

Universidad Nacional de Córdoba
Facultad de Matemática, Astronomía y Física
Trabajo Especial de la Licenciatura en Astronomía

Contracción de Halos de Materia Oscura

Autor: Santiago Ismael Ferrero

Director: Dr. Mario G. Abadi

Córdoba, Mayo de 2011

Clasificación

98.62.Ai Origin, formation, evolution, age, and star formation

Palabras Clave

Contraccion - Formacion de galaxias - Blumenthal - Halos

*La vida es una cebolla
hay que pelarla llorando.*

Carlos La Mona Jimenez

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Contexto Cosmológico	2
1.2. Halos de Materia Oscura	3
1.3. Propiedades Intrínsecas de los Halos de Materia Oscura	6
1.3.1. Perfil de Densidad	6
1.3.2. Forma	7
1.3.3. Subestructura	8
1.3.4. Parámetro Adimensional de Spin	8
2. Contracción de Halos	10
2.1. Formación de Galaxias	11
2.2. Modelos	13
2.2.1. Modelo Adiabático	13
2.2.2. Modelos no-Adiabáticos	17
3. Muestra de Galaxias	23
3.1. Galaxias Enanas	24
3.2. Galaxias Espirales Brillantes	24
3.3. Relaciones de Escala	32
4. Análisis	35
4.1. Descompresión de los Halos	36
4.1.1. Paso 1: Materia Oscura Contendida en $2.2R_e$	36
4.1.2. Paso 2: Calculo del radio inicial r_i	38
4.1.3. Paso 3: Halos Iniciales	39
4.1.4. Paso 4: Halo Inicial	41
4.2. Aplicación a la Muestra Observacional	43
4.2.1. Primera Restricción: Correlación entre Concentración y Masa Virial	54
4.2.2. Segunda Restricción: Tully-Fisher y Función de Luminosidad	57
5. Conclusiones y Trabajos Futuros	61
Referencias	63

Agradecimientos

A “papa” Mario, por haberme aceptado como estudiante y dirigido. Además, por su inmensa voluntad, grán apoyo y principalmente por confiar en mí.

Al Dr. Julio Navarro, por su interes, críticas y valiosos consejos.

Al Dr. Sebastian Gurovich, por ceder la materia prima que posibilitó este trabajo y por sus constantes aportes.

A mí familia, en especial a Tere y Kurfú por darme la oportunidad de realizar este sueño, por su contención y por ser lo que son.

A la Tati, por estar siempre a mi lado, aguantarme, compartir su vida conmigo y seguirme aguantando.

Resumen

En este trabajo se estudia la contracción que sufren los halos de materia oscura debido a la formación de una galaxia en su centro. En particular se analizan los efectos que estos sufren en sus perfiles de masa y velocidad circular aplicando 3 modelos de contracción que difieren fundamentalmente en la intensidad de dicha contracción. Se aplican estos modelos a una muestra observacional de 34 galaxias espirales brillantes y enanas y fijando restricciones provenientes de simulaciones numéricas y modelos semianalíticos se analiza la capacidad de cada modelo de producir resultados autoconsistentes. Los resultados indican que los modelos que predicen una contracción menos notable son los más exitosos frente a los modelos donde esta es más intensa.

Capítulo 1

Introducción

En este capítulo se describe de manera resumida el marco teórico que engloba este trabajo. Empezando con una exposición cosmológica del Universo. Siguiendo con una descripción estructural de los halos de materia oscura, los cuales son el objeto de estudio de este trabajo. Como estos se ven afectados cuando los bariones, mediante procesos disipativos colapsan formando galaxias en su interior. Y terminando con la presentación de los distintos modelos que se compararan en este trabajo, los cuales intentan modelar como es la respuesta de los halos frente a este comportamiento de los bariones.

1.1. Contexto Cosmológico

Si bien el concepto de las galaxias como “Universos isla” se remonta a Wright (1750) y Kant (1755), el estudio de la formación de galaxias no comenzó hasta después de ser confirmada su condición de objeto extra-galáctico por Hubble (1929). De hecho, gran parte de los primeros trabajos sobre la formación y evolución de las galaxias fueron impulsados por la necesidad de responder a las preguntas que la cosmología presentaba. Si bien la comprensión de las galaxias sigue siendo necesaria por tales razones incluso actualmente, este campo se ha convertido en una de las áreas de investigación más activas y atractivas de la astrofísica moderna por derecho propio.

Actualmente el modelo cosmológico más aceptado es el de materia oscura fría con constante cosmológica (Λ CDM, por sus siglas en inglés), esto es el modelo cosmológico estándar (CDM) más una constante que hace referencia a la expansión acelerada del Universo, y que se enmarca dentro de los modelos de la formación jerárquica de estructuras. Una de las pruebas más importantes que respaldan el modelo cosmológico es la radiación de fondo de microondas (CMB), que corresponde a una radiación de cuerpo negro a una temperatura de 2.725K, correspondiéndose con una longitud de onda característica de 1.9 mm, que llena todo el Universo. Esta radiación es una prueba de que el Universo, en un principio, era homogéneo pero con pequeñas fluctuaciones del orden de 10^{-5} veces su densidad media. En particular, las mediciones en las fluctuaciones en la temperatura de la radiación del fondo de microondas del satélite WMAP (Spergel *et al.* 2007) ha permitido determinar los parámetros cosmológicos fundamentales tales como densidad de materia y energía, constante de Hubble, temperatura de la radiación, etc. con una precisión notable. Uno de los resultados más sorprendentes es el que se refiere a la densidad de materia-energía del Universo estableciendo que el Universo es plano y que consiste en tres componentes principales: En primer lugar, se encuentra la materia bariónica compuesta de protones, neutrones y electrones que constituyen el Universo visible. Se cree que la contribución de bariones al total de la masa es solo de $\Omega_b \sim 4\%$. En segundo lugar, se encuentra la materia oscura, un tipo de materia hipotética de naturaleza desconocida, que no emite o refleja suficiente radiación electromagnética para ser observada directamente con los medios técnicos actuales, pero cuya existencia puede inferirse a partir de los efectos gravitacionales que causa en la materia visible, tales como las estrellas o las galaxias, así como en las anisotropías del fondo cósmico de microondas. Su contribución es, según el modelo de Λ CDM, $\Omega_{dm} \sim 20\%$ del total de la densidad de energía del Universo. Y finalmente, se encuentra la energía oscura, que es una forma hipotética de energía que estaría presente en todo el espacio, produciendo una presión negativa que tiende a incrementar la aceleración de la expansión del Universo, resultando en una fuerza gravitacional repulsiva y contribuyendo con el 76% restante.

En el marco de este modelo cosmológico estándar, las estructuras se forman a partir de pequeñas perturbaciones iniciales en un Universo globalmente homogéneo e isótropo, crecen por el mecanismo de inestabilidad gravitacional, dejan de tomar parte de la expansión del universo y colapsan para formar estas estructuras. El contraste de densidad, definido por:

$$\delta(\mathbf{r}, t) = \frac{\rho(\mathbf{r}, t)}{\bar{\rho}(t)} - 1, \quad (1.1)$$

donde $\bar{\rho}(t)$ es la densidad media del Universo al tiempo t y $\rho(\mathbf{r}, t)$ es la densidad en un punto \mathbf{r} al tiempo t , proporciona una medida de la amplitud de estas perturbaciones. Debido a la naturaleza netamente atractiva de la fuerza de la gravedad, las regiones del espacio con sobredensidades crecen con el tiempo, mientras que las regiones subdensas se vuelven cada vez menos densas. Durante las primeras etapas del Universo, el contraste de densidad crece relativamente poco ($\delta \ll 1$) y su evolución puede ser estudiada analíticamente utilizando aproximaciones lineales. Ya en el régimen no lineal $\delta \gtrsim 1$, la formación de estructuras solo puede ser estudiada utilizando simulaciones numéricas donde la evolución dinámica de la materia oscura es calculada en detalle a través de interacción gravitacional de N-cuerpos. La aproximación Newtoniana es suficientemente precisa para tratar este problema ya que las escalas de tamaño son mucho menores que la longitud de Hubble cH^{-1} y mucho mayores que el radio de Schwarzschild y por que las velocidades involucradas son $v \ll c$. Estas simulaciones muestran que las perturbaciones crecen con el tiempo, se apartan de la expansión del Universo y forman objetos gravitacionalmente acotados de simetría esferoidal, llamados halos de materia oscura con un contraste de densidad muy alto ($\delta \sim 1000$). Posteriormente, estos halos se fusionan entre si, dando lugar a la formación de objetos cada vez más masivos. Este proceso de fusiones, llamado formación jerárquica es característico de los modelos tipo CDM. En la sección siguiente describiremos las propiedades fundamentales que poseen estos halos de materia oscura y el rol fundamental que juegan en las teorías modernas de formación de galaxias.

1.2. Halos de Materia Oscura

En las teorías jerárquicas de formación de galaxias tales como las de materia oscura fría, las estructuras virializadas, llamadas comúnmente halos, se forman por la confluencia de dos efectos: el colapso gravitacional no lineal de la materia oscura en halos individuales y la posterior fusión de los mismos para dar lugar a objetos mas masivos. La gran complejidad de estos dos procesos hace que sea prácticamente indispensable recurrir a las simulaciones numéricas de alta resolución para poder entender el proceso de formación de los halos ya que las aproximaciones analíticas lineales son en general insuficientes para

proveer una descripción suficientemente precisa. Estas simulaciones en general siguen la evolución temporal de un conjunto de N -partículas que interactúan entre sí a través de la fuerza gravitacional Newtoniana y que representan la materia oscura contenida dentro de volumen dado del universo. La distribución espacial inicial de estas partículas se elige de forma tal que represente lo más fidedignamente posible el espectro de potencia del modelo cosmológico adoptado, mientras que las velocidades se ajustan a través de alguna aproximación analítica cinemática, tal como la de Zel'dovich (1980), que es válida solo durante esas etapas iniciales. Posteriormente, se sigue la evolución temporal de las mismas integrando numéricamente las ecuaciones de movimiento correspondientes y utilizando algún tipo de control sobre la calidad del método de integración.



Figura 1.1. *Distribución espacial proyectada de materia oscura en una simulación de alta resolución de N -cuerpos. La imagen muestra un par de halos de materia oscura (cada uno con una masa de $\sim 2 \times 10^{12} M_{\odot}$) a corrimiento al rojo $z = 0$ y separados aproximadamente por 1 Mpc. Estos dos halos contienen más de 2000 subhalos de materia oscura con una velocidad circular de más de 10 km s^{-1} , Moore (2001).*

En la figura 1.1 se muestra, a modo de ejemplo, una simulación numérica de alta resolución donde se distinguen claramente dos halos de materia oscura ya formados con un corrimiento al rojo $z = 0$ donde es posible distinguir además gran cantidad de halos

mas pequeños que orbitan alrededor de cada uno de los halos principales. Numerosos autores han realizado y analizado simulaciones numéricas cosmológicas gravitacionales del modelo cosmológico de materia oscura fría con el objetivo de caracterizar las propiedades estadísticas e intrínsecas de la población de halos que se forman (Navarro *et al.* 1995, 1996, 1997; Moore *et al.* 1999; Klypin *et al.* 1999; Springel *et al.* 2008; etc.) Una de las primeras cuestiones fundamentales que surgen inmediatamente al analizar las simulaciones de estos halos es que no es inmediata la definición de cual es el tamaño, es decir la extensión, de los mismos ya que si bien la densidad espacial de es suficientemente alta en el centro como para que el mismo este muy bien definido, la densidad decrece sistemáticamente hacia afuera confundiendo con la del fondo. Una medida utilizada frecuentemente para definir el tamaño (y consiguientemente todas sus propiedades intrínsecas tales como masa, forma, momento angular, dispersión de velocidades, etc.) de los mismos es el valor del contraste de densidad integrado respecto a la densidad crítica del Universo, predicho por el modelo analítico de colapso esférico (véase Mo, van den Bosch & White 2010). El modelo predice que las estructuras en equilibrio virial poseen un contraste de densidad $\Delta = \rho_{<r}/\rho_{critica}$ aproximadamente igual a 100 para el modelo de Λ CDM (Eke, Cole & Frenk 1996) donde $\rho_{<r}$ es la densidad media del volumen comprendido por una esfera de radio r y $\rho_{crit} = H^2 3/8\pi G$ es la densidad crítica, densidad necesaria para que la curvatura de Universo sea cero, H es la constante de Hubble y G la constante gravitatoria universal. El radio donde se alcanza este equilibrio se denomina usualmente radio virial r_{vir} y se lo asocia al tamaño característico del halo simulado. La masa del halo, denominada comúnmente masa virial M_{vir} está relacionada con r_{vir} a través de la siguiente expresión:

$$M(r)|_{r=r_{vir}} = \frac{4}{3}\pi\Delta\rho_{crit}r_{vir}^3 \quad (1.2)$$

Es importante destacar que la elección del valor del contraste de densidad Δ es algo arbitrario y que diferentes autores adoptan diferentes convenciones. Por ejemplo Navarro *et al.* (1995, 1996, 1997) adoptan $\Delta = 200$, mientras que otros autores (Bullock *et al.* 2001) usan el valor estimado por la aproximación del colapso esférico, $\Delta \simeq 100$ (Lahav *et al.* 1991). Esta arbitrariedad esta justificada de alguna manera por el hecho que, como es evidente de la figura, los halos no poseen simetría perfectamente esférica y por lo tanto la aplicación rigurosa del modelo de colapso esférico es una aproximación bastante burda. Además, el teorema de Birkhoff permite tratar la evolución de una distribución esférica y homogénea de materia como si fuese un Universo aislado, esto es, despreciando la contribuciones de toda la materia exterior al radio del volumen en cuestión siendo esto también una aproximación relativamente pobre. Las simulaciones revelan que la formación de los halos en el escenario jerárquico se da por sucesivos fusiones de halos menores, lo que introduce rápidamente un fuerte alejamiento de la hipótesis de simetría esférica.

1.3. Propiedades Intrínsecas de los Halos de Materia Oscura

1.3.1. Perfil de Densidad

Una de las propiedades más extensamente estudiadas por una gran diversidad de autores (Navarro *et al.* 1995, 1996, 1997; Moore *et al.* 1999; Klypin *et al.* 1999; Springel *et al.* 2008; etc.) es el perfil de densidad de los halos de materia oscura. Es necesario destacar que a pesar de que los halos no son exactamente esféricos, usualmente el perfil de densidad $\rho(r)$ se mide asumiendo esta simetría y utilizando cáscaras concéntricas esféricas para su estimación. Uno de los resultados más notable acerca del perfil de densidad de los halos, es sin duda el hecho de la aparente existencia de un perfil llamado “universal”. Navarro *et al.* (1996, 1997)(NFW) mostraron que el perfil de densidad de los halos en equilibrio (relajados) esta muy bien descripto por una única forma funcional biparamétrica dada por la siguiente ecuación

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{r/r_s(1 + r/r_s)^2} \quad (1.3)$$

donde ρ_0 es una densidad característica y r_s es el radio de escala. Esta fórmula describe un comportamiento similar a una ley de potencia $\rho \propto r^\alpha$ donde $\alpha = -1$ para $r \ll r_s$ y $\alpha = -3$ para $r \gg r_s$. El radio de escala corresponde exactamente al punto donde $\rho \propto r^{-2}$. Esta ecuación describe correctamente la densidad de diferentes halos cuyas masas varían de 3 a 4 ordenes de magnitud y es independiente de los parametros cosmológicos adoptados. El perfil de densidad es singular ($\rho \rightarrow \infty$ cuando $r \rightarrow 0$) y la derivada $d \ln(\rho)/d \ln r$ varia suavemente con el radio. Integrando la ecuación anterior de la densidad, se obtiene la masa interior contenida dentro de una esfera de radio r

$$M(r) = \int_0^r \rho(\mathbf{r}) \mathbf{r}^2 d\mathbf{r} = 4\pi \rho_0 r_s^3 \left[\ln\left(1 + \frac{r}{r_s}\right) - \frac{r/r_s}{1 + r/r_s} \right]. \quad (1.4)$$

A partir de este perfil de masa integrada es posible obtener la curva de velocidad circular del halo:

$$V^2(r) = GM(r)/r = 4\pi \rho_0 G r_s^3 \frac{1}{r} \left[\ln\left(1 + \frac{r}{r_s}\right) - \frac{r/r_s}{1 + r/r_s} \right]. \quad (1.5)$$

La ecuación (1.4) muestra que la masa total del perfil es infinita ya que $M(r) \propto \ln(r)$ para $r \gg r_s$. Utilizando la ecuación (1.2) podemos reescribir el perfil de densidad dado por la ecuación (1.3), como

$$\frac{\rho(r)}{\rho_{crit}} = \frac{\delta_c}{(cr/r_{vir})(1 + cr/r_{vir})^2}. \quad (1.6)$$

donde se define el parametro de concentración $c = r_{vir}/r_s$ y la densidad característica del halo

$$\delta_c = \frac{\Delta}{3} \frac{c^3}{\ln(1+c) - c/(1+c)}. \quad (1.7)$$

El perfil de NFW escrito en la forma de la ecuación (1.6) tiene como parametros libres a la concentración c y el radio virial r_{vir} . Si bien existen otras formas funcionales similares propuestas por otros autores para describir estos perfiles, en este trabajo adoptamos el modelo propuesto por NFW por su simplicidad y popularidad.

