2002) llegó a la conclusión de que el cociente  $M_{dyn}/L_B$  depende de  $h_B$  y es independiente a  $\Sigma_{0,B}$ . En la sección 3.3.5 discutimos las razones de esta aparente contradicción.

Las correlaciones encontradas entre  $M_{dyn}/L_K$  con  $\Sigma_{0,K}$  y  $M_{dyn}/L_B$  con  $\Sigma_{0,B}$  permiten inferir un resultado interesante:

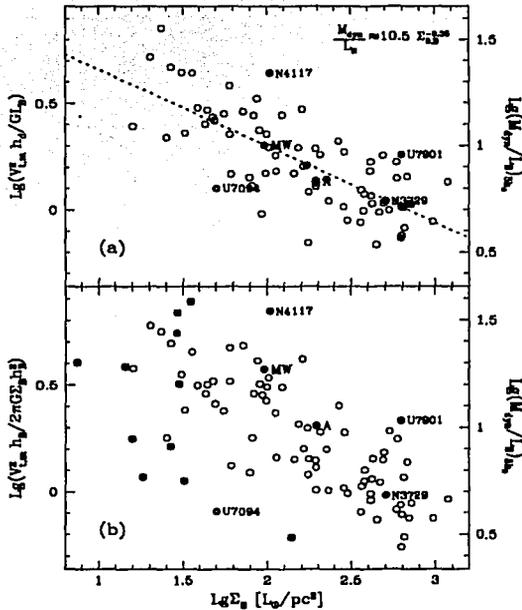
$$(B - K) \approx 0.36(B - K)_0 - 0.19\mu_{0,K} \quad (3.56)$$

donde  $(B - K)_0 = \mu_{0,B} - \mu_{0,K}$  es el color central del disco. Esta relación concuerda aproximadamente con una comparación directa de estas cantidades observables:

$$(B - K) = (1.35 \pm 0.24) + (0.52 \pm 0.07)(B - K)_0 \quad (\text{ajustedirecto, } R \approx 0.60) \quad (3.57)$$

La parte central de disco es típicamente más roja que el color promedio para todo el disco y la diferencia se vuelve más grande conforme la galaxia es más roja (de Jong (1996); Verheijen (1997)).

En la figura (3.11a) exploramos si es que el cociente  $M_{dyn}/M_{bar}$  (definido a  $5h_d$ ) correlaciona con el color integral (B-K). Aparéntemente no existe una correlación significativa directa, sin embargo, se observa una ligera tendencia de las más rojas a tener valores menores de  $M_{dyn}/M_{bar}$  (ver también Graham (2002)). Esto se debe principalmente a que las galaxias más rojas tienen comúnmente un mayor brillo superficial (ver figura A.2 del Apéndice A). Como vimos arriba, las galaxias con mayor densidad superficial son menos dominadas por la materia oscura que las galaxias de menor densidad superficial. Sin embargo, para un brillo superficial dado, es de esperarse que las galaxias rojas (formadas antes que el promedio) sean más dominadas por la materia oscura que las galaxias azules (ver Avila-Reese & Firmani (2000)). Esto se debe a que los halos formados en



TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

Fig. 3.9: (a) Igual que la figura 3.8, pero para la luminosidad y brillo superficial en la banda B y solo para los datos observacionales. (b) Igual que en (a) pero usando el método y definiciones de Graham (2002), ver sección 3.3.5, e incluyendo algunas de las galaxias de tipo LSB con bulbos prominentes también consideradas por Graham (círculos con cruces). Nótese como la dispersión en la correlación vista en el panel (a) se incrementa en el panel (b).

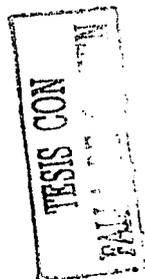
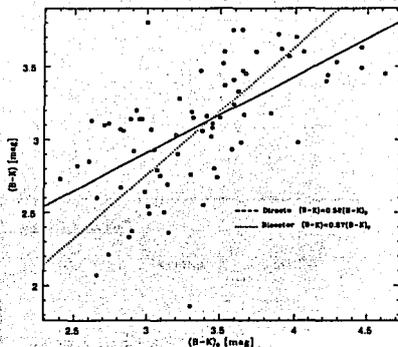
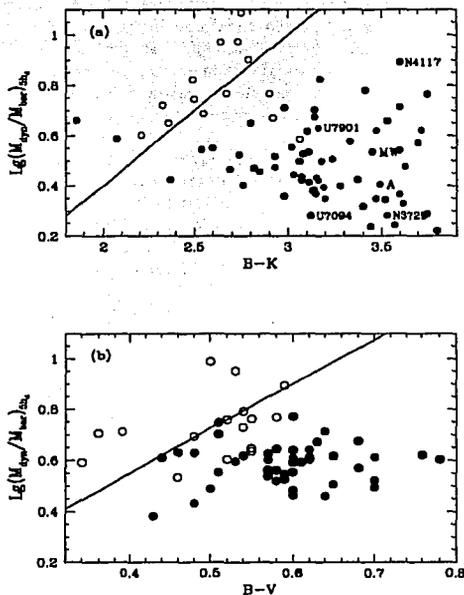


Fig. 3.10: Relación entre el color integral  $(B-K)$  y el color central  $(B-K)_0$ . Aparecen todas las galaxias de la muestra excepto las catalogadas como outliers. La línea sólida corresponde al ajuste directo y la punteada al ajuste bisector.

un colapso temprano son más concentrados que los halos formados por una acreción extendida. En la figura (3.11b), se muestran los resultados de los modelos teóricos en términos del color  $(B-V)$ . Los datos fueron acomodados en tres grupos de acuerdo a su densidad superficial de disco. Para los modelos de menor densidad superficial, el cociente  $M_{dyn}/M_{bar}$  correlaciona con el color de la manera esperada. Para mayores densidades superficiales, la correlación tiende a desaparecer por el efecto de saturación del cociente para altas densidades superficiales. Esto es provocado por la contracción gravitacional de los halos NFW debida a la formación del disco <sup>8</sup>(de lo contrario, los modelos HSB azules podrían tener cocientes  $M_{dyn}/M_{bar}$  menores). En el panel (a) los datos observacionales también han sido separados en tres grupos de acuerdo a su densidad superficial. La tendencia de las galaxias de bajo brillo superficial es similar a la que se observa para los modelos. Para altos brillos, las observaciones y los modelos concuerdan de manera burda entre sí. Sin embargo, gran parte de las galaxias más rojas y de más alto brillo superficial tienen cocientes  $M_{dyn}/M_{bar}$  menores a los que tienen los modelos. Estas galaxias, que tienen los discos más dominantes y (probablemente) los halos más concentrados, muestran que la materia oscura no es tan dominante como en el caso de discos formados dentro de halos NFW.

En los paneles (a) y (b) de la figura 3.8 también se han incluido los resultados de la modelación compleja (símbolos rellenos, no hay predicciones disponibles de los modelos para la luminosidad en la banda K y en la banda B). Como en el caso del cociente  $V_{dm}/V_m$ , los modelos concuerdan de manera significativa con las observaciones presentando en promedio un valor de  $M_{dyn}/M_{bar}$  y  $M_{dyn}/M_*$  un poco mayor al de las observaciones, principalmente para galaxias de altos brillos superficiales. Esta pequeña diferencia se incrementa si  $f_d$  toma valores menores a 0.05, sugiriendo la hipótesis de halos menos concentrados en el centro que los halos cosmológicos de CDM. También

<sup>8</sup>La dispersión en la relación entre  $M_{dyn}/M_{bar}$  y  $\Sigma_{0,d}$  disminuye naturalmente para altos brillos superficiales pues el valor del cociente empieza a saturarse al no poder ser mayor a uno.



TESS CON  
FALLA DE ORIGEN

Fig. 3.11: (a) Cociente aproximado de masa dinámica a masa bariónica a  $r = 5h_d$  contra el color integral (B-K) para datos observacionales. Ninguna correlación se aprecia de manera global. Sin embargo, para intervalos limitados de densidad superficial, aparece una ligera correlación, sobre todo para densidades pequeñas. Los datos fueron agrupados en tres grupos de acuerdo a su densidad superficial de disco: símbolos abiertos, con un punto en el centro y sólidos, corresponden a densidades bajas, medias y altas respectivamente. La línea sólida ayuda a observar la tendencia. (b) Igual que en (a) pero para los modelos y para el color (B-V) en lugar de (B-K).

debe mencionarse que las diferencias entre modelos y observaciones decrece al pasar de parámetros estelares a bariónicos (estrellas más gas). Este efecto se debe a que los modelos tienen fracciones de gas ligeramente mayores a las de las observaciones (Firmani, Avila-Reese (2000)). En los modelos se supone que todo el gas en la galaxia es frío, mientras que en las galaxias observadas, parte de este gas puede estar ionizado, especialmente en las partes externas del disco. Por tanto, este gas no es detectado por las observaciones de *HI*.

### 3.3.5 Comparación con trabajos previos

Uno de los puntos más importantes, y que fue enfatizado en las últimas secciones es la dependencia de la fracción de materia luminosa a materia total con las propiedades globales en las galaxias de disco. Como se mencionó anteriormente, es de esperarse que entre estas propiedades globales estén: la densidad superficial central y la escala de la galaxia (representada ya sea por el radio de escala o por la masa total). En base a esta expectativa, diversos autores han estudiado los cocientes masa-luminosidad y han obtenido sus propias conclusiones. Mencionaremos a continuación algunos de estos estudios.

A través del plano fundamental para las galaxias de disco, Graham (2002) concluye que el cociente  $M_{dyn}/L_B$  (definido a un radio  $r = 4h_B$ ) depende del radio de escala  $h_B$  y no depende de  $\Sigma_{0,B}$ . El procedimiento que sigue Graham para concluir lo anterior es el siguiente:

1) La muestra de galaxias que utiliza en su estudio es muy similar a la nuestra; es una compilación final de 95 galaxias. Sólo considera los parámetros fotométricos  $\Sigma_{0,\lambda}$  y  $h_\lambda$  en las bandas B y R, no toma en cuenta la luminosidad ni el parámetro dinámico  $W_{20}$ . Las correcciones hechas por Graham son las mismas a las utilizadas en el Capítulo 2.

2) A partir de estos parámetros construye el ajuste al plano fundamental, definido por él como:

$$V_m \propto \Sigma_{0,B}^\alpha h_B^\beta \quad (3.58)$$

Este ajuste es calculado usando una regresión lineal múltiple de tipo bisector.

3) Usando el ajuste al plano fundamental y la definición para la masa dinámica, calcula lo que él llama el cociente masa-luminosidad fotométrico:

$$-2.5 \log \left( \frac{M}{L} \right)_{tot} \propto (2\alpha - 1)\mu_0 - 2.5(2\beta - 1) \log h \quad (3.59)$$

4) Usando los valores de  $\alpha$  y  $\beta$  encontrados en 2), obtiene:

$$\log \left( \frac{M}{L_B} \right)_{tot} \propto (0.00 \pm 0.04)\mu_0 + (0.54 \pm 0.14) \log h \quad (3.60)$$

es decir, el cociente masa-luminosidad en la banda B depende principalmente del radio de escala y es independiente al brillo central superficial.

5) Define también el cociente masa dinámica-luminosidad de una galaxia como:

$$\left( \frac{M_{dyn}}{L} \right)_{cin} \propto \frac{V_m^2 4h}{\Sigma_0 h^2} \quad (3.61)$$

es decir, utiliza la relación de Freeman para calcular la luminosidad. A este cociente le llama cinemático y lo compara después con el fotométrico.

La conclusión final del trabajo de Graham es contradictoria a la nuestra y puesto que las muestras observacionales usadas en ambos casos son muy semejantes, esta contradicción pone en tela de juicio alguno de los dos estudios; pero en realidad, esta discrepancia es sólo aparente. En

primer lugar, la definición de masa dinámica usada por Graham es diferente a la nuestra; él la define en base al radio de escala en la banda B ( $h_B$ ) y no al radio de escala total del disco ( $h_d$ ). La luminosidad que él considera es calculada según la relación de Freeman:  $L_B \propto \Sigma_{0,B} h_B^2$ , no es una cantidad observacional directa. Su análisis estadístico no se basa en una comparación directa entre el cociente  $M_{dyn}/L_B$  y las variables  $\Sigma_{0,B}$  y  $h_B$ , sino en una correlación indirecta basada en el plano fundamental. Y por último, agrega a su muestra un conjunto de galaxias bastante peculiar, la submuestra de Beijersbergen (1999). Estas son galaxias de bajo brillo superficial pero con bulbo dominante; su radio de escala es por tanto mayor al radio promedio de las galaxias de bajo brillo. Todas estas diferencias hacen inadecuada una comparación directa entre sus resultados y los nuestros. Una comparación sólo es posible si seguimos sus definiciones.

La figura 3.9b es la misma a la figura 3.9a, solo que utiliza la definición cinemática de Graham e incluye un conjunto de galaxias extra, de las submuestras de Beijersbergen y de Blok (para ellas solo hay información en la banda B). La diferencia entre ambos paneles es apreciable, al tomar en cuenta las galaxias peculiares y la definición de Graham, la correlación entre el cociente  $M_{dyn}/L_B$  con el brillo superficial disminuye notablemente, la dispersión aumenta significativamente. Los paneles *a* y *b* de la figura 3.12 son análogos a los paneles *a* y *b* de la figura 3.9 respectivamente, solo que en ellos la relación es entre el cociente y el radio de escala  $h_B$ . El resultado es inverso al de los primeros paneles, mientras que con nuestro método no se aprecia ninguna correlación entre el cociente  $M_{dyn}/L_B$  y  $h_B$ , al aplicar las definiciones de Graham, aparece una correlación significativa. Los resultados de este análisis gráfico muestran que al utilizar el marco de análisis de Graham, obtenemos resultados similares.

El análisis gráfico es respaldado por un análisis estadístico, utilizando como base el plano fundamental. Si seguimos el método de Graham utilizando la definición del cociente masa-luminosidad fotométrico, incluyendo las galaxias peculiares, obtenemos el siguiente ajuste (bisector tridimensional<sup>9</sup>) para el plano fundamental:

$$V_m \propto \Sigma_{0,B}^{0.43} h_B^{0.68} \quad (3.62)$$

lo cual da un cociente masa-luminosidad en la banda B de:

$$\log\left(\frac{M}{L_B}\right) \propto 0.06\mu_{0,B} + 0.36\log h_B \quad (3.63)$$

Por tanto, nuestros resultados coinciden aproximadamente con los de Graham (2002) cuando aplicamos a nuestros datos sus técnicas y definiciones, y cuando incluimos la muestra peculiar de galaxias de galaxias LSB con bulbos grandes. Sin embargo, consideramos que nuestra conclusión de la sección previa, sobre la correlación del cociente  $M_{dyn}/L_B$  con el brillo central  $\Sigma_{0,B}$  y la no dependencia de él con el radio de escala  $h_B$ , es físicamente correcta. En realidad si usamos el resultado de Graham, es fácil demostrar que:

$$(B - R) \approx -0.25(B - R)_0 - (0.09\mu_{0,B} + 0.12M_B) \quad (3.64)$$

lo que implica una anticorrelación del color central con el color integral de las galaxias, lo cual está en desacuerdo con comparaciones observacionales directas de estas cantidades. El análisis de Graham es una manera indirecta de estimar  $M_{dyn}/L_B$  donde el "ruido" en las diferentes relaciones que se utilizan para llegar a esta estimación parece confabularse para dar resultados contrarios.

Para una muestra de 114 galaxias espirales, Karachentsev (1991) encuentra que el cociente de masa dinámica a luminosidad en la banda B, no depende de  $L_B$  pero anticorrelaciona con el brillo

<sup>9</sup>El ajuste bisector en tres dimensiones usado aquí es más bien un ajuste promedio. Se calculó el ajuste directo tomando como variable dependiente a cada una de las tres variables, después se promediaron las pendientes que resultan en cada caso y se obtuvo el resultado que aquí se presenta.

TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

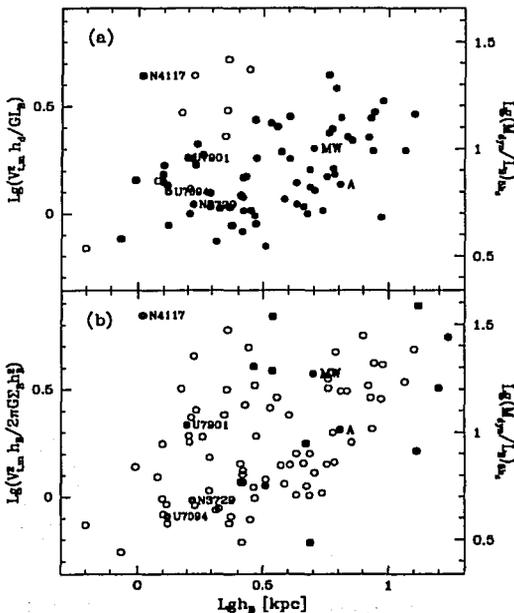


Fig. 3.12: (a) Igual que en la figura 3.8(a) pero para  $h_B$  en lugar de  $\Sigma_{0,B}$  en el eje horizontal. Los datos están divididos en tres grupos de acuerdo a su magnitud en la banda B. Los rangos correspondientes son:  $4.0 \times 10^8 - 2.5 \times 10^9 L_{B\odot}$  (símbolos abiertos),  $2.5 \times 10^9 - 1.6 \times 10^{10} L_{B\odot}$  (círculos con un punto en el centro)  $1.6 \times 10^{10} - 1.0 \times 10^{11} L_{B\odot}$  (símbolos sólidos). Una correlación significativa aparece entre el cociente masa-luminosidad y el radio de escala para datos con  $L_B$  casi constante. (b) Igual que en la figura 3.8(b) pero para  $h_B$  en lugar de  $\Sigma_{0,B}$  en el eje horizontal, con el cociente masa-luminosidad definido a la Graham y con la inclusión de las galaxias peculiares (círculos con cruces).

superficial central en la banda B, en concordancia con nuestros resultados. La pendiente de correlación encontrada por este autor ( $M_{dyn}/L_B \propto \Sigma_{0,B}^{-s}$ ,  $s \approx 0.5$ ) es un poco más empinada que la nuestra; ésta podría disminuir si en sus datos se usa una corrección de extinción interna dependiente de la luminosidad (velocidad) como se utilizó en nuestra muestra. Si se toma en cuenta esta dependencia, entonces las galaxias más luminosas de la muestra de Karachentsev tendrán un término mayor de corrección que las menos luminosas, disminuyendo así la pendiente que encontró este autor para la relación entre  $M_{dyn}/L_B$  y  $\Sigma_{0,B}$  al aplicar un término de extinción interna independiente de la luminosidad.

Sallucci et al. (1991) infirieron el cociente masa-luminosidad usando datos en la banda B para una muestra de galaxias de tipo HSB y suponiendo un brillo superficial constante. Concluyeron que este cociente es proporcional a  $L_B^{0.4}$ . Como ya se mostró a lo largo de esta sección, cuando la muestra de galaxias observadas es aproximadamente del mismo brillo central, una dependencia con la luminosidad es natural.

Una muestra limitada en luminosidades da origen a una falsa correlación del cociente  $M_{dyn}/M_{bar}$  con el radio de escala. Este punto ya fue discutido, sin embargo, la figura 3.13 lo muestra con claridad según los resultados observacionales y los modelados. En ella se usó el cociente  $V_{d,m}/V_m$  en lugar de  $M_{dyn}/M_{bar}$  pues es una cantidad observacional más directa y como ya se demostró, ambas son equivalentes.

Finalmente, a partir del análisis de las curvas de rotación de una muestra de galaxias HSB con tipos morfológicos tardíos, Persic & Salucci (1988, 1990) encontraron que:  $(M_{dyn}/M_{bar})_{3.2h_d} \propto L_B^{-0.4}$ . El método usado por ellos es conceptualmente diferente al utilizado aquí y está basado en información observacional diferente. Nuestros resultados (observacionales y teóricos) muestran que  $(M_{dyn}/M_{bar})_{2.2h_d}$  no correlaciona con  $M_{bar}$  o con  $L_B$ . La principal suposición que hemos hecho para inferir este cociente de las observaciones, es que el factor  $x/y$  en la ecuación (3.38) permanece aproximadamente constante para galaxias de diferente brillo superficial o luminosidad. Esto es cierto para discos formados dentro de halos CDM (o dentro de cualquier halo cuya velocidad circular no aumenta considerablemente una vez que se ha alcanzado el máximo de la componente del disco), como se ve en la figura 3.6d,  $(V_{d,m}/V_m) \approx (V_d/V_t)_{2.2h_d}$ . Ya que los análisis llevados a cabo sobre las correlaciones del cociente  $V_{d,m}/V_m$  con diferentes parámetros galácticos muestran un acuerdo razonable entre modelos y observaciones, podemos especular que los halos que envuelven a las galaxias reales no tienen una distribución de masa muy diferente a la que proponen los halos NFW, en particular para radios intermedios. Al final del capítulo y en el Capítulo 5, se discutirán con mayor detalle las diferencias entre este trabajo y los de Persic & Salucci.

En general, la mayoría de los trabajos previos sobre los contenidos de materia oscura y luminosa en las galaxias de disco no toman en cuenta que estos contenidos varían de galaxia en galaxia, según el brillo superficial. Nosotros hemos mostrado que el cociente de masa total a luminosa hasta las regiones ópticas de las galaxias decrece conforme el brillo superficial central aumenta, con una independencia casi total de la escala de la galaxia.

TERCERA  
 FALLA DE ORIGEN

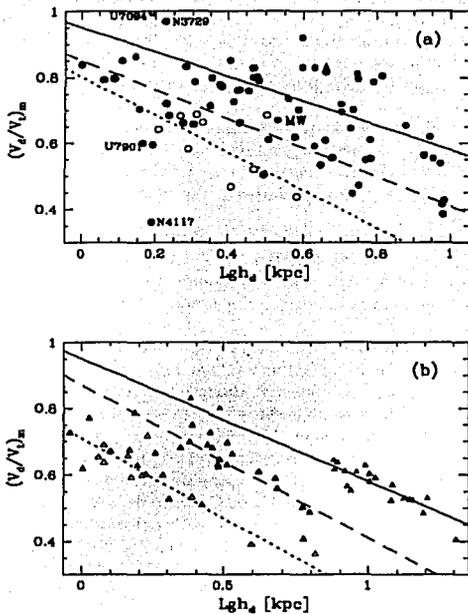


Fig. 3.13: El cociente  $V_{d,m}/V_m$  vs. el radio de escala del disco ( $h_d$ ) para observaciones (a) y para modelos (b). Las observaciones y los modelos fueron agrupados en tres grupos de acuerdo a su luminosidad en la banda K o su masa estelar, respectivamente. Los rangos correspondientes son:  $3.5 \times 10^8 - 3.5 \times 10^9 L_{K\odot}$  y  $2.5 \times 10^8 - 2.5 \times 10^9 M_{\odot}$  (símbolos abiertos),  $3.5 \times 10^9 - 3.5 \times 10^{10} L_{K\odot}$  y  $2.5 \times 10^9 - 2.5 \times 10^{10} M_{\odot}$  (círculos con marca en el centro),  $3.5 \times 10^{10} - 3.5 \times 10^{11} L_{K\odot}$  y  $2.5 \times 10^{10} - 2.5 \times 10^{11} M_{\odot}$  (símbolos sólidos). Las líneas sirven de referencias visuales para apreciar la tendencia de los datos observacionales y de modelos en cada grupo. Se observa que una correlación significativa entre el cociente  $V_{d,m}/V_m$  y  $h_d$  aparece cuando la muestra está acotada en un rango pequeño de luminosidades.

### 3.4 Discusión

En este capítulo, aparte de haber presentado una breve reseña sobre el problema de la materia oscura en las galaxias y los modelos de formación de ellas en el contexto cosmológico, se hizo un extensivo análisis de las fracciones de materia oscura y luminosa para la muestra de galaxias de disco presentada en el Capítulo 2. Los resultados se compararon e interpretaron a la luz de predicciones teóricas, primero con un modelo de descomposición halo-disco y luego con modelos evolutivos completos. En el Capítulo 5 se presentarán las principales conclusiones a las que arribamos tanto aquí como en el resto de los capítulos. A continuación se remarca sólo la principal implicación de los resultados:

**Encontramos que las fracciones de materia oscura y luminosa dentro de radios típicos del disco dependen principalmente de la densidad o brillo superficial del disco y no así de la masa o luminosidad. A medida que el disco es de mayor brillo superficial, mayor es el dominio de la parte luminosa. Este resultado es predicho para discos en equilibrio centrífugo formados en halos  $\Lambda$ CDM. Persic & Salucci (1990) y Persic, Salucci & Stel (1996), usando la forma de la curva de rotación de una muestra de galaxias tardías de alto brillo superficial, concluyeron que las fracciones de materia oscura y luminosa dependen únicamente de la luminosidad o masa: mientras menos luminosa es la espiral, mayor es el dominio de materia oscura a 3.2 radios de escala. El resultado clave que los lleva a concluir ésto, es la medición de la pendiente de la curva de rotación a este radio. Lamentablemente ellos no disponían de fotometría adecuada para su muestra y usaron radios de escala en la banda B ( $h_B$ ) reportados en diferentes fuentes. El radio de escala en esta banda no traza fielmente la estructura del disco bariónico, que es quien produce en última instancia la componente de velocidad del disco. Para nuestra muestra, vemos que  $h_B$  sistemáticamente se hace más grande que  $h_d$  (o  $h_K$ ) a medida que la galaxia es más luminosa. Es esta correlación la que introduce finalmente la correlación del cociente masa del disco a masa total a 3.2  $h_B$  con la luminosidad. En efecto, para las galaxias más luminosas, el radio en el cual ellos determinan la pendiente de la curva de rotación tendría que ser menor, dando así pendientes que poco se diferenciarían de las de galaxias menos luminosas. Por otro lado, hay que considerar que estos autores analizaron sólo una muestra de galaxias HSB y de tipo tardío.**

**Nuestros resultados, a pesar de las suposiciones que se hacen, son sólidos y para una muestra amplia en tipos, brillos y luminosidades. El cociente  $V_{d,m}/V_m$  que inferimos es prácticamente directo de los datos observacionales. Para la curva de rotación universal que inferen Persic et al. (1996), este cociente (como es de esperarse) depende fuertemente de la luminosidad, en franca contradicción con los resultados encontrados aquí. Definitivamente el método de análisis de la forma de las curvas de rotación de Persic et al. tiene que ser aplicado a una muestra más completa y con mejor fotometría a fin de poder dar resultados más realistas.**

El hecho de si es el brillo superficial o la luminosidad de quien depende el contenido de materia oscura y luminosa en las galaxias de disco, tiene profundas implicaciones para los modelos de formación de galaxias. Como se mostró a lo largo de este capítulo, para discos formados auto-consistentemente en halos  $\Lambda$ CDM en crecimiento continuo, es el brillo superficial el principal parametro: mientras mayor es, mayor es el dominio del disco sobre el halo. Incluso a paridad de brillo superficial, los modelos muestran una ligera tendencia a ser más dominados por materia oscura a medida que son más luminosos, al contrario del resultado de Persic et al. Para que la luminosidad (o masa) sea el parámetro clave, se requiere cambiar por completo la estructura interna de los halos oscuros (abandonar el modelo  $\Lambda$ CDM) o introducir algún fenómeno astrofísico que haga que intrínsecamente las galaxias menos luminosas tengan menos materia bariónica que las más luminosas. La retroalimentación por formación estelar podría hacer ésto, pero tendría que ser muy eficiente y funcionar de manera continua a todas las luminosidades. Como se vió anteriormente,

van den Bosch mostró que la retroalimentación sí actúa, pero el resultado final es una dependencia muy pobre con la masa del sistema. Las más pequeñas pierden mucho gas, pero las más grandes no logran incorporar todavía gran parte del gas en el halo, de tal manera que se dá una especie de compensación y casi todas las galaxias terminan en sus discos con aproximadamente 0.4-0.6 de los bariones disponibles en el halo, independientemente de sus masas (van den Bosch 2002).