1.3.2. Forma

Si bien en la sección anterior se describen las propiedades de los halos basándose en modelos con simetría esférica, desde los primeros trabajos pioneros (Frenk *et al.* 1988) de simulaciones de formación de estructuras en un Universo CDM han demostrado que los halos son en realidad estructuras triaxiales donde las superficies de isodensidad pueden ser descritas por elipsoides, cada uno caracterizado por la longitud de sus semi-ejes de inercia ($a_1 \geq a_2 \geq a_3$). Algunos valores característicos de la longitud de los semi-ejes de inercia, normalizados al valor del semi-eje mayor, son (1, 0.8, 0.65) (Jing & Suto 2002). En particular, algunos autores encuentran una anti-correlación entre la masa y la esfericidad de los halos, en el sentido que los halos menos masivos son más esféricos como consecuencia de que los más masivos son en general los que han sufrido fusiones mas recientes y no han tenido tiempo suficiente aun para alcanzar nuevamente el estado de equilibrio final. Además, Bailin & Steinmetz (2005) encuentran que hay una fuerte tendencia a que los ejes menores se encuentran perpendiculares a los filamentos de la distribución en gran escala de la materia. Esta alineación se encuentra más marcada para halos mas masivos, mostrando que la forma de los halos de materia oscura refleja la gran escala del campo de mareas donde están inmersos.

Observacionalmente un gran numero de técnicas han sido utilizadas para determinar la forma de los halos de materia oscura asociados a galaxias y cúmulos. Estos incluyen el uso de orbitas de galaxias satélites, la forma de los halos de rayos X alrededor de las galaxias y cúmulos, lentes gravitacionales y la distribución angular de las galaxias satélite. Cada uno de estos metodos tiene sus ventajas y desventajas, y con frecuencia los estudios encuentran resultados diferentes, incluso cuando se utiliza el mismo método.

1.3.3. Subestructura

En la sección (1.1) se hace mención a que en la distribución espacial proyectada de ambos halos mostrados en la figura 1.1 es posible distinguir una población de halos mas pequeños que orbitan alrededor del cada uno de los halos principales. La habilidad de las simulaciones numéricas de resolver estos halos más pequeños, llamados comúnmente subhalos o subestructuras, depende por supuesto de la resolución espacial y del numero de partículas que se utilicen. Hasta finales de la década de 1990, las simulaciones numéricas mostraban pocas subestructuras. Sin embargo, con el aumento en la potencia de los calculos y mejores códigos de integración este numero es cada vez mas grande. Ahora es evidente que se esperan muchas subestructuras (Springel *et al.* (2008)) orbitando al halo principal como consecuencia de fusiones que aun no se han completado. Cuando un halo pequeño se fusiona con otro significativamente más grande, este se convierte en un subhalo, orbitando dentro del pozo de potencial de su anfitrión. Este huésped sufre fuertes fuerzas tidales que le provocan la perdida de masa. Además, como el subhalo es sometido a fricción dinámica con el halo huésped, este pierde gradualmente energía y momento angular a medida que orbita. La supervivencia del subhalo, depende de su masa (en relación a la de su anfitrión), del perfil de densidad y de su orbita. Un problema clásico del modelo de materia oscura fría es la gran cantidad de subhalos que muestran las simulaciones (del orden de varios cientos) en comparación a la relativamente baja cantidad (del orden de una o dos decenas a lo sumo) de galaxias satélites que orbitan la Vía Láctea o Andrómeda. Este problema, planteado originalmente por Moore *et al.* (1999) y Klypin *et al.* (1999) sigue sin tener una solución completamente satisfactoria hasta el momento, aunque en general se apela a procesos astrofísicos tales como realimentación o explosiones de supernovas que inhibieron la formación de estas galaxias satélites.

1.3.4. Parámetro Adimensional de Spin

Aproximadamente el 70 % de las galaxias en el Universo son galaxias de tipo espiral, donde el soporte de las mismas es debido fundamentalmente a movimientos de rotación. Es por ello que es de fundamental importancia el estudio del origen del momento angular en las galaxias y halos de materia oscura. Los halos de materia oscura están soportados fundamentalmente por dispersión de velocidades siendo relativamente escasa o prácticamente nulo el soporte que tiene por rotación. La medida del grado de soporte rotacional que tiene un halo se cuantiza generalmente a través del parámetro adimensional de spin λ definido por la siguiente ecuación (Peebles 1969):

$$\lambda = \frac{J|E|^{1/2}}{GM^{5/2}}, \quad (1.8)$$

donde G , J , E y M son la constante de gravitación, el momento angular total, la energía total y la masa total del halo, respectivamente. Este parámetro mide aproxi-

madamente el cociente entre la energía cinética de rotación respecto a la energía cinética total. Diversos autores han analizado simulaciones numéricas cosmológicas midiendo la función distribución de este parámetro y encontrando que la misma puede ser muy bien aproximada por una función log-normal (es decir que la distribución del logaritmo del parámetro adimensional de spin es una Gaussiana) con media $\bar{\lambda} \sim 0.035$ y dispersión $\sigma_{\lambda} \sim 0.5$ (Barnes & Efstathiou 1987, Warren *et al.* 1992, Bullock *et al.* 2001). El origen de este escaso momento angular está ligado a las etapas iniciales de formación del halo, cuando los halos en formación se expanden debido a la expansión Universal y adquieren gradualmente momento angular debido a los torques tidales que sufren por la distribución espacial asimétrica de la materia circundante en gran escala. El análisis de la evolución temporal del momento angular de un halo particular muestra que inicialmente es cero y que crece aproximadamente linealmente con el tiempo hasta el momento de máxima expansión del mismo para luego permanecer aproximadamente constante hasta el presente. Debido a que los efectos de fusiones entre halos son una característica distintiva del proceso de formación de halos de materia oscura de los modelos jerárquicos, las numerosas y sucesivas fusiones entre halos de masas similares (fusiones mayores) y entre halos y subhalos (fusiones menores) generan transferencia de momento angular entre ellos. Si bien, la gravitación es un proceso eminentemente no disipativo, durante estas fusiones los subhalos orbitando alrededor del halo principal sufren fricción dinámica (véase por ejemplo Binney & Tremaine 2008) haciendo que estos pierdan parte de su momento angular orbital decayendo gradualmente hacia el centro.

Capítulo 2

Contracción de Halos

En este capítulo se detalla el fenómeno físico que es motivo de estudio en este trabajo, este es la contracción que sufre un halo de materia oscura durante el proceso de formación de una galaxia en su interior. Primero se describe de manera resumida las etapas por las cuales pasa la materia bariónica antes de dar lugar a la formación de una galaxia disco. Luego, se explica como esta redistribución de los bariones afecta al halo de materia oscura circundante provocándole una contracción. Y finalmente, se presentan distintos modelos analíticos y numéricos que describen esta modificación.

2.1. Formación de Galaxias

De acuerdo con el modelo actual de formación de estructuras (véase por ejemplo el trabajo pionero de White & Rees 1978), las galaxias se forman y residen en el interior de extensos halos de materia oscura. La historia de formación y evolución de los halos de materia oscura y las galaxias difieren mucho entre sí, debido a la naturaleza fundamentalmente distinta que poseen la materia oscura y el material bariónico que constituye las galaxias. Es importante destacar que seguiremos la nomenclatura usual de denominar bariones a la materia ordinaria constituida por protones, neutrones y/o electrones aunque en rigor a la verdad solo los protones y neutrones son bariones (es decir partículas hechas de quarks) mientras que los electrones son leptones (es decir partículas que no están hechas de quarks, Ryden 2003). La materia oscura interactúa solo por gravitación, es decir que su comportamiento es netamente no colisional; sin embargo, el comportamiento de los bariones está dado por la dinámica colisional disipando energía a través de procesos atómicos radiativos denominados globalmente como enfriamiento radiativo. Se asume que los bariones están inicialmente en el Universo primitivo en forma gaseosa (fundamentalmente Hidrógeno) y que contribuyen sólo con aproximadamente la sexta parte ($(\Omega_{dm} + \Omega_b)/\Omega_b = 6$) a la densidad de materia total, y por lo tanto el gas es arrastrado por la materia oscura siguiendo la distribución espacial de esta durante estas etapas. La acreción conjunta tanto de materia oscura como bariones hacia el centro del pozo de potencial de los halos genera en los bariones un aumento de su temperatura a través de la formación de ondas de choque. El gas aumenta su temperatura hasta alcanzar un estado de equilibrio dado por el balance entre la energía potencial generada por la materia oscura del halo donde reside y los gradientes en su presión. Esta temperatura, llamada usualmente temperatura virial esta dada por la siguiente ecuación:

$$T_{vir} = \frac{1}{2} \frac{\mu m_H}{k} V_H^2 \quad (2.1)$$

donde $\mu = 1/1.71$ es la masa molecular media del gas, m_H es la masa del átomo de hidrógeno y k es la constante de Boltzmann. Posteriormente, la evolución de los bariones y de la materia oscura es muy diferente, básicamente porque estos pierden energía térmica debido a que se enfrían radiativamente mientras que la materia oscura, al ser no colisional, no posee esta propiedad. El gas al perder energía colapsa disipativamente hacia el centro del halo conservando su momento angular y formando, por lo tanto, una estructura discoidal con un alto soporte rotacional cuyo tamaño es alrededor de un orden de magnitud menor que el del halo. En esta estructura discoidal el gas frío y denso puede formar nubes moleculares que son las que finalmente van a dar lugar a la formación estelar y por consiguiente a la formación de galaxias. Un modelo esquemático que utiliza la técnica semianalítica para parametrizar estos procesos fundamentales de formación de las galaxias puede encontrarse en el influyente artículo de White & Frenk (1991).

A pesar de su superioridad en masa, la materia oscura no puede permanecer pasiva ante la redistribución espacial que sufren los bariones durante el colapso que forma las galaxias. La concentración del gas y las estrellas en el centro del halo hace que los mismos reaccionen sufriendo consiguientemente una contracción. Esta trae aparejada un cambio en los perfiles de masa, densidad y velocidad de los halos de materia oscura que se manifiesta más marcadamente en sus partes centrales. En la figura 2.1 se muestra de manera esquemática este modelo estándar de formación de galaxias y la subsecuente contracción del halo de materia oscura.

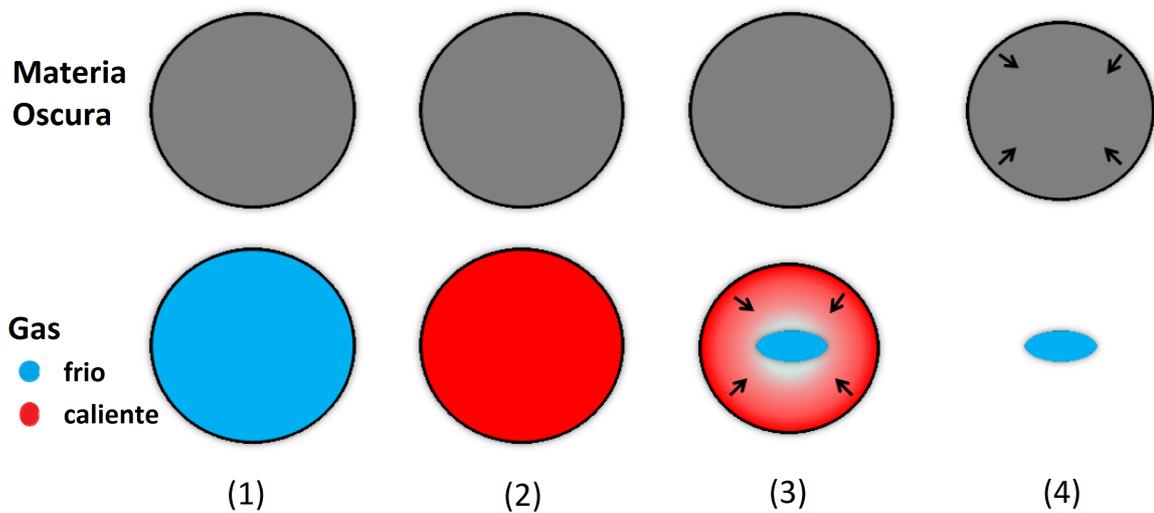


Figura 2.1. Modelo esquemático que muestra el proceso de formación de una galaxia disco. Inicialmente el gas tiene la misma distribución espacial que la materia oscura (1). El gas es calentado por los choques generando un halo de gas caliente que soporta el colapso debido a su presión (2). El gas es capaz de enfriar radiativamente generando así la pérdida de energía y, en consecuencia, el soporte de presión. En ese momento el gas colapsa al el centro del potencial gravitacional del halo de materia oscura formando un disco soportado por rotación (3). La materia oscura que se encuentra distribuida en el halo siente el efecto de esta redistribución de los bariones, en consecuencia de esto el perfil de densidad que describe el halo sera modificado (4), mas precisamente este sufrirá una contracción.

El objetivo de este trabajo es el estudio de la forma en que se ven afectados los halos de materia oscura debido de la formación de las galaxias en su centro. Para ello presentaremos y analizaremos distintos modelos analíticos y numéricos que describen esta modificación y los aplicaremos a una muestra observacional de galaxias espirales brillantes y enanas. Cabe destacar que este efecto es de crucial importancia ya que las galaxias que observamos habitan en los pozos de potencial de halos de materia oscura que han sido modificados por la formación de ellas mismas. El modelado correcto de este efecto es in-

dispensable ya que cualquier comparación entre teoría y observaciones, que involucre por ejemplo curvas de rotación de galaxias, perfiles de densidad de halos, etc., puede adolecer de efectos sistemáticos debido a la subestimación de las densidades centrales.

2.2. Modelos

En esta sección presentaremos distintos modelos teóricos de contracción de halos de materia oscura. En particular discutiremos el modelo analítico de contracción adiabática desarrollado por *Blumenthal et al.* (1986) y lo compararemos con modelos no adiabáticos basados en simulaciones numéricas cosmológicas de formación de galaxias y cúmulos. En general, es difícil de modelar con precisión la acción de la redistribución del material bariónico sobre el halo, por que la formación de las galaxias es un proceso complejo que involucra una variedad de subprocesos de los cuales algunos aun están pobremente entendidos. Los detalles de los diferentes modelos adoptados producen diferentes resultados en la distribución final de la materia oscura afectando la interpretación de los resultados observacionales.

2.2.1. Modelo Adiabático

Este modelo es el más popular siendo ampliamente aceptado y difundido por numerosos autores debido a que sus hipótesis son relativamente sencillas y es posible un tratamiento analítico. Fue desarrollado por *Blumenthal et al.* 1986 asumiendo que la formación de una galaxia en su halo es un procesos tan lento que el potencial del sistema cambia sólo un poco durante el período orbital típico de una partícula de materia oscura. Esta hipótesis implica que el sistema se modifica adiabáticamente, es decir que su estado final es independiente del camino seguido en alcanzarlo. La contracción del halo de materia oscura depende, por lo tanto, solo de la distribución final de materia que se asume para los bariones. La ecuación fundamental que rige este modelo puede obtenerse a partir del hecho que durante una evolución adiabática, la acción (llamada también invariante adiabática):

$$J = \frac{1}{2\pi} \oint pdq, \quad (2.2)$$

donde q es la coordenada canónica y p su momento conjugado, se conserva (véase por ejemplo Landau 1966 ó Mo, van den Bosch & White 2010). Asumiendo un halo esférico en el que todas las partículas de materia oscura se mueven en órbitas perfectamente circulares, la acción es el momento angular por unidad de masa o momento angular

específico: $J = rV(r)$ donde $V(r)$ es la velocidad circular correspondiente a ese radio r . Reescribiendo esta ecuación en función de la masa $M(r)$ encerrada dentro del radio r , se llega fácilmente a la ecuación $rM(r) = cte$. Esto significa que si inicialmente una partícula se encontraba a una distancia r_i del centro, terminará a una distancia r_f , dada por

$$r_i M_i(r_i) = r_f M_f(r_f), \quad (2.3)$$

donde $M_i(r_i)$ y $M_f(r_f)$ son las masas totales dentro de los radios r_i y r_f , respectivamente. Para que la ecuación anterior sea estrictamente válida se ha asumido además que la distribución de los bariones es también esférica. Esta ecuación a menudo se utiliza para modelar la contracción de un halo de materia oscura como respuesta a la formación de una galaxia disco en su centro. La masa $M(r)$ es la suma de las contribuciones de la masa del halo de materia oscura más la de los bariones, por lo que

$$r_i(f_b + 1) = r_f \left(\frac{M_f^b(r_f)}{M_i^h(r_i)} + 1 \right) \quad (2.4)$$

donde se asume que no hay cruzamiento de cáscaras, es decir que $M_i^h(r_i) = M_f^h(r_f)$ y donde $f_b = M_i^b/M_i^h$ es la fracción de bariones inicial adentro del radio r_i que se asume constante e igual a la fracción bariónica universal $f_b = \Omega_b/\Omega_d$, ya que los bariones y la materia oscura se encuentran inicialmente muy bien mezclados siguiendo el mismo perfil. Además, $M_i^h(r_i)$ es la masa inicial de materia oscura dentro del radio r_i y $M_f^b(r_f)$ es la masa en bariones dentro del radio r_f . Dado el perfil inicial del halo de materia oscura $M_i^h(r_i)$ y el perfil final de bariones $M_f^b(r_f)$ esta ecuación implícita se utiliza para despejar numéricamente el valor de r_f que corresponde a cada r_i .