Nuestros resultados abren una interesante controversia con profundas implicaciones para los modelos de formación y evolución de galaxias: ¿Las fracciones de materia oscura y bariónica en los discos galácticos dependen del brillo superficial o de la luminosidad? Nuestra respuesta es el primer caso. Futuros trabajos observacionales concebidos para dar respuesta a esta pregunta, darán el veredicto final.

### 3.5 Anexo.- Equilibrio dinámico e inferencia de masa en galaxias

La idea física fundamental que explica la dinámica que observamos en las galaxias de disco es la de equilibrio centrífugo. El disco, formado por estrellas gas y polvo se encuentra rotando, lo cual produce una aceleración centrífuga que se equilibra con la aceleración gravitacional producida por toda la masa contenida en el sistema. A partir de esta suposición se desarrolla la dinámica de los discos galácticos que permite inferir la distribución de materia en las galaxias en base a observaciones de la curva de rotación.

#### a) Masa puntual

Supongamos una partícula ( $p$ ) de masa  $m$  orbitando alrededor de un objeto mucho más masivo ( $P$ ) de masa  $M$ , entonces podemos calcular la velocidad circular de rotación ( $V_c$ ) del objeto orbitante en función de su distancia ( $r$ ) al objeto  $P$ . Puesto que el satélite se encuentra en equilibrio centrífugo, la fuerza gravitacional ( $F_g$ ) que lo atrae hacia  $P$  es igual en magnitud a la fuerza centrífuga ( $F_c$ ) que tiende a alejarlo de él. Matemáticamente:

$$|F_g| = \frac{GMm}{r^2} = \frac{mV_c^2}{r} = |F_c| \quad (3.65)$$

Entonces:

$$V_c = \sqrt{\frac{GM}{r}} \quad (3.66)$$

Las ecuaciones (3.65) y (3.66) nos llevan, a través de este ejemplo sencillo, a lo que se conoce como el teorema del virial, que relaciona la energía cinética ( $K$ ) con la energía potencial ( $U \equiv -GM/r$  para este caso) de la partícula:

$$K = \frac{1}{2}mV_c^2 = \frac{1}{2}m\frac{GM}{r} = -\frac{1}{2}U \quad (3.67)$$

#### b) Esfera homogénea

Del caso sencillo planteado en  $a$ ), podemos ahora hacer una extensión a un cuerpo esférico con una distribución de masa homogénea, es decir, con una densidad  $\rho$  constante. Considerando órbitas circulares, podemos calcular la velocidad circular de alguna partícula dentro de la esfera ubicada a una distancia  $r$  de su centro. Aplicando el teorema de Gauss a la ley de gravitación de Newton, se encuentra que las fuerzas gravitacionales debidas a partes de la esfera con una distancia mayor

a  $r$  se cancelan entre sí, de forma que sólo la masa total de la esfera contenida hasta ese radio ( $M(\leq r)$ ) contribuye efectivamente a la fuerza gravitacional sobre la partícula; la ley de Gauss nos dice además que podemos sustituir todas las contribuciones de las partes que integran  $M(\leq r)$  por una sola contribución dada por una partícula puntual de esta misma masa ubicada en el centro de la esfera; entonces el problema se reduce al del caso a) y podemos usar la ec. (3.65). Además, puesto que la densidad de la esfera es constante, entonces:  $M(\leq r) = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho$ , por tanto:

$$V_c(r) = \sqrt{\frac{GM(\leq r)}{r}} = \sqrt{\frac{4\pi G\rho}{3}} r \propto r \quad (3.68)$$

Para el caso de un disco infinitamente delgado con una densidad constante, el teorema de Gauss también es válido y podemos calcular similarmente la curva de rotación esperada. En este caso:  $M(\leq r) = \pi r^2 \rho$ , por tanto siguiendo la ecuación (3.68) obtenemos:

$$V_c(r) = \sqrt{\rho G \pi r} \quad (3.69)$$

### c) Disco exponencial

Las ideas físicas detrás del cálculo de la curva de rotación para un disco galáctico son las mismas a las planteadas en los caso a) y b), sólo que las fórmulas y desarrollos matemáticos se vuelven mucho más complejos al considerar un sistema discoidal con una distribución dada de masa (exponencial para las galaxias de disco). A continuación se describirá de manera muy breve el procedimiento a seguir, para un desarrollo completo ver Binney & Tremaine (1987). El sistema consiste de un disco infinitamente plano con una densidad superficial que obedece a la ley:  $\Sigma(r) = \Sigma_0 e^{-r/h_d}$  (ver ec. (2.2) del Capítulo 2 para las definiciones de  $\Sigma_0$  y  $h_d$ ). En este caso calculamos primero el potencial gravitacional ( $\Phi$ ) asociado al disco para de ahí obtener la fuerza gravitacional que ejercerá sobre una partícula de prueba ( $F_g(r) = -m \nabla \Phi(r)$ , donde  $m$  es la masa de la partícula de prueba). El procedimiento común para calcular este potencial es el de resolver la ecuación de Laplace ( $\nabla^2 \Phi(r) = 0$ ), que en última instancia depende de la distribución de densidad en el disco, es decir, de  $\Sigma(r)$ ; una vez que se calcula el potencial, podemos encontrar la velocidad circular de rotación utilizando el principio de equilibrio centrífugo en el sistema (ec. (3.65)), suponiendo simetría azimutal:

$$|F_g(r)| = m \nabla \Phi(r) = m \frac{\partial \Phi}{\partial r} = m \frac{V_c^2(r)}{r} = |F_c| \quad (3.70)$$

Y por tanto:

$$V_c^2(r) = r \left( \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \quad (3.71)$$

Esta ecuación determina la curva de rotación del sistema dado el potencial gravitacional. Para el disco exponencial infinitamente plano, el potencial es:

$$\Phi(r) = -\pi G \Sigma_0 r [J_0(y) K_0(y) - I_1(y) K_1(y)] \quad (3.72)$$

donde  $y = r/2h_d$ . La combinación de las ecuaciones (3.71) y (3.72) nos da el perfil de velocidad planteado en la ec. (3.7).

En particular, el uso del teorema del virial resulta valioso para plantear la introducción de la materia oscura en las galaxias. De la ec. (3.68) tenemos que:

$$M(\leq r) = \frac{V_c^2(r)r}{G} \quad (3.73)$$

Entonces si la curva de rotación de una galaxia espiral es plana en las regiones exteriores ( $V_c(r > r_{ext}) \sim cte$ ), que es lo que se observa en muchos casos,  $M(\leq r_{ext}) \propto r$ , es decir, la masa crece linealmente con el radio, lo cual es un comportamiento muy diferente al que se infiere de la observación de los perfiles de brillo de los discos galácticos. Estos perfiles son exponenciales; suponiendo un cociente  $M/L$  adecuado, se pasa al perfil de densidad que también será exponencial implicando que  $M(r) \propto (1 - e^{r/h_d}(1 + r/h_d))$  (ver ec. (3.8)), el cual es muy diferente al inferido de la curva de rotación observada,  $M(r) \propto r$ . Esta diferencia se explica, dado el paradigma Newtoniano, por la presencia de un halo de materia oscura.

#### d) Galaxias elípticas y cúmulos de galaxias

Tanto en las galaxias elípticas como en los cúmulos de galaxias, no es la fuerza centrífuga la responsable de equilibrar a la atracción gravitacional; la dispersión de velocidades ( $\sigma_v$ , asociada a la velocidad promedio de las velocidades espaciales tridimensionales, referidas al centro de masa del sistema, de las estrellas, en el caso de las galaxias elípticas, y de las galaxias, en el caso de cúmulos) se encarga de ésto. De cualquier forma se supone que estos sistemas están en equilibrio hidrostático, por lo que el teorema del virial es aplicable:

$$2K + U = 0 \quad (3.74)$$

En este caso la energía cinética es igual a la suma de las energías cinéticas de cada partícula en el sistema:

$$K = \frac{1}{2} \sum_i m_i v_i^2 = \frac{1}{2} M(\leq r) \langle \sigma_v^2 \rangle \quad (3.75)$$

donde  $M$  es la masa total del sistema hasta el radio donde se obtuvo el promedio en las velocidades,  $m_i$  y  $v_i$  son las masas y velocidades relativas a cada partícula en un sistema de referencia dado. Es importante señalar que la dispersión media cuadrática tridimensional,  $\sigma_v$ , es una cantidad promedio "pesada" por la masa de cada partícula.

La energía potencial ( $U$ ) del sistema en su forma más general está dada por:

$$U = \frac{1}{2} \int \rho(\vec{x}) \Phi(\vec{x}) d\vec{x}^3 \quad (3.76)$$

La determinación del valor específico de la energía potencial depende de la distribución de masa del sistema. Dada ésta y usando la ecuación de Laplace podemos calcular el potencial  $\Phi(\vec{x})$ . Para sistemas con simetría esférica,  $U(r) \propto -GM^2(\leq r)/r$ , donde el coeficiente de proporcionalidad depende de la distribución específica de masa. Para una esfera homogénea por ejemplo, ese coeficiente es 3/5. Aplicando el teorema del virial (ec. (3.74)) obtenemos entonces:

$$2 \left( \frac{1}{2} M(\leq r) \langle \sigma_v^2 \rangle \right) = \frac{GM^2(\leq r)}{r} \quad (3.77)$$

Por tanto:

$$M(\leq r) \propto \frac{\sigma_v^2 r}{G} \quad (3.78)$$

que es similar al caso analizado para los discos galácticos, sólo que ahora en vez de velocidad de rotación, tenemos a la dispersión de velocidades.

## § Capítulo 4

# El plano fundamental de las galaxias de disco

Este capítulo está dedicado al estudio de una de las relaciones empíricas más importantes de las galaxias de disco, la relación Tully-Fisher (TF), y al análisis de su extensión a tres dimensiones, el llamado Plano Fundamental. En la primera parte se describirá brevemente el desarrollo histórico de la relación TF, su importancia y utilidad; después se le definirá a través de argumentos teóricos y se presentarán predicciones sobre los parámetros de esta relación: el punto cero, la pendiente e inclusive su dispersión estadística. Una vez con esta base teórica, se analizarán a detalle los resultados que al respecto se obtienen de la muestra observacional definida en el Capítulo 2. A continuación, un análisis extensivo de la dispersión de la relación TF y del resto de las relaciones bidimensionales provenientes de las proyecciones del Plano Fundamental, permitirá inferir, a través de las observaciones y en comparación con las expectativas teóricas, importantes conclusiones sobre la relación entre la formación y evolución de las galaxias con ciertas características observadas, así como lo que estas características pueden decirnos sobre las propiedades de los halos de materia oscura que engloban a las galaxias.

### 4.1 La relación Tully-Fisher

En 1977, R. B. Tully y J.R. Fisher fueron los primeros en descubrir la fuerte correlación que existe entre la luminosidad total de una galaxia y su velocidad de rotación. Desde la fecha hasta nuestros días, este descubrimiento ha motivado millares de estudios con diferentes propósitos. En primera instancia, la importancia de esta relación fue la de servir como instrumento para la determinación de la distancia a las galaxias. En efecto, si esta relación es lo suficientemente estrecha para un conjunto estadísticamente grande de galaxias, entonces su formulación matemática (ajuste estadístico) permite encontrar la luminosidad absoluta de cualquier otra galaxia fuera de la muestra calibradora con sólo medir su velocidad de rotación, y por tanto, utilizándola junto con la luminosidad aparente, puede calcularse la distancia a la misma. Siendo éste el propósito inicial de la relación TF, se hicieron grandes esfuerzos para obtener una muestra galáctica lo suficientemente confiable como para tener una correlación muy estrecha entre las variables en cuestión, y así, el punto cero y la pendiente que resulten del ajuste podrán utilizarse para calcular distancias a galaxias alejadas con cierta precisión; durante este proceso se encontró que los parámetros del ajuste dependen de la banda observada y que además la dispersión es menor en las bandas correspondientes al cercano infrarrojo que en el resto. Se reconoció pues que bandas infrarrojas como la I, H y la K, son excelentes para estimar distancias.

Dada la importancia de la relación TF para la determinación de distancias galácticas, se volvió común en los estudios observacionales el analizar esta relación poniendo como variable independiente a la velocidad de rotación y como dependiente a la luminosidad (o masa). Sin embargo, desde el punto de vista teórico, es más natural invertir los papeles para ubicar a la velocidad de rotación como una función de la masa ( $V = f(M)$ ), pues en última instancia, la cantidad de materia en un sistema en equilibrio centrífugo es la que determina su potencial gravitacional y por tanto su velocidad de rotación. Basándonos en este argumento, a lo largo del capítulo analizaremos a la relación TF como una relación entre la velocidad de rotación y la luminosidad (masa) de una galaxia de disco, donde la velocidad es la variable dependiente.

Sin embargo, en últimas fechas el interés en el estudio de la relación TF se ha volcado hacia el entendimiento de los procesos físicos que se dan en las galaxias de disco responsables de originar esta relación. Pretendiendo desde luego, explicar cuantitativamente su pendiente, punto cero e incluso su dispersión.

Trabajos teóricos recientes han enfatizado el valor de estudiar la dispersión estadística de la TF por cuenta propia, pues esta dispersión contiene pistas fundamentales respecto a la formación y evolución de las galaxias (ej. Eisenstein & Loeb (1996); Elizondo et al. (1999); Firmani & Avila-Reese (2000); Buchalter et al. (2001)).

Será éste el propósito de nuestro estudio, para ello, en los siguientes párrafos se desarrollarán una serie de argumentos teóricos que permitirán entender de mejor manera la relación TF.

#### 4.1.1 Desarrollo teórico.

##### • TF cosmológica.

Si suponemos cierto el escenario de formación galáctica planteado en la sección 3.1, podemos usar las ideas expresadas allí para establecer un camino hacia el entendimiento de la relación TF. Partiendo de las fluctuaciones de densidad del universo primigenio, se puede encontrar una estimación a la relación entre la masa y velocidad de las estructuras formadas del colapso de estas fluctuaciones; tales estructuras son los halos de materia oscura.

Como se explicó en esa sección, el campo primigenio de fluctuaciones de densidad (generado por ejemplo por los mecanismos de la teoría de la inflación) está caracterizado por una estadística generalmente Gaussiana y un espectro de potencias que refleja la amplitud de la fluctuación en función de la escala (masa). La mayoría de los modelos inflacionarios predicen el famoso espectro invariante de escala o Harrison-Zel'dovich que tiene su contraparte heurística:

$$|\delta_k|^2 \propto k^n \quad (4.1)$$

con  $n = 1$ , donde  $|\delta_k|^2$  es justamente la amplitud de los modos de Fourier del campo de fluctuaciones. Como ya vimos en 3.1, una cantidad más intuitiva que el espectro de potencias es la varianza del campo suavizado a una escala física dada  $l$  (o masa:  $M \propto \rho_{\text{univ}} l^3$ ), la cual está conectada al espectro de potencias:

$$\sigma_l^2 \propto k^3 |\delta_k|^2 \quad (4.2)$$

donde el número de onda  $k$  está relacionado con los modos  $l$ ,  $m$  y  $n$  del espectro discreto de potencias a través de las ecuaciones:  $k_x = 2\pi l/L$ ,  $k_y = 2\pi m/L$  y  $k_z = 2\pi n/L$ , además  $M \propto \rho_{\text{univ}} k^{-3}$ . El sentido físico de la varianza es el del exceso medio cuadrático de masa a la escala  $l$  (ó  $M$ ) con relación al promedio esperado:

$$\sigma_l \propto \left( \frac{\delta M}{M} \right)_l^2 \quad (4.3)$$

El espectro de potencias (4.1), con  $n = 1$ , implica:  $\sigma_l \propto l^{-2} \propto M^{-2/3}$  (ver ec. (3.6)). Siguiendo los argumentos de 3.1, encontramos que la varianza evoluciona con el tiempo y sufre cambios de escala importantes de acuerdo a las componentes materiales que dominan en el Universo. Para la cosmología CDM, las relaciones (3.7) describen cómo está expresada la varianza a la época de la recombinación. En general, podemos escribir:

$$\sigma_l = \sigma_M \propto k^{3/2} |\delta_k|^2 \propto M^{-\alpha} \quad (4.4)$$

donde  $\alpha = (3 + n)/6$ .

Inicialmente  $n = 1$ , entonces  $\sigma_M \propto M^{-2/3}$  como vimos. A la época de la recombinación,  $n$  es función de la escala, con  $n > 1$  para escalas mucho mayores a  $10^{13} M_\odot$  y  $n \approx (-2.5, -2.0)$  para escalas galácticas ( $10^9 - 10^{12} M_\odot$ ) en la cosmología del modelo de concordancia  $\Lambda$ CDM (ver sobre este modelo en la sección 3.1).

Para seguir adelante es necesario introducir ciertos conceptos sobre la formación de estructuras a partir del campo inicial de densidades. Para que este campo pueda dar origen a las diferentes estructuras que vemos hoy en el Universo, es necesario que consideremos como marco teórico la evolución gravitacional de las fluctuaciones iniciales y su colapso hasta formar tales estructuras, todo ello en un Universo en expansión. Este proceso ha sido estudiado analíticamente para perturbaciones aisladas, esféricas y sin inhomogeneidades, introduciendo además una serie de hipótesis. La validez aproximativa de este enfoque llamado del "colapso esférico", ha sido confirmada por los resultados más sofisticados de simulaciones de N-cuerpos. En el Capítulo 8 de Padmanabhan (1993) se puede encontrar el desarrollo completo de este enfoque para el caso más sencillo, el de un Universo crítico o Einstein-de Sitter.

El punto de partida es considerar una esfera homogénea cargada, en un medio en expansión (Universo de fondo) con densidad promedio  $\rho_{univ}$ ; la esfera estará al principio expandiéndose con el Universo de fondo pero su evolución comenzará a ser tal que su expansión se vá frenando con relación al Universo de fondo pues su densidad es ligeramente mayor. Llegará un momento en que la autogravedad de la esfera detenga por completo su expansión alcanzando su máximo. Siguiendo las ecuaciones de movimiento en un medio en expansión, se encuentra que en el caso de un Universo crítico, esa época de máxima expansión ( $z_{max}$ ) está conectada a la densidad inicial de la esfera a una época inicial ( $z_i$ ):

$$(1 + z_{max}) = 0.57(1 + z_i)\delta_i = \frac{\delta_0}{1.062} \quad (4.5)$$

dónde  $\delta_0 = (3/5)\delta_i(1 + z_i)$ , es el valor de  $\delta_i$  a  $z_i$  extrapolado linealmente al día de hoy (así definido por convención). Esferas más densas ( $\delta_i$  mayor) llegan a su máxima expansión en épocas más tempranas ( $z$ 's más altos). El exceso de densidad a  $z_{max}$  es:

$$\left( \frac{\rho_f}{\rho_{univ}} \right)_{max} \equiv 1 + \delta_{max} \approx 5.6 \quad (4.6)$$

donde  $\rho_f$  es la densidad promedio de la fluctuación (esfera). El tiempo al cual la esfera recolapsa por su autogravedad será  $t_{col} = 2t_{max}$  (por simetría) ó  $(1 + z_{col}) = 0.63(1 + z_{max})$  (pues en el modelo de Universo crítico:  $t \propto (1 + z)^{-3/2}$ ). A esta época:  $(1 + z_{col}) = \delta_0/1.686$  (haciendo uso de la ecuación (4.5)).

Matemáticamente, la esfera colapsará hasta un punto infinitesimal, pero en la realidad sufrirá lo que se llama un "relajamiento violento", proceso que amplifica el "agitamiento térmico" de las

partículas provocando que su dispersión de velocidades se oponga a la gravedad y entonces el sistema entra en equilibrio virial con un radio finito  $r_v$ . Suponiendo conservación de energía, al máximo de la expansión la esfera sólo tiene energía potencial ( $E_{max} = U_{max}$ ) pues es en ese instante cuando su expansión se ha frenado por completo; mientras que después del colapso, según el teorema del virial,  $E_{col} = -K$ , pues  $|U| = 2K$ . Suponiendo que antes y después del colapso la esfera es homogénea (lo cual es una hipótesis irreal pero sirve como primera aproximación), entonces  $U_{max} = 3GM^2/5r_{max}$  y  $U_{col} = 3GM^2/5r_v$ . Es fácil mostrar que  $r_v = r_m/2$ . De esta manera,  $\rho_{f,col} = 8\rho_{f,max}$ . Tomando en cuenta la evolución del Universo de fondo entre la época de expansión máxima y la de colapso, se encuentra entonces que:

$$\left(\frac{\rho_f}{\rho_{univ}}\right)_{col} \approx 180 \quad (4.7)$$

De este análisis, se tiene entonces que  $(1+z_{col}) \propto \delta_0$ . Para otras cosmologías esta dependencia será más compleja.

Para conectarnos con el campo de fluctuaciones, podemos ahora suponer que  $\delta_0 \propto \sigma_M$ . Sabemos que el espectro de potencias es tal que  $\sigma_M \propto M^{-\alpha}$ , por lo tanto:

$$(1+z_{col}) \propto M^{-\alpha} \quad (4.8)$$

donde  $\alpha = (3+n)/6$ . De la ecuación (4.7):

$$\rho_{col} \approx 180\rho_{univ,col} \approx \rho_{univ,0}(1+z_{col})^3 \quad (4.9)$$

donde  $\rho_{univ,0}$  es la densidad del universo al día de hoy. Por lo tanto:  $\rho_{col} \propto (1+z_{col})^3 \propto M_v^{-3\alpha}$  y por tanto la velocidad circular del halo, de acuerdo al teorema del virial, será:

$$V_c = \left(\frac{GM_v}{r_v}\right)^{1/2} = \left(\frac{4}{3\pi}\right)^{1/6} G^{1/2} \rho_{col}^{1/6} M_v^{1/3} \quad (4.10)$$

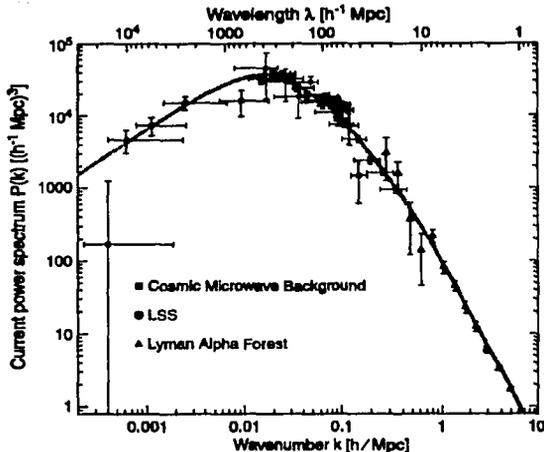
donde  $r_v = (3M_v/4\pi\rho_{col})^{1/3}$ . En realidad, esta velocidad circular puede interpretarse como la velocidad del halo hasta el radio virial, por lo que la llamaremos  $V_v$ . Si  $\rho_{col} \sim cte$ , entonces claramente tenemos que  $V_v \propto M_v^{1/3}$ , la cual se aproxima mucho a la dependencia entre estas cantidades en la relación TF. Sustituyendo en la ecuación (4.10) las ecs. (4.8) y (4.9), tenemos que:

$$V_v \propto M^{-\alpha/2} M^{1-3} = M^{\frac{2-3\alpha}{6}} = M^{\frac{1-n}{12}} \quad (4.11)$$

El valor de  $n$  en el espectro de potencias procesado depende de la naturaleza de la materia oscura supuesta en la modelación. Así es que es diferente entre los modelos CDM, WDM y HDM (ver Capítulo 3, Sección 1 y figura 3.3). Para el modelo CDM (con constante cosmológica  $\Lambda$ ) adoptado en este trabajo, el espectro de potencias es de la forma mostrada en la figura 4.1.

En general,  $n$  es función de la escala (de la masa); sin embargo, para las escalas correspondientes a los halos que envuelven a las galaxias observadas,  $n$  es aproximadamente constante ( $n \approx -2.5, -2.0$ ). En esta escala de valores, la velocidad virial iría como:  $V_v \propto M^{0.29, 0.25}$  (de acuerdo a la ec. (4.11)).

Es necesario mencionar que el procedimiento llevado a cabo se refiere a un colapso esférico instantáneo. Sin embargo, un modelo más realista sugiere una agregación continua de masa por parte de la fluctuación y por tanto no tiene sentido la definición de una época única de formación ( $z_{col}$ ). A este escenario de formación continuo se le conoce como jerárquico; los halos se forman en un curso de agregación de subunidades y de material que se acreta lentamente. A pesar de ello, es usual definir una época típica de formación de halos de una masa dada al día de hoy. Por ejemplo,



TESIS CON FALLA DE ORIGEN

Fig. 4.1: Observaciones para el espectro de potencias de las fluctuaciones a la densidad al día de hoy ( $z=0$ ), asumiendo los contenidos de materia del modelo de concordancia. Las mediciones de CMB combinan la información de todos los experimentos realizados hasta la fecha. Los puntos marcados como LSS provienen de un estudio reciente de la distribución tridimensional de galaxias del catálogo 2dF (Two degree field catalog), que parece trazar la distribución de masa en el Universo a estas escalas. Las observaciones de galaxias Lyman-Alpha (muy alejadas,  $z \approx 2.7$ ) complementan el espectro a escalas más pequeñas. La curva sólida representa la predicción teórica del modelo de concordancia.)

esta época puede definirse como el valor promedio de los corrimientos al rojo ( $z$ ) a los cuales los halos de una masa dada al día de hoy ( $M$ ), adquirieron la mitad de ese valor ( $z_t$ ); Avila-Reese et al. (1999), usan una aproximación Press-Schechter extendida (Lacey & Cole 1993) para calcular esta época para diferentes masas en el rango asociado a las galaxias y para un modelo  $\Lambda$ CDM, obtienen:

$$(1 + z_t) \propto M^{-\alpha} \tag{4.12}$$

(que coincide en forma con la ec. (4.8)), donde  $\alpha \in (1/22, 1/28)$ , en promedio  $\alpha \approx 1/25$ , es decir, el exponente de la relación época de colapso-masa del halo, es mucho menor al caso instantáneo. Esto implica también que las densidades promedio de los halos serán menos dependientes de la masa que en el caso instantáneo:  $\rho_{col} \propto M^{-0.12}$ . Por tanto la pendiente de la relación velocidad-masa también será algo diferente:

$$V_v \propto M^{\frac{2-3\alpha}{6}} \propto M^{0.31} \tag{4.13}$$

En lo sucesivo nos referiremos a ambos planteamientos como el colapso instantáneo (que origina  $\alpha \in [1/6, 1/12]$  a escalas galácticas) y el colapso jerárquico (que origina  $\alpha \in [1/22, 1/28]$  a escalas galácticas).

De  $V_v$  a  $V_{h,m}$ , la velocidad circular máxima.

Todo el desarrollo anterior nos ha permitido establecer una relación entre la masa y la velocidad circular hasta un radio virial para los halos de materia oscura en base a las condiciones primigenias del universo (el campo de densidad inicial). Sin embargo, para acercarnos más a la relación TF observada, resulta útil definir la velocidad máxima del halo  $V_{h,m}$  (que para el caso NFW, a diferencia del pseudo-isotermo, no coincide con la velocidad virial). Para lograrlo debemos partir del teorema del virial definido al radio ( $r_m$ ) donde se alcanza la velocidad máxima:

$$V_{h,m}^2(r_m) = \frac{GM(r_m)}{r_m} \quad (4.14)$$

El radio  $r_m$  para el perfil cosmológico NFW lo encontramos derivando el perfil de velocidad correspondiente del halo: ( $V_h(r) = (GM(r)/r)^{1/2} = (4\pi G)^{1/2}[\rho_0(r_s/r)^3(\ln(1+r/r_s) - 1/(1+r/r))]^{1/2}$ , ver ec. (3.21)), con respecto al radio e igualando esta cantidad a cero. Al hacerlo se llega a una ecuación trascendente:

$$(2y - 1) \left( \frac{1}{y^2} - \frac{1}{y} \right) = -\ln(y) \quad (4.15)$$

donde  $y = 1 + r_m/r_s$ , siendo  $r_s$  el radio de escala del halo. La resolución numérica de esta ecuación da  $y \approx 3.16$ , es decir:

$$r_m \approx 2.16 \frac{r_v}{c} \quad (4.16)$$

donde se ha usado la definición de la concentración,  $c = r_v/r_s$ . Utilizando el concepto de radio virial ( $r_v$ ) para truncar el perfil NFW, es fácil mostrar que:

$$\frac{V_h(r)}{V_v} = \left( \frac{1}{x} \frac{\ln(1+cx) - \frac{cx}{1+cx}}{\ln(1+c) - \frac{c}{1+c}} \right)^{1/2} \quad (4.17)$$

donde  $V_v$  es justamente  $V_h(r_v)$  y  $x = r/r_v$ . Para  $r = r_m$ :  $x = 2.16/c$ , por lo tanto:

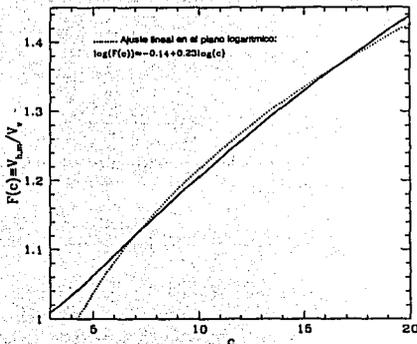
$$V_{h,m} = \left( \frac{0.467c}{2.16(\ln(1+c) - c/1+c)} \right)^{1/2} V_v \propto F(c) M^{\frac{2-3\alpha}{6}} \propto F(c) M^{\frac{1-\alpha}{12}} \quad (4.18)$$

donde para  $V_v$  hicimos uso del resultado anterior (ec. (4.11)), y  $F(c) = (0.467c/[2.16(\ln(1+c) - c/1+c)])^{1/2}$ . En la figura 4.2 ilustramos la función de relación entre  $V_{h,m}$  y  $V_v$  a través de la concentración; ésta es la principal fuente de dispersión en la relación TF cosmológica (ver más adelante).

Con la ecuación (4.18) hemos recuperado la forma de la ecuación (4.11): al pasar de la velocidad virial a la velocidad al máximo, la potencia de la relación TF prácticamente no cambia, pero debemos esperar que su punto cero dependa de la concentración de los halos. Por tanto, si suponemos que en la realidad existen halos de diferente concentración, entonces aparecerá una dispersión intrínseca en la relación  $V_{h,m} - M_v$ . En realidad, como resultado de las simulaciones numéricas cosmológicas, se encontró que  $c$  depende ligeramente de la masa:  $c \propto M_v^{-0.06}$  (ver sección 3.2.2). Introduciendo esta dependencia en la función  $F(c)$ , y suponiendo que  $F(c) \propto c^a$  (ver figura 4.2), se encuentra que:  $F(c) \propto M_v^{-0.014}$ .

En resumidas cuentas, se ha derivado la relación conocida como Tully-Fisher cosmológica, que puede escribirse de manera general como:

$$V_{h,m} = I(p_i) F(c(M_v)) M_v^{\frac{2-3\alpha}{6}} \quad (4.19)$$



TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Fig. 4.2: Gráfica de la función  $F(c)$  (ver ec. (4.18)) contra la concentración ' $c$ ' (curva sólida). La línea punteada representa el ajuste lineal de la función  $F(c)$  en el plano logarítmico.

Con esta formulación obtenemos que el coeficiente de proporcionalidad en la TF cosmológica depende de dos factores: la función  $I(p_i)$  esta dada por propiedades fundamentales del campo de densidades inicial, ésto es, la amplitud del espectro de potencias (ver ec. (4.1)) y la función de ventana utilizada para pasar de la fluctuación rms de densidad a la de masa (ver ec. (4.3)); mientras que la función  $F(c)$  (ver ec. (4.18)) depende de la concentración del halo. Obtenemos también que el exponente en la TF cosmológica depende básicamente del exponente del espectro de potencias y de la historia de agregación jerárquica del halo, que modifica la dependencia según el valor de  $\alpha$ , pasando de  $\alpha = (3 + \pi)/6$  para el colapso instantáneo a  $\alpha \approx 1/25$  para el modelo jerárquico. Es posible que consideraciones teóricas y observacionales puedan determinar con precisión la amplitud del espectro de potencias y que permitan también establecer una función de ventana única; sin embargo, la masa y la concentración de los halos son cantidades variables y por tanto es de esperarse que exista una dispersión intrínseca en la TF cosmológica debido a esta variación.

Para el caso más realista de colapso jerárquico, solo es necesario sustituir el valor de  $\alpha$  correspondiente en la ecuación (4.19) para obtener la relación TF cosmológica en este caso:  $V_{h,m} \approx I(p_i)F(c)M_v^{0.31}$ . Si agregamos a esta relación la dependencia de  $c$  con  $M_v$  según resulta de las simulaciones numéricas (ver dependencia de  $F(c)$  con  $M_v$ ), obtenemos:  $V_{h,m} \propto M_v^{0.30}$ .

#### Dispersión de la TF cosmológica.

El análisis pasado nos permite estimar de manera cuantitativa la dispersión introducida en la relación TF debida a la diferencia en concentraciones de halos de la misma masa. A partir de la función  $F(c)$  es posible determinar esta dispersión, para ello es necesario establecer una diferencia estadística cuantitativa en la concentración de halos de diferente masa. Ya en el capítulo pasado se había mencionado que la concentración es función de la masa virial (sec. 3.2.2), y que esta funcionalidad tiene una desviación estándar en el logaritmo aproximadamente de:  $\sigma_{\log c} \approx 0.18$  (Bullock et al. (2001)), consideraremos que esta desviación es válida y por tanto la utilizaremos en

la función  $F(c)$  para determinar la desviación en la TF cosmológica debida a la desviación intrínseca en la concentración.

La desviación estándar de cualquier función  $H(x)$  puede calcularse, según la teoría de errores, utilizando la siguiente fórmula:

$$\sigma_{H(x)}^2 = \sigma_x^2 \left( \frac{dH(x)}{dx} \right)^2 \quad (4.20)$$

o en forma logarítmica:

$$\sigma_{\log H(x)}^2 = \sigma_{\log x}^2 \left( \frac{x}{H(x)} \frac{dH(x)}{dx} \right)^2 \quad (4.21)$$

A partir de la fórmula (4.21), podemos calcular fácilmente la desviación estándar logarítmica de la función  $F(c)$  dado que conocemos  $\sigma_{\log c}$ :

$$\sigma_{\log F(c)} = \sigma_{\log c} \frac{c}{F(c)} \frac{dF(c)}{dc} = \frac{\sigma_{\log c}}{2} \left( \frac{\ln(1+c) - \frac{c(2c+1)}{(1+c)^2}}{\ln(1+c) - \frac{c}{1+c}} \right) \quad (4.22)$$

Podemos interpretar los parámetros en la relación TF cosmológica (4.19) de la siguiente manera: la pendiente de la relación es función de su masa, por tanto la relación TF es en realidad no lineal, sin embargo, y puesto que el cambio del valor de  $\alpha$  es pequeño dentro de las escalas galácticas, podemos suponer un valor promedio para la pendiente (por ejemplo para el caso de colapso jerárquico este valor es aproximadamente 0.30); siendo así, podemos asignar toda la dispersión en esta relación al punto cero; a paridad de masa, la dispersión en la concentración es responsable de esta dispersión y por tanto con esta consideración, la cantidad  $\sigma_{\log F(c)} \equiv \sigma_{\log V_{h,m}}$  mide directamente la dispersión en la relación TF cosmológica.

A lo largo de los años, los estudios observacionales han dado la relación TF poniendo a la luminosidad (o masa) como variable dependiente y a la velocidad de rotación como variable independiente; matemáticamente esta es una simple inversión de la relación que aquí hemos planteado, sin embargo, en un tratamiento estadístico la definición de la variable independiente resulta relevante en el cálculo tanto del punto cero como de la pendiente. Sobre este tema se dirá más en párrafos posteriores, sin embargo en este momento y solo para compararnos con estos estudios observacionales daremos la predicción a la dispersión en la masa como si ésta fuese la variable independiente. Siguiendo la fórmula (4.20) es fácil mostrar que:

$$\sigma_{\log M_v} = (1/b) \sigma_{\log V_{h,m}} \quad (4.23)$$

donde  $b$  es la pendiente de la relación TF ( $V_{h,m} \propto M_v^b$ ), siendo  $b \sim 0.31$  para el caso del colapso jerárquico. Dentro de este mismo punto de vista observacional, es común presentar todas las cantidades en unidades de magnitudes; de aquí que baste multiplicar a la ecuación (4.23) por 2.5 para obtener la desviación en magnitudes de la relación TF cosmológica:

$$\sigma_{M_v(mag)}^2 = 2.5 \sigma_{\log M_v}^2 = 2.5(1/b) \sigma_{\log V_{h,m}}^2 \equiv \frac{2.5}{b} \frac{\sigma_{\log c}}{2} \left( \frac{\ln(1+c) - \frac{c(2c+1)}{(1+c)^2}}{\ln(1+c) - \frac{c}{1+c}} \right) \quad (4.24)$$

De la ecuación (4.24) es claro que no se tiene una desviación estándar única para todos los halos, sino que ésta es función de su concentración y por tanto, en última instancia, de su masa virial. La figura 4.3 muestra el valor de  $\sigma_{M_v(mag)}^2$  contra la concentración (a) y contra la masa virial (b). Para obtenerla, hemos usado el ajuste encontrado para la concentración y la masa virial dado en la sección 3.2.2 basado en el artículo de Eke et al. (2001) ( $c \approx 62.1(M_v/(h^{-1}M_\odot))^{-0.06}$ ). También hemos usado el valor más probable de la pendiente en la TF según el colapso jerárquico:  $b = 0.31$ .

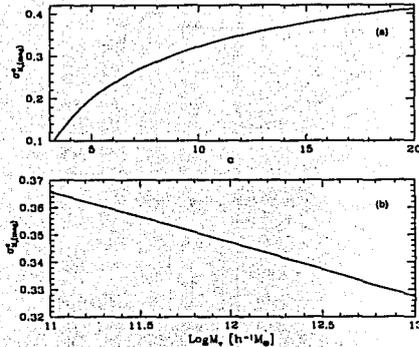

 TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Fig. 4.3: Correlación entre la desviación estándar en magnitudes ( $\sigma_{M_v(\text{mag})}^c$ ) de la relación TF cosmológica y la concentración (panel (a)) y con la masa virial (panel (b))

Podemos estimar fácilmente un valor típico para  $\sigma_{M_v(\text{mag})}^c$  usando la ecuación (4.24) para un valor típico de la concentración o de la masa virial. Para  $M_v = 1 \times 10^{12} M_\odot$  ( $c \approx 12$ ), tenemos:

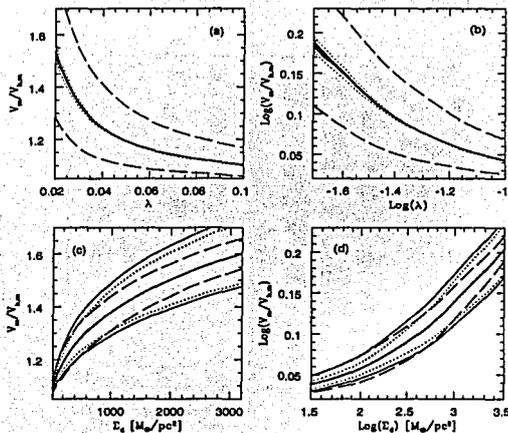
$$\sigma_{M_v(\text{mag})}^c \approx 0.35 \quad (4.25)$$

#### • TF bariónica

El paso de las cantidades relativas al halo a las que se refieren al disco no es trivial; sin embargo, en los primeros pasos trataremos de establecer este vínculo con la finalidad de obtener un acercamiento más a la relación TF observada. La masa bariónica total de una galaxia (cantidad a la que hemos llamado masa del disco ( $M_d$ )), está relacionada con la masa virial del halo a través de la fracción de masa de disco  $f_d$ , es decir,  $M_v \equiv M_d/f_d$ , de forma tal que en lo que se refiere al lado derecho de la ecuación (4.19), el paso a cantidades bariónicas se reduce al conocimiento del factor  $f_d$ . La situación para el lado izquierdo es mucho más complicada, en ese caso la idea consiste en poder pasar de la velocidad máxima del halo,  $V_{h,m}$ , a la velocidad máxima de la curva de rotación total (halo + disco),  $V_m$ ; este paso depende de la formación del disco galáctico dentro del halo, que como vimos en el capítulo anterior depende de varios factores:  $f_d$ , el parámetro de spin ( $\lambda$ ) y la concentración ( $c$ ) entre los fundamentales.

Podemos encontrar una aproximación al valor real de la dependencia entre  $V_{h,m}$  y  $V_m$  si hacemos uso de la modelación teórica presentada en el Capítulo 3 para el caso de un halo NFW contraído gravitacionalmente por la formación del disco. La figura 4.4 ilustra este punto.

La línea sólida más gruesa corresponde a la modelación con condiciones iniciales promedio, es decir:  $M_v = 3.5 \times 10^{11} M_\odot$ ,  $c = 12.88$  y  $f_d = 0.05$ ; las líneas sólidas delgadas se refieren a otras dos masas,  $M_v = 3.5 \times 10^{10} M_\odot$  y  $M_v = 3.5 \times 10^{12} M_\odot$  con  $c = 14.45$  y  $c = 11.22$  respectivamente; las líneas punteadas a desviaciones en la concentración dadas por el valor de  $\pm \sigma_c$  de Bullock et



TESIS CON  
 FALLA DE COPIEN

Fig. 4.4: Correlación entre el cociente  $V_m/V_{h,m}$  y el parámetro de giro ( $\lambda$ ) (paneles (a) y (b)), y con la densidad superficial del disco ( $\Sigma_d$ ) (paneles (c) y (d)) según resulta de la modelación teórica sencilla presentada en el capítulo tercero. Las diferentes curvas representan modelos con diferentes parámetros iniciales:  $M_o$ ,  $f_d$  y  $c$ , ver texto.

al. (2001) ( $\Delta \text{Log}(c) \approx 0.18$ ); las líneas segmentadas corresponden a desviaciones en la fracción de disco,  $f_d = 0.03$  (curvas inferiores) y  $f_d = 0.08$  (curvas superiores).

Aunque en primera instancia hemos ubicado al parámetro de spin como factor principal en la dependencia que buscamos, es claro de la figura que la fracción de disco juega un papel de al menos la misma importancia: el cociente  $V_m/V_{h,m}$  disminuye alrededor de 30% entre los valores de  $\lambda = 0.02$  y  $\lambda = 0.1$ , y la disminución de éste respecto a  $f_d$  es en promedio del 20% para una  $\lambda$  dada y para valores extremos de  $f_d$  entre 0.08 y 0.03 (ésta es la disminución que se encuentra en particular para  $\lambda = 0.04$ ). De la modelación es evidente también que el valor del cociente es independiente de la masa virial y de las desviaciones a la concentración (solo para valores de  $\lambda$  muy pequeños se observa alguna diferencia). Siendo así, podemos aproximar el valor de la velocidad máxima de la curva de rotación total como:

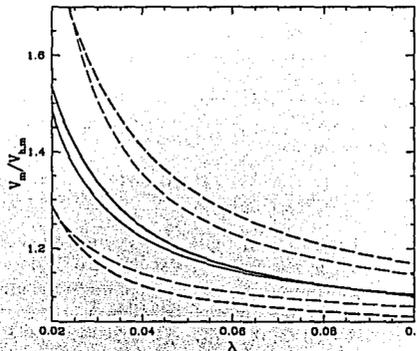
$$V_m \approx G(\lambda, f_d) V_{h,m} \quad (4.26)$$

Una ventaja extra de esta formulación es que, ya que tanto  $\lambda$  como  $f_d$  son parámetros adimensionales, la función  $G$  también será adimensional. Puesto que  $\lambda$  y  $f_d$  son parámetros independientes, es probable una separación de la función  $G$ , es decir:  $G(\lambda, f_d) = g_1(\lambda)g_2(f_d)$ . Un método alternativo para encontrar  $G$  es el siguiente: partimos del hecho de que la dependencia con  $\lambda$  es la más dominante y encontramos una función que ajuste correctamente para las condiciones promedio, después suponemos que alguno de los parámetros de esta función es dependiente de  $f_d$  y obtenemos entonces la función de dos variables. La situación ideal sería poder aproximar la dependencia con

$\lambda$  con una relación lineal, sin embargo una aproximación de este tipo es muy incierta en este caso (ver figura), la dependencia es claramente no lineal. Después de tratar un ajuste con diferentes funciones, se encontró que uno de los mejores y más simples está dado por una función del siguiente tipo:

$$G(\lambda, f_d) = B(1 - g(f_d)\lambda^{-1})^{-1} \quad (4.27)$$

donde el parámetro de normalización es:  $B \approx 1.04$  y la función  $g$  está aproximada linealmente por:  $g(f_d) \approx 0.11f_d + 5 \times 10^{-4}$ . La ecuación (4.27) resulta ser una aproximación razonable a los resultados directos de la modelación para los intervalos de valores que nos interesan según se observa de la figura 4.5, ahí se muestra de nuevo el caso de la modelación promedio (línea gruesa sólida) y las desviaciones a  $f_d$  (líneas segmentadas gruesas), junto con los ajustes respectivos dados por la ecuación 4.27 (líneas delgadas). El máximo error entre las curvas modeladas y las que resultan de la ecuación 4.27 es menor al 4%.



TESIS CON  
 FALTA DE ORIGEN

Fig. 4.5: Correlación entre el cociente  $V_m/V_{h,m}$  y  $\lambda$ , las curvas gruesas corresponden a los mismos modelos presentados en la figura 4.4(a) para el modelo promedio (línea sólida) y para diferentes valores de  $f_d$  (líneas segmentadas). Las curvas delgadas corresponden al ajuste para estos mismos modelos, está dado por la ecuación (4.27).

En la figura 4.4 (paneles (c) y (d)) también se analiza la relación del cociente  $V_m/V_{h,m}$  y el brillo superficial central del disco ( $\Sigma_d$ ), que es una observable. Sin embargo,  $\Sigma_d$  es básicamente determinada por  $\lambda$  para  $M_v$  y  $f_d$  dadas. En otras palabras,  $\Sigma_d$  es ya una función producto de los parámetros de entrada:  $\lambda$ ,  $f_d$  y  $M_v$ . De tal forma que es preferible quedarnos con la ecuación (4.27), que es una buena aproximación y que involucra parámetros primarios.

Al utilizar la modelación teórica del capítulo anterior y todas las suposiciones hechas en los párrafos anteriores, arribamos a la relación llamada **Tully-Fisher bariónica**; al combinar las ecuaciones (4.19), (4.26) y (4.27):

$$V_{l,m} = I(p_i)F(c)G(\lambda, f_d) \left(\frac{M_d}{f_d}\right)^{\frac{2-3\alpha}{6}} \propto F(c)G(\lambda, f_d) \left(\frac{M_d}{f_d}\right)^{\frac{1-n}{12}} \quad (4.28)$$

La ecuación anterior representa la predicción de nuestra modelación a la Tully-Fisher bariónica; aunque pudimos establecer con cierta precisión la forma cuantitativa de las funciones  $F$  y  $G$ , una estimación de la función  $I$  y de la forma del espectro de potencias caracterizado por el exponente  $n = n(M_v)$  es necesaria para poder establecer teóricamente y de manera cuantitativa tanto el punto cero como la pendiente en la relación TF bariónica.

### Dispersión de la TF bariónica

En la relación TF cosmológica encontramos que la dispersión de la misma reside en el punto cero a través de la dispersión de la concentración en halos de la misma masa. Siguiendo este razonamiento y la definición del punto cero para la TF bariónica (ec. (4.28)), vemos que a la dispersión se suman dos nuevos parámetros, en orden de significancia: el parámetro de spin y la fracción de disco. La contribución de  $\lambda$  será calculada a continuación.

Siguiendo el mismo procedimiento utilizado para encontrar la dispersión debida a la concentración, empezamos por definir un parámetro de spin promedio y su desviación estándar. Las simulaciones de N-cuerpos generan una distribución probabilística de  $\lambda$  en los halos de tipo log-normal (Mo, Mao & White (1998)). Esta distribución tiene su valor más probable en  $\lambda \approx 0.04$ , su promedio en  $\bar{\lambda} \approx 0.05$  y un ancho logarítmico de alrededor de 0.5 (ver figura 10 y ec. (15) del artículo de Mo, ellos estiman:  $\sigma_{\log \lambda} = 0.5$ ). Tomando esta distribución como base calculamos la desviación estándar asociada a  $\lambda$  siguiendo el mismo procedimiento que utilizamos para la concentración. En este caso la función  $G(\lambda, f_d)$  es análoga a la función  $F(c)$ , sólo que como  $G$  depende también de la fracción de disco, será necesario tomar un valor promedio de  $f_d$  para proceder de la misma forma a como lo hicimos para  $\sigma_{M_v(mag)}$ . Tomaremos  $f_d = 0.05$ . Siguiendo las ecuaciones (4.20), (4.32) y (4.22) encontramos que:

$$\sigma_{\log G(\lambda, 0.05)} = \sigma_{\log \lambda} \left| \frac{\lambda}{G(\lambda, 0.05)} \frac{dG(\lambda, 0.05)}{d\lambda} \right| = \sigma_{\log \lambda} \left| \frac{g(0.05)}{\lambda - g(0.05)} \right| \quad (4.29)$$

donde  $g(0.05) \approx 6 \times 10^{-3}$ . La ecuación (4.29) representa la contribución a la dispersión de la TF bariónica debida a las desviaciones intrínsecas en el parámetro de giro, es decir,  $\sigma_{\log G(\lambda, 0.05)} \equiv \sigma_{\log V_{\lambda, m}}$ . Por tanto:  $\sigma_{M_d(mag)}^\lambda = (2.5/b) \sigma_{\log G(\lambda, 0.05)}$ . Al igual que en el caso de la concentración, no se tiene una desviación estándar única sino que es función de  $\lambda$ .

La figura 4.6 muestra la correlación entre  $\sigma_{M_d(mag)}^\lambda$  y  $\lambda$  para  $b = 0.31$ , correspondiente al caso de colapso jerárquico.

Un valor típico de  $\lambda$  en las galaxias de disco es 0.05, con él, y siguiendo la ecuación (4.29), se tiene que:

$$\sigma_{M_d(mag)}^\lambda \approx 0.55 \quad (4.30)$$

Si el valor usado para  $f_d$  es menor que 0.05,  $\sigma_{M_d(mag)}^\lambda$  se hace más pequeño. Al ser  $f_d$  menor, el dominio del disco es menor y por ende  $V_m$  se vuelve más insensible a  $\Sigma_{0,d}(\lambda)$ . Para  $f_d = 0.03$  y  $\lambda = 0.05$ :  $\sigma_{M_d(mag)}^\lambda \approx 0.33$ .

La última contribución a la dispersión, la de  $f_d$ , es un tanto más incierta pues aun no se ha estudiado a fondo como es la distribución probabilística de  $f_d$  en los halos, y por tanto el establecimiento de una  $f_d$  promedio y su desviación estándar resulta ambiguo. Sin embargo calcularemos el valor asociado a esta cantidad usando el mismo procedimiento que en los casos anteriores. La función que define la contribución de la fracción de disco a la TF bariónica es (ver ec. (4.28)):

$$D(\bar{\lambda}, f_d) = f_d^{\frac{3n-2}{6}} G(\bar{\lambda}, f_d) \quad (4.31)$$

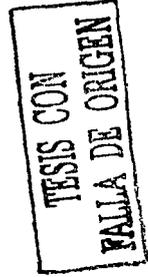
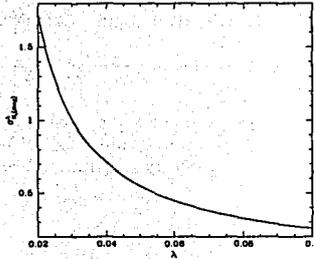


Fig. 4.6: Correlación entre  $\sigma_{M_d(mag)}^{\lambda}$  y  $\lambda$  según la ecuación (4.29).

donde  $\alpha = 1/25$  para el caso de colapso jerárquico y  $\bar{\lambda}$  es el parámetro de giro promedio que ha de tomarse para que la función  $G$  dependa únicamente de  $f_d$ . Tomaremos  $\bar{\lambda} = 0.05$ . Con estas consideraciones se encuentra que:

$$\sigma_{M_v(mag)}^{f_d} = \left( \frac{2.5}{0.31} \right) \sigma_{\log D(0.05, f_d)} \approx \sigma_{f_d} \left[ 7.70(0.99 - 2.20f_d)^{-1} - 1.09f_d^{-1} \right] \quad (4.32)$$

donde  $\sigma_{f_d}$  es la desviación estándar intrínseca para la fracción de disco en los halos. Esta última cantidad es desconocida, por lo que no podemos obtener de manera confiable un valor absoluto para  $\sigma_{M_d(mag)}^{f_d}$ . Si tomamos por ejemplo  $\sigma_{f_d} = 0.02$  (el cual es un valor alto considerando que hasta el momento hemos tomado valores extremos de  $f_d$  entre 0.03 y 0.08), y el valor central de  $f_d = 0.05$ , entonces obtenemos que:

$$\sigma_{M_d(mag)}^{f_d} \approx 0.26 \quad (4.33)$$

Aunque este resultado es importante pues nos da una idea de la contribución de las variaciones en la fracción de disco a la dispersión de la TF bariónica, no puede tomarse de manera estricta, pues a diferencia de la concentración y el parámetro de spin, poco se sabe sobre como varía de galaxia a galaxia e inclusive cual es su valor exacto, probablemente sea un valor constante en todas las galaxias. De cualquier forma hemos encontrado que aun cuando  $f_d$  sí fuera distinta entre las galaxias y con un valor alto (muy probablemente irreal) de  $\sigma_{f_d}$ , la contribución de la fracción de disco a la dispersión de la relación TF bariónica es menor a las contribuciones asociadas a  $c$  y a  $\lambda$ . La fracción de disco produce poca desviación en la TF bariónica debido a un efecto de compensación (ver diagramas de la figura 4.10).