A modo de ejemplo de este modelo de contracción, se asume un perfil de un disco exponencial para la distribución de los bariones cuya densidad de masa superficial esta dada por la ecuación:

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 \exp(-r/R_e) \quad (2.5)$$

donde R_e es el radio de escala y Σ_0 es la densidad de masa superficial en el centro. La velocidad circular de esta distribución de masa se puede obtener a través de la ecuación de equilibrio en el plano del disco:

$$V_c^2(r) = r \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)_{z=0}, \quad (2.6)$$

donde Φ es el potencial gravitacional, para el caso particular de un disco exponencial descrito por la ecuación (2.5) el potencial esta dado por

$$\Phi(r, z) = -2\pi G \int_0^\infty \int_0^\infty J_0(kr) \bar{\Sigma}(k) e^{-k|z|} dk, \quad (2.7)$$

donde J_0 es la función cilíndrica de Bessel de orden cero. A partir de esta expresión para el potencial gravitacional se obtiene el perfil de velocidad de un disco exponencial

$$V_{c,d}^2(r) = -4\pi G \Sigma_0 R_e y^2 [I_0(y)K_0(y) - I_1(y)K_1(y)], \quad (2.8)$$

donde, la masa bariónica total $M_b = 2\pi \Sigma_0 R_e^2$, $y = r/2R_e$, y I_n y K_n son las funciones modificadas de Bessel de primer y segundo orden, respectivamente. De esta forma, a partir de la ecuación (2.8) podemos modelar el perfil de velocidad del disco conociendo solamente el valor de la masa bariónica total M_b y del radio de escala R_e .

En la figura 2.2 se muestran las contribuciones de estas dos componentes (disco=línea azul a puntos-trazos, halo=línea cian a trazos) junto con la velocidad total obtenida mediante la suma en cuadratura de ambas $V_{c,tot}^2 = V_{c,d}^2 + V_{c,h}^2$ (total=línea negra continua) para el caso de la Vía Láctea, asumiendo los siguientes parámetros: para el disco exponencial el radio de escala $R_e = 3.5$ Kpc y la masa total bariónica total $M_b = 6 \times 10^{10} M_\odot$ (Binney & Tremaine 1987), y para el halo de materia oscura el parámetro de concentración $c = 9.7$ y el radio viral $r_{vir} = 143$ Kpc. En el panel de la izquierda se muestran las curvas correspondientes al halo de materia oscura sin contraer mientras que en el panel de la derecha se muestran las correspondientes al halo contraído con el modelo de *Blumenthal et al.* (1986).

Asimismo, en la figura 2.3 se muestran en forma análoga a la figura 2.2 los perfiles de masa integrada correspondientes usando los mismos códigos de colores y de paneles.

Es evidente de ambas figuras que tanto las curvas de rotación como las curvas de masa predicen resultados sensiblemente diferentes en los paneles de la izquierda (*Sin Contracción*) respecto a los de la derecha (con *contracción*). El modelo con *contracción* predice velocidades típicamente del orden de un 10% más elevadas que del modelo *Sin Contracción* en las escalas característica de las galaxias disco.

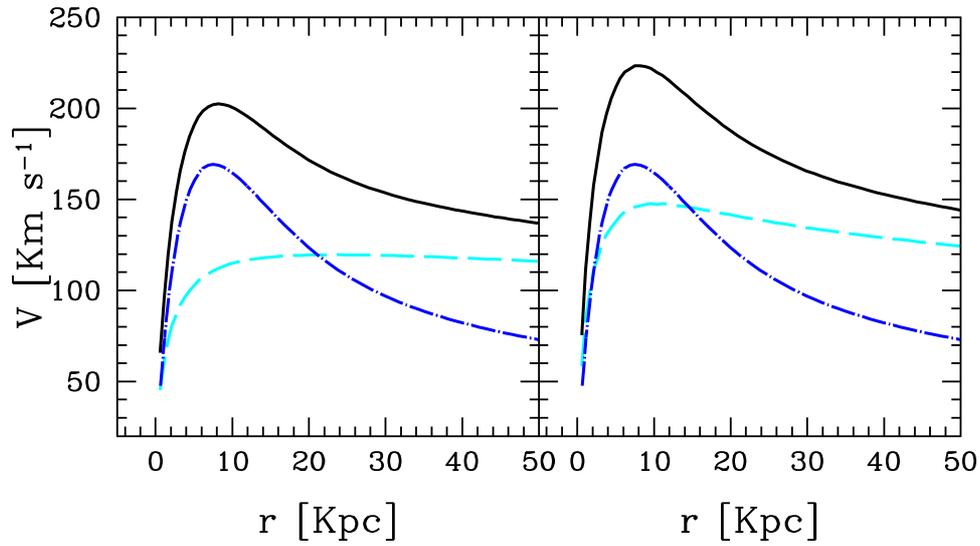


Figura 2.2. Contribuciones en velocidad del disco (línea azul a puntos-trazos) y del halo de materia oscura (línea cian a trazos) y la velocidad total obtenida mediante suma en cuadratura (línea negra continua). El panel de la izquierda corresponde al caso de un halo de materia oscura descomprimido mientras que el panel de la derecha corresponde a un halo comprimido con el modelo de Blumenthal et al. (1986).

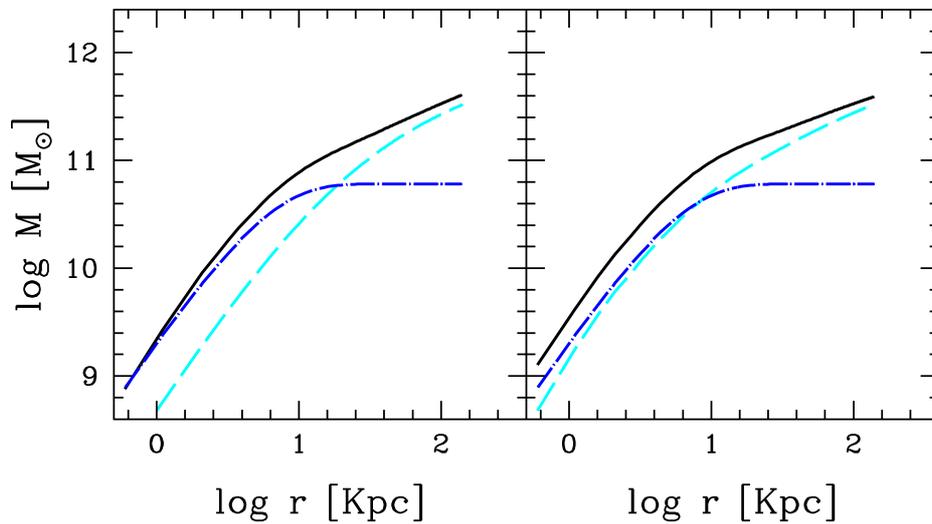


Figura 2.3. Perfiles de masa del disco (línea azul a puntos-trazos) y del halo de materia oscura (línea cian a trazos) y el correspondiente perfil de masa total (línea negra continua). El panel de la izquierda corresponde al caso de un halo de materia oscura descomprimido mientras que el panel de la derecha corresponde a un halo comprimido con el modelo de Blumenthal et al. (1986).

2.2.2. Modelos no-Adiabáticos

En la sección anterior se presentó el modelo analítico de contracción adiabática propuesto por *Blumenthal et al.* (1986), el cual asume una distribución espacial esférica tanto para la materia oscura como para los bariones y donde las partículas se mueven en órbitas perfectamente circulares.

La posibilidad de que la respuesta real del halo de materia oscura a la formación de una galaxia difiera sustancialmente de las predicciones del modelo adiabático ha sido remarcado por numerosos autores (Barnes 1987, Sellwood 1999, Sellwood & McGaugh 2005). Estos autores sugieren que la hipótesis de la contracción adiabática puede llevar a una sobreestimación considerable de la contracción del halo. *Blumenthal et al.* (1986), bajo las hipótesis mencionadas anteriormente, obtienen sencillamente que el producto entre la masa total $M(r)$ encerrada dentro del radio r es una cantidad que se mantiene constante durante la contracción del halo. Pero se debe tener en cuenta que $rM(r)$ es sólo una invariante adiabática de un sistema perfectamente esférico en el que todas las partículas se mueven en órbitas circulares. Sin embargo, las simulaciones numéricas de formación de halos de materia oscura han mostrado que esta hipótesis no es realista ya que las partículas se mueven típicamente en órbitas bastante excéntricas con una razón promedio de 6:1 entre su apocentro y pericentro (Ghigna *et al.* 1998). Este resultado es por supuesto consistente con el hecho que los halos de materia oscura están soportados fundamentalmente por dispersión de velocidades (y no por rotación) tal como se mencionó en la sección 1.3.4. Se debe señalar que los estudios mencionados anteriormente se llevaron a cabo a través de modelos simples de perturbaciones esféricas con un pozo de potencial diseñado para imitar el crecimiento de una galaxia perdiendo, por lo tanto, la naturaleza jerárquica en la formación conjunta de la galaxia y el halo circundante.

Gnedin et al. (2004) utilizaron simulaciones numéricas cosmológicas de formación de galaxias y cúmulos de galaxias donde siguieron la evolución temporal de partículas tanto gaseosas como de materia oscura con el fin de validar el modelo adiabático de *Blumenthal et al.* (1986). Simularon en total un conjunto de 7 cúmulos y 1 galaxia cada uno en dos versiones diferentes, una con y otra sin enfriamiento radiativo de las partículas gaseosas. Comparando los perfiles de densidad y masa integrada de la distribución de partículas de materia oscura, estos autores encuentran también una contracción menor que la predicha por el modelo adiabático. Analizando la excentricidad característica de las órbitas de las partículas de materia oscura encuentran que esta es la causa de la discrepancia con este modelo analítico y proponen un modelo “adiabático” modificado que libera la hipótesis de circularidad y permite órbitas más radiales.

La figura 2.4 muestra el perfil de masa integrada del halo de materia oscura (rojo) y de los bariones (azul) para dos simulaciones numéricas cosmológicas, una en donde se considera el enfriamiento radiativo del gas (gruesa) y otra donde el gas evoluciona adiabáticamente (fina). Las líneas negras representan el perfil de masa integrado del halo obtenido a partir del modelo de contracción adiabática estándar (trazos) y del modelo de contracción adiabática modificado de *Gnedin et al.* 2004 (puntos-trazos). Se puede observar de la figura que el perfil de masa integrado respecto al modelo de *Gnedin et al.* (2004) (modified

AC) ajusta de mejor manera al perfil de masa integrada del halo simulado que el modelo de *Blumenthal et al.* (1986) (standard AC). Por otro lado, ya que la distribución final de los bariones (disco) no presenta simetría esférica como supone *Blumenthal et al.* (1986) algunos autores sugieren que sería más correcto utilizar $rV(r)$ como invariante adiabático, en lugar de $rM(r)$ ya que el uso de este último normalmente tiende a aumentar el efecto de la contracción (véase por ejemplo Mo, van den Bosch & White 2010).

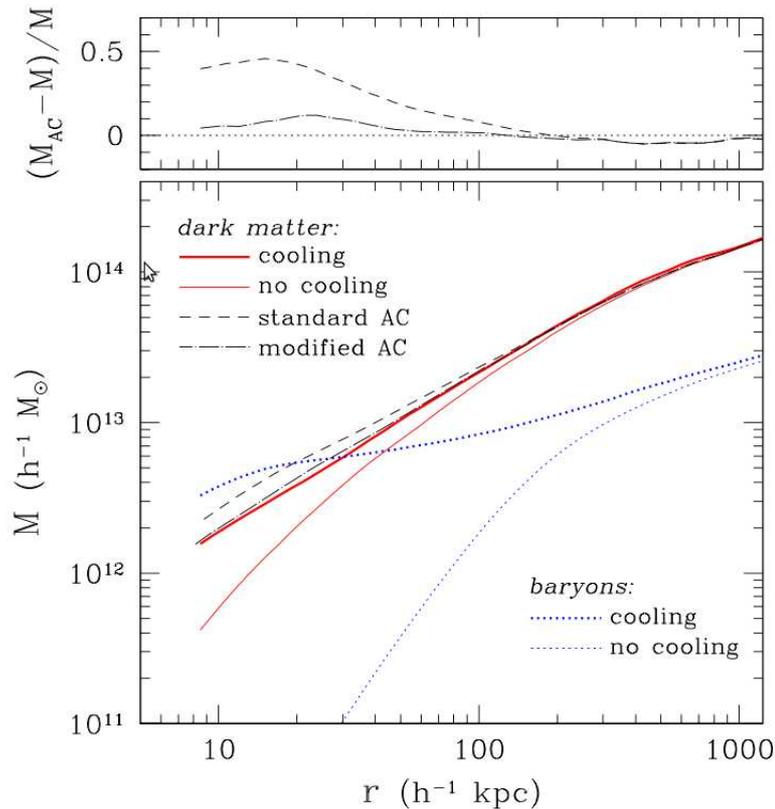


Figura 2.4. Perfil de masa integrada del halo de materia oscura (continua) y de los bariones (puntos), para los casos donde el gas puede enfriarse radiativamente (gruesa) y otra donde evoluciona adiabáticamente (fina). La curva a trazos muestra la predicción del modelo estándar, mientras que la curva a puntos-trazos muestra el modelo modificado. Panel superior: diferencia relativa de masa entre el perfil de materia oscura con enfriamiento radiativo y la predicción del modelo estándar (trazo) o el modelo modificado (punto-trazo) Gnedin et al. (2004). (Fig.1 de Gnedin et al. 2004)

Más recientemente, *Abadi et al.* (2010) utilizando 13 simulaciones numéricas cosmológicas Λ CDM de formación de halos galácticos individuales examinan el efecto que esto provoca en la forma y el perfil de masa de la materia oscura. Comparan dos series de simulaciones numéricas; una que sigue sólo la evolución de una componente de materia

oscura y otra donde se añade una componente bariónica que evoluciona hidrodinámicamente incluyendo el enfriamiento radiativo del gas. Este modelo, explícitamente, no incluye formación estelar ni realimentación para poder obtener el efecto máximo que causa la formación de una galaxia en el halo de materia oscura que la rodea. De la misma manera que *Gnedin et al.* (2004), encuentran que el modelo adiabático de *Blumenthal et al.* (1986) sobreestima la contracción que sufre el halo de materia oscura; más aún, obtienen que el efecto producido por la formación de la galaxia sobre el halo circundante es menor que el propuesto por *Gnedin et al.* (2004).