Definiremos la dispersión logarítmica total de la relación TF bariónica ( $\sigma_{M_d(mag)}^T(TFbar)$ ) como la suma cuadrática de las dispersiones logarítmicas asociadas a la concentración y al parámetro de spin (la contribución de  $f_d$  no la consideramos pues no esta claro cual es su distribución proba-

billística)<sup>1</sup>

$$(\sigma_{M_d(mag)}^T)^2(TFbar) = (\sigma_{M_v(mag)}^c)^2 + (\sigma_{M_d(mag)}^\lambda)^2 \quad (4.35)$$

Para los valores típicos de  $c$  y  $\lambda$ , y para el caso de colapso jerárquico, teóricamente hemos llegado a una estimación de la dispersión en la relación TF bariónica, combinando las ecuaciones (4.25) y (4.30), obtenemos:

$$\sigma_{M_d(mag)}^T(TFbar) \approx (0.35^2 + 0.55^2)^{1/2} = 0.65 \quad (4.36)$$

Como vemos, en la TF bariónica es  $\lambda$  quien más contribuye a la dispersión; es de esperarse por lo tanto una correlación de la dispersión de la relación TF bariónica con  $\lambda$ , o su observable relacionada, el brillo superficial. ¿Ocurre así en la realidad? Esto lo veremos en las secciones 4.3 y 4.4.

#### • TF estelar

Podemos pasar de la masa del disco galáctico (estrellas+gas) a la masa estelar únicamente, para establecer una relación TF estelar. Sabemos que  $M_d = M_* + M_g$  y que  $f_g = M_g/M_d$ , entonces podemos escribir:  $M_d = M_*/(1 - f_g)$ . Esta es simplemente una redefinición de la masa del disco utilizando a la fracción de gas, pero resulta muy útil pues la fracción de gas no es un parámetro totalmente independiente. Con esta redefinición, la TF estelar es simplemente:

$$V_{i,m} = I(p_i)F(c)G(\lambda, f_d) \left( \frac{M_*}{f_d(1 - f_g)} \right)^{\frac{2-3a}{6}} \quad (4.37)$$

Si la fracción de gas en las galaxias de disco es aproximadamente constante e independiente de parámetros como la masa, el parámetro de spin y la concentración, entonces esperaríamos que tanto la pendiente como la dispersión en la relación TF estelar fueran los mismos a los de la relación TF bariónica. Sin embargo, tanto observacional como teóricamente no es así. Las galaxias de menor brillo superficial, menor luminosidad y tipos más tardíos, contienen más gas que las de mayor brillo, mayor luminosidad y tipos más tempranos (ver Apéndice A). Teóricamente, el contenido de gas es el resultado de la historia de acreción del mismo y de su transformación a estrellas, así como su posible expulsión por retroalimentación. La historia de acreción de gas está relacionada con la historia de formación del halo en sí: en primera instancia es proporcional a la historia de agregación de masa (HAM) cosmológica (la cual está relacionada con la concentración de los halos). La transformación de gas en estrellas depende principalmente de la densidad superficial del gas; este hecho se conoce empíricamente como la ley de Schmidt y ha sido demostrado teóricamente (ej. Firmani, Hernández & Gallagher 1996; Avila-Reese & Firmani 2000).

Una dependencia de la fracción de gas con la masa en sí no es muy esperada. Si acaso la dependencia es más bien para  $f_d$  y fue discutida más arriba, con la conclusión de que aunque la retroalimentación (galaxias de baja masa) y el enfriamiento del gas (galaxias de alta masa) introducen cierta dependencia de la fracción de disco con la masa, en promedio, los halos incorporan alrededor del 50% de su gas al disco, no habiendo mucha dependencia con la masa (van den Bosch 2002). Por lo dicho, esperamos que la fracción de gas sea principalmente función de  $\Sigma_d$  y la HAM,

<sup>1</sup>La ecuación (4.35) es resultado de la generalización a dos dimensiones de la ec. (4.20):

$$: \sigma_{H(x,y)}^2 = \sigma_x^2 \left( \frac{\partial H(x,y)}{\partial x} \right)^2 + \sigma_y^2 \left( \frac{\partial H(x,y)}{\partial y} \right)^2 \quad (4.34)$$

$f_g = f_g(\Sigma_d, HAM)$ , las cuales ya se tomaron en cuenta en las funciones  $F(c)$  y  $G(\lambda, f_d)$  en lo que se refiere a su contribución a la dispersión. En cuanto a la dependencia de  $f_g$  con la luminosidad (o masa), ésta es indirecta, es decir, es a través de la dependencia de  $\Sigma_d$  y la HAM con la masa de la galaxia. Los resultados observacionales presentados más adelante pueden ser interpretados de esta manera. De acuerdo a la figura 4.8,  $1 - f_g$  aumenta conforme aumenta la luminosidad (o masa) de la galaxia. Por lo tanto, en la ecuación (4.37), el índice de la relación TF estelar bajará ligeramente respecto al de la TF bariónica. Más adelante veremos si está ocurriendo realmente. Por otro lado, la mayor dependencia de  $f_g$  con  $\Sigma_d$  se manifiesta en una especie de efecto de compensación que ocasiona una considerable reducción de la dispersión en la relación TF estelar: la dependencia de esa dispersión con  $\lambda$  ( $\Sigma_{0,d}$ ), encontrada para la TF bariónica, se reduce bastante al pasar a la TF estelar (ver más detalles en la sección 4.2).

#### • TF luminosa

En este punto ya podemos hacer el paso final hacia la relación TF luminosa, que es la que se observa de manera directa en las galaxias. Para ello utilizamos la función  $\Upsilon_K$  a través de la definición:  $M_* = \Upsilon_K L_K$ , con  $\Upsilon_K = \Upsilon_K(B - K)$ ; la función  $\Upsilon_K$  depende únicamente del color según el modelo que hemos utilizado en el Capítulo 2.

$$V_{i,m} = I(p_i) F(c) G(\lambda, f_d) \left( \frac{\Upsilon_k(B - K) L_K}{f_d(1 - f_g(\Sigma_d, HAM))} \right)^{\frac{2-2\alpha}{\alpha}} \quad (4.38)$$

Puesto que  $\Upsilon_K$  es principalmente función del color (Bell & de Jong 2000), no es de esperarse que la pendiente de la TF luminosa en la banda K sea diferente a la de la TF estelar (un muy pequeño aumento del exponente en  $L_K$  podría darse pues  $\Upsilon_K$  aumenta ligeramente con el color (B-K) y éste a su vez correlaciona con  $L_K$  (ver figura A.1 del apéndice A). Lo mismo puede decirse de su dispersión si la función  $\Upsilon$  esta bien definida. Para nuestra muestra observacional este es el caso, pero podemos esperar una ligera diferencia pues hemos usado diferente funcionalidad entre las galaxias HSB y las LSB (ver ecs. (2.53) y (2.54) del Capítulo 2).

Puesto que no podemos asignar una dispersión probabilística a la función  $\Upsilon$  o a la fracción de gas como lo hicimos para la concentración y para el parámetro de spin, supondremos que la dispersión en la relación TF luminosa en la banda K proviene únicamente por dispersiones en  $\lambda$  y  $c$ . En efecto, como se mencionó, tanto  $\Upsilon_K$  como  $f_g$  en última instancia dependen principalmente de  $c$  (que esta conectada a la HAM) y de la densidad superficial (conectada a  $\lambda$ ).

Por otro lado, cuando pasamos a la banda B,  $\Upsilon_B(B - K)$  es una función más empinada y ruidosa que en el caso de la banda K. Debido a que el color integral (B-K) tiene cierta dependencia con la luminosidad, al ser  $\Upsilon_B$  una función más dependiente (es decir con una pendiente mayor) con el color de lo que es  $\Upsilon_K$ , es entonces de esperarse una dependencia significativa entre  $\Upsilon_B$  y  $L_B$ : aumentará para galaxias más luminosas. Por lo tanto, el exponente de la TF luminosa en la banda B aumentará. En efecto, esta predicción se verifica según los resultados observacionales presentados en la figura 4.7.

#### 4.1.2 Resultados observacionales

Utilizando la muestra definida en el Capítulo 2, construimos la relación TF en las bandas B y K, así como la estelar y la bariónica, la gráfica 4.7 muestra los resultados que se obtuvieron.

La figura 4.7 muestra además tres tipos de ajuste lineal a los datos: directo, indirecto y bisector. El coeficiente de correlación de Pearson de nuestra muestra en cada caso. A continuación presentamos de

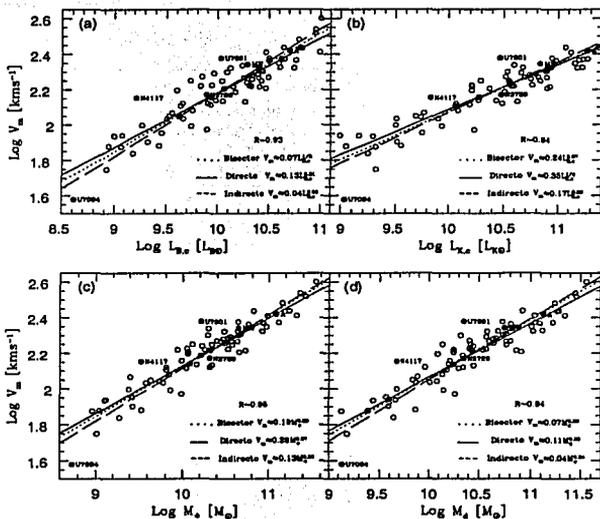
TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN


Fig. 4.7: Relaciones TF, luminosa en la banda B (a), luminosa en la banda K (b), estelar (c) y bariónica (d); obtenidas en base a la muestra observacional definida en el Capítulo 2. Las galaxias detectadas como 'outliers' en el Capítulo 3 aparecen con su nombre en la figura y no son consideradas para los ajustes estadísticos lineales: directo (línea sólida), indirecto (línea segmentada) y bisector (línea punteada). El coeficiente de correlación de Pearson (R) aparece para los cuatro casos.

manera completa los resultados para el método bisector (de aquí en adelante todos los ajustes se realizarán con el programa SLOPES<sup>2</sup>).

$$\log(V_m) = (-1.16 \pm 0.13) + (0.32 \pm 0.01)\log(M_d) \quad (4.39)$$

$$\log(V_m) = (-0.71 \pm 0.11) + (0.28 \pm 0.01)\log(M_*) \quad (4.40)$$

$$\log(V_m) = (-0.62 \pm 0.13) + (0.27 \pm 0.01)\log(L_K) \quad (4.41)$$

$$\log(V_m) = (-1.16 \pm 0.14) + (0.33 \pm 0.01)\log(L_B) \quad (4.42)$$

La desviación estándar de la relación TF bariónica es:  $\sigma_{\log V_m} = 0.063^3$ .

<sup>2</sup>Programa de computo para realizar ajustes lineales teóricos con seis métodos diferentes. Fue escrito por E. Feigelson en 1991. Para más información consultar Isobe et al. (1990).

<sup>3</sup>La desviación estándar fue calculada usando la fórmula:

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (y_i - y_{for})^2 \quad (4.43)$$

Una comparación de estos resultados con las expectativas teóricas resulta muy valiosa. Para la TF bariónica (4.7 (d)) encontramos que la semejanza entre el valor de la pendiente encontrado y el esperado para el modelo de colapso esférico jerárquico (0.31) es muy notable, signo de que la predicción de este modelo es excelente hasta este nivel y de que de la TF cosmológica a la bariónica no hay dependencias intermedias con la masa que alteren el exponente. Si  $f_d$ , por ejemplo, fuera muy dependiente de la masa, la pendiente en la ecuación (4.39) sería notablemente diferente al valor de 0.31 (ver ec. (4.28)). El valor exacto del punto cero no podemos compararlo con nuestras predicciones teóricas pues éste depende de la función  $I(p_i)$  que no fue establecida cuantitativamente. La dispersión de esta relación sí podemos compararla con nuestra predicción. En base al valor observacional de  $\sigma_{\log V_m}$ , podemos calcular de manera inmediata el valor de  $\sigma_{M_d(mag)}(TFbar)^T$ :

$$\sigma_{M_d(mag)}(TFbar)^T = \left( \frac{2.5}{0.32} \right) \sigma_{\log V_m} \approx 0.49 \quad (4.44)$$

que es inferior al valor teórico estimado en la sección 4.1.1, ec. (4.30). Puesto que los datos observacionales tienen una contribución intrínseca a la dispersión dada por los errores observacionales, entonces el valor que debemos comparar con el predicho en la ec. (4.36) es inclusive menor a 0.49, lo cual amplía la diferencia entre ambos resultados. Esto significa que teóricamente estamos sobrestimando el valor de la dispersión total. La contribución de la concentración a nivel de la TF cosmológica está bien sustentada y coincide aproximadamente con los resultados de otros trabajos (ej. Avila-Reese et al. 1999, encuentran un valor de  $\sigma_{M_v(mag)}^c \approx 0.28$  en sus simulaciones seminúmericas y numéricas de N-cuerpos). La contribución de  $\lambda$  es más incierta pues se basa en modelos teóricos simples. Un punto importante que debe considerarse es que la contribución del parámetro de giro ( $\lambda$ ) a la dispersión total depende del valor absoluto de la fracción de disco que se suponga (a través de la función  $g(f_d)$ , ver figuras 4.4 y 4.5 y ecuaciones (4.27) y (4.29)). Hemos utilizado un valor de  $f_d = 0.05$ , pero como se mencionó en el capítulo tercero, los estudios observacionales y teóricos apuntan hacia un valor inferior; tomando un valor más realista de  $f_d = 0.03$  y utilizando la ec. (4.29) ya vimos que:  $\sigma_{M_d(mag)}^\lambda \approx 0.33$ , con lo cual, la predicción a la dispersión total en la TF bariónica sería:  $\sigma_{M_d(mag)}(TFbar) \approx 0.48$ , que coincide notablemente con el obtenido en las observaciones.

Aun con la consideración respecto a  $f_d$ , el valor de la predicción resulta un poco alto pues el resultado empírico incluye errores observacionales intrínsecos (la incertidumbre observacional estimada a nivel de la TF luminosa no supera:  $\sigma_{obs} \approx 0.1$ ; vease Giovanelli et al. 1997). La coincidencia puede mejorar si se toma la contribución de la concentración dada por las simulaciones numéricas, ligeramente menor a la encontrada aquí. El resto de hipótesis y valores numéricos que fueron elegidos para obtener la predicción teórica, parecen ser los correctos y solo modificaciones pequeñas podrían realizarse para una mejor predicción. Si lo anterior es correcto, entonces dos conclusiones obtenemos de este análisis, ambas relacionadas con la fracción de disco: (1) La dispersión intrínseca de la fracción de disco en las galaxias no puede ser muy grande, de lo contrario, su contribución a la desviación estándar teórica en la TF bariónica podría elevar su valor para hacerlo mayor al que resulta de las observaciones. Este hecho apunta hacia una fracción de disco casi constante en las galaxias de disco. (2) El valor absoluto (promedio) de  $f_d$  debe ser inferior a 0.05, de lo contrario, la desviación estándar predicha para la TF bariónica sería demasiado alta, contradiciendo a los resultados observacionales.

Al analizar el resultado para la TF estelar (4.7(c)), observamos un cambio ligero de la pendiente en relación a la TF bariónica (de 0.32 a 0.28). Como mencionamos en párrafos anteriores esto se

donde  $N$  es el número total de datos en la muestra (74 en nuestro caso),  $y_i$  es el valor real de  $\log V_m$  y  $y_{for}$  el valor de  $\log V_m$  calculado según la fórmula 4.39.

debe a una dependencia indirecta de la fracción de gas con la masa estelar. Esto ocurre en realidad, la gráfica 4.8 es prueba de ello.

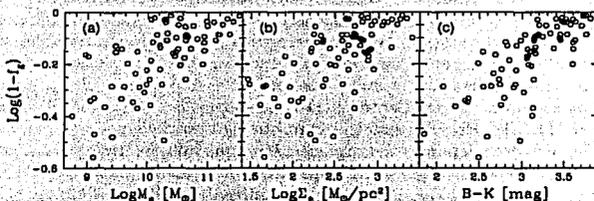


Fig. 4.8: Correlación entre la fracción de estrellas ( $f_* = 1 - f_g$ ) con la masa estelar (a), la densidad superficial de estrellas (b) y el color integral (c).

Se ha utilizado la cantidad  $1 - f_g$  en vez de  $f_g$  para comparar de manera más directa con la ecuación 4.37

Como ya se mencionó, la fracción de gas depende principalmente de la historia de acreción de gas sobre el disco (proporcional a la HAM cosmológica) y de la densidad superficial del disco (4.8b) (determinada básicamente por  $\lambda$ )<sup>4</sup>. En el primer caso, los halos con HAM más concentrada al pasado, serán también más concentrados estructuralmente y es de esperarse que las galaxias que de ellos se formen sean más rojas pues la acreción de gas ocurrió principalmente muy atrás en el pasado, formando entonces poblaciones estelares que ahora son viejas (rojas). Aunque no hay un estudio sistemático al respecto, nuestra predicción es que las galaxias con parámetros de concentración del halo más altos serán también más rojas sistemáticamente; debido a que la HAM de estos sistemas es concentrada en el pasado, serán también sistemas con fracciones de gas bajas, pues ya agotaron casi todo su gas al transformarlo en estrellas. En la figura 4.8c en efecto se ve que hay una importante correlación de  $1 - f_g$  con  $B - K$  (o anticorrelación de  $f_g$  con  $(B-K)$ ).

La dependencia cuantitativa de  $1 - f_g$  con  $M_*$  no puede obtenerse utilizando únicamente un ajuste directo entre estas cantidades, dada la dependencia de ella con  $\Sigma_*$  y con  $B - K$  y dada la interdependencia entre  $M_*$ ,  $\Sigma_*$  y  $B - K$  (la cual será puesta en evidencia más adelante). Sin embargo, de las figuras anteriores podemos explicar al menos de manera cualitativa el cambio ligero de pendiente entre la relación TF bariónica y la TF estelar.

El paso entre la relación estelar y la luminosa en la banda K está dado por la determinación de la función  $\Upsilon_K$  (ec. (4.38)). Puesto que esta función es dependiente sólo del color, entonces podríamos esperar una independencia de la misma con la luminosidad y por tanto no ocurriría un cambio de pendiente entre la relación TF estelar y la luminosa en la banda K. Los ajustes estadísticos encontrados para estas relaciones (4.40 y 4.41) muestran una pequeña diferencia que puede ser justificada por la interdependencia entre el color y la luminosidad; esta relación se presentará más adelante.

Estadísticamente se evidencia claramente un cambio entre la relación TF en la banda K y en la banda B, lo que origina la llamada TF de color ( $L_K/L_B \propto V^{m-n}$ , donde  $m$  y  $n$  son los exponentes de las relaciones TF en las bandas K y B respectivamente). El origen de este cambio de exponentes

<sup>4</sup>La correlación entre  $1 - f_g$  y la masa (4.8a) es de tipo indirecta, debida a las correlaciones de la masa con el color y la densidad superficial.

TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

ya se explicó también en la sección 4.1.1.

## 4.2 El plano fundamental luminoso y bariónico

Como se mencionó al principio de este capítulo, el objetivo central del mismo es entender la física detrás de la relación TF, ello se hizo en la sección 4.1.1, comenzando con el espectro de potencias de las fluctuaciones primigenias y terminando con las relaciones TF en las bandas K y B. En lo que resta del capítulo estudiaremos los resultados observacionales para deducir algunas conclusiones importantes sobre la dispersión de esta relación.

Desde el descubrimiento de la relación TF, ha resultado muy interesante analizar su dispersión, muy estrecha, para lo que en un principio se consideraba una relación empírica. Aunque parte de esta dispersión se debe a errores observacionales, gran parte de ella es atribuida a una o más propiedades físicas, es decir, a un tercer o más parámetros. De manera natural y siguiendo al teorema del virial, se ha sugerido al radio de la galaxia como tal parámetro; este radio puede ser el radio de escala o el radio a una isofota dada. Es precisamente la relación tridimensional entre la velocidad de rotación al máximo, la luminosidad y el radio de escala (o el radio óptico), a la que se le conoce como el Plano Fundamental<sup>5</sup>. Aunque éste pudiera no ser de hecho el parámetro real, empecaremos por definirlo en los cuatro casos que hemos tratado aquí pues muchos estudios se refieren a él, de esta manera podremos comparar nuestros resultados con los de estos estudios.

Observando los ajustes en cada caso y la medida en que la dispersión de la relación TF es disminuida al incluir al radio de escala como tercer parámetro, podría pensarse que la introducción del radio de escala en la relación TF es adecuada y quizá suficiente para cerrar el problema y reducirlo a estas tres variables. Sin embargo es necesario mencionar que el argumento de aumento del coeficiente de Pearson no es suficiente para afirmar esta proposición; es bien sabido que basta una correlación positiva independiente entre la variable tercera y las dos restantes en una relación tridimensional, por mínima que sea, para aumentar el coeficiente de Pearson al pasar de una relación bidimensional a una tridimensional (es por ello que en muchas ocasiones se utiliza el coeficiente ajustado de Pearson, en lugar del normal). Así que para poder afirmar que el radio de escala es

<sup>5</sup>El plano fundamental fue originalmente pensado y definido, en cantidades observacionales, para las galaxias elípticas (Dressler et al. (1987); Djorgovsky & Davis (1987)). Puede ser descrito como un conjunto de correlaciones bivariadas que conectan un conjunto de propiedades observadas o físicas de las galaxias elípticas, como el radio, la luminosidad, el brillo superficial, la dispersión de velocidades, la masa, la densidad, etc. De estas correlaciones, la más utilizada es la siguiente:

$$r \propto \sigma_v^4 \Sigma^{\beta} \quad (4.45)$$

donde  $r$  es alguna medida del radio total de la galaxia (usualmente el radio efectivo),  $\sigma_v$  es la velocidad de dispersión y  $\Sigma$  es el brillo superficial promedio de la galaxia hasta el radio  $r$ . La ecuación (4.45) puede derivarse fácilmente usando el teorema del virial y algunas otras suposiciones. Con el teorema del virial para un sistema donde el equilibrio está dado por la dispersión de velocidades, obtenemos:

$$\langle V \rangle^2 \propto \frac{L}{\langle r \rangle} \frac{M}{L} \propto \frac{\langle \Sigma \rangle \langle r \rangle^2}{\langle r \rangle} \frac{M}{L} \quad (4.46)$$

donde los símbolos entre  $\langle \dots \rangle$  representan valores promediados para toda la galaxia. Entonces:

$$\langle r \rangle \propto \langle V \rangle^2 \langle \Sigma \rangle^{-1} (M/L)^{-1} \quad (4.47)$$

Si suponemos que las cantidades observacionales  $r$ ,  $\sigma_v$  y  $\Sigma$  son una medida directa de los parámetros  $\langle r \rangle$ ,  $\langle V \rangle$  y  $\langle \Sigma \rangle$  respectivamente y que el cociente masa-luminosidad es constante, entonces los valores teóricos esperados para A y B son 2 y -1. Los estudios observacionales han mostrado que de hecho el valor de A y B depende de la banda observada y difieren de los predichos por el desarrollo anterior (Djorgovski et al. 1995, encuentran A=1.56 y B=-0.94). Esta diferencia se debe principalmente a la suposición errónea de un cociente  $M/L$  constante y a la verdadera relación entre  $\sigma_v$  y  $\langle V \rangle$  (ver Busarello et al. (1997)).

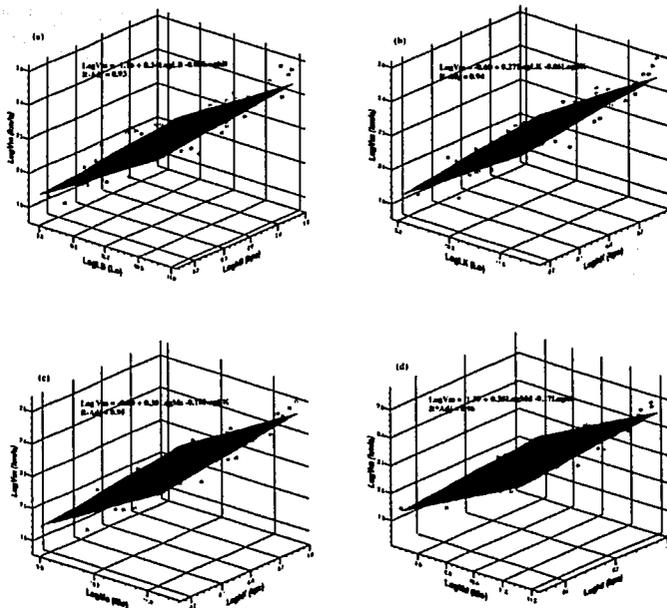


Fig. 4.9: Gráficas del plano fundamental en los casos luminoso en la banda B (a), luminoso en la banda K (b), estelar (c) y bariónico (d); para la muestra observacional definida en el Capítulo 2. En cada caso se muestra el plano y la ecuación lineal que mejor ajusta al conjunto de datos.

TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

un parámetro extra en la relación TF y que además es el único, un análisis estadístico mucho más completo es necesario.

Sobre esta idea y para encontrar este tercer parámetro puede procederse de varias maneras. Aquí iniciaremos con una análisis multidimensional estadístico entre las diferentes variables que pueden ser candidatas; ya en el Capítulo 3 se procedió de una manera semejante. El análisis es de tipo "stepwise" con  $V_m$  como variable dependiente y  $M$  ( $\delta L$ ),  $\Sigma$ ,  $h$ ,  $B - K$ ,  $T$  y  $f_g$  como variables independientes, con cada caso asociado a las variables adecuadas (bariónico, estelar, banda K y banda B). El análisis está enfocado a obtener el tercer parámetro en grado de importancia. Los resultados son los siguientes.

#### • PF bariónico

Para el caso bariónico el radio de escala es el tercer parámetro. El ajuste, que aparece en la figura 4.9, es el siguiente:

$$\log(V_{2,m}) = (-1.39 \pm 0.14) + (0.35 \pm 0.01)\log(M_d) + (-0.17 \pm 0.03)\log(h_d) \quad (4.48)$$

es decir,  $V_m \propto M_d^{0.35} h_d^{-0.17}$ , con  $R \approx 0.96$ . Aunque el agregar el radio de escala a la relación TF bariónica prácticamente explica toda la varianza de la relación tridimensional (gran parte del resto puede atribuirse a errores observacionales), cabe mencionar que aun pueden explorarse otros caminos para eliminar o incluir otros parámetros y para argumentar el porque contribuyen o no a la relación TF; sobre ello hablaremos en la sección 4.4.

La ecuación (4.48) es el resultado del equilibrio virial y del hecho de que el cociente masa dinámica-masa bariónica en las galaxias de disco depende esencialmente de sus densidades superficiales (sección 3.3.4, ver figura 3.7). La velocidad al máximo de la curva de rotación puede escribirse como:

$$V_m = \left( \frac{GM_{dyn}(r_m)}{r_m} \right)^{1/2} = \left( \frac{GM_d \Upsilon_{d,m}(\Sigma_{0,d})}{g(\Sigma_{0,d}) h_d} \right)^{1/2} \quad (4.49)$$

donde:

$$\Upsilon_{d,m} \equiv \frac{M_{dyn}(r_m)}{M_d} = \frac{V_m^2 h_d g(\Sigma_{0,d})}{GM_d} \quad (4.50)$$

es el cociente híbrido masa dinámica al máximo entre masa brónica total. La función  $g(\Sigma_{0,d})$  es el factor por el cual hay que multiplicar al radio de escala  $h_d$  para obtener el radio al máximo de la curva de rotación total:  $r_m = g(\Sigma_{0,d}) h_d$ <sup>6</sup>; para galaxias de tipo HSB,  $g \approx 2.2$ , para galaxias de brillos cada vez menores,  $g > 2.2$ .

En el Capítulo 3, sección 3.3.4, encontramos una correlación clara entre  $\Upsilon'_{d,m} \equiv \Upsilon_{d,m} g(\Sigma_{0,d})^{-1}$  y  $\Sigma_{0,d}$ :  $\Upsilon'_{d,m} \propto \Sigma_{0,d}^{-0.31}$ ; por lo tanto:  $\Upsilon_{d,m} \propto \Sigma_{0,d}^{-0.31} g(\Sigma_{0,d})$ . Sustituyendo esta expresión en (4.49) y usando la relación de Freeman obtenemos:

$$V_m \propto \left( \frac{M_d}{h_d} \right)^{1/2} (\Upsilon'_{d,m})^{1/2} \propto \left( \frac{M_d}{h_d} \right)^{1/2} ((M_d h_d^{-2})^{-0.31})^{1/2} \propto M_d^{0.35} h_d^{-0.19} \quad (4.51)$$

Si comparamos la ecuación (4.51) con la ecuación (4.48) encontramos un excelente acuerdo. *Es decir, el plano fundamental bariónico, es un reflejo del equilibrio virial en las galaxias de disco y del hecho de que la razón entre la masa oscura y la masa bariónica en esta familia de galaxias es función de la densidad superficial.*

<sup>6</sup>La función  $g$  ha sido supuesta como dependiente unicamente de la densidad superficial, esta hipótesis está basada en los análisis desarrollados en el capítulo tercero; sin embargo, el resultado final encontrado en la ec. (4.51) no depende de tal hipótesis.

• **PF estelar.**

Para el caso estelar el tercer parámetro ya no es el radio de escala (estelar) o brillo, sino que resulta ser el tipo morfológico. El ajuste obtenido es el siguiente:

$$\log(V_m) = (-0.25 \pm 0.13) + (0.24 \pm 0.01)\log(M_*) + (0.01 \pm 0.003)T \quad (4.52)$$

con  $R = 0.95$ . En este caso el aumento en el coeficiente de Pearson es mínimo, solo se aprecia una diferencia en la tercer cifra decimal; ésto indica que ninguna de las variables independientes aquí analizadas puede explicar de manera satisfactoria la poca dispersión de la TF estelar. Sin embargo, el hecho de que ni el radio de escala ni el brillo superficial sean un tercer parámetro, resulta muy relevante pues establece una diferencia entre la física detrás de la dispersión de la relación TF bariónica y la de la TF estelar.

Si forzamos la relación tridimensional para que se cumpla el plano fundamental, el ajuste que se encuentra es:

$$\log(V_m) = (-0.80 \pm 0.13) + (0.30 \pm 0.01)\log(M_*) + (-0.10 \pm 0.03)\log(h_K) \quad (4.53)$$

De la ecuación anterior podemos observar que el coeficiente asociado al radio de escala es pequeño y poco confiable (tiene un error del 30%), lo cual sugiere una vez más que el radio de escala no es el tercer parámetro en la relación TF estelar.

Las diferencias que aparecen entre el PF bariónico y el estelar pueden explicarse a través de argumentos sencillos, los diagramas y comentarios que aparecen al final de esta sección resultan muy ilustrativos para comprender este asunto.

• **PF luminoso.**

Para la banda K, el tercer parámetro es de nuevo el tipo morfológico. El ajuste obtenido es:

$$\log(V_{i,m}) = (-0.19 \pm 0.14) + (0.23 \pm 0.01)\log(L_K) + (-0.01 \pm 0.003)T \quad (4.54)$$

con  $R \approx 0.95$ . Como era de esperarse, el caso en la banda K debe tener una explicación física muy similar al caso estelar, es por eso que en ambos el tercer parámetro coincide; de hecho la dependencia con él es la misma.

El plano fundamental es:

$$\log(V_m) = (-0.60 \pm 0.13) + (0.27 \pm 0.01)\log(L_K) + (-0.06 \pm 0.03)\log(h_K) \quad (4.55)$$

Al igual que en el caso estelar, la dependencia con el radio de escala es muy pequeña y no es significativa.

Para la banda B, el tercer parámetro es el color:

$$\log(V_{i,m}) = (-0.64 \pm 0.14) + (0.25 \pm 0.02)\log(L_B) + (0.11 \pm 0.02)(B - K) \quad (4.56)$$

con  $R \approx 0.94$ . Los procesos físicos detrás de la dispersión en la relación TF de la banda B están muy asociados a procesos de formación estelar, el color resulta importante para establecer una medida de cuando han ocurrido estos procesos en cada galaxia. El plano fundamental ajustado es:

$$\log(V_m) = (-1.16 \pm 0.20) + (0.34 \pm 0.02)\log(L_B) + (-0.08 \pm 0.04)\log(h_B) \quad (4.57)$$

De igual forma que en la banda K y en el caso estelar, el radio de escala resulta ser independiente a la relación TF en la banda B.

A lo largo de esta sección hemos tratado de establecer de manera estadística una tercer variable que se involucre en la relación TF y pueda contribuir de manera satisfactoria a explicar su dispersión. Hemos encontrado que esta variable es diferente para los diferentes casos y que su grado de contribución también es diferente en cada caso, aunque en todos ellos resulta muy pequeño pues la relación TF es de hecho muy estrecha.

Podemos hacer uso de argumentos físicos sobre las galaxias de disco que pueden ayudarnos a entender mejor el paso de la relación TF bariónica a la relación estelar y a la luminosa en la banda B y con ello entender también lo que se observa en el plano fundamental para los cuatro casos. Para dar una mejor explicación, haremos uso de una sucesión de diagramas.

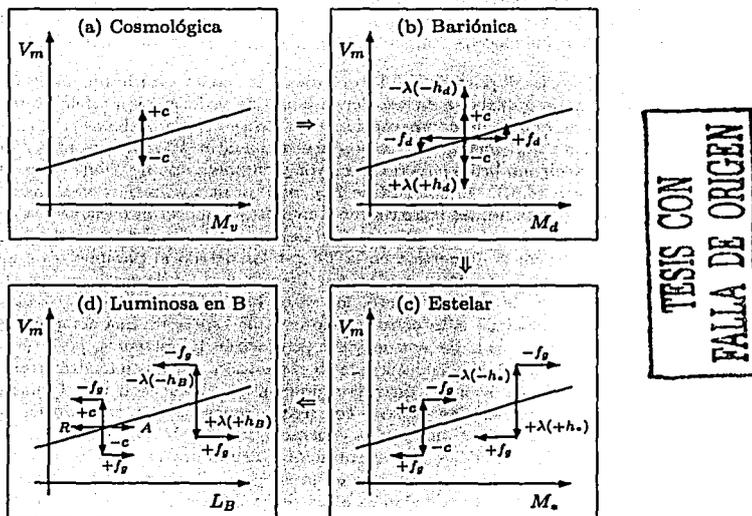


Fig. 4.10: Diagrama explicativo de los cambios en la dispersión de la relación TF, desde el caso cosmológico (a) hasta llegar al caso luminoso en la banda B (d). Las flechas indican la dispersión debida a un dado parámetro y la posible disminución o amplificación de la dispersión debido a una serie de fenómenos (ver texto).

La figura 4.10 ilustra los fenómenos físicos detrás de la dispersión de la relación TF desde el caso cosmológico hasta el luminoso en la banda B. A continuación describiremos como estos fenómenos influyen en cada una de las relaciones TF, tomando la dispersión como una desviación en el eje vertical, el de la velocidad de rotación.

- *TF cosmológica (a).*- Para halos de la misma masa virial, una concentración mayor a la promedio implica una mayor  $V_{h,m}$  (ver figura 4.2 y ec. (4.18)) y viceversa. En esta TF,  $c$  es el único parámetro responsable de la dispersión.

- *TF bariónica (b).*- A paridad de masa virial, la contribución a la dispersión por la concentración es la misma en este caso que en el caso cosmológico. Aquellos halos con mayor fracción de disco que el promedio engendrarán galaxias de mayor masa ( $+M_d$ ), pero a su vez, estas galaxias tendrán una mayor velocidad máxima de rotación ( $+V_m$ , ver figura 4.4 y ec. (4.26)); para halos de menor  $f_d$  ocurre lo contrario. Por tanto, se da un fenómeno de compensación en la dispersión de la TF con variaciones en  $f_d$ , es por ello que la contribución cuantitativa de este parámetro a la dispersión total es mínima (ver ec. (4.33)). Para halos con la misma masa, concentración y fracción de disco, un parámetro de spin ( $\lambda$ ) mayor implica una  $V_m$  menor y viceversa (ver figura 4.4);  $\lambda$  está conectado al radio de escala del disco ( $h_d$ , o a la densidad superficial  $\Sigma_{0,d}$ ) y bajo estas condiciones resultan ser proporcionales<sup>7</sup> (ver ecs. (3.29) y (3.30) del Capítulo 3). Por tanto esperamos que, a paridad de masa, las galaxias con radios de escala menores tengan una mayor  $V_m$  que el promedio, y viceversa. El radio de escala contribuirá de manera importante a la dispersión en la TF bariónica (es por ello que resulta ser el tercer parámetro de esta relación, definiendo así el plano fundamental bariónico), sumándose la contribución cosmológica de la concentración.
- *TF estelar (c).*- El paso de la TF bariónica a la estelar está íntimamente ligado a la fracción de gas de cada galaxia (a su vez dependiente de la formación estelar), este hecho hace que ocurra un fenómeno de compensación en las dispersiones debidas a la concentración y a  $\lambda$ . A paridad de  $M_d$ , una menor  $\lambda$  produce una mayor  $V_m$ , pero también un radio de escala menor, es decir, un brillo superficial mayor y entonces una fracción de gas menor (ver sección 4.1.2 y figura (4.8)). A paridad de  $M_d$ , una  $f_g$  menor implica una masa estelar mayor al promedio y por tanto, las galaxias con  $\lambda$  menores se moverán hacia arriba y a la derecha en la relación TF estelar y las de mayor  $\lambda$  hacia abajo y a la izquierda, produciéndose un fenómeno de compensación; la dispersión en la TF estelar debida al parámetro de giro, disminuirá en relación a la bariónica. Este es el motivo de que el radio de escala no sea el tercer parámetro en la relación y de que por tanto, los casos bariónico y estelar no sean semejantes. Para la desviación asociada a la concentración, es de esperarse una compensación semejante: a paridad de masa, los halos con mayor  $c$  producirán  $V_m$  mayores, pero estos halos provienen de una HAM cosmológica concentrada en el pasado y por tanto tendrán una historia acelerada de acreción de gas sobre el disco (ver sección 4.1.2), es decir una  $f_g$  menor al promedio al día de hoy. De ser así, las galaxias con mayor concentración se moverán hacia arriba y a la derecha en la TF estelar, ocurrirá lo contrario para las de menor concentración; la dispersión en la TF estelar debida a la concentración, disminuirá en relación a la bariónica. La TF luminosa en la banda K no aparece en la sucesión de diagramas de la figura 4.10, pues sus características son muy semejantes a las de la TF estelar en lo que a fenómenos físicos se refiere.
- *TF luminosa en la banda B (d).*- Al igual que en el caso estelar, las dispersiones debidas a  $\lambda$  y  $c$  tienen un efecto doble en la relación, produciendo cambios tanto en el eje horizontal como en el eje vertical, solo que en este caso, no ocurre un fenómeno de compensación, sino lo contrario, la dispersión asociada a ambas cantidades aumenta. A paridad de  $M_d$ , una mayor  $\lambda$  produce una velocidad menor y una  $f_g$  mayor; puesto que esperamos que las galaxias con

<sup>7</sup>De hecho, de la ecuación 3.30, podemos decir que aproximadamente se cumple que:

$$h_d \propto \lambda M_d^{1/3} f_d^{-1} \quad (4.58)$$

También, a paridad de masa virial, el radio de escala ( $h_d$ ) y la densidad superficial central del disco ( $\Sigma_{0,d}$ ) resultan equivalentes según la relación de Freeman:  $\Sigma_{0,d} \propto h_d^{-2}$ ; por tanto, si  $\lambda \propto h_d$  entonces:  $\lambda \propto \Sigma_{0,d}^{-1/2}$ .

mayor fracción de gas sean más azules (ver sección 4.1.2), entonces, a paridad de  $M_d$ , las galaxias con mayor  $f_g$  tienen una mayor luminosidad en B y por tanto, las galaxias con mayor  $\lambda$  se moverán hacia abajo y a la derecha en la TF en la banda B, mientras que, por la misma razón, las de menor  $\lambda$  lo harán hacia arriba y a la izquierda; la dispersión debida al parámetro de spin aumentará en relación a la TF estelar. Con la concentración ocurre un fenómeno semejante: a paridad de masa, galaxias más concentradas tendrán una mayor  $V_m$  y una menor  $f_g$ , desplazándose hacia arriba y a la izquierda en la TF de la banda B; la dispersión debida a la concentración aumentará en relación a la TF estelar. Cabe mencionar un efecto más que ocurre en este caso, para galaxias con la misma luminosidad en K (misma  $M_*$ ), ocurre que al pasar de la TF en K a la TF en B, las galaxias azules tendrán una  $L_B$  mayor a las de color rojo, por tanto, en la TF luminosa en B, las galaxias azules estarán a la derecha del promedio y las rojas a la izquierda, introduciendo una dispersión natural debida al color, que se suma a la debida a la concentración (pues suponemos que la concentración de los halos de materia oscura está ligada con el color integral de las galaxias que producen). Esta suma de contribuciones provoca que el color sea el tercer parámetro en el caso luminoso en B, por encima del radio de escala, diferenciándose de esta manera del caso bariónico y de la definición del plano fundamental.

### 4.3 Proyecciones del plano fundamental.

Si definimos al plano fundamental como la relación tridimensional entre la luminosidad (o masa), la velocidad máxima de rotación y el radio de escala, entonces la relación TF es simplemente una proyección del plano fundamental en los ejes  $L$  (ó  $M$ ) y  $V_m$ . Siguiendo esta concepción surgen entonces dos proyecciones más de este plano. Una en los ejes  $L$  (ó  $M$ ) y  $h$ , llamada relación Radio-Luminosidad (o de Freeman), y otra sobre los ejes  $V_m$  y  $h$ , llamada relación Velocidad-Radio. Dada la importancia de estas relaciones, las definiremos de manera estadística en esta sección.

#### Radio-Luminosidad

La gráfica 4.11 presenta la relación entre  $h_B$  y  $L_B$  (4.11a),  $h_K$  y  $L_K$  (4.11b),  $h_K$  y  $M_*$  (4.11c) y  $h_d$  y  $M_d$  (4.11d) para las galaxias definidas en la muestra final del Capítulo 2. Los ajustes directo, indirecto y bisector se presentan en la gráfica junto con el coeficiente de correlación de Pearson. En las gráficas se ha dividido a las galaxias en HSB (símbolos rellenos) y LSB (símbolos abiertos).

Los ajustes bisector con las desviaciones estándar de sus coeficientes son los siguientes:

$$\text{Log}(h_B) = (-5.04 \pm 0.40) + (0.55 \pm 0.04)\text{Log}(L_B) \quad (4.59)$$

$$\text{Log}(h_K) = (-3.99 \pm 0.39) + (0.42 \pm 0.04)\text{Log}(L_K) \quad (4.60)$$

$$\text{Log}(h_*) \equiv \text{Log}(h_K) = (-4.08 \pm 0.36) + (0.44 \pm 0.03)\text{Log}(M_*) \quad (4.61)$$

$$\text{Log}(h_d) = (-4.69 \pm 0.45) + (0.50 \pm 0.04)\text{Log}(M_d) \quad (4.62)$$

En los cuatro casos salta a la vista una clara segregación de galaxias en dos grupos, resulta ser que corresponden justamente a las galaxias de tipo LSB (grupo superior) y de tipo HSB (grupo inferior). De hecho las galaxias en esta relación están segregadas en familias de igual brillo superficial, reflejando lo que se conoce como la relación de Freeman generalizada.

Al igual que para la relación TF, utilizaremos los diagramas que aparecen en la figura 4.12 para explicar, en términos de los parámetros:  $\lambda$ ,  $f_d$  y  $c$ , la dispersión en la relación Radio-Luminosidad.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

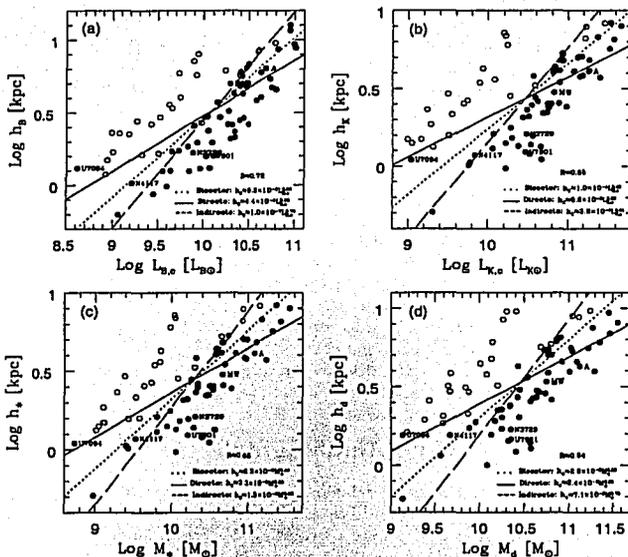


Fig. 4.11: Relación Radio-Luminosidad en la banda B (a), en la banda K (b), estelar (c) y bariónica (d). Las galaxias detectadas como 'outliers' en el Capítulo 3 aparecen con su nombre en la figura y no son consideradas para los ajustes estadísticos lineales: directo (línea sólida), indirecto (línea segmentada) y bisector (línea punteada). El coeficiente de correlación de Pearson aparece para los cuatro casos. Las galaxias están divididas según su brillo superficial en K, HSB (círculos rellenos) y LSB (círculos transparentes).

- **RL bariónica (a).**- A paridad de masa del disco, un valor de  $\lambda$  mayor al promedio implica un valor mayor de  $h_d$  y por tanto una menor densidad superficial (ésto es a través de la relación de Freeman). Esta es la razón de que las galaxias se segreguen en familias de igual brillo superficial en la figura 4.11. A paridad de masa virial del halo y a paridad de  $\lambda$ , una  $f_d$  mayor implica una mayor  $M_d$ , pero  $h_d \propto f_d^{-1}$  en estas condiciones (ver ecs. (3.30) y (4.58)), entonces las galaxias provenientes de halos con mayor  $f_d$  al promedio tendrán  $h_d$  menores y por tanto se desplazarán a la derecha y abajo en la relación Radio-Luminosidad bariónica. Respecto a la concentración, halos con mayor  $c$  tendrán radios de escala menores y viceversa<sup>8</sup>.
- **RL estelar (b).**- Al pasar al caso estelar ocurre un doble desplazamiento, a paridad de masa

<sup>8</sup> Este resultado es de esperarse, intuitivamente esperamos que a paridad de masa virial, las galaxias más concentradas provengan de halos más concentrados y por tanto tendrán un radio de escala menor. Matemáticamente, ésto se obtiene en la modelación simple que desarrollamos en el capítulo tercero, ver ecs. (3.25) y (3.30).

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

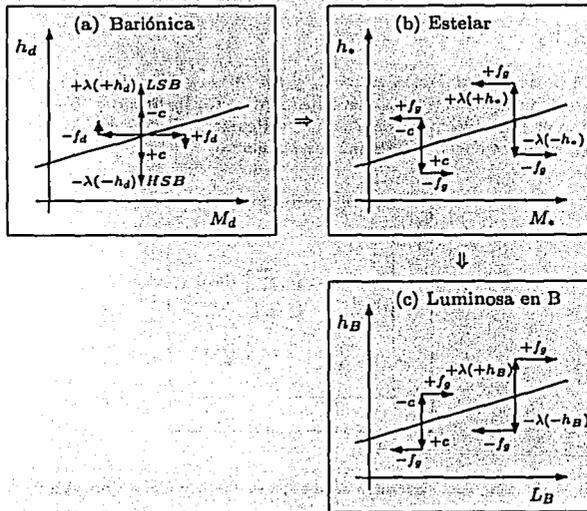


Fig. 4.12: Diagrama explicativo de la dispersión en la relación Radio-Luminosidad, desde el caso bariónico (a) hasta llegar al caso luminoso en la banda B (c).

del disco, las galaxias con mayor  $\lambda$  tendrán un mayor radio de escala y por tanto una fracción de gas mayor, lo que las colocará con una masa estelar menor al promedio, el efecto opuesto ocurre para las galaxias con  $\lambda$  menor; de modo que la dispersión asociada al parámetro de giro aumenta en relación al caso bariónico. Para la concentración ocurre algo parecido: halos más concentrados tendrán un radio de escala menor y una fracción de gas menor al promedio, por tanto una mayor masa estelar. El desplazamiento de estas galaxias será hacia abajo y a la derecha, lo contrario ocurrirá con las galaxias de menor concentración. De modo que la dispersión asociada a  $c$  también aumentará en relación a la bariónica. La relación RL en la banda K es semejante al caso estelar.

- **RL en la banda B.** Los fenómenos físicos que ocurren en este caso son los mismos al caso estelar; pero en esta ocasión se produce un fenómeno de compensación: a paridad de masa estelar, aquellas galaxias con mayor  $\lambda$  tendrán un mayor radio de escala y también una  $f_g$  mayor, por tanto una  $L_B$  mayor y entonces se moverán hacia arriba y a la derecha en el diagrama, aquellas que tengan un  $\lambda$  menor al promedio lo harán hacia abajo y a la izquierda. A paridad de masa, los halos más concentrados tendrán un  $h_B$  menor y también será menor su  $f_g$  respecto al promedio, entonces las galaxias provenientes de estos halos se moverán hacia abajo y a la izquierda en el diagrama, de manera opuesta se moverán las galaxias

provenientes de halos más concentrados. Por tanto en el caso de la banda B, la contribución a la dispersión por  $\lambda$  y por  $c$  sufrirá un fenómeno de compensación, con el efecto global de disminuir la dispersión total de la relación Radio-Luminosidad.

### Velocidad-Radio

La gráfica 4.14 presenta la relación entre  $V_m$  y  $h_B$  (4.14a),  $V_m$  y  $h_K$  (4.14b) y  $V_m$  y  $h_d$  (4.14c) para las galaxias de nuestra muestra<sup>9</sup>. Los ajustes directo, indirecto y bisector se presentan en la gráfica junto con el coeficiente de correlación de Pearson. En las gráficas se ha dividido a las galaxias en HSB (círculos rellenos) y LSB (círculos abiertos).

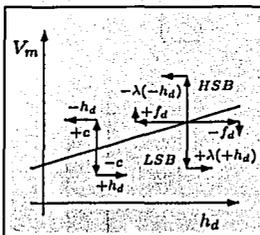


Fig. 4.13: Diagrama explicativo de la dispersión en la relación Velocidad-Radio.

Los ajustes tipo bisector con las desviaciones estándar de los coeficientes se presentan a continuación:

$$\text{Log}(V_m) = (1.87 \pm 0.04) + (0.66 \pm 0.05)\text{Log}(h_B) \quad (4.63)$$

$$\text{Log}(V_m) = (1.89 \pm 0.04) + (0.72 \pm 0.05)\text{Log}(h_K) \quad (4.64)$$

$$\text{Log}(V_m) = (1.81 \pm 0.04) + (0.75 \pm 0.06)\text{Log}(h_d) \quad (4.65)$$

Al igual que en la relación Radio-Luminosidad, en la gráfica 4.14 las galaxias se separan en familias de acuerdo a su brillo superficial (siendo notable la segregación entre galaxias LSB y HSB).

Haremos uso del diagrama presentado en la figura 4.13 para explicar la dispersión de la relación Velocidad-Radio. Solo presentamos el caso bariónico pues el cambio en la definición del radio de escala para los otros casos no altera el comportamiento global.

- *VR bariónica.* - A paridad de masa del disco, un valor de  $\lambda$  mayor al promedio implica una  $V_m$  menor y un radio de escala del disco mayor, por tanto las galaxias que cumplan esta condición se moverán hacia abajo y a la derecha en la relación Velocidad-Radio y aquellas con  $\lambda$  menor al promedio lo harán hacia arriba y a la izquierda. Esta es la razón de que las galaxias se encuentren segregadas según su brillo superficial en la figura 4.14. La dispersión asociada a  $\lambda$

<sup>9</sup>No se presenta el caso estelar pues es idéntico al caso en la banda K

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

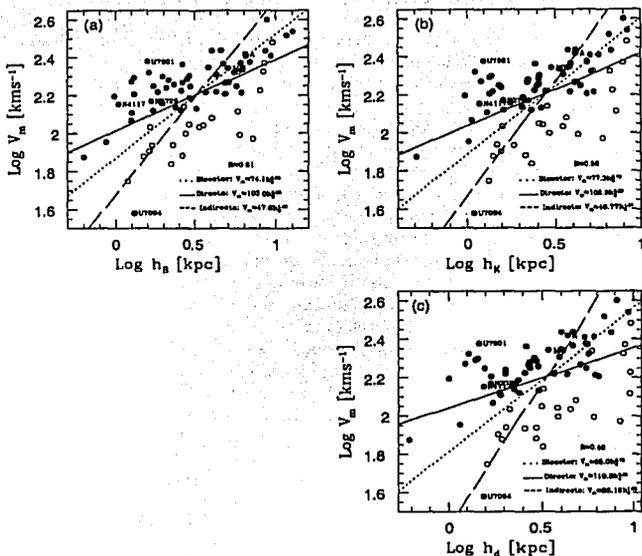
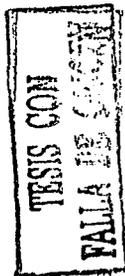


Fig. 4.14: Relación Velocidad-Radio en la banda B (a), en la banda K (b) and bariónica (c). Las galaxias detectadas como 'outliers' en el Capítulo 3 aparecen con su nombre en la figura y no son consideradas para los ajustes estadísticos lineales: directo (línea sólida), indirecto (línea segmentada) y bisector (línea punteada). El coeficiente de correlación de Pearson aparece para los cuatro casos. Las galaxias están divididas según su brillo superficial en K, HSB (círculos rellenos) y LSB (círculos transparentes).

en esta relación se amplificará con la combinación de estos efectos. A paridad de masa virial del halo y a paridad de  $\lambda$ , una  $f_d$  mayor implica un radio de escala menor (ésto ya fue explicado en los diagramas de la relación Radio-Luminosidad) y una  $V_m$  mayor (ver figura 4.4), entonces las galaxias provenientes de halos con mayor  $f_d$  al promedio se desplazarán a la izquierda y arriba en la relación Radio-Luminosidad bariónica, las que tengan  $f_d$  menores al promedio se moverán en direcciones opuestas. Con respecto a la concentración: a paridad de  $M_U$ ,  $\lambda$  y  $f_d$ , los halos más concentrados tendrán una mayor  $V_m$ , pero también las galaxias que de ellos se formen tendrán un  $h_d$  menor (tal y como se explicó en los diagramas para la relación Radio-Luminosidad), por tanto estas galaxias se moverán hacia arriba y a la izquierda en el diagrama, lo contrario sucederá para aquellas provenientes de halos menos concentrados. En esta relación los parámetros  $\lambda$ ,  $c$  y  $f_d$  tienden a separar a las galaxias de una relación promedio, haciendo de la relación Velocidad-Radio la más dispersa de las proyecciones del

plano fundamental<sup>10</sup>.