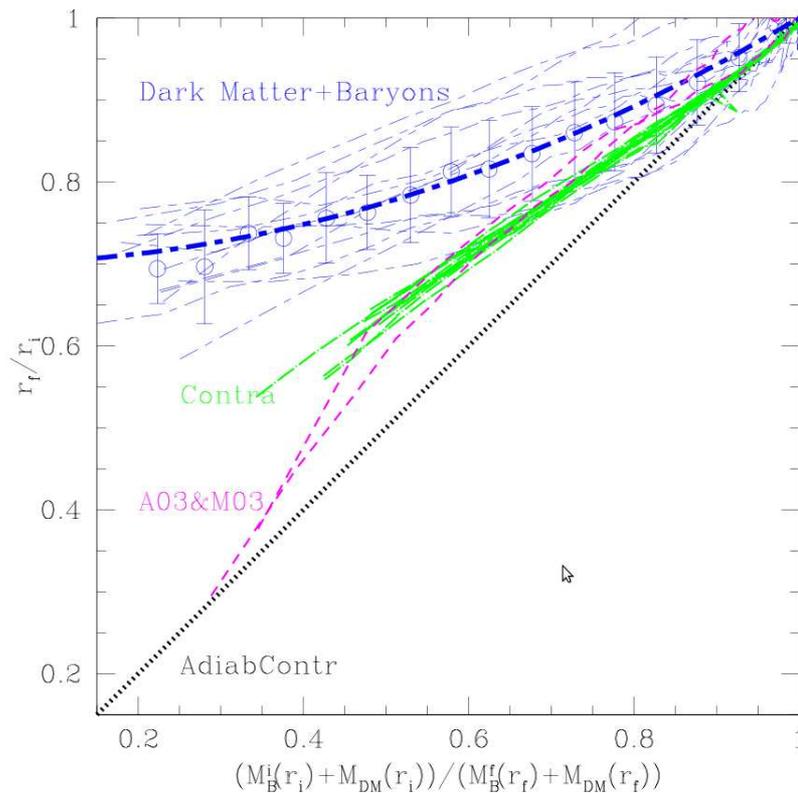


Figura 2.5. Respuesta del halo de materia oscura frente a la formación de una galaxia en su interior. La ordenada muestra la razón, r_f/r_i , entre el radio que contiene una determinada cantidad de materia oscura en una simulación solamente con materia oscura y otra con materia oscura + bariones, respectivamente. El eje X muestra la relación entre la masa total, M_i , contenida dentro de r_i (solo materia oscura) y M_f , encerrada dentro de r_f (materia oscura + bariones). La fórmula de la contracción adiabática (ecuación 2.3) predice que $r_f/r_i = M_i/M_f$; esto se muestra con la línea 1:1 de la figura. La contracción adiabática sobreestima la respuesta del halo. El modelo de contracción adiabática modificado de *Gnedin et al.* (2004) (*Contra*) es mejor, pero todavía sobreestima la respuesta del halo en la mayoría de los radios, sobre todo cerca del centro. La curva superior representa un ajuste utilizando el modelo de *Abadi et al.* (2010). (Fig.8 de *Abadi et al.* 2010).

La figura 2.5 muestra la contracción que sufre el halo de materia oscura, expresada como cociente de los radios final e inicial en función del cociente de las masas inicial y final. En este plano la predicción del modelo adiabático de *Blumenthal et al.* (1986), dada por la ecuación (2.3), corresponde a la línea punteada negra con pendiente 1:1. Las curvas de colores representan los distintos modelos expuestos anteriormente: la predicción para estos halos dada por el modelo "adiabático" modificado de *Gnedin et al.* 2004 (línea verde a trazos largos) y los resultados de las simulaciones numéricas de *Abadi et al.* 2010 (línea azul a trazos cortos-largos). Aunque el grado de dispersión entre las curvas es relativamente alto se observa que todas están por arriba de la predicción de *Blumenthal et al.* 1986, es decir que predicen una contracción menor.

Abadi et al. (2010), para capturar el comportamiento general de cada uno de estos modelos, proponen una modificación a la ecuación (2.3) de la siguiente forma:

$$\frac{r_f}{r_i} = 1 + A \left[\left(\frac{M_i}{M_f} \right)^n - 1 \right]. \quad (2.9)$$

donde, al igual que en la ecuación (2.3), M_i y M_f son la masa total encerrada adentro de los radios inicial r_i y r_f final, respectivamente. Cada una de estas masas están dadas por la contribución del halo más los bariones: $M_h + M_b$. Además, A y n son parámetros ajustados numéricamente para cada modelo y se presentan en la tabla siguiente. Se incluye también los parámetros correspondientes a un modelo donde los halos de materia oscura no se contraen, es decir que no son afectados ante la redistribución de los bariones (*Sin Contracción*).

Tabla 2.1. Valores de los parámetros A y n

Modelo	A	n
<i>Blumenthal</i>	1	1
<i>Gnedin</i>	0.73	1
<i>Abadi</i>	0.3	2
<i>Sin Contracción</i>	0	0

De esta forma, la ecuación 2.9 y los valores de los parámetros A y n nos permiten realizar el mismo procedimiento descrito a modo de ejemplo en la sección anterior para los modelos de *Gnedin et al.* (2004) y de *Abadi et al.* (2010). Se utilizan los mismos parámetros para el disco exponencial pero, obviamente, se cambian los valores que determinan

el perfil de masa del halo sin contraer; para el modelo de *Gnedin et al.* (2004) el parametro de concentración $c = 9.2$ y el radio virial $r_{vir} = 175$ Kpc, mientras que para el modelo de *Abadi et al.* (2010) el parametro de concentración $c = 8.3$ y el radio virial $r_{vir} = 242$ Kpc. La figura 2.6 se muestra las contribuciones a la velocidad del disco (linea azul a puntos-trazos) y del halo (linea cian a trazos) junto con la velocidad total obtenida mediante la suma en cuadratura de ambas $V_{c,tot}^2 = V_{c,d}^2 + V_{c,h}^2$ (linea negra continua). En el panel de la izquierda se muestran las curvas correspondientes al halo de materia oscura contraído mediante el modelo de *Gnedin et al.* (2004) mientras que en el panel de la derecha se muestran las correspondientes al halo contraído con el modelo de *Abadi et al.* (2010). Asimismo, en la figura 2.7 se muestran en forma análoga a la figura 2.6 los perfiles de masa integrada correspondientes usando los mismos códigos de colores y de paneles. Es evidente a simple vista la discrepancia entre los distintos modelos (incluido también *Blumenthal et al.* 1986) tanto en las curvas de rotación como en las curvas de masa integrada correspondientes a los halos contraídos.

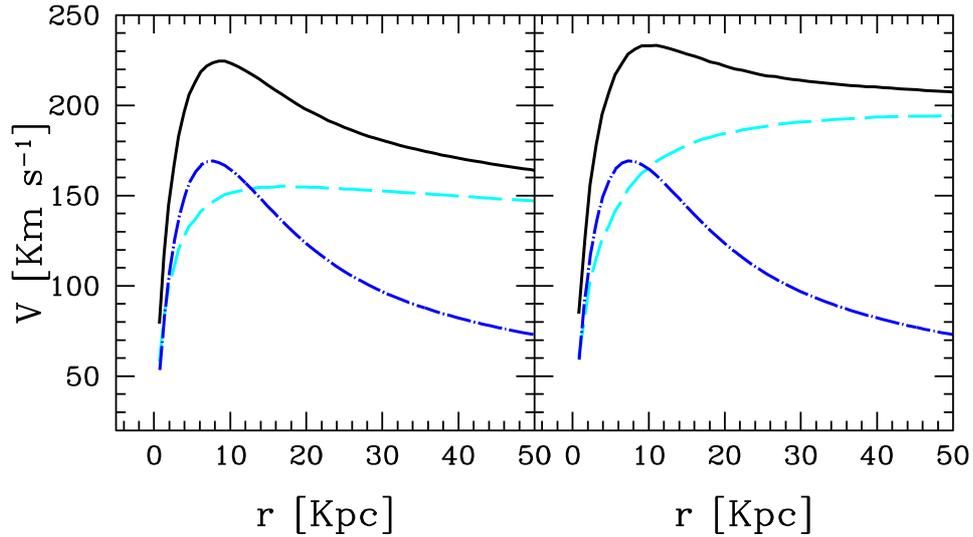


Figura 2.6. Contribuciones en velocidad del disco (linea azul a puntos-trazos) y del halo de materia oscura (linea cian a trazos) y la velocidad total obtenida mediante suma en cuadratura (linea negra continua). Los paneles de la izquierda y derecha corresponde a los casos de un halo comprimido con el modelo de *Gnedin et al.* (2004) y de *Abadi et al.* (2010), respectivamente.

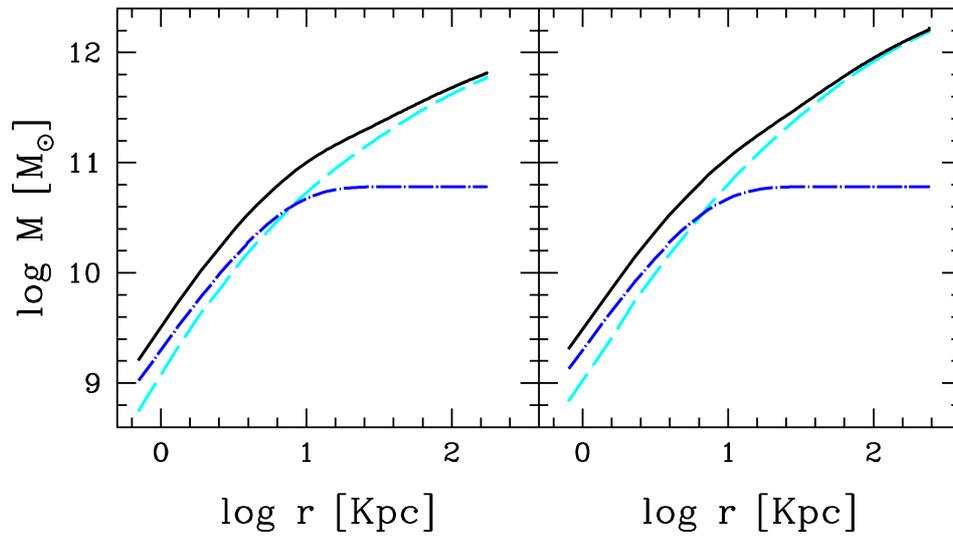


Figura 2.7. Perfiles de masa del disco (línea azul a puntos-trazos) y del halo de materia oscura (línea cian a trazos) y el correspondiente perfil de masa total (línea negra continua). Los paneles de la izquierda y derecha corresponden a los casos de un halo comprimido con el modelo de Gnedin et al. (2004) y de Abadi et al. (2010), respectivamente.

En este trabajo se aplicarán los diferentes modelos teóricos presentados previamente (Blumenthal et al. 1986, Gnedin et al. 2004 y Abadi et al. 2010) a una muestra de galaxias observadas con el fin de analizar la habilidad de cada uno de ellos de reproducir simultáneamente su masa y velocidad de rotación en el contexto del modelo cosmológico Λ CDM. En el siguiente capítulo se presenta y describe esta muestra de 34 galaxias.

Capítulo 3

Muestra de Galaxias

En este capítulo se presenta una muestra observacional de 34 galaxias a las cuales se les aplican los diferentes modelos de compresión de halos de materia oscura con el fin de determinar la capacidad de cada uno de ellos de reproducir diferentes resultados teóricos u observacionales. Con el fin de analizar un amplio rango de parámetros observacionales, la muestra analizada está compuesta por dos submuestras de diferentes características: una de galaxias Espirales Brillantes y otra de galaxias Enanas débiles. Ambas submuestras poseen la misma cantidad de miembros (17).

3.1. Galaxias Enanas

La muestra de galaxias enanas corresponde a la presentada por S. Gurovich en su Tesis Doctoral de 2006, quien las seleccionó del catálogo de galaxias HIPASS con el objetivo de estudiar la cola de bajo brillo de la Relación Bariónica de Tully-Fisher. Gurovich (2006) estimó para estas galaxias los valores de la velocidad de rotación, $V_{rot} = W_{20}/2$ (donde W_{20} es el ancho del perfil H_I al nivel del 20 % del máximo corregido por inclinación), la masa bariónica total, M_b y el radio de escala, R_e para un perfil exponencial. La tabla 3.1 presenta los valores obtenidos por Gurovich *et al.* (2010) que serán utilizados en este trabajo y se remite al eventual lector interesado a estos trabajos originales en caso que requiera más detalles acerca de la muestra. En la figura 3.1 se muestran como ilustración los perfiles de brillo superficial de estas galaxias publicadas en Gurovich (2006) para las bandas V (triángulos azules) y H (triángulos rojos). Los círculos muestran las curvas de crecimiento correspondientes utilizando el mismo código de colores para ambas bandas. Si bien el centro de datos astronómicos Simbad (<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/simfid>) provee imágenes en diferentes bandas para todas estas galaxias, no han sido incluidas en este caso debido a que al tratarse de galaxias débiles la mayoría de las veces poseen un bajo contraste respecto al fondo de cielo siendo insuficiente para lograr una impresión de calidad aceptable.

3.2. Galaxias Espirales Brillantes

Las 17 galaxias correspondientes a la submuestra de galaxias espirales brillantes fueron obtenidas de la muestra presentada por Sakai *et al.* (2000), quienes realizan un estudio de la Relación Bariónica de Tully-Fisher.

Para estas galaxias, el valor de los distintos parámetros que se utilizaran en este trabajo provienen de una compilación de diferentes fuentes: Sakai *et al.* (2000) estimó el valor de la velocidad de rotación, $V_{rot} = W_{20}/2$, Macri *et al.* (2000) obtuvo el radio de escala, R_e , a partir de los perfiles de brillo superficial en la banda V y Gurovich *et al.* (2010) calculó el valor de la masa bariónica total, M_b . La tabla 3.2 muestra los valores de estos parámetros, y se remite al lector a las fuentes originales en caso de requerir mayores detalles sobre el cómputo de los mismos. La figura 3.2 muestra los perfiles de brillo superficial de estas galaxias en las bandas $BVRI$ (Rosa, Rojo, Verde y Azul, respectivamente), obtenida del trabajo original de Macri *et al.* (2000). En las figuras 3.3, 3.4 y 3.5 se presentan las imágenes de estas galaxias brillantes obtenidas del centro de datos astronómicos Simbad.

Tabla 3.1. Propiedades de las Galaxias Enanas.

Nº	Nombre	$\log W_{20}$	M_b	R_e
1	HIPASS J1112-86	2.11	1.78×10^9	1.13
2	HIPASS J1934-67	2.37	7.26×10^9	2.90
3	AM 0433-654	1.82	3.68×10^8	1.29
4	IC 5028	2.19	1.79×10^9	1.54
5	IC 5008	2.28	5.58×10^9	1.98
6	ESO 318-G013	1.89	12.46×10^8	0.90
7	HIPASS J1801-72*	2.47	9.29×10^9	0.77
8	ESO 148-G006	2.28	5.75×10^9	2.54
9	ESO 084-G040	2.08	9.82×10^8	0.90
10	HIPASS J0736-74	1.89	2.75×10^8	0.44
11	ESO 085-G088	1.91	1.06×10^9	3.32
12	SGC 0454.2-6138	1.87	1.79×10^8	0.79
13	ESO 052-G010	2.11	5.77×10^8	0.72
14	ESO 321-G014	1.65	3.31×10^7	0.29
15	HIPASS J0653-73	2.05	3.95×10^8	0.95
16	ESO 140-G019	1.95	2.89×10^8	0.93
17	HIPASS J0039-76*	2.06	1.16×10^9	0.66

Nota. Columna (1): número de Galaxia; Columna (2): nombre de la Galaxia; Columna (3): ancho de la línea al 20% del máximo W_{20} (en Km s^{-1}); Columna (4): masa bariónica total (en M_\odot); Columna (5): radio de escala (en Kpc). Fuente: Gurovich *et al.* 2010.

Tabla 3.2. Propiedades de las Galaxias Espirales Brillantes.

Nº	Nombre	$\log W_{20}$	M_b	R_e
18	NGC925	2.42	1.63×10^{10}	3.54
19	NGC1365*	2.68	1.85×10^{11}	5.86
20	NGC1425	2.62	6.06×10^{10}	5.60
21	NGC2090	2.50	2.60×10^{10}	6.50
22	NGC2541	2.37	1.02×10^{10}	2.76
23	NGC3198	2.53	3.05×10^{10}	2.65
24	NGC3319	2.41	9.77×10^9	2.72
25	NGC3351	2.59	3.57×10^{10}	2.24
26	NGC3368*	2.67	6.59×10^{10}	2.11
27	NGC3621*	2.50	2.73×10^{10}	2.07
28	NGC3627	2.63	5.61×10^{10}	2.76
29	NGC4414	2.74	8.76×10^{10}	3.14
30	NGC4535	2.59	3.69×10^{10}	4.63
31	NGC4536	2.56	3.96×10^{10}	2.88
32	NGC4548	2.62	5.07×10^{10}	2.57
33	NGC4725	2.67	6.71×10^{10}	4.67
34	NGC7331	2.75	1.09×10^{11}	5.18

Nota. Columna (1): numero de Galaxia; Columna (2): nombre de la Galaxia; Columna (3): ancho de la línea al 20% del máximo W_{20} (en Km s^{-1}); Columna (4): masa bariónica total (en M_\odot); Columna (5): radio de escala (en Kpc). Fuente: Sakai *et al.* (2000), Gurovich *et al.* (2010) y Macri *et al.* (2000).