#### 4.4 Análisis de la dispersión en la relación TF.

Ya que la dispersión de la relación TF es muy pequeña, resulta muy complicado analizarla y relacionarla con propiedades fundamentales de las galaxias. De manera teórica se han planteado las cantidades que son responsables de esta dispersión y que tanto pueden influir en ella; de manera estadística se encontraron los terceros parámetros que logran disminuir la varianza de la relación TF al transformarla en una relación tridimensional; en todos los casos, los análisis estadísticos coinciden con las tendencias esperadas teóricamente. Sin embargo, los procesos físicos responsables del origen de esta dispersión y de su variación al pasar de cantidades bariónicas a luminosas, difícilmente pueden interpretarse a partir de ese análisis estadístico. En esta sección pretenderemos hacer frente a este problema con un análisis mucho más detallado.

Para ello realizaremos un análisis de residuos de la relación TF, ésto es, buscaremos correlaciones de las desviaciones al promedio en la relación TF con las propiedades fundamentales (brillo superficial, radio de escala, color, etc.). Las desviaciones estarán simplemente definidas como:  $\Delta(TF) = V_m - V_m(L)$ , donde  $V_m$  es la velocidad máxima de rotación de la galaxia directamente inferida de las observaciones y  $V_m(L)$  es la velocidad máxima de rotación calculada en razón de la luminosidad (o masa) de la galaxia según la ecuación de ajuste lineal correspondiente. Puesto que hemos asignado la dispersión en la relación TF a su punto cero, habremos de suponer que es independiente de la luminosidad (o masa). Sin embargo, muchas de las propiedades observadas con las que pretendemos correlacionar este residuo no son independientes de la luminosidad y por tanto una relación directa de éstas con la desviación produciría una relación indirecta con la luminosidad, situación que deseamos evitar. El análisis de residuos tiene que ser a paridad de luminosidad (o masa); una forma de lograrlo es obtener los ajustes estadísticos para las relaciones de las propiedades que dependen de la masa y a partir de ahí obtener el residuo de estas propiedades definido de manera semejante a  $\Delta(TF)$ . Este residuo es por definición independiente de la luminosidad o masa; por tanto su relación con el residuo de la TF permitirá el análisis que nos hemos propuesto.

Es necesario mencionar que un análisis de naturaleza tan minuciosa como el que realizaremos a continuación es altamente dependiente del tipo de ajuste estadístico que se realice a los datos; es por ello importante definir un ajuste apropiado al análisis en cuestión; nosotros utilizaremos el ajuste bisector (ya utilizado anteriormente) pues a diferencia del directo, no establece una variable dependiente y una independiente para realizar el ajuste, sino que toma las contribuciones de ambas de la misma manera. Se sugiere usar este método cuando no se sabe con certeza cual de las variables en una relación bidimensional es independiente; en muchas de las correlaciones presentadas a continuación éste es el caso. Sin embargo, cabe mencionar que los resultados presentados a continuación solo difieren cuantitativamente de los que se obtendrían usando un método directo, los argumentos cualitativos son igualmente válidos.

Desde un punto de vista teórico, esperamos que la dispersión de la relación TF dependa de la concentración, el parámetro de spin y la fracción de disco para el caso bariónico, sumándose la fracción de gas, el color y el tipo en el caso luminoso (ver ecs. (4.28), (4.37) y (4.38)). Siendo así, utilizaremos los siguientes parámetros observacionales como trazadores de estas cantidades: el brillo superficial central ó el radio de escala para trazar  $\lambda$  (como el análisis es a paridad de luminosidad (o masa), ambos son equivalentes) y el color integral (B-K) ó el tipo morfológico para la concentración<sup>11</sup>. Desafortunadamente no tenemos una observable que trace la fracción de masa

<sup>10</sup>Es por ello que los coeficientes de correlación de Pearson son tan pequeños en las relaciones de la figura 4.14.

<sup>11</sup>Esta hipótesis ya fue planteada en el capítulo anterior y en éste

de disco.

En el Apéndice A se establecen y describen las relaciones fundamentales que guarda la luminosidad (o masa) con el brillo superficial y el color, basándonos en ellas, podemos realizar el análisis de la dispersión en la relación TF. Dada la interdependencia entre variables, solo se analizará el residuo de la TF contra dos tipos de residuo: en referencia al parámetro de giro ( $\lambda$ ) utilizaremos el residuo de la relación Radio-Luminosidad, éste es, las variaciones en el radio de escala a paridad de luminosidad (o masa), que desde luego es equivalente a utilizar el residuo de la relación brillo superficial-luminosidad, pues a paridad de luminosidad (o masa), el brillo superficial es equivalente al radio de escala<sup>12</sup>. Para sacar conclusiones sobre el parámetro de concentración, utilizaremos el residuo de la relación color-luminosidad; ya hemos establecido que la utilización del tipo morfológico en lugar del color sería equivalente.

• TF bariónica

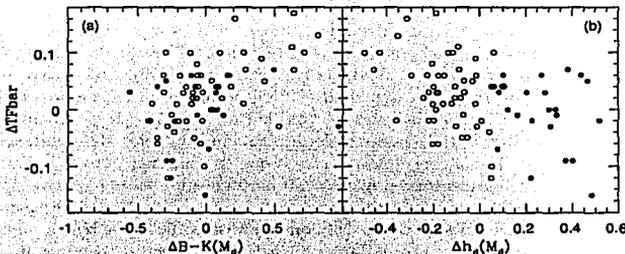


Fig. 4.15: Relación entre el residuo de la relación TF bariónica ( $\Delta TFbar$ ) con los residuos de las relaciones Color- $M_d$  (a) y  $h_d-M_d$  (b).

En el panel *b* de la figura 4.15 se muestra el residuo de la relación TF bariónica ( $\Delta TFbar$ ) contra el residuo de la relación  $h_d-M_d$  ( $\Delta h_d(M_d)$ ). Los símbolos sólidos representan las galaxias de tipo LSB y los abiertos las de tipo HSB; en las gráficas de residuos que siguen a continuación se usa esta misma simbología. De manera global observamos una anticorrelación entre ambos residuos: las galaxias con residuos positivos en la TF, tienen residuos negativos en la relación Radio-Masa del disco, es decir, a paridad de masa bariónica, las galaxias con velocidades mayores tienen en promedio radios de escala más pequeños (o densidades superficiales más grandes). Este resultado concuerda con el obtenido en el análisis estadístico del Plano Fundamental en la sección 4.2: el radio de escala es el tercer parámetro en la TF bariónica; en esa misma sección, se presentó un diagrama que predice este resultado en base a argumentos teóricos sencillos. Los modelos evolutivos complejos usados en el Capítulo 3 muestran claramente que en efecto el radio de escala es un tercer parámetro en la TF bariónica (Firmani, Avila-Reese 2000; ver también Shen et al. 2001; Avila-Reese, Firmani & Zavala 2002).

En el panel *a* de la figura 4.15 se muestra el residuo  $\Delta TFbar$  contra el residuo de la relación Color-Masa bariónica ( $\Delta(B-K)(M_d)$ ). Aunque la relación es muy ruidosa, se aprecia un com-

<sup>12</sup>Esto es cierto dada la validez de la relación de Freeman, si  $L$  ( $\delta M$ ) es constante, entonces:  $\Sigma_0 \propto h^2$ .

portamiento diferente entre las galaxias LSB y HSB. Para las galaxias de tipo HSB, se observa una tendencia de las más rojas a tener residuos positivos en la relación TF, mientras que para las galaxias de tipo LSB no parece haber ninguna tendencia. De manera teórica, y como fue explicado en los diagramas de la sección 4.3, esperaríamos que las galaxias provenientes de halos más concentrados que el promedio tuvieran una velocidad máxima de rotación mayor al promedio, es decir  $\Delta TF_{bar} > 0$ , sin importar el valor de  $\lambda (\Sigma_{0,d})$ . De aquí que si el color traza la concentración de los halos, entonces este mismo razonamiento se aplicaría para él y observaríamos una clara tendencia del residuo  $\Delta(B - K)(M_d)$  con  $\Delta TF_{bar}$  sin importar el brillo superficial. Sin embargo este esquema puede romperse si es que el color no es un trazador directo de la concentración. De manera más apropiada, podemos decir que la concentración del halo es determinada por su historia de agregación de masa (HAM); un halo muy concentrado corresponde a una HAM acelerada y uno poco concentrado a una HAM extendida en el tiempo, de ahí que se haya sugerido que los primeros colapsan de manera más rápida que los segundos y por tanto tendrán una población estelar más vieja; las galaxias correspondientes a estos halos serán entonces más rojas. Sin embargo, esta cadena de argumentos tiene una serie de puntos intermedios que no han sido mencionados y que pudieran alterar el escenario. El principal de ellos tiene que ver con la relación entre la tasa de acreción de gas y la tasa de formación estelar. De la forma en que se ha descrito el escenario, hemos supuesto implícitamente que ambas son aproximadamente equivalentes, es decir, al ritmo en que la galaxia va acretando gas, se va dando la formación estelar. Pero es sabido que la tasa de formación estelar es función también de la densidad superficial de la galaxia (que puede ser parametrizada con el brillo superficial central); la tasa será mayor conforme mayor sea la densidad. Por tanto, si la galaxia es de muy alta densidad (HSB), entonces la tasa de formación será alta y por tanto muy sensible de la HAM, entonces la cantidad de estrellas viejas en una galaxia de este tipo será altamente dependiente de la historia de agregación y el color de la galaxia en efecto nos dará información directa de la concentración del halo que la contiene; pero si la galaxia es de muy baja densidad superficial (LSB) entonces el proceso de formación estelar puede darse de manera mucho más lenta al proceso de agregación de masa, de forma que la tasa de formación estelar depende únicamente de la densidad superficial volviéndose insensible de la HAM; siendo así, el color de este tipo de galaxias no refleja apropiadamente la HAM y por tanto no es una medida de la concentración de los halos. Para galaxias de brillos superficiales intermedios, el escenario que las describe se encuentra entre uno de estos extremos. Pudiera existir una densidad superficial umbral a partir de la cual el color se vuelve insensible a la HAM.

La hipótesis anterior podría entonces explicar porque las galaxias de mayor brillo superficial sí muestran la correlación esperada entre el color y el residuo de la TF, mientras que al disminuir el brillo de la galaxia, la tendencia comienza a disminuir hasta desaparecer para las galaxias LSB.

#### • TF estelar

El panel b de la figura 4.16 muestra el residuo de la relación TF estelar ( $\Delta TFE$ ) contra el residuo de la relación Radio-Masa estelar ( $\Delta h_r(M_s)$ ). La correlación que se observaba para las cantidades bariónicas ha desaparecido casi por completo. Esto es debido al fenómeno de compensación por la dependencia de la tasa de formación estelar (asociada a la fracción de gas) con la densidad superficial explicado en los diagramas de la sección 4.3 y demostrado para los modelos evolutivos complejos (Firmani & Avila-Reese 2000); esta compensación es también responsable de que el radio de escala no sea el tercer parámetro en la relación TF estelar. Sin embargo, y a pesar de la gran dispersión que existe en la figura anterior, podemos observar una ligera anticorrelación para las galaxias de tipo HSB (un poco más notable en la figura asociada a la banda K, ver más abajo). Siguiendo la figura 4.15b, tenemos que: las galaxias HSB con radios de escala menores al promedio

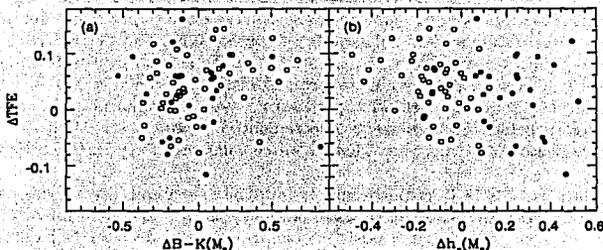


Fig. 4.16: Relación entre el residuo de la relación TF estelar ( $\Delta TFE$ ) con los residuos de las relaciones Color- $M$ . (a) y  $h_K$ - $M$ . (b).

( $\Delta h_s(M_s) < 0$ ) tienen en su mayoría velocidades de rotación mayores al promedio ( $\Delta TFE > 0$ ). Conforme la densidad superficial de la galaxia va siendo menor, es decir, conforme  $\Delta h_s(M_s)$  va aumentando,  $\Delta TFE$  disminuye volviéndose incluso negativa. Es decir, para las galaxias HSB se observa una tendencia similar, aunque más ruidosa, a la observada de manera global en el caso bariónico. Para las galaxias LSB la situación es diferente pues no se aprecia ninguna tendencia.

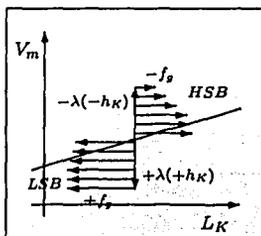


Fig. 4.17: Diagrama de compensación análogo al de la figura 4.10c. Se muestra el fenómeno de compensación que ocurre en la relación TF luminosa en la banda K (o estelar). Cuando a paridad de masa de disco las galaxias poseen un valor de  $\lambda$  mayor al promedio (es decir un brillo superficial bajo), la velocidad máxima de rotación de la galaxia disminuye, pero también lo hace su luminosidad en K pues la fracción de gas ( $f_g$ ) es mayor para las galaxias de menor densidad superficial. Si bien para las galaxias de tipo LSB  $f_g$  es mayor que para las HSB, su valor es casi constante, es decir independiente de su brillo (ver figura A.3). Es por eso que las flechas de compensación en el diagrama (las horizontales) para las galaxias LSB son casi del mismo tamaño, sin importar cual sea el valor del brillo ( $\lambda$ ). Para las galaxias que a paridad de masa tienen un valor de  $\lambda$  menor al promedio (es decir las de tipo HSB),  $V_m$  es mayor y  $f_g$  menor al promedio, en este caso  $f_g$  depende fuertemente del brillo superficial, por tanto, la magnitud de la compensación será proporcional al brillo (es decir a  $\lambda$ ). Esto hace que los residuos de la TF estelar y en la banda K, correlacionen con el brillo central (o con el radio de escala a paridad de masa  $\Delta h_K(L_K)$ ) para las galaxias HSB, mientras que para las de tipo LSB no es así.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Esta diferenciación entre galaxias LSB y HSB puede deberse a la misma causa que provoca la diferencia observada entre este tipo de galaxias en el diagrama  $\Delta TF_{bar}$  vs  $\Delta(B-K)(M_d)$  (figura 4.15a). Es decir, si el color deja de ser un trazador de la HAM, y por tanto de la concentración para las galaxias LSB, entonces la fracción de gas se volverá poco dependiente del brillo superficial en este tipo de galaxias. La figura A.3 del apéndice A parece sugerir que esta hipótesis es cierta; en ella observamos que para las galaxias LSB la fracción de gas es casi constante mientras que para las galaxias HSB  $f_g$  disminuye claramente conforme el brillo superficial central aumenta. El hecho de que la variación de  $f_g$  con la densidad superficial no sea pareja hace que la compensación que se da en la TF estelar, debido al incremento o decremento del parámetro de giro  $\lambda$  (y por ende del decremento o incremento de  $\Sigma_{0,d}$ ), no sea idéntica entre galaxias LSB y HSB. La figura 4.17 ilustra este punto.

Si para las galaxias LSB la fracción de gas no aumenta de manera proporcional con el brillo superficial y de hecho, es independiente de éste, entonces tendremos que a un residuo positivo de  $\Delta h_d(M_s)$  le corresponden tanto valores positivos como negativos de  $\Delta TFE$  y entonces no observaremos ninguna correlación en la figura 4.16b.

En el panel (a) de la figura 4.16 apreciamos el residuo  $\Delta TFE$  contra el residuo de la relación Color-Masa estelar ( $\Delta B-K(M_s)$ ). A diferencia del análogo bariónico, no se manifiesta ninguna correlación significativa. Esto es de esperarse por el fenómeno de compensación descrito en los diagramas 4.10 de la sección 4.2, a paridad de masa, una mayor concentración produce una mayor velocidad de rotación, pero al mismo tiempo, las galaxias más concentradas tendrán menor fracción de gas y por tanto mayor masa estelar (ver diagrama 4.10c).

• TF en la banda K

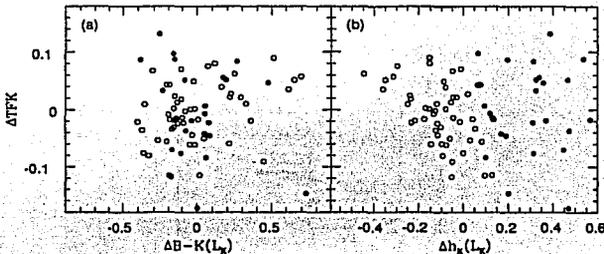


Fig. 4.18: Relación entre el residuo de la relación TF en la banda K ( $\Delta TFE$ ) con los residuos de las relaciones Color- $L_K$  (a) y  $h_K-L_K$  (b).

La figura 4.18 muestra los mismos resultados ya discutidos en el caso estelar; la luminosidad en la banda K es un buen trazador de la masa estelar en la galaxia, de manera que no esperamos encontrar diferencias entre ambos casos. De existir estas diferencias, se deberían al coeficiente  $\Upsilon_K$  que usamos (dependiente de (B-K) según lo definimos en el Capítulo 2). Pero de las figuras es claro que aun a este nivel no existen tales diferencias.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

## • TF en la banda B

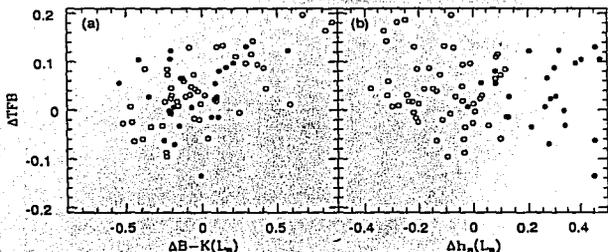

 TESIS CON  
 FALLA DE ORIGEN

Fig. 4.19: Relación entre el residuo de la relación TF en la banda B ( $\Delta TFB$ ) con los residuos de las relaciones Color- $L_B$  (a) y  $h_B$ - $L_B$  (b).

El panel *b* de la figura 4.19 muestra el residuo de la relación TF en la banda B ( $\Delta TFB$ ) contra el residuo de la relación Radio-Luminosidad en la banda B ( $\Delta h_B(L_B)$ ). Lo que se observa es una situación similar al caso en la banda K, quizá con la única diferencia que para las galaxias HSB la anticorrelación es un poco más significativa. Sin embargo, en los diagramas presentados en la sección 4.2 mostramos que era de esperarse una correlación entre estos residuos, pues en este caso, a diferencia de lo que sucede en la banda K y en el caso estelar, la dependencia de la fracción de gas con el brillo superficial tiene el efecto de aumentar la dispersión en la relación TF y provocar una división en grupos de galaxias de diferente brillo, algo similar a lo que pasa en el caso bariónico. Esta dependencia puede apreciarse para las galaxias HSB, más no se cumple para las LSB. Lo anterior puede deberse a la independencia de la fracción de gas con el brillo superficial en las galaxias de tipo LSB.

El panel *a* de la figura 4.19 muestra el residuo  $\Delta TFB$  contra el residuo de la relación color-luminosidad en la banda B ( $\Delta B - K(L_B)$ ). Se observa una ligera anticorrelación, en especial para las galaxias de tipo HSB: las más rojas tienen residuos positivos. Esta es de nuevo una predicción de los diagramas presentados en la sección 4.2. En este caso la dependencia de la fracción de gas con la concentración (color) aumenta este efecto. De igual manera que en el caso bariónico, las galaxias de tipo LSB no muestran esta misma tendencia, pues para ellas el color no es un buen trazador de la concentración.

En el trabajo de Kannappan (2002), se reporta también una anticorrelación similar a la que hemos encontrado en la banda B en relación al color y el residuo de la TF en esta banda. Dejando a un lado la intervención de los fenómenos físicos en la TF de la banda B, el efecto observado se debe básicamente a que una galaxia más azul tendrá más luminosidad en la banda B que una roja, si es que ambas tienen la misma luminosidad en la banda K. Entonces al pasar de la TF en K a la TF en B habrá un desplazamiento sistemático de las galaxias más azules (rojas) hacia luminosidades en B mayores (menores), incrementando por un lado la dispersión en la TF e introduciendo una anticorrelación con el color por el otro.

## 4.5 Análisis de la dispersión en las proyecciones del plano fundamental

Al igual que en el caso de la dispersión en la relación TF, utilizaremos un análisis de residuos para obtener conclusiones sobre el papel de las diferentes propiedades galácticas en la dispersión de la relación Radio-Luminosidad y de la relación Velocidad-Radio. Las interpretaciones se harán a la luz de los diagramas presentados en la sección 4.3.

### • Radio Masa bariónica

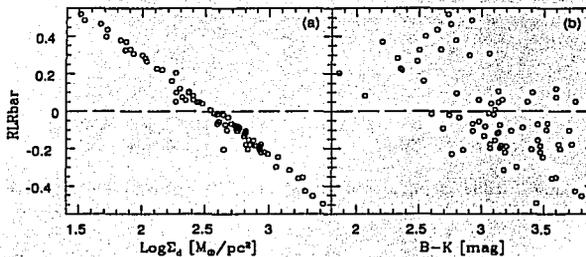


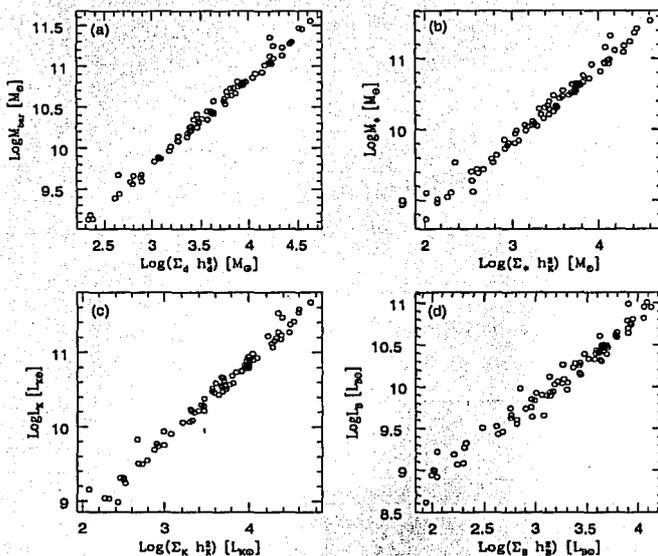
Fig. 4.20: Relación entre el residuo de la relación  $h_d$ - $M_d$  ( $\Delta RMbar$ ) con la densidad superficial central  $\Sigma_{0,d}$  (a) y con el color integral (B-K) (b).

En el panel a de la figura 4.20 se presenta el residuo de la relación Radio-Masa bariónica ( $\Delta RMbar$ ) contra el logaritmo de la densidad superficial del disco ( $Log\Sigma_d$ ). Dado que el tercer parámetro de la relación Radio-Luminosidad es bastante claro, utilizamos directamente este tercer parámetro para relacionarlo con el residuo  $\Delta RMbar$ . El resultado concuerda totalmente con las expectativas: la densidad superficial es el tercer parámetro en la relación Radio-Luminosidad. Esto tiene su origen en la relación de Freeman:  $M_d \propto \Sigma_d h_d^2$ .

En la figura 4.21 se aprecia con claridad la validez de la relación de Freeman para nuestra muestra observacional. Esto significa que los bulbos de las galaxias analizadas no son demasiado grandes y por tanto no contribuyen de manera importante a su luminosidad, al menos no alteran la forma exponencial que guarda el disco.

En el panel b de la figura 4.20 se presenta el residuo  $\Delta RMbar$  contra el color integral (B-K). Se observa que las galaxias más rojas corresponden en promedio a residuos negativos, mientras que las más azules corresponden a residuos positivos. Este resultado puede ser de carácter indirecto, dada la fuerte correlación entre  $\Delta RMbar$  y  $\Sigma_{0,d}$  (ver figura 4.20a) y de este último con el color (B-K) (ver figura A.2 del Apéndice A); también puede ser directo pues coincide con el anticipado en los diagramas mostrados en la sección 4.3, si es que el color es un buen trazador de la concentración. Sin embargo, la correlación entre el brillo superficial y el color (las galaxias más azules son de brillos superficiales más pequeños) pudiera contribuir de mayor manera a la tendencia observada en el panel b: puesto que las galaxias menos brillantes tienen residuos positivos, entonces, de manera indirecta, las más azules tendrán también residuos positivos dada la correlación entre el

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN



TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Fig. 4.21: Validez de la relación de Freeman para los casos bariónico (a), estelar (b), luminoso en K (c) y luminoso en B (d).

color integral y el brillo superficial. Lo que se observa en el panel *b* es probablemente la combinación de ambos efectos.

- Radio Masa estelar

El panel *a* de la figura 4.22 muestra el residuo de la relación Radio-Masa estelar ( $\Delta RME$ ) contra el logaritmo de la densidad superficial estelar ( $\text{Log} \Sigma_*$ ). Aunque la dispersión en la relación Radio-Masa estelar es mayor que en el caso bariónico (debido a la relación entre la fracción de gas y el brillo superficial según lo muestran los diagramas de la sección 4.3), el resultado general se conserva: la densidad superficial estelar es el tercer parámetro de la relación Radio-Masa estelar. Lo cual da validez a la relación de Freeman para el caso estelar (figura 4.21b).

En el panel *b* de la figura 4.22 presentamos el residuo  $\Delta RME$  contra el color integral. De nuevo se observa una anticorrelación como era de esperarse, la explicación es la misma que en el caso bariónico.

El caso en la banda K es muy semejante al caso estelar, los resultados que se obtienen son idénticos, de modo que se omitirán las figuras de los residuos para este caso.

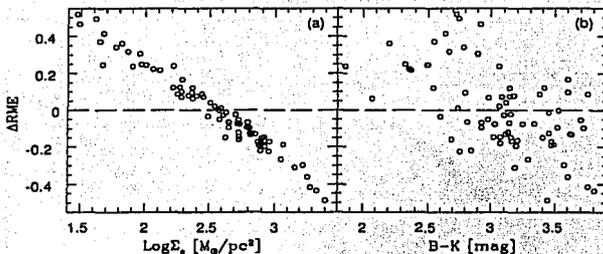


Fig. 4.22: Relación entre el residuo de la relación  $h_K$ - $M$ . ( $\Delta RME$ ) con la densidad superficial central de las estrellas  $\Sigma_0$ . (a) y con el color integral (B-K) (b).

#### • Radio Luminosidad en la banda B

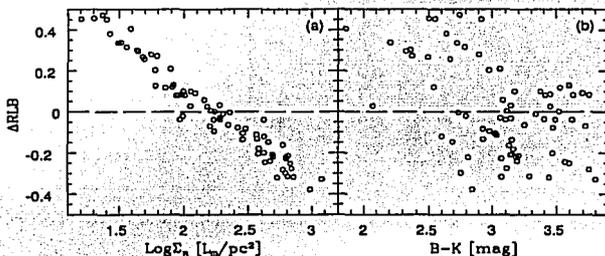


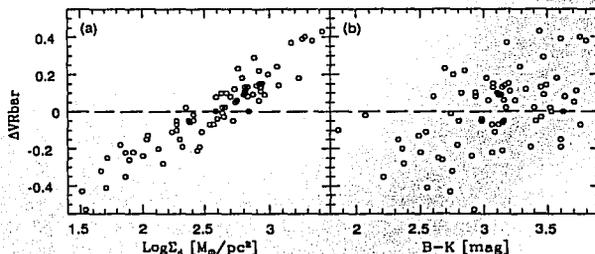
Fig. 4.23: Relación entre el residuo de la relación  $h_B$ - $LB$  ( $\Delta RLB$ ) con el brillo superficial central en la banda B  $\Sigma_{0,B}$  (a) y con el color integral (B-K) (b).