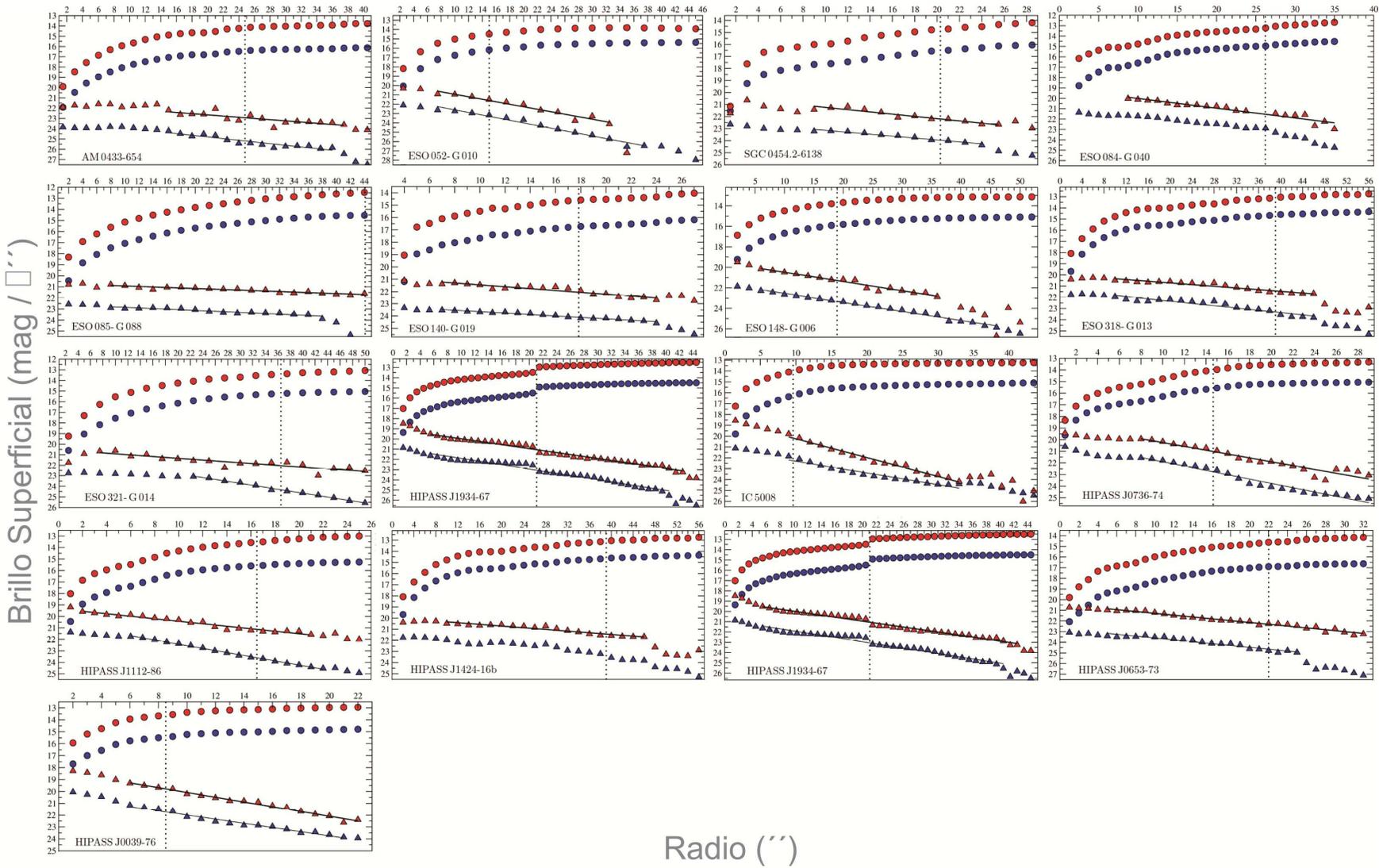


Figura 3.1: *Perfiles de brillo superficial (triángulos) y curvas de crecimiento (círculos), azul para la banda V y rojo para la banda H. Fuente: Gurovich S. (2006).*

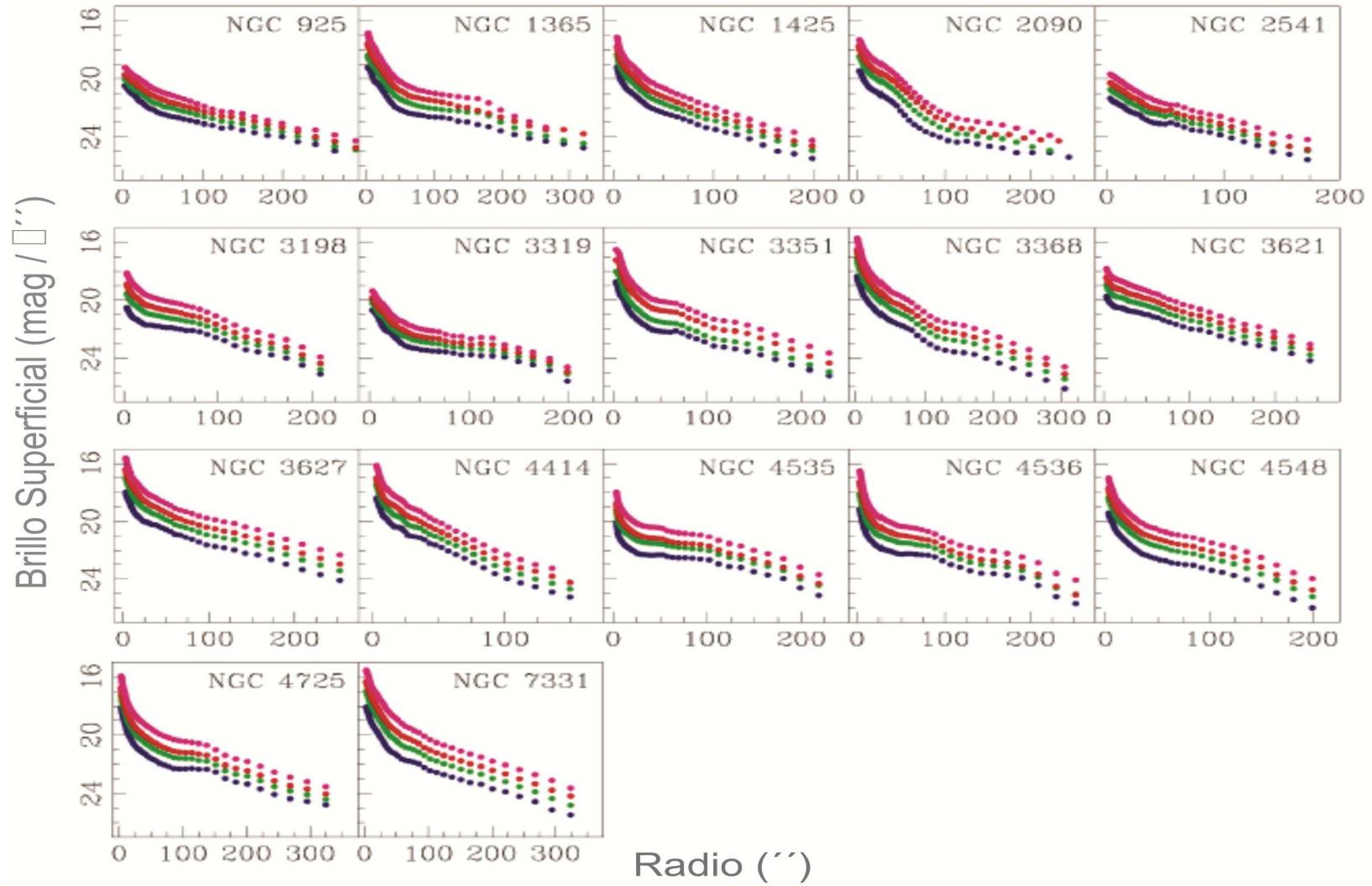


Figura 3.2: *Perfiles de brillo superficial, en las bandas BVRI (desde arriba hacia abajo). Fuente: Macri et al. (2000).*

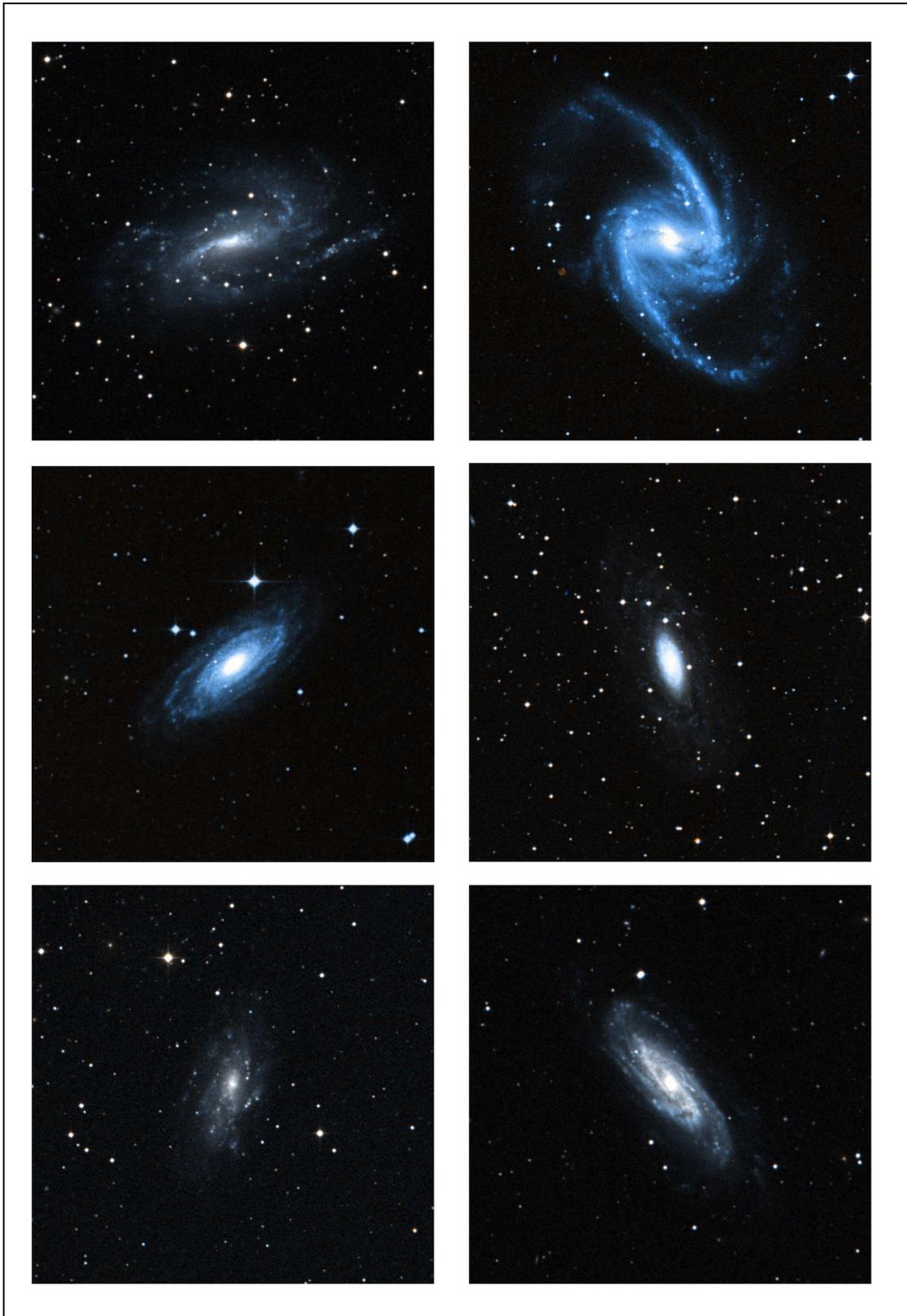


Figura 3.3. [⌈] *NGC 925; NGC 1365; NGC 1425; NGC 2090; NGC 2541; NGC 3198.*

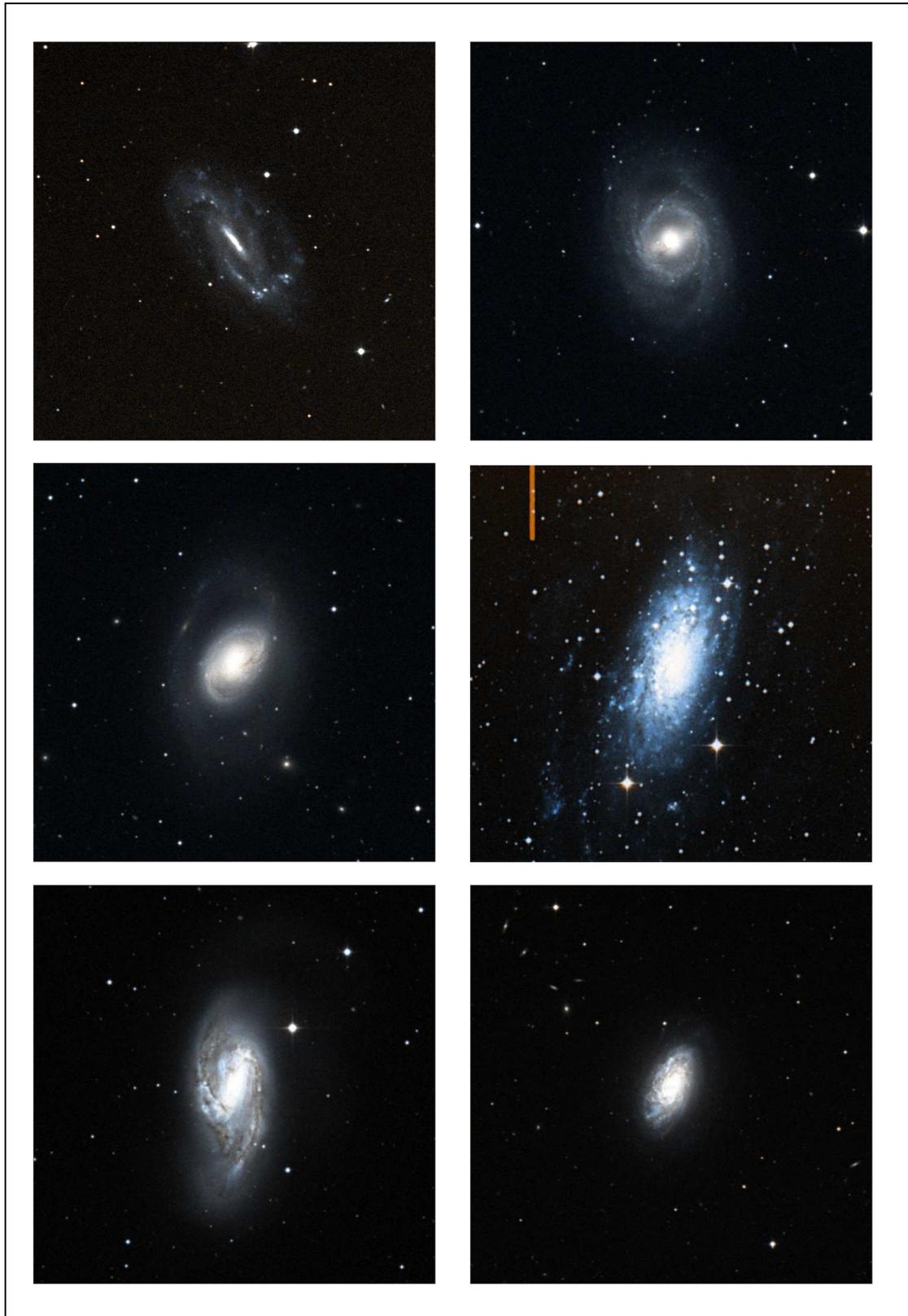


Figura 3.4. [~] *NGC 3319; NGC 3351; NGC 3368; NGC 3621; NGC 3627; NGC 4414.*



Figura 3.5. [~] *NGC 4535; NGC 4536; NGC 4548; NGC 4725; NGC 7331.*

3.3. Relaciones de Escala

Las relaciones de escala describen las correlaciones que se observan entre diferentes parámetros que describen propiedades físicas fundamentales de las galaxias tales como masa, tamaño, luminosidad, etc. Tanto galaxias ‘de tipo temprano’ (elípticas y S0) como ‘de tipo tardío’ (espirales) muestran relaciones de escala, aunque estas son diferentes entre si.

La existencia de relaciones de escala en muestras de galaxias que se encuentran muy distantes entre si, indica que los procesos de formación de un tipo de galaxia particular deben tener características similares al menos en una primera aproximación.