En el caso luminoso en la banda B, la relación Radio-Luminosidad es la menos dispersa de los cuatro casos analizados aquí. La razón de ello se debe a las relaciones entre la concentración, la fracción de gas, el brillo superficial y el color de las galaxias. Para esta banda, estas relaciones tienen el efecto de compensar las dispersiones que se presentan en el caso bariónico por diferentes concentraciones del halo y diferentes parámetros de giro del disco. En los diagramas de la sección 4.3 ilustramos este punto. Sin embargo, el resultado que se  $d^{\text{na}}$  en los tres casos se mantiene de la misma forma en la banda B: el tercer parámetro de la relación Radio-Luminosidad en esta banda es el brillo superficial (ver panel a de la figura 4.23). El panel b de la figura 4.23 muestra la misma tendencia que en los casos anteriores respecto al papel del cuarto parámetro en esta relación, la concentración.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

• Velocidad Radio

La última de las proyecciones del plano fundamental, la relación Velocidad Radio, presenta características casi idénticas en los cuatro casos analizados en este capítulo (de hecho, el caso estelar y en la banda K son iguales pues hemos supuesto que:  $h_* = h_K$ ). De modo que las conclusiones provenientes del caso bariónico serán igualmente válidas para el resto de los casos y por tanto sólo presentaremos la figura de los residuos para el caso bariónico.



TESIS CON  
FECHA DE CALIFICACION

Fig. 4.24: Relación entre el residuo de la relación  $V_m$ - $M_d$  ( $\Delta VRbar$ ) con la densidad superficial central del disco  $\Sigma_{0,d}$  (a) y con el color integral (B-K) (b).

En la figura 4.24 se muestran el residuo de la relación Velocidad-Radio para el caso bariónico contra la densidad superficial central y el color integral. Tal como era de esperarse, el residuo correlaciona fuertemente con el brillo, comprobando que para un halo de masa dada, un mayor parámetro de giro implica una mayor velocidad de rotación (ver diagramas de la sección 4.3). En referencia al color, se aprecia una tendencia más o menos clara: las galaxias más rojas tienen residuos positivos comprobando la hipótesis de que los halos más concentrados tienen una velocidad mayor.

Dado que el brillo superficial resulta ser el tercer parámetro de la relación Velocidad-Radio, algunos autores (ej. Graham (2002)) han sugerido definir el plano fundamental de esta manera:

$$V_m \propto \Sigma^\alpha h^\beta \quad (4.66)$$

Esta relación surge como una desviación ligera a la combinación de las relaciones Tully Fisher y Freeman. Combinando ambas es fácil mostrar que:

$$V_m \propto L^{\frac{1}{2}} \propto \Sigma^{\frac{1}{2}} h^{2\beta} \quad (4.67)$$

De modo que debemos esperar que en la ecuación (4.66),  $\beta \approx 2\alpha$ . El ajuste multidimensional directo para la ecuación (4.66) en los cuatro casos, para nuestra muestra observacional da:

$$\text{Log} V_m = (0.95 \pm 0.05) + (0.38 \pm 0.02) \text{Log} \Sigma_{0,d} + (0.57 \pm 0.03) \text{Log} h_d \quad (4.68)$$

$$\text{Log} V_m = (1.19 \pm 0.05) + (0.31 \pm 0.02) \text{Log} \Sigma_{0,*} + (0.52 \pm 0.03) \text{Log} h_K \quad (4.69)$$

$$\text{Log} V_m = (1.21 \pm 0.05) + (0.28 \pm 0.02) \text{Log} \Sigma_{0,K} + (0.51 \pm 0.03) \text{Log} h_K \quad (4.70)$$

$$\text{Log}V_m = (1.25 \pm 0.06) + (0.30 \pm 0.02)\text{Log}\Sigma_{0,K} + (0.58 \pm 0.03)\text{Log}h_B \quad (4.71)$$

(4.72)

con  $R^2 - adj = 0.95, 0.94, 0.94$  y  $0.93$  respectivamente.

## § Capítulo 5

# Sumario, conclusiones y expectativas

Este último capítulo tiene la finalidad de presentar de manera sintética los resultados más importantes encontrados en el desarrollo de la presente tesis.

El objetivo central del presente trabajo fue el de reunir un conjunto de teorías, desarrolladas principalmente en las últimas décadas del siglo pasado, y combinarlas con ciertas hipótesis y argumentos para lograr explicar relaciones fundamentales entre las propiedades dinámicas y luminosas de las galaxias de disco. Se procuró en todo caso que el método llevado a cabo para conseguir esta meta fuera de tipo teórico-observacional, conjuntando y desarrollando las ideas teóricas para conseguir empatarlas o refutarlas con los resultados emanados de los datos observacionales. Por ello, el primer paso fue el de compilar un conjunto representativo de galaxias de disco en el Universo actual que tuviera medidas observacionales de las propiedades de interés para nuestro estudio.

En el Capítulo 2 presentamos una compilación de galaxias normales de disco (HSB y LSB) con parámetros fotométricos medidos en las bandas B y K (que en última instancia permiten determinar la masa estelar de la galaxia y su distribución radial), que cuentan además con observaciones de su ancho de línea en 21 cm y algunas con curvas de rotación observadas (lo cual permite una estimación de la velocidad circular global y por ende de la masa bariónica), y con flujos integrales de HI (con lo que pudimos asignar una fracción de gas a cada galaxia). Una vez reunidos los datos observacionales directos, los uniformizamos y corregimos por los efectos principales que los alteran y así pudimos obtener las propiedades estelares y bariónicas asociadas a las cantidades observacionales.

La descripción de la corrección aplicada a las observaciones representa uno de los logros centrales del segundo capítulo, pues logra establecer con claridad y completez cuales son los efectos instrumentales y físicos inherentes a la observación de una galaxia que modifican el valor auténtico de sus propiedades más fundamentales y que por tanto necesitan ser separados de los datos crudos para alcanzar los valores reales que buscamos.

Después de un conjunto de criterios necesarios para tener datos confiables, seleccionamos una muestra final de 78 galaxias.

Una vez definida la muestra, en el Capítulo 3, exploramos los contenidos de materia oscura y luminosa en las galaxias de disco y como estos contenidos dependen de las diferentes propiedades galácticas. Los resultados observacionales interpretados a la luz de la dinámica newtoniana fueron comparados con las predicciones teóricas de modelos simples que incluyen la dinámica asociada al halo de materia oscura que rodea a las galaxias de disco y con resultados de modelos completos de formación y evolución galáctica. A continuación presentamos los resultados y conclusiones principales que derivan de este análisis.

- Utilizamos el cociente de velocidades máximas del disco luminoso y de la curva de rotación

( $V_{d,m}/V_m$ ) para analizar los contenidos de materia oscura y luminosa. Este cociente es híbrido pues no define las contribuciones de materia oscura y luminosa exactamente a un mismo radio, pero es el dato más directo, que podemos inferir de las observaciones, con que contamos y permite una comparación limpia con predicciones teóricas. Del estudio observacional encontramos que  $V_{d,m}/V_m$  depende principalmente de la densidad superficial del disco ( $\Sigma_{0,d}$ ):  $V_{d,m}/V_m \propto \Sigma_{0,d}^{0,15}$ ; conforme la densidad superficial del disco disminuye, las galaxias se vuelven cada vez más dominadas por la materia oscura; las galaxias de menor brillo superficial tienen un cociente  $V_{d,m}/V_m$  de alrededor de 0.5<sup>1</sup>. Este resultado establece un continuo que va desde las galaxias de tipo disco submáximo (con  $V_{d,m}/V_m \leq 0.85 \pm 0.10$ ) hasta las de tipo disco máximo (con  $V_{d,m}/V_m > 0.85 \pm 0.10$ ). Sólo una pequeña fracción de galaxias de muy alto brillo superficial cae en el rango asociado a la hipótesis de máxima contribución del disco ('maximum disk'). En trabajos previos, analizando las formas de las curvas de rotación de una muestra limitada de galaxias, Persic et al. (1996) mostraron que hay galaxias con curvas de rotación altamente dominadas por la componente del disco y hay otras dominadas por la componente del halo. Este resultado coincide conceptualmente con el nuestro; la diferencia central está en que los autores de ese estudio establecen que la luminosidad o masa de la galaxia es la que determina sus contenidos de materia oscura y luminosa. Por el contrario, nuestros resultados muestran que es el brillo o densidad superficial del disco la que determina estos contenidos.

- A pesar de que el cociente  $V_{d,m}/V_m$  depende principalmente de  $\Sigma_{0,d}$ , una dispersión importante se aprecia en la gráfica  $V_{d,m}/V_m$  vs  $\Sigma_{d,0}$ . Encontramos que los principales parámetros responsables de esta dispersión son el color integral (B-K), el tipo morfológico y la masa: **para galaxias más rojas, de tipo más temprano y más luminosas, el cociente  $V_{d,m}/V_m$  es menor**. Estos resultados nos dan pistas sobre la conexión entre las propiedades luminosas y morfológicas de las galaxias con las propiedades de los halos oscuros que las envuelven. Estas últimas relacionadas con las condiciones cosmológicas primigenias del Universo.
- Para tener un mejor entendimiento de los resultados observacionales, los confrontamos con una modelación teórica sencilla que establece la dinámica de la curva de rotación de una galaxia dividiéndola en componentes luminosa y oscura, y también con modelos autoconsistentes de formación y evolución de galaxias de disco en una cosmogonía  $\Lambda$ CDM (Firmani, Avila-Reese 2000). Los modelos sencillos coinciden de forma aproximada con los modelos evolutivos en cuanto al cociente  $V_{d,m}/V_m$  se refiere. Las observaciones comparadas con los modelos sencillos parecen estar en medio de los resultados para un halo pseudo-isotermo y para un halo tipo NFW (ver fig. 3.7). Los modelos evolutivos (con una fracción de disco igual a 0.05) concuerdan marginalmente bien con las observaciones en el plano  $V_{d,m}/V_m$ - $\Sigma_{0,d}$  (ver figura 3.7a). Los modelos tienen en promedio cocientes  $V_{d,m}/V_m$  ligeramente menores a las observaciones, siendo mayor la diferencia en los valores más altos de  $\Sigma_{0,d}$  (situación análoga a los modelos sencillos para el caso de un halo NFW). Si  $f_d = 0.03$ , la diferencia se incrementa. Estas diferencias sugieren que las galaxias reales pudieran tener menor cantidad de materia oscura en el centro de lo que sugieren los modelos formados en la cosmogonía  $\Lambda$ CDM, lo cual se reafirma al comparar los resultados de la modelación sencilla entre los halos pseudo-isotermo y NFW a la luz de los resultados observacionales, ver figuras 3.6 y 3.7a. De cualquier forma, las diferencias entre las observaciones y los modelos  $\Lambda$ CDM son pequeñas, y las dependencias del cociente  $V_{d,m}/V_m$  con diferentes propiedades galácticas (en particular con  $\Sigma_{0,d}$ ) coinciden

<sup>1</sup>Para dar una referencia a estos valores, encontramos que la Vía Láctea y Andrómeda tienen:  $V_{d,m}/V_m = 0.67$  y 0.84 respectivamente.

bastante bien entre resultados modelados y observacionales (veanse por ejemplo las líneas gruesas continuas y punteadas de la figura 3.7b). Por tanto, sólo una modificación mínima a la estructura interna de los halos  $\Lambda$ CDM parece ser necesaria para remediar las diferencias con las observaciones.

Un posible mecanismo para formar halos CDM menos concentrados en el centro sin alterar su estructura externa y su historia de agregación de masa (HAM cosmológica), es la expansión gravotérmica producida en el centro de los halos, si es que se agrega la hipótesis de interacción débil entre las partículas CDM. Simulaciones numéricas de N-cuerpos para partículas CDM autointeractuantes han mostrado ser una alternativa atractiva para producir halos menos concentrados en el centro en concordancia con inferencias observacionales en escalas que van desde galaxias enanas hasta cúmulos de galaxias, manteniendo al mismo tiempo las predicciones exitosas del paradigma  $\Lambda$ CDM (Collin et al. 2002). La expansión constante del núcleo del halo (debida al fenómeno gravotérmico) podría explicar porqué los cocientes  $V_{d,m}/V_m$  para galaxias de muy alto brillo superficial son tan altos a pesar de la fuerte contracción gravitacional producida por el disco sobre el halo (ver figuras 3.6a y 3.6b). Modelos de evolución galáctica de discos dentro de halos  $\Lambda$ CDM con partículas autointeractuantes mostrarán si este fenómeno produce un mejor acuerdo con las observaciones del que produce el escenario con partículas carentes de interacción.

- Los modelos muestran que, a pesar de que los sistemas más masivos (luminosos) corresponden típicamente a halos menos concentrados que aquellos menos masivos, para un valor de  $\Sigma_{0,d}$  dado, los primeros son más dominados por materia oscura (valores menores de  $V_{d,m}/V_m$ ) que los segundos. Esta tendencia, que también se da en las observaciones, es fácilmente explicada a la luz de los modelos (ver sección 3.3.1). Por otro lado, para una masa dada, el cociente  $V_{d,m}/V_m$  para discos contenidos en halos más concentrados es menor que para los que se forman en halos menos concentrados. Los halos más concentrados son típicamente el resultado de una acreción de masa más temprana, por tanto los discos formados dentro de ellos son más rojos porque la tasa de acreción de gas en épocas más tardías es menor. Entonces, la tendencia que muestran las galaxias más rojas a tener cocientes  $V_{d,m}/V_m$  menores, al menos en las de tipo LSB, se entiende con estos argumentos para los modelos y pudieran explicar la misma tendencia encontrada para las observaciones. En general, la dispersión de los datos observacionales en el plano  $V_{d,m}/V_m - \Sigma_{0,d}$  es sólo ligeramente mayor que para los modelos (ver figura 3.7). La mayor parte de esta dispersión es explicada a la luz de los modelos y el resto se debe quizá a incertidumbres observacionales.
- También presentamos el cociente masa dinámica a masa bariónica para modelos y observaciones (ver figura 3.8). Para estimar este cociente a 2.2 y 5 veces el radio de escala del disco ( $h_d$ ) para el tipo de observaciones que hemos usado en este estudio, es necesario suponer que el máximo de la curva de rotación ocurre a un radio igual a  $2.2h_d$  para todas las galaxias, o que  $V_m$  permanece constante hasta un radio igual a  $5h_d$ , respectivamente. El cociente  $M_{dyn}/M_d$  para modelos y observaciones depende principalmente de  $\Sigma_{0,d}$  y no depende de la escala de la galaxia ( $h_d$  o  $M_d$ ). Estas tendencias se vuelven más claras al usar cantidades estelares (o luminosas en la banda K) en lugar de parámetros bariónicos. Pero al pasar a la banda B ( $L_B$ ,  $\Sigma_{0,B}$ ), la relación entre  $M_{dyn}/M_d$  y  $\Sigma_{0,B}$  se vuelve más dispersa que en los otros casos. Sin embargo, aun se encuentra que  $M_{dyn}/M_d$  anticorrelaciona (pendiente negativa) con  $\Sigma_{0,B}$  y no correlaciona con  $h_B$  (o  $L_B$ ). Los cocientes  $M_{dyn}/M_d$ ,  $M_{dyn}/M_*$ ,  $M_{dyn}/L_K$  y  $M_{dyn}/L_B$  definidos a  $5h_d$  para las galaxias de menor brillo superficial son aproximadamente 8, 14, 10.5 y 18, respectivamente, mientras que para las galaxias de

mayor brillo superficial son 2, 2, 1,5 y 0,5, respectivamente (ver figuras 3.8 y 3.9). El cociente  $M_{dyn}/M_d$  para las galaxias modeladas de mayor brillo (donde se da la mayor diferencia entre modelos y observaciones) es de alrededor de 2.4. Esto significa que para las galaxias de mayor brillo superficial los modelos predicen halos 1.7 más masivos a  $5h_d$  que los que se infieren de las observaciones (para un radio de  $2.2h_d$  el factor es 1.8).

- Al contrario de lo encontrado en trabajos previos, basados en un análisis estadístico de las formas de la curva de rotación (donde la determinación de la pendiente de la curva de rotación a un radio típico,  $3.2h_B$  para esos trabajos, se vuelve crucial), en nuestro análisis, el cociente  $M_{dyn}/M_d$  no correlaciona con  $L_B$  (o  $M_d$ ). Profundizando en esta diferencia, hemos notado que existe una correlación de  $h_b/h_d$  (o  $h_B/h_K$ ) y  $L_B$ , la cual podría contribuir significativamente a generar una correlación de la pendiente de la curva de rotación con  $L_B$ , en el entendimiento de que  $h_d$  debe ser el radio físico usado para determinar la pendiente. Es necesario mencionar también que la fuerte dependencia del cociente  $V_{d,m}/V_m$  con la luminosidad inferido de los análisis estadísticos de la curva de rotación, no se cumple según el análisis de nuestros datos observacionales. Lo que realmente está sucediendo es que dos métodos diferentes, usando muestras diferentes, están llegando a conclusiones diferentes: nosotros encontramos que las fracciones de materia oscura y luminosa en las galaxias de disco dependen principalmente del brillo o densidad superficial, mientras que en trabajos basados en el análisis de la forma de las curvas de rotación, el parámetro que determina estas fracciones es la luminosidad o masa. De hecho, la luminosidad y el brillo superficial están correlacionados (ver Apéndice A), pero la determinación de cual de ellos es el dominante, es un asunto importante para entender la formación y evolución galáctica. Si la masa (o luminosidad) es el parámetro principal, entonces la formación de discos en modelos  $\Lambda$ CDM no podría ser realista, o procesos astrofísicos intermedios como la retroalimentación (dependiente de la masa) pudieran volverse muy relevantes. Se vuelve entonces importante que trabajos futuros resuelvan esta controversia.
- Las correlaciones de los cocientes masa-luminosidad con el brillo superficial en las bandas B y K encontradas en el capítulo tercero, implican que el color integral (B-K) correlaciona con el color central del disco  $(B - K)_0$  (ver ec. (3.57)), concordando con una comparación directa entre ambos parámetros (ver figura 3.10). También encontramos que conforme las galaxias son de menor brillo aparece una correlación más significativa entre el cociente  $M_{dyn}/M_d$  y  $(B - K)$  (ver figura 3.11). De acuerdo a los modelos, las galaxias son más rojas en parte porque se formaron en halos oscuros más concentrados (halos que colapsaron temprano). Por tanto, para un brillo central dado,  $M_{dyn}/M_d$  tiende a ser mayor (más dominio de la materia oscura) para galaxias rojas. Sin embargo, para discos de alto brillo superficial el cociente  $M_{dyn}/M_d$  tiende a ser más constante que para las galaxias de bajo brillo (debido a la contracción gravitacional del disco sobre el halo), de forma que la correlación del cociente con el color se minimiza. Las características similares encontradas entre modelos y observaciones (compárense los paneles a y b de la figura 3.11) sugieren que ésta es una explicación factible para la tendencia vista para los resultados observacionales.
- El buen acuerdo encontrado entre modelos y observaciones en las comparaciones presentadas en el capítulo tercero fortalecen el escenario  $\Lambda$ CDM. A la luz de los resultados presentados ahí, la principal dificultad de este escenario es un aparente exceso de materia oscura dentro del radio óptico. Una modificación menor a la física de formación de halos  $\Lambda$ CDM parece ser suficiente para superar esta dificultad.

El Capítulo 4 fue dedicado en su totalidad a un análisis profundo de la relación Tully-Fisher en las galaxias de disco, desde la banda B hasta el caso bariónico. Se describieron brevemente los antecedentes históricos que dieron origen a esta relación y la importancia que ha tenido tanto como herramienta empírica en la determinación de distancias como para servir de prueba observacional en la comprobación de hipótesis de los escenarios de formación y evolución galáctica.

En este último sentido, en la primera mitad del capítulo se desarrollaron los pasos teóricos necesarios para arribar a una predicción de la relación TF observada:

- Partiendo del espectro de fluctuaciones primigenias y describiendo someramente la teoría del colapso esférico instantáneo y jerárquico de tales fluctuaciones, arribamos a una expresión entre la masa virial ( $M_v$ ) y la velocidad circular virial ( $V_v$ ) de los halos colapsados:  $V_v \propto M^{2-\frac{3\alpha}{6}}$ , donde  $\alpha$  depende básicamente del exponente del espectro de potencias y de la historia de agregación jerárquica de masa en el halo. Para el caso más realista de colapso jerárquico:  $\alpha \approx 1/25$ . Dado este paso, derivamos la llamada TF cosmológica, que difiere de la anterior al utilizar la velocidad máxima del perfil de velocidad del halo ( $V_{h,m}$ ) en lugar de la velocidad virial. En ella, aparece la concentración de los halos como parámetro clave en la determinación del valor de su punto cero y es responsable además de la aparición de una dispersión estadística en la relación. De manera precisa:  $V_{h,m} = I(p_i)F(c)M_v^{\frac{2-3\alpha}{6}}$ , donde  $I(p_i)$  caracteriza básicamente el valor absoluto de la amplitud del espectro de potencias y  $F(c)$  establece la dependencia del punto cero de la TF cosmológica con la concentración (ver figura 4.2 y ec. (4.18)). Dado que existe una funcionalidad entre la concentración y la masa virial de los halos de materia oscura, a cada  $M_v$  podemos asignarle un único valor promedio de  $V_{h,m}$ , sin embargo, la concentración posee una dispersión intrínseca (Bullock et al. 2001) que por tanto origina una dispersión en la TF cosmológica. **amos de manera analítica el valor de esta dispersión cosmológica para el  $\Lambda$ DM:  $\sigma_{M_v(mag)}^c \approx 0.35$  (ec. 4.25), dicho valor coincide aproximadamente con las estimaciones de trabajos numéricos (Avila-Reese et al. 1999, ver también discusión de la sección 3.1).**
- Para arribar a cantidades observacionales más directas, definimos la relación TF bariónica, que vincula a la masa bariónica total de la galaxia ( $M_{bar}$ ) con la velocidad máxima de su curva de rotación ( $V_m$ ), que se deriva de la TF cosmológica y que puede caracterizarse por la expresión:  $V_m = I(p_i)F(c)G(\lambda, f_d)(M_{bar}/f_d)^{\frac{2-3\alpha}{6} + \frac{2\alpha f_d}{6}}$ , donde  $G(\lambda, f_d)$  es la función que relaciona la velocidad máxima del halo con la velocidad al máximo de la curva total; esta función la encontramos utilizando la modelación teórica simple del Capítulo 3, descubriendo que  $\lambda$  (el parámetro de giro, ec. 3.29) y  $f_d$  (la fracción total de materia en forma de bariones en el sistema) son suficientes para describirla (ver figura 4.4 y 4.5, ec. 4.27). De esta forma, obtenemos una predicción para la TF bariónica y de su dispersión. Suponiendo que  $f_d$  no es función de la masa de la galaxia, entonces el exponente sería el mismo al caso bariónico (0.31 en el modelo del colapso jerárquico). Al igual que para la concentración, para  $\lambda$  existe una dispersión intrínseca. Esto crea una dispersión en el punto cero de la TF bariónica, la cual se suma a la contribución cosmológica de la concentración para dar un valor total predicho de (para  $f_d = 0.05$ ):  $\sigma_{M_{bar}(mag)}^T \approx 0.65$  (ec. 4.26). En teoría, si  $f_d$  cuenta también con una distribución estadística propia, debería contribuir a la dispersión total, pero hemos encontrado que los resultados observacionales parecen no dar lugar a esta distribución (ver más adelante). Definida la TF bariónica, el paso a la TF estelar, donde se toma la masa estelar ( $M_*$ ) en lugar de la masa bariónica ( $M_{bar} = M_*/(1 - f_g)$ ), es inmediato matemáticamente, pero su estudio ofrece resultados importantes sobre los procesos globales de formación estelar. Sobre ellos concluiremos más adelante. **Las principales fuentes de dispersión en la TF**

son entonces las dispersiones estadísticas de la concentración de los halos y de su parámetro  $\lambda$ .

- Una vez presentado el tratamiento teórico y sus predicciones para el exponente y dispersión de la TF bariónica, presentamos los resultados observacionales provenientes de la muestra definida en el Capítulo 2 para los casos bariónico, estelar y luminoso en K y en B (ver figura 4.7 y ecs. (4.39)-(4.42)). Se encuentra que para el caso bariónico la pendiente de la relación TF es de:  $0.32 \pm 0.01$  y la dispersión estadística (definida de la misma forma que en el desarrollo teórico) es:  $\sigma_{M_{bar}(mag)}^T \approx 0.49$  (ec. 4.44). Una comparación directa de estas cantidades con las predichas teóricamente ofrece conclusiones importantes:

- \* El exponente es casi idéntico al que predice el modelo de colapso esférico jerárquico (0.31) siempre y cuando la fracción de disco sea independiente de la masa. De la similitud entre el resultado observacional y el teórico, podemos afirmar que tanto esta hipótesis como el modelo de colapso jerárquico son válidos. La comparación entre las dispersiones resulta muy valiosa, pues el hecho de que el resultado observacional sea menor al teórico parece sugerir que el valor supuesto para  $f_d$  (0.05) es muy alto y debe ser reducido; otros estudios apuntan en efecto a valores entre 0.02 y 0.03. Tomando  $f_d = 0.03$ , encontramos que la predicción teórica daría:  $\sigma_{M_{bar}(mag)} \approx 0.48$ , valor que coincide notablemente con el resultado observacional. Esta comparación sugiere entonces dos conclusiones importantes:

- 1).- El valor real de  $f_d$  en las galaxias de disco debe ser inferior a 0.05, probablemente cercano a 0.03 o inferior.
- 2).- La variación estadística del valor de  $f_d$  entre diferentes galaxias necesita ser pequeña, de lo contrario, esta desviación contribuiría significativamente a aumentar la dispersión de la TF bariónica, volviéndola mayor a la que muestran las observaciones.

Aun con la reducción de  $f_d$ , el valor esperado teóricamente para la dispersión es algo alto respecto al obtenido observacionalmente (sobre todo si se consideran la dispersión de tipo observacional). Esto pudiera sugerir que alguna de las hipótesis planteada necesita una corrección menor o que quizá algún efecto astrofísico intermedio no fue tomado en cuenta en el desarrollo teórico.

- Otra manera de incluir al parámetro de giro ( $\lambda$ ) en la relación TF es a través del radio de escala (para una masa dada, ambos son proporcionales, ver ec. 4.58). Hemos definido el plano fundamental en las galaxias de disco como la extensión de la relación TF a tres dimensiones donde la tercer variable es precisamente el radio de escala.

- \* Para el caso bariónico encontramos que en el plano fundamental definido para nuestra muestra observacional, el radio de escala efectivamente disminuye la dispersión de la relación TF bariónica y puede considerarse que es un tercer parámetro. Explicamos también como los parámetros iniciales en la formación de los discos galácticos ( $c$ ,  $f_d$  y  $\lambda$ ) alteran la relación TF respecto a su promedio estadístico (ver diagrama b de la figura 4.10). Tal y como mencionamos en el desarrollo teórico, las desviaciones estadísticas en  $c$  y en  $\lambda$  son las responsables de la dispersión de la relación TF bariónica. En la sección 4.4 verificamos esta hipótesis al analizar el residuo de la relación TF contra los residuos de la relación masa bariónica-radio de escala (que equivale a la densidad superficial), que es un trazador observacional de  $\lambda$ , y contra el residuo de la relación

**brillo superficial** (ver figura 4.14 y 4.24a). Sin embargo, en este caso la relación es más dispersa que en las relaciones TF y Radio-Luminosidad; en esta proyección las galaxias se segregan notablemente también por colores. La explicación de este hecho está muy conectada con las discusiones presentadas para la relación TF (ver diagrama de la figura 4.13).

*Las dispersiones en el plano  $V_m - M_d$ , según mostramos teóricamente, tienen su origen en la dispersión de la concentración y de  $\lambda$ . Al pasar a las cantidades estelares o banda K, la dispersión predicha baja por efectos de compensación relacionados a  $c$  y  $\lambda$ . Es lo que justamente se observa. Al pasar a la banda B, se predice una ligera segregación en el plano  $V_m - L_B$  con el color; también se observó esto. Al contrario, en los planos  $h_d - M_d$  y  $V_m - h_d$ , las dispersiones aumentan al pasar a cantidades estelares o luminosas y las galaxias se segregan fuertemente por brillos superficiales y colores. La máxima segregación se predice para el plano  $V_m - h_d$ ; es justamente lo que se observa. Todo esto demuestra que la teoría planteada para explicar la física y evolución de las galaxias de disco ofrece una excelente descripción de las observaciones a nivel de segundo orden, es decir, de residuos de correlaciones.*

En los próximos años la información observacional crecerá significativamente gracias a los esfuerzos hechos en la dirección de elaborar catastros completos y uniformes de grandes porciones del cielo (SLOAN, 2dF, 2MASS, etc.). Análisis como los presentados aquí podrán realizarse para cientos de miles de galaxias, ofreciendo una gran oportunidad de probar los escenarios de formación y evolución de galaxias con mucha precisión. Este es sólo el principio.

## Apéndice A

# Correlaciones observadas

El objetivo de este apéndice es el de presentar las relaciones que guarda la luminosidad (o masa) de una galaxia de disco con otras propiedades fundamentales. Esta presentación es necesaria para establecer los resultados de las secciones 4.4 y 4.5 del capítulo cuarto así como para reafirmar algunos argumentos e hipótesis planteados a lo largo de esta tesis. El apéndice también tiene un gran valor por sí mismo, pues muchas de las relaciones que presentaremos a continuación son objeto de estudio y controversia actualmente, tanto en su definición precisa como en los procesos físicos que las generan.

En la figura A.1 mostramos las relaciones entre la luminosidad  $y$ : el color integral (B-K), el tipo morfológico (T), el brillo o densidad superficial ( $\Sigma$ ) y la fracción de gas ( $f_g$ ), para los casos bariónico, estelar y luminoso en las bandas K y B.

### • Color-Luminosidad

A continuación se presentan los ajustes bisector para los cuatro casos presentados en la figura A.1:

$$(B - K) = (-4.91 \pm 0.61) + (0.79 \pm 0.06) \text{Log}(L_B) \quad R \approx 0.70 \quad (\text{A.1})$$

$$(B - K) = (-3.60 \pm 0.43) + (0.64 \pm 0.04) \text{Log}(L_K) \quad R \approx 0.81 \quad (\text{A.2})$$

$$(B - K) = (-3.83 \pm 0.54) + (0.67 \pm 0.05) \text{Log}(M_*) \quad R \approx 0.80 \quad (\text{A.3})$$

$$(B - K) = (-4.91 \pm 0.68) + (0.76 \pm 0.06) \text{Log}(M_d) \quad R \approx 0.73 \quad (\text{A.4})$$

La correlación entre el color integral y la luminosidad no es teóricamente esperada. Ya que hemos supuesto que el color (B-K) es un trazador de la concentración, entonces al menos a nivel bariónico una ligera anticorrelación entre el color y la masa es de esperarse pues la concentración de los halos de materia oscura depende de la masa virial: halos más masivos son menos concentrados (ver Capítulo 3 sección 3.3). La correlación observada va sin embargo en la otra dirección, tanto a nivel bariónico como a nivel luminoso: galaxias más masivas son más rojas. Este resultado sugiere dos posibilidades: (1) En el Capítulo 2 mencionamos que la absorción de la luz por el polvo presente en una galaxia es muy probablemente función de la luminosidad, siendo mayor cuanto mayor sea ésta y menor conforme la longitud de onda de la luz emitida aumenta; sin embargo, nosotros ya corregimos a los datos observacionales por extinción interna, tomando en cuenta este efecto de acuerdo a las estimaciones empíricas de Tully et al. (1998). Pudiera ocurrir que esta corrección por extinción interna no sea suficiente para compensar totalmente la dependencia de la absorción con la luminosidad; esta posibilidad tiene un antecedente en el Capítulo 2: al comparar la formulación empírica de Tully et al. con la planteada teóricamente por Tully & Fouqué (1985) y

TESIS CON  
 TALLA DE ORIGEN

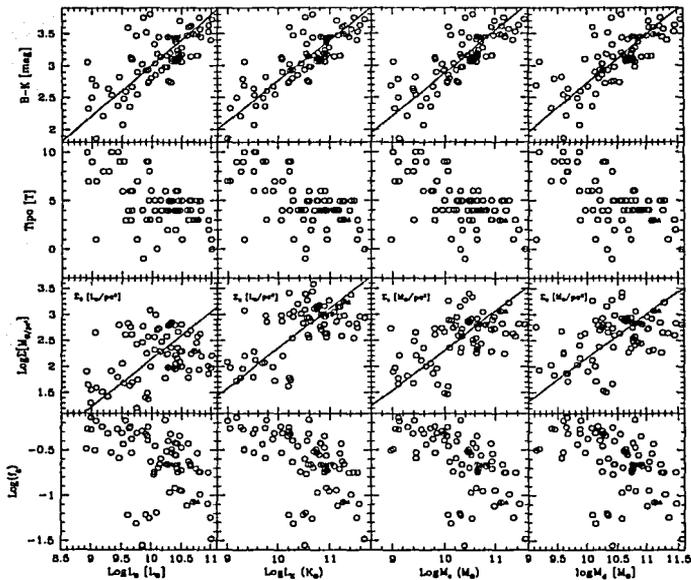


Fig. A.1: Correlación entre la luminosidad en las bandas B y K, la masa estelar y bariónica, con la fracción de gas, el brillo o densidad superficial asociado a cada caso, el tipo morfológico, y el color integral. El conjunto de observaciones consiste en la muestra final definida en el capítulo segundo, retirando las galaxias marcadas como "outliers" en el capítulo tercero. Para las correlaciones con el color y con el brillo o densidad superficial, se muestra con una línea sólida el ajuste bisector.

complementada por una dependencia de la opacidad con la luminosidad según Wang & Heckman (1996), se encontró que la formulación teórica daba lugar a coeficientes de corrección mayores a los que dá la empírica, volviéndose mayor la diferencia conforme mayor sea la luminosidad de la galaxia (ver fig. 2.3 Capítulo 2). Por tanto, la utilización de la formulación teórica provocaría una disminución notable en la correlación entre el color y la luminosidad. Este es un punto que se explorará a futuro. (2) La correlación entre el color integral y la luminosidad podría deberse a algún proceso astrofísico en la evolución de las galaxias. Su estudio es de crucial importancia.

### • Brillo superficial central-Luminosidad

Aunque la relación es muy ruidosa, se observa de manera global para los cuatro casos que las galaxias de tipo LSB son menos masivas que las de tipo HSB en promedio. Esta relación es teóricamente esperada (ej. Dalcanton et al. 1997); una manera simple de justificarlo es utilizando la ec. (4.58):  $h_d \propto \lambda M_v^{1/3} f_d^{-1}$  y la relación de Freeman:  $M_d = f_d M_v \propto \Sigma_{d,0} h_d^2$ , combinándolas obtenemos:

$$\Sigma_d, 0 \propto M_v^{1/3} f_d^3 \lambda^{-2} \propto M_d^{1/3} f_d^{5/3} \lambda^{-2} \quad (A.5)$$

Los ajustes de tipo bisector para las relaciones de la figura A.1 son los siguientes:

$$\text{Log}(\Sigma_B) = (-7.02 \pm 0.49) + (0.92 \pm 0.05) \text{Log}(L_B) \quad R \approx 0.40 \quad (A.6)$$

$$\text{Log}(\Sigma_K) = (-5.33 \pm 0.62) + (0.77 \pm 0.06) \text{Log}(L_K) \quad R \approx 0.57 \quad (A.7)$$

$$\text{Log}(\Sigma_*) = (-5.31 \pm 0.67) + (0.76 \pm 0.06) \text{Log}(M_*) \quad R \approx 0.51 \quad (A.8)$$

$$\text{Log}(\Sigma_d) = (-6.22 \pm 0.71) + (0.84 \pm 0.07) \text{Log}(M_d) \quad R \approx 0.43 \quad (A.9)$$

Aunque se observa una correlación (pendiente positiva) entre el brillo o densidad superficial central con la luminosidad o masa, el valor obtenido ( $\sim 0.8$  para el caso bariónico) está lejos de coincidir con el esperado teóricamente (1/3), ésto se debe desde luego a que en la ec. (A.5) están involucrados también el parámetro de giro ( $\lambda$ ) y la fracción de disco ( $f_d$ ); si bien  $f_d$  puede considerarse casi constante,  $\lambda$  no lo es, varía de galaxia en galaxia. Esto hace que no podamos comparar directamente las ecuaciones (A.5) y (A.9).

### Sobre el color, la densidad superficial central, el tipo morfológico y la fracción de gas

La dependencia que se observa en la figura A.1 entre el brillo, el tipo morfológico, la fracción de gas y la luminosidad, puede explicarse en función de las relaciones que guardan estas relaciones con el color. La figura A.2 muestra lo anterior.

Todas las relaciones anteriores han sido mencionadas y explicadas a lo largo de esta tesis. Hemos supuesto que las galaxias más rojas, de poblaciones estelares más viejas, provienen de halos de materia oscura más concentrados, por tanto, habrán colapsado antes en el tiempo que aquellas menos concentradas, es decir corresponderán a tipos morfológicos tempranos. Al provenir de este tipo de halos, su historia de acreción de gas habrá sido más acelerada y por tanto su fracción de gas al día de hoy será menor que la de las galaxias azules. Por último, la relación entre el color y la densidad superficial central puede ser de tipo indirecto, dada la correlación de ambas cantidades con la fracción de gas, aunque también es posible que los halos más concentrados originen galaxias más concentradas y por tanto las galaxias rojas serían más densas en el centro que las azules.

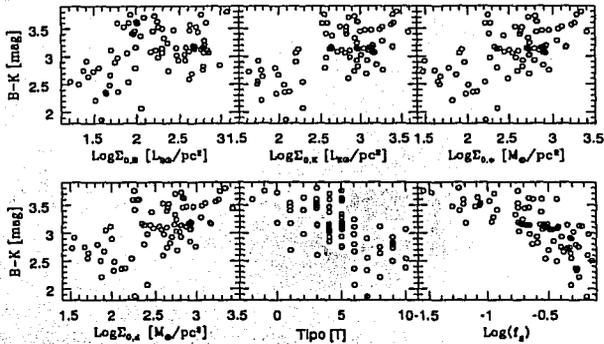
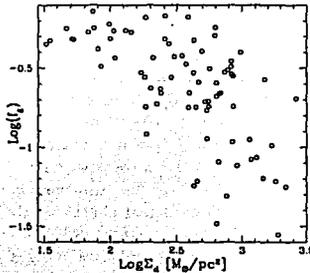


Fig. A.2: Correlación entre el color y el brillo superficial central en las bandas B y K, la densidad superficial central estelar y bariónica; el tipo morfológico y la fracción de gas. Las observaciones corresponden a la muestra final definida en el Capítulo 2, retirando aquellas señaladas como "outliers" en el Capítulo 3.

• Fracción de gas y densidad superficial central



TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Fig. A.3: Correlación entre la fracción de gas ( $f_g$ ) y la densidad superficial del disco  $\Sigma_{0,d}$ . Las observaciones corresponden a la muestra final definida en el Capítulo 2, retirando aquellas señaladas como "outliers" en el Capítulo 3.

En el Capítulo 4 se hizo mucho énfasis sobre la importancia de la densidad superficial de una galaxia en la determinación de su tasa de formación estelar. Desde un punto de vista teórico, las galaxias más densas tendrán una mayor tasa de formación que las menos densas y por tanto una menor fracción de gas. La figura A.3 muestra que esta hipótesis se cumple para las galaxias de nuestra muestra observacional.

## Apéndice B

# Modelos complejos de formación y evolución galáctica.

A continuación presentamos los ingredientes principales de los modelos evolucionarios autoconsistentes usados en el Capítulo 3. El disco galáctico es formado dentro de un halo  $\Lambda$ CDM. Una aproximación extendida de Press-Schechter es usada para generar la distribución estadística de las historias de agregación de masa (HAMs) de los halos formados a partir del campo de densidades de las fluctuaciones primigenias; un modelo generalizado secundario de acreción (infall) es aplicado para calcular la virialización de las capas de masa acretadas. La estructura y evolución de los halos  $\Lambda$ CDM calculadas de esta manera concuerdan razonablemente bien con los resultados provenientes de simulaciones cosmológicas de N-cuerpos (Avila-Reese et al. 1999); los halos formados en HAMs más activas en el pasado terminan siendo más concentrados en promedio que aquellos con HAMs extendidas. Como parte de las hipótesis se supone que las capas de masa que van siendo acretadas tienen ejes de rotación alineados con un momento angular específico dado por: el momento angular total, la masa virial y la energía del halo. El parámetro de giro  $\lambda$  se supone constante en el tiempo. Como resultado de la incorporación de estas capas de masa, el halo al día de hoy termina con una distribución de momento angular similar a la distribución universal medida por Bullock et al. (2001) en simulaciones de N-cuerpos. Una fracción  $f_d$  de la masa de cada capa se enfría y forma un estrato del disco en un tiempo dinámico dado. La distribución radial de masa del estrato se calcula igualando su momento angular específico con el que alcanzará en su órbita circular final una vez que se haya alcanzado el equilibrio centrífugo. La superposición de estos estratos forma el disco. La interacción gravitacional del disco y del halo se calcula usando el formalismo de la invarianza adiabática. La formación estelar local es detonada por el criterio de Toomre de inestabilidad gravitacional del gas y autorregulada por un balance vertical del disco entre el incremento de energía dado por explosiones de supernovas SNe y la disipación de energía turbulenta. La eficiencia en la formación estelar depende de la densidad superficial del gas, determinada principalmente por el parámetro de giro, y de la tasa de acreción de gas dada por la HAM cosmológica.

## Bibliografía

- [1] Avila-Reese, V., Firmani, C. 2000, *RevMexA&A*, 36, 23
- [2] Avila-Reese, V., Firmani, C., & Hernández, X. 1998, *ApJ*, 505, 37
- [3] Avila-Reese V, Firmani C. Klypin A., Kravtsov A., 1999, *MNRAS*, 309, 507
- [4] Avila-Reese, V., Firmani C. & Zavala, J., 2002, *ASP Conference Series*, v. 282, 137
- [5] Bahcall, N.A., Ostriker, J. P., Perlmutter, S. & Steinhardt, P. J, 1999, *Science*, 284, 1481
- [6] Baldwin, J.E., 1975, *Dynamics of stellar systems; Proceedings of the Symposium, Besancon, France, September 9-13, 1974*, D. Reidel Publishing Co., p.347-348
- [7] Beijersbergen, M., de Blok, W.J.G. & van der Hulst, J.M., 1999, *A&A*, 351, 903
- [8] Bell, E., Barnaby, D., Bower, R.G., de Jong, R.S., Harper, Jr, D.A., Hereld, M., Loewenstein, R.F. & Rauscher, B.J., 2000, *MNRAS*, 312, 470
- [9] Bell, E. & de Jong, R.S. 2001, *ApJ*, 550, 212
- [10] Bennett, C.L. et al., 2003, *ApJ*, 583, 1
- [11] Binney, J. & Merrifield, M., *Galactic Astronomy*, Ed. Princeton University, 1998
- [12] Binney, J. & Tremaine, S., *Galactic Dynamics*, Ed. Princeton University, 1987
- [13] Blumenthal, G.R., Faber, S.M., Flores, R. & Primack, J.R., 1986, *ApJ*, 301, 27
- [14] Bosma, A., 1978, *PhD Thesis, Groningen Univ.*
- [15] ——. 1981a, *AJ*, 86, 1791
- [16] ——. 1981b, *AJ*, 86, 1825
- [17] ——. 2002, *ASP Conference Series*, v.275, 23
- [18] Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Paturel, G. & Paturel, G., 1990, *A&ASS*, 82, 391
- [19] Bruzual, A.G., 1983, *ApJ*, 273, 105
- [20] Bullock, J.S., Dekel, A., Kolatt, T.S., Kravtsov, A.V., Klypin, A.A., Porciani, C., & Primack, J.R., 2001, *ApJ*, 555, 240
- [21] Buchalter, A., Jimenez, R. & Kamionkowski, M., 2001, *MNRAS*, 322,43

- [22] Burlak, A.N., Gubina, V.A., & Tyurina, N.V., 1997, *Astro. Lett*, 23,522
- [23] Busarello, G.; Capaccioli, M.; Capozziello, S.; Longo, G. & Puddu, E., 1997, *A&A*, 320,415
- [24] Cardelli, J.A., Clayton, G.C., & Mathis, J.S., 1989, *ApJ*, 345, 245
- [25] Casertano, S.,1983, *MNRAS*, 203, 735
- [26] Casertano, S., & van Gorkom, J.H. 1991, *AJ*, 101, 1231
- [27] Colín, P., Avila-Reese, V., Valenzuela, O. & Firmani, C., 2002, *ApJ*, 581, 777
- [28] Corsini, E.M. et al. 1998, *A&A*, 342, 671
- [29] Cox, A.N., 2000, "Allen's Astrophysical Quantities", ed. Springer & AIP Press, Cuarta edición.
- [30] Dalcanton, J.J., Spergel, D.N., & Summers, F.J. 1997, *ApJ*, 482, 659
- [31] de Blok, W.J.G., van der Hulst, J.M. & Bothun, G.D., 1995, *MNRAS*, 274, 235
- [32] de Blok, W.J.G., McGaugh, S.S. & van der Hulst, J.M., 1996, *MNRAS*, 283, 18
- [33] de Blok, W.J.G. & McGaugh, S.S. 1997, *MNRAS*, 290, 533
- [34] de Blok, W.J.G., McGaugh, S.S. & Rubin, V.C. 2001, *AJ*, 122, 2396
- [35] de Jong, R.S. 1996a, *A&A*, 313, 45
- [36] \_\_\_\_ . 1996b, *A&A*, 313, 377
- [37] \_\_\_\_ . 1996c, *A&ASS*, 118, 557
- [38] de Jong, R.S. & van der Kruit, P.C., 1994, *A&ASS*, 106, 451
- [39] de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A. & Corwin, J.R., Second reference catalog of bright galaxies, Ed. University of Texas Press, 1976
- [40] de Vaucouleurs et al., Third reference catalog of bright galaxies, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1991
- [41] Djorgovski, S. G., Pahre, M. A. & de Carvalho, R. R. , 1995, Fresh views of elliptical galaxies. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Volume 86
- [42] Dressler, A., 1980, *ApJ*, 236, 351
- [43] Dubinski, J. & Carlberg, R.G., 1991, *ApJ*, 378, 496
- [44] Eisenstein, D.J. & Loeb, A., 1996, *ApJ*, 459, 432
- [45] Eke, V.R., Navarro, J.F. & Frenk, C.S., 1998, *ApJ*, 503, 569
- [46] Eke, V.R., Navarro, J.F. & Steinmetz, M., 2001, *ApJ*, 554, 114
- [47] Elizondo, D., Yepes, G., Kates, R., Mller, V. & Klypin, A., 1999, *ApJ*, 515, 525
- [48] Fall, S.M. & Efstathiou, G. 1980, *MNRAS*, 193, 189

- [49] Firmani, C. & Avila-Reese, V. 2000, MNRAS, 315, 457 (FA00)
- [50] Firmani, C. & Avila-Reese, V. 2003, in "Galaxy Evolution: Theory and Observations", eds. V. Avila-Reese et al, RevMexA&A (SC), 17 (astro-ph/0303543)
- [51] Firmani, C., Hernández, X., Gallagher, J., 1996, A&ASS, 308, 403
- [52] Firmani, C., Avila-Reese, V. & Hernández, X., 1997, ASP Conference Series, v.117, 424
- [53] Firmani, C., D'Onglia, E., Chincarini, G., Hernández, X. & Avila-Reese, V., 2001, MNRAS, 321, 713
- [54] Flores R.A., Primack J.R., Blumenthal G.R., Faber S.M., 1993, ApJ, 412, 443
- [55] Fouqué, P., Bottinelli, L., Gouguenheim, L. & Paturel, G., 1990, ApJ, 349, 1
- [56] Freeman, K.C., ApJ, 160, 811
- [57] Freeman, K.C., ApJ, 160, 811
- [58] Frenk, C.S. 2002, Phil. Tran. Roy. Soc., 300, 1277 (astro-ph/0208219)
- [59] Fukugita, M., Hogan, C.J & Peebles, P.J.E., 1998, ApJ, 503, 518
- [60] Ghigna, S., Moore, B., Governato, F., Lake, G., Quinn, T. & Stadel, J., 1998, MNRAS, 300, 146
- [61] Gilmore, G., King I.R. & van der Kruit, P.C., 1990, "The Milky Way as a Galaxy", ed. Mill valley: University Science
- [62] Giovanardi, C. & Hunt, L.K., 1988, AJ, 95, 408
- [63] Giovanelli, R., Haynes, M.P., Salzer, J.J., Wegner, G., da Costa, L.N. & Frudling, W., 1994, AJ, 107, 2036
- [64] Giovanelli, R. et. al, 1997, ApJ, 477, 1
- [65] Graham, A.W., 2002, MNRAS, 334, 721
- [66] Hernández Toledo, H.M., Dultzin-Hacyan, D., González, J. & Sulentic, J.W., 1999, AJ, 118, 108
- [67] Hiromoto, N., Maihara, T., Oda, N. & Okuda, H., 1983, PASJ, 35, 413
- [68] Isobe, T., Feigelson, E.D., Akritas, M.G. & Babu, G.J., 1990, ApJ, 364, 104
- [69] Jansen, R.A., Franx, M., Fabricant, D. & Caldwell, N., 2000, ApJSS, 126, 271
- [70] Kahn, F.D. & Woltjer, L., 1959, ApJ, 130, 705
- [71] Kamionkowski, M. 2003, in "Galaxy Evolution: Theory and Observations", Eds. V. Avila-Reese et al, RevMexA&A (SC), 17 (astro-ph/0209273)
- [72] Kannappan, S.J., Fabricant, D.G. & Franx, M., 2002, AJ, 123, 2358
- [73] Karachentsev, I.D., 1991, SvAL, 17, 367

- [74] Kent, S.M., 1986, AJ, 91, 1301
- [75] Kirkman, D. et. al 2001, ApJ, 559, 23
- [76] Kolb, E.W. & Turner, M.S., 1990, "The early universe", Addison-Wesley
- [77] Longair, M.S., 1998, "Galaxy Formation", ed. Springer
- [78] McGaugh, S.S., de Blok, W.J.G. 1997, ApJ, 481, 689
- [79] McGaugh, S.S., Schombert, J.M., Bothun, G.D. & de Blok, W.J.G., 2000, ApJ, 533, L99
- [80] Milgrom, M., 1983, ApJ, 270, 365
- [81] Mo, H.J., Mao, S., & White, S.D.M. 1998, MNRAS, 295, 319
- [82] Navarro, J.F., Frenk, C.S. & White, S.D.M. 1997, ApJ, 490, 493
- [83] Oke, J. B., Sandage, A., 1968, ApJ, 154, 210
- [84] Ostriker, J.P. & Peebles, P.J.E., 1973, ApJ, 186, 467
- [85] Padmanabhan, 1993, "Structure formation in the universe", ed. Cambridge University
- [86] Palunas, P. & Williams, T.B. 2000, AJ, 120, 2884
- [87] Paturel, G. et al. 1997, A&ASS, 124, 109
- [88] Persic, M., Salucci, P. 1990, MNRAS, 245, 577
- [89] ——. 1991, MNRAS, 248, 325
- [90] Persic, M., Salucci, P. & Stel, F. 1996, MNRAS, 281, 27
- [91] Poggianti, B.M. 1997, A&ASS, 122, 399
- [92] Press, W.H., & Schechter, P. 1974, ApJ, 187, 425
- [93] Roberts, M.S., & Haynes, M.P. 1994, ARA&A, 32, 115
- [94] Rogstad, D.H. & Shostak, G.S., 1972, ApJ, 176, 315
- [95] Rubin, V.C., Thonnard, N., & Ford, W.K. 1980, ApJ, 238, 471
- [96] Rubin, V.C., Thonnard, N., Ford, W.K. & Burstein, D., 1982, ApJ, 261, 439
- [97] Rubin, V.C., Burstein, D., Ford, W.K., & Thonnard, N. 1985, ApJ, 289, 81
- [98] Sackett, P.D., 1997, ApJ, 483, 103
- [99] Salucci, P., Ashman, K.M. & Persic, M., 1991, ApJ, 379, 89
- [100] Salucci, P. & Persic, M. 1999, A&A, 351, 442
- [101] Salucci, P. & Borriello, A. 2001, in "Proceedings of the International Conference DARK 2000, Heidelberg, Germany, p.12
- [102] Schlegel, D.J., Finkbeiner, D.P. & Davis, M., 1998, ApJ, 500, 525

- [103] Shustov, B., Wiebe, D., & Tutukov, A. 1997, *á*, 317, 397
- [104] Tinsley, B.M., 1981, *MNRAS*, 194, 63
- [105] Tully, R.B. & Fisher, J.R. 1977, *á*, 54, 661
- [106] Tully, R.B. & Fouqué, P. 1985, *A&ASS*, 58, 67
- [107] Tully, R.B., Pierce, M.J., Huang, J., Saunders, W., Verheijen, M.A.W. & Witchalls, P.L., 1998, *AJ*, 115, 2264
- [108] Tully, R.B. & Verheijen, M.A.W. 1997, *AJ*, 484, 145
- [109] Turner, M.S., 2002 *AAS*, 484, 145
- [110] van Albada, T.S. & Sancisi, R., 1986, *Philosophical Transactions Series A*, v.320, 447
- [111] van den Bosch, F.C., 1998, *ApJ*, 507, 601
- [112] ——— . 2000, *ApJ*, 530, 177
- [113] ——— . 2002, *MNRAS*, 332, 456
- [114] Verheijen, M.A.W. 1997, Ph.D. Thesis, Groningen University
- [115] Verheijen, M.A.W. & Sancisi, R., 2001, *á*, 370, 765
- [116] Wang, B. & Heckman, T.M. 1996, *ApJ*, 457, 645
- [117] Wainscoat, R.J., Cowie, L.L., 1992, *AJ*, 103, 332
- [118] Wechsler, R.H., Bullock, J.S., Primack, J.R., Kravtsov, A.V. & Dekel, A., 2002, *ApJ*, 568, 52
- [119] White, S. D. M. & Rees, M. J. 1978, *MNRAS*, 183, 341
- [120] Young, J.S. & Knezek, P.M., 1989, *ApJ*, 347L, 55