Entender el origen y la naturaleza de estas relaciones es fundamental en la búsqueda de una acertada teoría de formación de galaxias. El éxito de una teoría particular depende de la capacidad de predecir la pendiente, dispersión, y el punto cero de cualquier, bien definida, relación de escala.

Algunas relaciones de escala observadas en las galaxias espirales, en función de su tamaño, masa, y velocidad de rotación, se pueden reproducir de forma individual con una precisión bastante buena utilizando modelos de formación de galaxias que incluyan equilibrio virial luego del colapso esférico de los halos de materia oscura fría y la conservación del momento angular. Una de las relaciones de escala empírica más firmemente establecida es la relación Tully-Fisher, una correlación estrecha entre la luminosidad total y la velocidad de rotación de una galaxia disco. En nuestro caso, analizamos y comparamos el comportamiento de las relaciones M_b vs. V_{rot} , M_b vs. R_e y V_{rot} vs. R_e de nuestras galaxias con las que forman parte del estudio estadístico de Courteau *et al.* (2007) con el fin de obtener una medida de cuan típica es la muestra estadística utilizada en este trabajo. Para que dicha comparación sea posible fue necesario suponer que $M_{\odot}=L_{\odot}$, ya que, a diferencia de nosotros, esta última es la propiedad utilizada por Courteau *et al.* (2007).

En la figura 3.6 se muestran estas relaciones de escala para la totalidad de la muestra, donde se ha sumado la Vía Láctea a las 34 galaxias. Los paneles sombreados rectangulares corresponden a las relaciones de escala realizadas por Courteau *et al.* (2007) para 1300 galaxias disco. Las diferentes submuestras se encuentran diferenciadas por triángulos azules (espirales brillantes), círculos rojos (enanas) y cuadrado verde (Vía Láctea). Las líneas sólidas representan el ajuste realizado por Courteau *et al.* (2007), mientras que las líneas de trazos representan la dispersión de $\pm 2\sigma$.

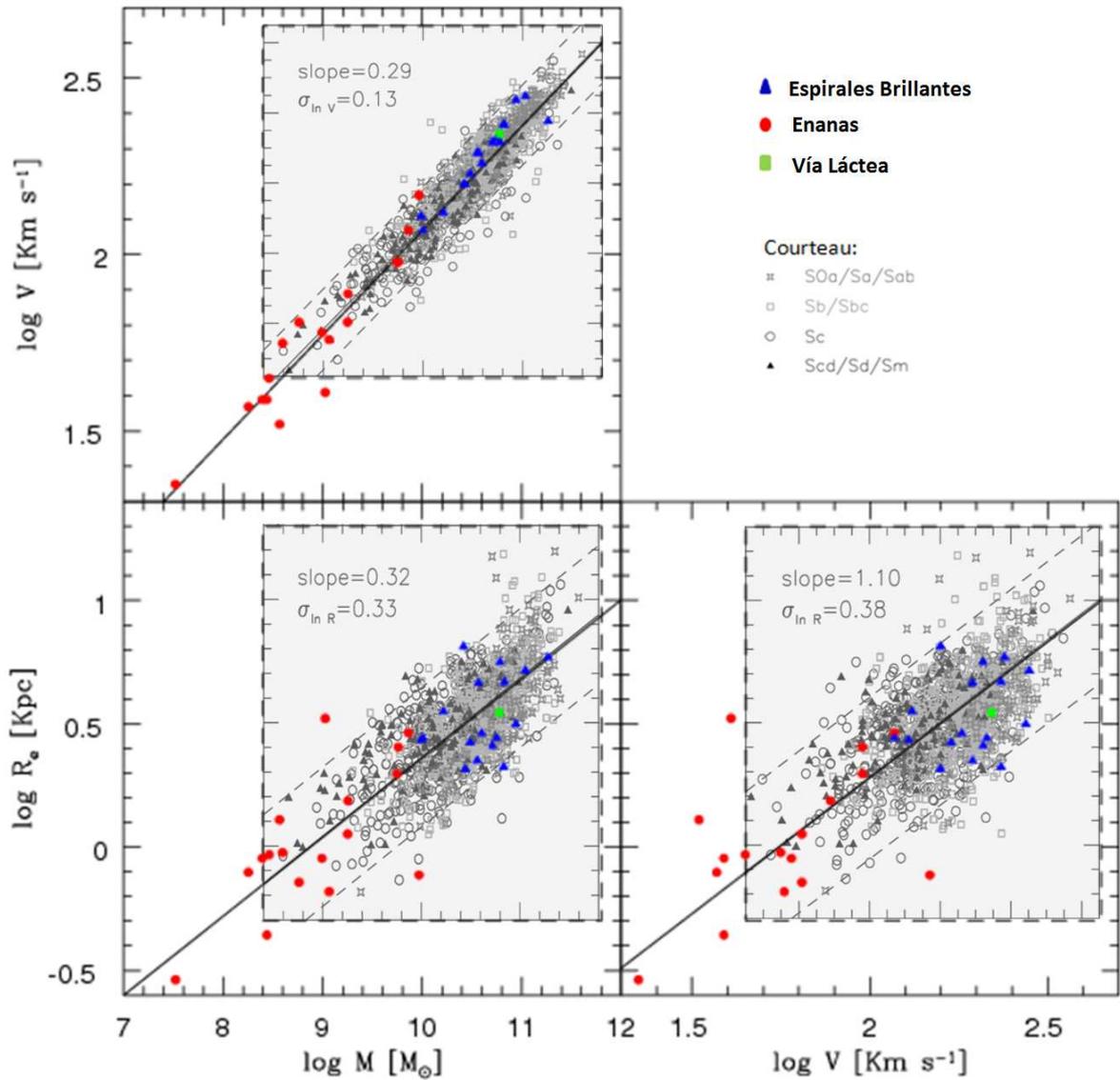


Figura 3.6. Relaciones de escala para las 35 galaxias (muestra + Vía Láctea), las secciones sombreadas representan el estudio estadístico realizado por Courteau et al. (2007), línea continua para el ajuste lineal ; punteada para dispersión de $\pm 2\sigma$.

Encontramos, mas allá de la escases de galaxias enanas en la muestra de Courteau *et al.* (2007), que la mayoría de los objetos de nuestra muestra se encuentran dentro de $\pm 2\sigma$ del ajuste lineal de Courteau *et al.* (2007).

Los valores utilizados para la Vía Láctea son: $\log W_{20} = 2.64$ (ancho de la línea al 20% del máximo, en Km s^{-1}), $M_b = 6 \times 10^{10}$ (masa bariónica total, en M_\odot) y $R_e = 3.5$ (radio de escala, en Kpc) y fueron obtenidos de Binney & Tremaine (1987).

Tabla 3.3. Propiedades de la Vía Láctea.

Nº	Nombre	$\log W_{20}$	M_b	R_e
35	Vía Láctea	2.64	6×10^{10}	3.5

Nota. Columna (1): numero de Galaxia; Columna (2): nombre de la Galaxia; Columna (3): ancho de la línea al 20% del máximo W_{20} (en Km s^{-1}); Columna (4): masa bariónica total (en M_\odot); Columna (5): radio de escala (en Kpc).

Capítulo 4

Análisis

Se procede en este capítulo a detallar el procedimiento que permite comparar los distintos modelos de contracción de halos de materia oscura y su aplicación a la muestra de galaxias presentada en el capítulo anterior. Se describe el procedimiento que permite, a partir de los datos de las tablas 3.1, 3.2 y 3.3, encontrar el halo de materia oscura contraído que mejor ajusta los resultados observacionales de masa y velocidad de rotación. Aplicando los modelos de contracción de halos en sentido inverso, es decir a partir de la distribución final (halo contraído) se encuentra el halo inicial (halo sin contraer). Finalmente, se comparan estos halos sin contraer con la población de halos obtenidos en simulaciones numéricas gravitacionales tipo N-cuerpos a fin de establecer cual de estos modelos es el que mejor los ajusta.

4.1. Descompresión de los Halos

Como se mostró en la sección 2.2, los modelos de contracción de halos de materia oscura predicen cual es el valor del radio final (halo comprimido) al cual se contrae una cáscara de radio inicial (halo descomprimido), luego de que tiene lugar la formación de una galaxia en su interior. Evidentemente las galaxias que observamos en el presente, ya han pasado por el proceso de su formación, por lo que los halos de materia oscura donde habitan actualmente ya han sido contraídos por este proceso. Infiriendo las propiedades de los halos contraídos, a partir de datos observacionales de galaxias en corrimiento al rojo $z = 0$, y aplicando los modelos de contracción en sentido contrario permite asignarle a cada galaxia un halo sin contraer (para un modelo en particular). La aplicación de los modelos de contracción en sentido contrario (descompresión) se realiza buscando cual era el valor del radio inicial de una cáscara que al formarse la galaxia se contrajo hasta tener un radio final conocido que se mide a partir de las observaciones. Finalmente, el halo descomprimido de cada galaxia se puede comparar con las propiedades de la población de halos que predice el modelo cosmológico Λ CDM. Debido a que esta descompresión puede realizarse utilizando diferentes modelos (como los presentados en la sección 2.2) la aplicación de este procedimiento a una muestra de galaxias permite distinguir cual de los ellos es el que mejor ajusta los resultados teóricos. A continuación se detallan los pasos que permiten esta descompresión. Los cuales, para facilitar la comprensión del lector, se aplican sobre una sola galaxia.

4.1.1. Paso 1: Materia Oscura Contendida en $2.2R_e$.

Para una galaxia, una estima de cantidad de materia oscura contenida dentro de un cierto radio r puede obtenerse a partir de la comparación entre su velocidad de rotación y el contenido de material bariónico dentro de ese radio. Por ejemplo, para una galaxia como la Vía Láctea la velocidad de rotación medida en el radio solar $R_\odot \approx 8$ Kpc es $V_{tot} \approx 220$ Km s^{-1} . Sin embargo, asumiendo un disco exponencial para la distribución de material bariónico se tiene que en ese radio la velocidad de rotación debería ser de sólo $V_d = 160$ Km s^{-1} si se aplica la ecuación (2.8) con los valores de masa bariónica total M_b y de radio de escala R_e dados en la tabla 3.3. (Por comodidad de aquí en adelante se omitirá el subíndice c para indicar velocidad circular en la ecuación previamente mencionada.) Resulta entonces inmediato calcular el valor de la contribución de la materia oscura (halo) como la diferencia, en cuadratura (debido a que son las masas las que se suman y escalan como velocidad al cuadrado), entre la velocidad de rotación total medida menos la contribución en velocidad por parte de los bariones, V_d :

$$V_h(r) = [V_{tot}^2(r) - V_d^2(r)]^{1/2}. \quad (4.1)$$

Aplicando esta ecuación se obtiene $V_h \approx 150 \text{ Km s}^{-1}$ para la Vía Láctea. Finalmente, la masa de materia oscura dentro de este radio se puede calcular mediante la siguiente ecuación:

$$M_h(r) = \frac{rV_h^2(r)}{G} \quad (4.2)$$

obteniéndose $M_h(r \approx 8\text{kpc}) = 3.5 \times 10^{10} M_\odot$. La elección del radio particular donde se aplican estas ecuaciones se puede basar en el hecho que para los discos exponenciales el máximo de la curva de velocidad circular está en $r_{max} \approx 2.2R_e$. Por lo tanto asumiremos que la velocidad de rotación medida a través del ancho de las líneas espectrales corresponde a dicho radio. De esta forma tenemos que $V_{tot}(2.2R_e) = V_{rot}$, donde este último es el valor que encontramos en las tablas 3.1, 3.2 y 3.3.

La figura 4.1 esquematiza este Paso 1, a partir de los datos observacionales de la masa bariónica total M_b y del radio de escala R_e . De la ecuación (2.8) se calcula el valor de la contribución del disco V_d a la velocidad total de la galaxia en $2.2R_e$ (punto resultante de la intersección entre la línea negra a puntos y la curva azul a puntos-trazos).

Utilizando este valor y el dato observacional V_{rot} (punto verde) en la ecuación 4.1 se obtiene el valor de la contribución correspondiente al halo V_h (punto resultante de la intersección entre la línea negra a puntos y la curva cian a trazos). Finalmente a partir de este se calcula mediante la ecuación (4.2) la masa de materia oscura encerrada por el radio $2.2R_e$.

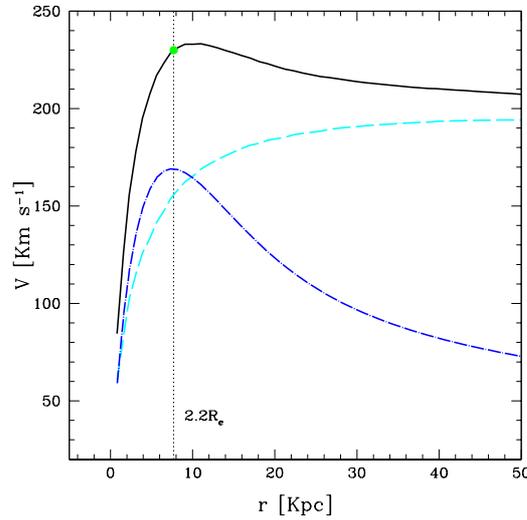


Figura 4.1. Curva de rotación de la galaxia. Las curvas inferiores representan la contribución del disco $V_d(r)$ (línea azul a puntos-trazos) y del halo $V_h(r)$ (línea cian a trazos). La curva negra representa la velocidad total de la galaxia $V_{tot}(r)$. La recta vertical punteada marca el radio donde fue medida la velocidad ($2.2R_e$), cuyo valor se muestra con el punto verde.

4.1.2. Paso 2: Calculo del radio inicial r_i

Si se asume que el halo de materia oscura que rodea una galaxia posee simetría esférica, a partir de los modelos de contracción, se puede encontrar cual es el valor del radio inicial r_i , que corresponde a un radio final $r_f = 2.2R_e$. La ecuación 2.9 permite cuantificar el valor de la contracción propuesta por cada uno de los modelos mediante los valores de los parametros A y n .

Al suponer que no hay cruce de cascaras durante la contracción ($M_h(r_i) = M_h(r_f)$) y tomando $r_f = 2.2R_e$ nos permite conocer el valor de la masa de materia oscura encerrada por el radio inicial, $M_h(r_i)$, debido a que $M_h(r_f = 2.2R_e)$ fue calculada en el Paso 1. De esta forma, observando la ecuación 2.9, notamos que las cantidades que faltan determinar son el radio inicial r_i , la masa bariónica $M_b(r_i)$ encerrada por el radio r_i y la masa bariónica que encierra el radio final $M_b(r_f = 2.2R_e)$. Esta última es una cantidad que podemos determinar usando la ecuación (2.5). Por último, ya que conocemos la fracción Universal de bariones $f_b = \Omega_b/\Omega_{dm}$, a partir de $M_h(r_i)$ podemos encontrar el valor de la $M_b(r_i) = f_b M_h(r_i)$. De esta forma, reemplazando, encontramos el valor de r_i para cada uno de los modelos.

En la figura 4.2 se representa gráficamente este Paso 2, a partir del valor de materia oscura encerrado por el radio final $M_h(2.2R_e)$, calculada en el Paso 1 (intersección entre la línea horizontal punteada y la línea vertical superior que marca el radio final), obtenemos el valor del radio inicial que encierra la misma cantidad de materia oscura (intersección entre la línea punteada horizontal y la línea vertical inferior que marca el radio inicial).

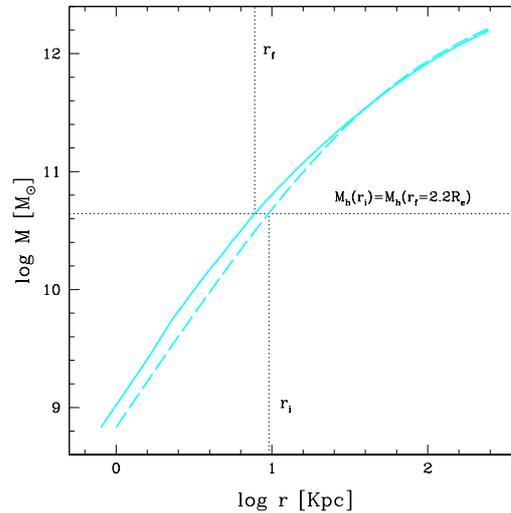


Figura 4.2. Perfil de masa integrada del halo de materia oscura inicial (línea azul a trazos) y final (línea cian continua). La línea vertical muestra el radio final $r_f = 2.2R_e$ mientras que la línea horizontal punteado muestra la cantidad de materia oscura encerrada por este radio y también por el radio inicial (asumiendo que no hay cruce de cáscaras).

4.1.3. Paso 3: Halos Iniciales

Como resultado final de los pasos anteriores, para cada modelo de contracción, obtenemos un punto del perfil de masa del halo inicial, $[r_i, M_h(r_i)]$. Sin embargo, esto no define unívocamente al halo de materia oscura ya que existen en principio infinitos perfiles de densidad NFW que pasan por ese punto cada uno correspondiente a una combinación posible del par de parámetros concentración c y masa virial M_{vir} . En la figura 4.3, se muestran 3 de estos posibles perfiles de masa NFW para el halo inicial que pasan por ese punto $[r_i, M_h(r_i)]$. A priori, cualquiera de estos halos iniciales es igualmente válido ya que aplicando su modelo correspondiente se contraera a $r_f = 2.2R_e$ y no es posible descartar ninguno.

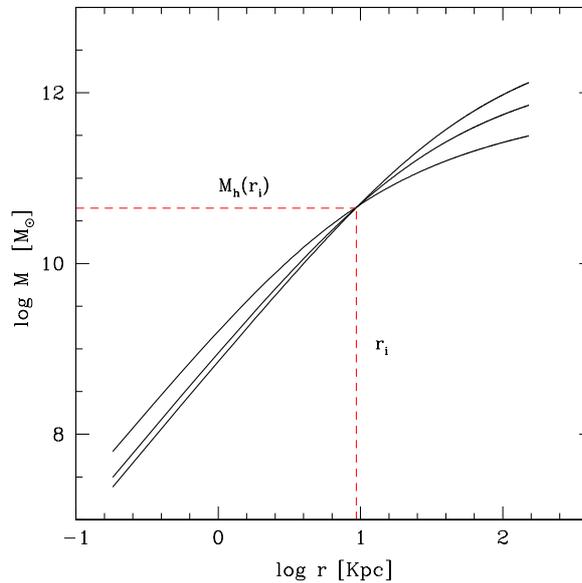


Figura 4.3. Algunos de los numerosos halos iniciales NFW que pasan por el punto $r_i, M_h(r_i)$ de la figura 4.2.

En la figura 4.4 se muestra, los valores de concentración c versus masa virial M_{vir} de estos infinitos halos iniciales donde cada curva de color corresponde a un modelo de contracción diferente: *Blumenthal* (rojo), *Gnedin* (azul), *Abadi* (magenta) y *Sin Contracción* (verde). Es decir, cada curva esta conformada por numerosos puntos donde cada uno de ellos representa un halo inicial, o sea, un halo descomprimido que al ser contraído resulta en un halo que reproduce la cantidad de materia oscura estimada para esa galaxia dentro de $2.2R_e$ mediante la ecuación (4.2).

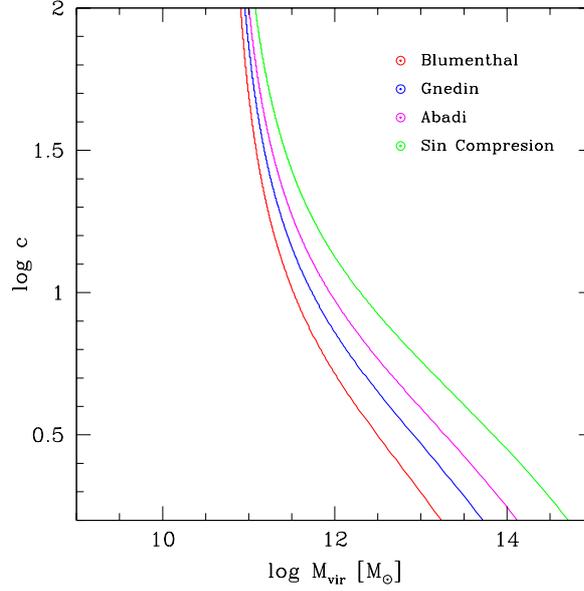


Figura 4.4. Correlación entre parámetro de concentración c y masa virial M_{vir} para los infinitos halos iniciales NFW. Cada curva corresponde a un modelo de contracción particular: Blumenthal (rojo), Gnedin (azul), Abadi (magenta) y Sin Contracción (verde).

Finalmente, resta elegir de este conjunto de infinitos halos iniciales NFW uno en particular como solución a la contracción del halo para ese modelo. Sin embargo, como a partir de las observaciones tenemos la velocidad de rotación V_{rot} , es más directa la comparación si utilizamos la velocidad virial V_{vir} en vez de la masa virial M_{vir} . En lo que sigue, utilizaremos el par concentración c, V_{vir} en vez c, M_{vir} es decir donde las variables viriales están relacionadas por la ecuación (4.2) con $r = r_{vir}$. Además, ya que es usual que algunos autores prefieran caracterizar a los halos de materia oscura a través del máximo de la curva de la velocidad circular

$$V_{max} = \left[0.216 \frac{c}{A(c)} \right]^{1/2} V_{vir} \quad (4.3)$$

donde

$$A(c) = \ln(1 + c) - \frac{c}{1 + c} \quad (4.4)$$

y no a través de su velocidad virial V_{vir} , aplicaremos también esta práctica y utilizaremos alternativamente ambas velocidades V_{max} y V_{vir} . Esta práctica se debe a que muchas veces es más útil una comparación de la velocidad de rotación V_{rot} con una estima de

velocidad en las partes más internas del halo $r \approx r_{max}$ que en las partes más externas $r \approx r_{vir}$. De esta forma podemos representar la figura 4.4 en función de los nuevos pares de valores, (c, V_{vir}) y (c, V_{max}) en lugar de (c, M_{vir}) tal como se muestra en los paneles izquierdo y derecho de la figura 4.5. De aquí en adelante nos referiremos a estas como “curvas”.

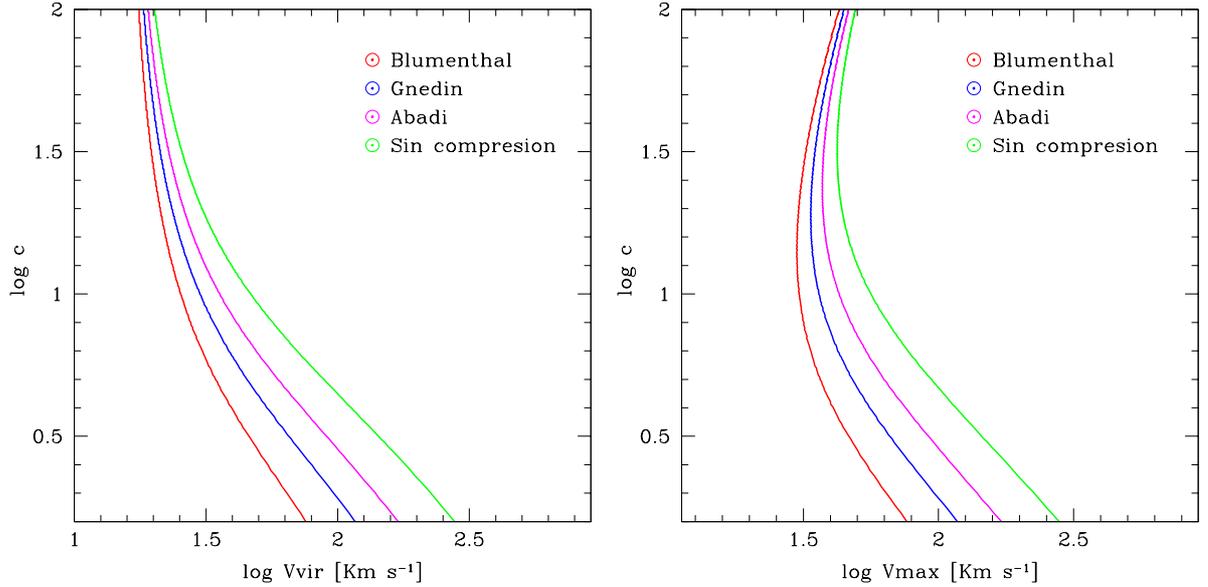


Figura 4.5. *Correlación entre parámetro de concentración c y velocidad virial V_{vir} (panel de la izquierda) y entre parámetro de concentración c y velocidad máxima V_{max} para los infinitos halos iniciales NFW. Cada curva corresponde a un modelo de contracción particular: Blumenthal (rojo), Gnedin (azul), Abadi (magenta) y Sin Contracción (verde).*

4.1.4. Paso 4: Halo Inicial

La elección de un halo inicial particular de todos los halos posibles se puede realizar teniendo en cuenta dos restricciones adicionales, una que proviene de las simulaciones numéricas cosmológicas gravitacionales de formación de estructuras en el modelo Λ CDM y la otra de los modelos semi-analíticos de formación de galaxias.

Las simulaciones numéricas muestran que los halos simulados poseen una marcada correlación entre los dos parámetros que definen el perfil de NFW: c y M_{vir} , en el sentido que la concentración disminuye a medida que aumenta la masa virial del halo. Este hecho se interpreta usualmente como una correlación entre los tiempos de formación de los halos y sus masas, ya que los halos menos masivos se forman antes y por lo tanto la densidad media del universo en ese instante era más alta y consiguientemente las escalas

características asociadas a cada halo menores. Una medida cuantitativa de este efecto fue establecida, a través del análisis estadístico de las simulaciones Millenium (Springel *et al.* 2005), por Neto *et al.* (2007)(Neto) quienes identificando halos próximos al equilibrio virial proponen el siguiente ajuste:

$$c = 5.26(M_{200}/10^{14}h^{-1}M_{\odot})^{-0.10}, \quad (4.5)$$

con una dispersión dada por $\log_{10}c = 2.121 - 0.10\log_{10}M_{200}$ donde M_{200} es la masa contenida adentro de un radio r_{200} tal que el contraste de densidad es $\Delta \approx 200$ veces la densidad crítica del Universo. Debido a que esta ecuación se obtuvo a través de simulaciones que no incluyen la física del material bariónico, es decir que no contemplan la formación de galaxias, es válida solamente para halos iniciales es decir sin contraer. En la figura 4.6 se observa como se distribuyen los halos de materia oscura al graficar el parametro de concentración, c , en función de la masa total del halo, M_{vir} . La recta central (continua) representa el ajuste realizado por Neto (ecuación 4.5), y las rectas superior e inferior (a trazos) muestran la dispersión de $\pm\sigma$.

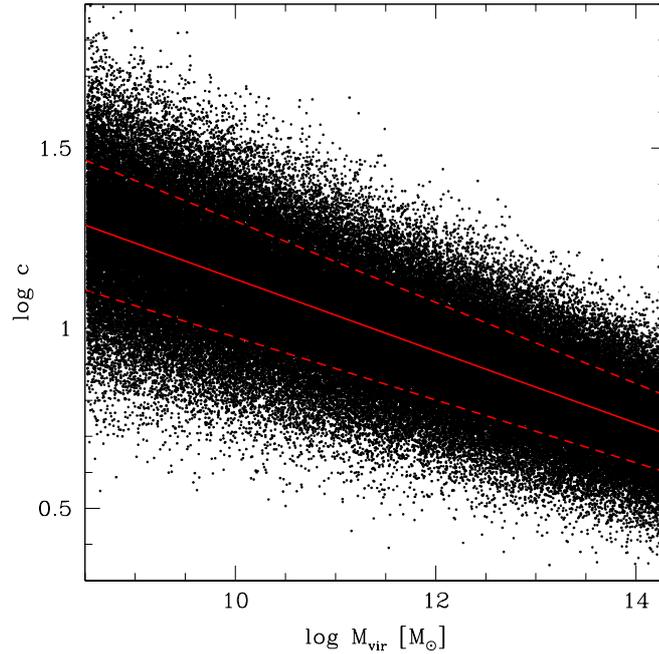


Figura 4.6. Distribución de c vs. M_{vir} para 160000 halos. Las líneas rojas representan el ajuste de Neto (continua) y $\pm\sigma$ (trazos).

La intersección de cada una de las curvas del panel de la izquierda(derecha) de la figura 4.5 con el ajuste de Neto (como función de $V_{vir}(V_{max})$ en vez de M_{vir}) permite identificar de todos los halos propuestos el que tiene los valores de concentración c y velocidad virial $V_{vir}(V_{max})$ más típicos basándose en las simulaciones numéricas.(Primera restricción)

La segunda restricción proviene de los resultados de los modelos semi-analíticos que establecen que poder reproducir simultaneamente la relación de Tully-Fisher y la función de luminosidad se debe utilizar la velocidad circular máxima V_{max} como un estimador de la velocidad de rotación V_{rot} de la galaxia que habita en su centro de potencial gravitacional (véase Croton *et al.* 2006a y su correspondiente Erratum Croton *et al.* 2006b). Debido a que muchos autores prefieren utilizar V_{vir} como un estimador de V_{rot} (a pesar de no reproducir simultaneamente la relación de Tully-Fisher y la función de luminosidad) analizaremos ambas posibilidades: $V_{rot} \approx V_{vir}$ y $V_{rot} \approx V_{max}$. Estos dos valores representan los extremos mínimos y máximos dados por la curva de velocidad circular de un halo de materia oscura y por lo tanto representan las cotas inferior y superior como estimadores de V_{rot} . La intersección de cada una de las curvas del panel de la izquierda(derecha) de la figura 4.5 con una línea vertical que pasa por la velocidad de rotación V_{rot} de cada galaxia permite identificar de todos los halos propuestos el que tiene los valores de concentración c y velocidad virial $V_{vir}(V_{max})$ que mejor ajustan simultáneamente la relación de Tully-Fisher y la función de luminosidad.(Segunda restricción)

Por último, una medida de la capacidad de un halo de satisfacer simultáneamente ambas restricciones se aplica alternativamente eligiendo el halo de acuerdo a una de ellas y viendo como se satisface la restante. Aplicando el procedimiento descrito anteriormente, para cada uno de los modelos de contracción, a la muestra de galaxias espirales brillantes y enanas permite encontrar cual de ellos es el más exitoso.

4.2. Aplicación a la Muestra Observacional

En la sección anterior se detallaron los pasos que permiten a partir de los datos observacionales de la galaxia, masa bariónica total M_b , velocidad de rotación V_{rot} y radio de escala R_e encontrar para cada uno de los modelos un halo inicial, es decir, un halo sin contraer que al aplicarle su correspondiente modelo de contracción no solamente resulte en un halo contraído que contenga la correcta cantidad de materia oscura dentro de $2.2R_e$, sino que también sea capaz de poder reproducir simultaneamente la relación de Tully-Fisher, la función de luminosidad y la correlación entre las propiedades intrínsecas de los halos de materia oscura (es decir c versus M_{vir}). En esta sección aplicaremos el procedimiento descrito detalladamente en la sección 4.1 a la muestra total de galaxias espirales brillantes y enanas que presentamos en el capítulo 3.

El primer paso de este procedimiento corresponde al cálculo de la contribución de la masa del disco a la velocidad de rotación para poder estimar la contribución de la materia oscura. En la figura 4.7 se muestra la velocidad del disco V_d versus la velocidad de rotación V_{rot} . La línea negra representa la pendiente 1:1, es decir $V_{rot} = V_d$ mientras que la distancia horizontal entre un punto y dicha recta corresponde al valor de la contribución en velocidad por parte del halo V_h . Cada submuestra se grafica utilizando un código de colores diferentes: los triángulos azules para las espirales brillantes, los círculos rojos para las enanas y el cuadrado verde para la Vía Láctea. Observando la figura, resulta evidente la proximidad de 5 galaxias a la recta, tres de ellas pertenecen a la submuestra de galaxias espirales brillantes y las restantes dos a la submuestra de galaxias enanas, lo que indica que la contribución del halo V_h a la velocidad total y consecuentemente la cantidad de materia oscura encerrada dentro de $2.2R_e$ es prácticamente nula.

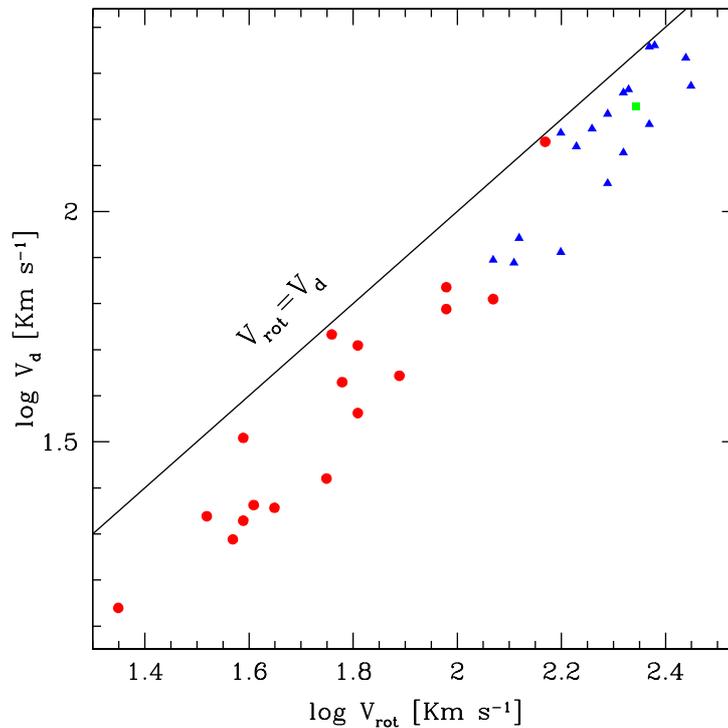


Figura 4.7. Contribución en velocidad del disco V_d versus la velocidad de rotación V_{rot} . La línea negra representa la pendiente 1:1. Las submuestras se encuentran diferencias por triángulos azules (espirales brillantes), círculos rojos (enanas) y cuadrado verde (Vía Láctea)

Evidentemente, es esperable que la aplicación de los diferentes modelos de contracción de halos de materia oscura sobre galaxias que no poseen materia oscura no brinde ningún tipo de información relevante ya que los resultados iniciales y finales serán idénticamente nulos. Estas 5 galaxias (número 7, 17, 19, 26 y 27.) se encuentran señaladas con un (*) en las tablas (3.1) y (3.2) debido a su peculiaridad.

A partir de los primeros dos pasos se obtiene para cada galaxia, un punto $(r_i, M_h(r_i))$ correspondiente a cada modelo por donde debe pasar el halo inicial (sin contraer). En el Paso 3 encontramos todos los halos con perfil de masa NFW que pasan por estos puntos, cada uno de estos caracterizado por el par de parametros (c, V_{vir}) o (c, V_{max}) . El conjunto de estos infinitos halos iniciales, encontrados a partir del Paso 3, para una dada galaxia a partir de un modelo, forma una curva en el espacio c versus V_{vir} o c versus V_{max} (como se mostró en los paneles de la figura 4.5). Las figuras comprendidas entre la 4.8 y la 4.15 muestran las curvas correspondientes a cada galaxia en función de V_{vir} (4.8, 4.9, 4.10 y 4.11) y en función de V_{max} (4.12, 4.13, 4.14 y 4.15), con el mismo código de colores utilizado en la figura 4.5. La recta central (continua) representa el ajuste realizado por Neto, las rectas superior e inferior (a trazos) muestran la dispersión de $\pm\sigma$ de este ajuste y la línea vertical (a puntos-trazos) representa la velocidad de rotación V_{rot} de la galaxia. Se observa de las figuras que la separación entre las curvas que representan cada modelo es muy pequeña para algunas galaxias, intermedia para otras y exageradamente grande para una minoría. Para esta última se observa la particularidad que las curvas se separan aún más a medida que disminuye el parametro de concentración c . Esto ocurre justamente para las galaxias que no poseen materia oscura.

La segunda restricción, que exige una velocidad de rotación V_{rot} con un valor igual a la velocidad virial V_{vir} o a la velocidad máxima V_{max} del halo, no se podrá aplicar para algunos modelos de estas galaxias ya que la curva no se intersecta con la recta vertical de la velocidad de rotación V_{rot} , o lo hace para valores de c muy bajos. En las figuras que muestran la correlación entre el parámetro de concentración c y velocidad máxima V_{max} para los infinitos halos iniciales NFW (4.12, 4.13, 4.14 y 4.15) se observa que para algunas galaxias la intersección se produce en dos puntos, para dos valores diferentes de c . En estos casos, cuando se quiera aplicar la segunda restricción, nos quedaremos con el halo que se encuentra más próximo al ajuste de Neto.

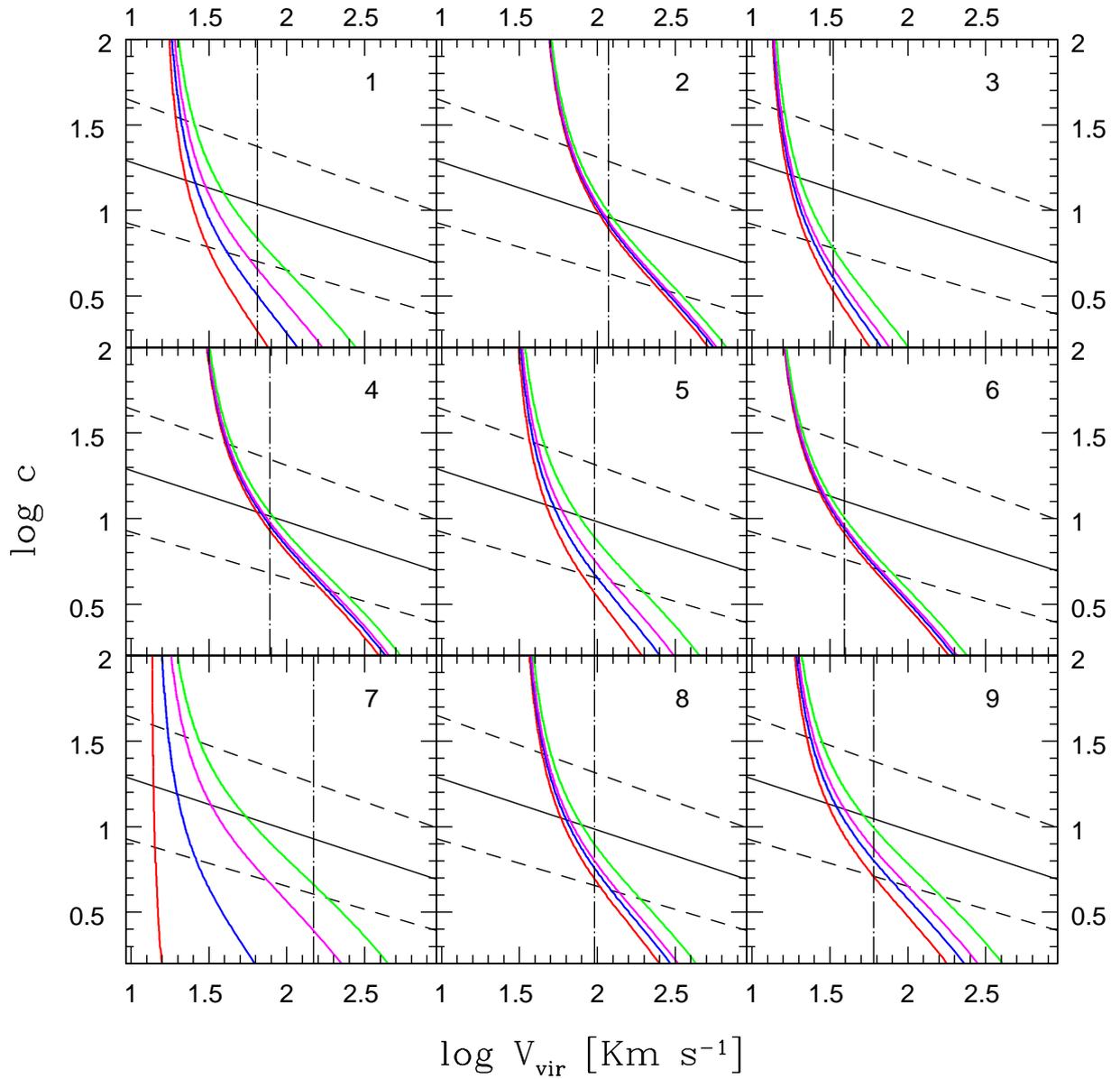


Figura 4.8. Correlación entre parámetro de concentración c y masa virial V_{vir} para los infinitos halos iniciales NFW. Cada curva corresponde a un modelo de contracción particular: Blumenthal (rojo), Gnedin (azul), Abadi (magenta) y Sin Contracción (verde). Las líneas negras representan el ajuste de Neto (continua) y $\pm\sigma$ (trazos). La línea vertical (puntos-trazos) muestra el valor de la velocidad de rotación de la galaxia. En la parte superior derecha de cada panel se encuentra el número (N^{Q}) que identifica cada galaxia.

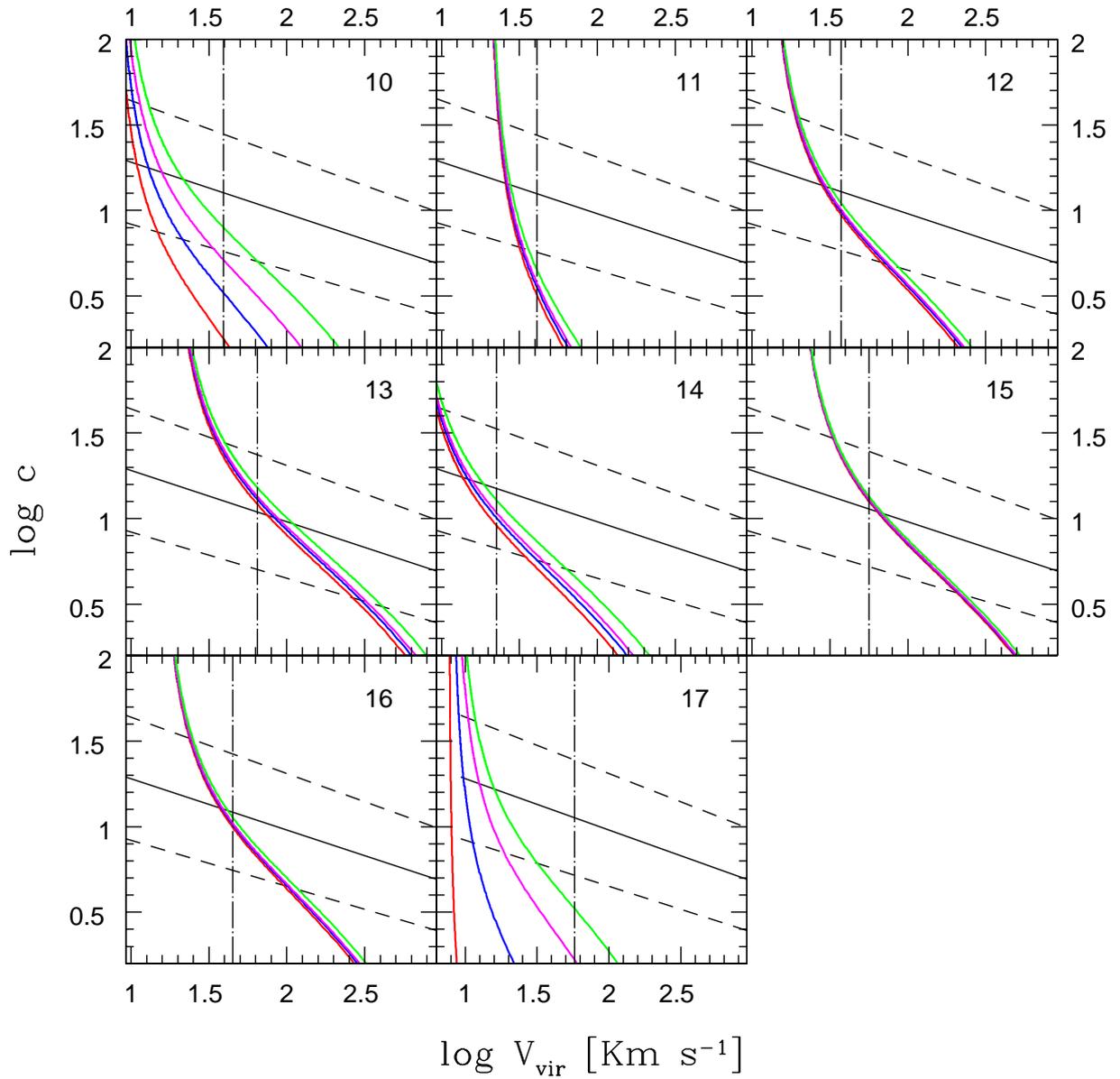


Figura 4.9. Correlación entre parámetro de concentración c y masa virial V_{vir} para los infinitos halos iniciales NFW. Cada curva corresponde a un modelo de contracción particular: Blumenthal (rojo), Gnedin (azul), Abadi (magenta) y Sin Contracción (verde). Las líneas negras representan el ajuste de Neto (continua) y $\pm\sigma$ (trazos). La línea vertical (puntos-trazos) muestra el valor de la velocidad de rotación de la galaxia. En la parte superior derecha de cada panel se encuentra el número (N°) que identifica cada galaxia.

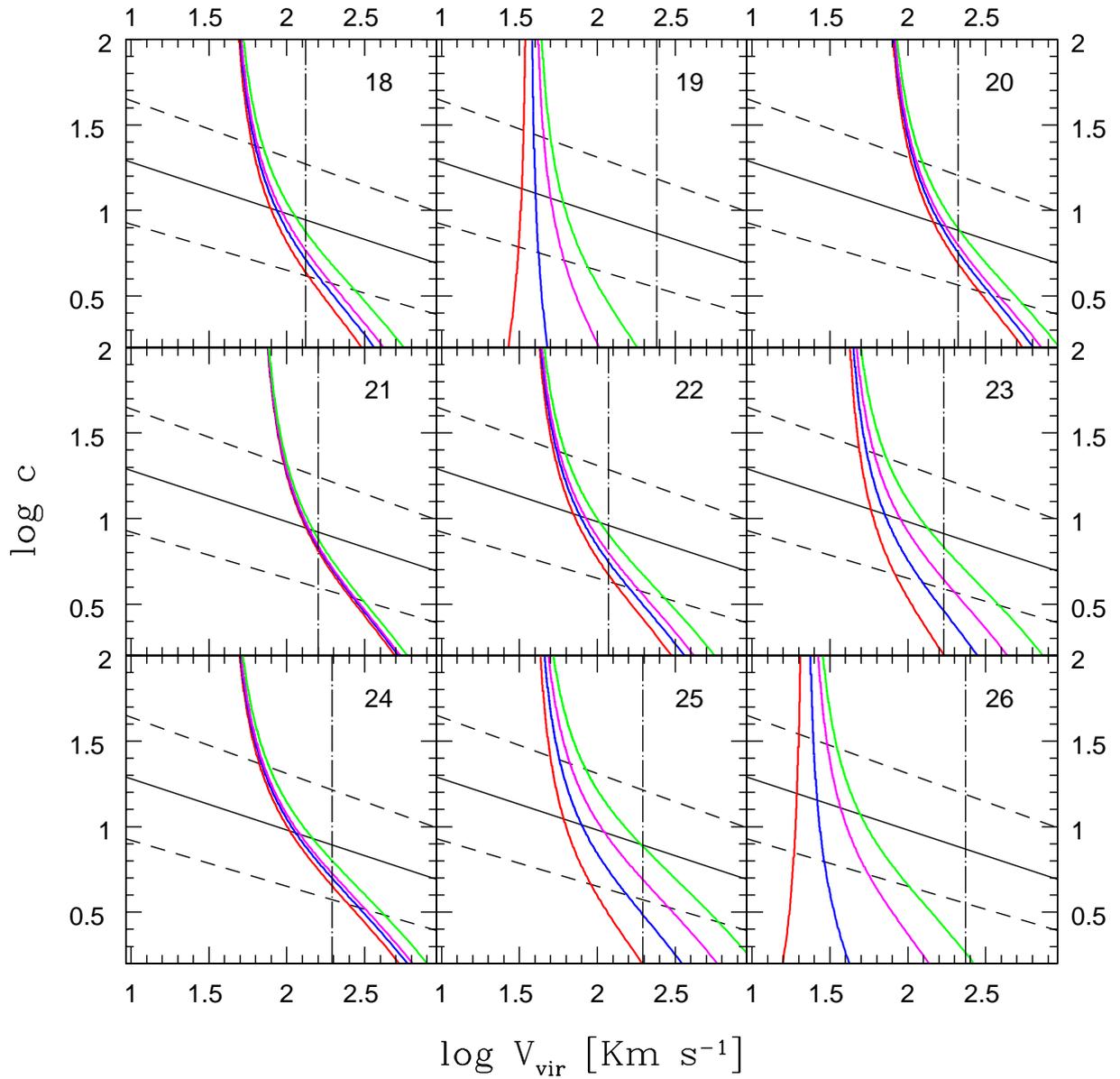


Figura 4.10. Correlación entre parámetro de concentración c y masa virial V_{vir} para los infinitos halos iniciales NFW. Cada curva corresponde a un modelo de contracción particular: Blumenthal (rojo), Gnedin (azul), Abadi (magenta) y Sin Contracción (verde). Las líneas negras representan el ajuste de Neto (continua) y $\pm\sigma$ (trazos). La línea vertical (puntos-trazos) muestra el valor de la velocidad de rotación de la galaxia. En la parte superior derecha de cada panel se encuentra el número (N^o) que identifica cada galaxia.

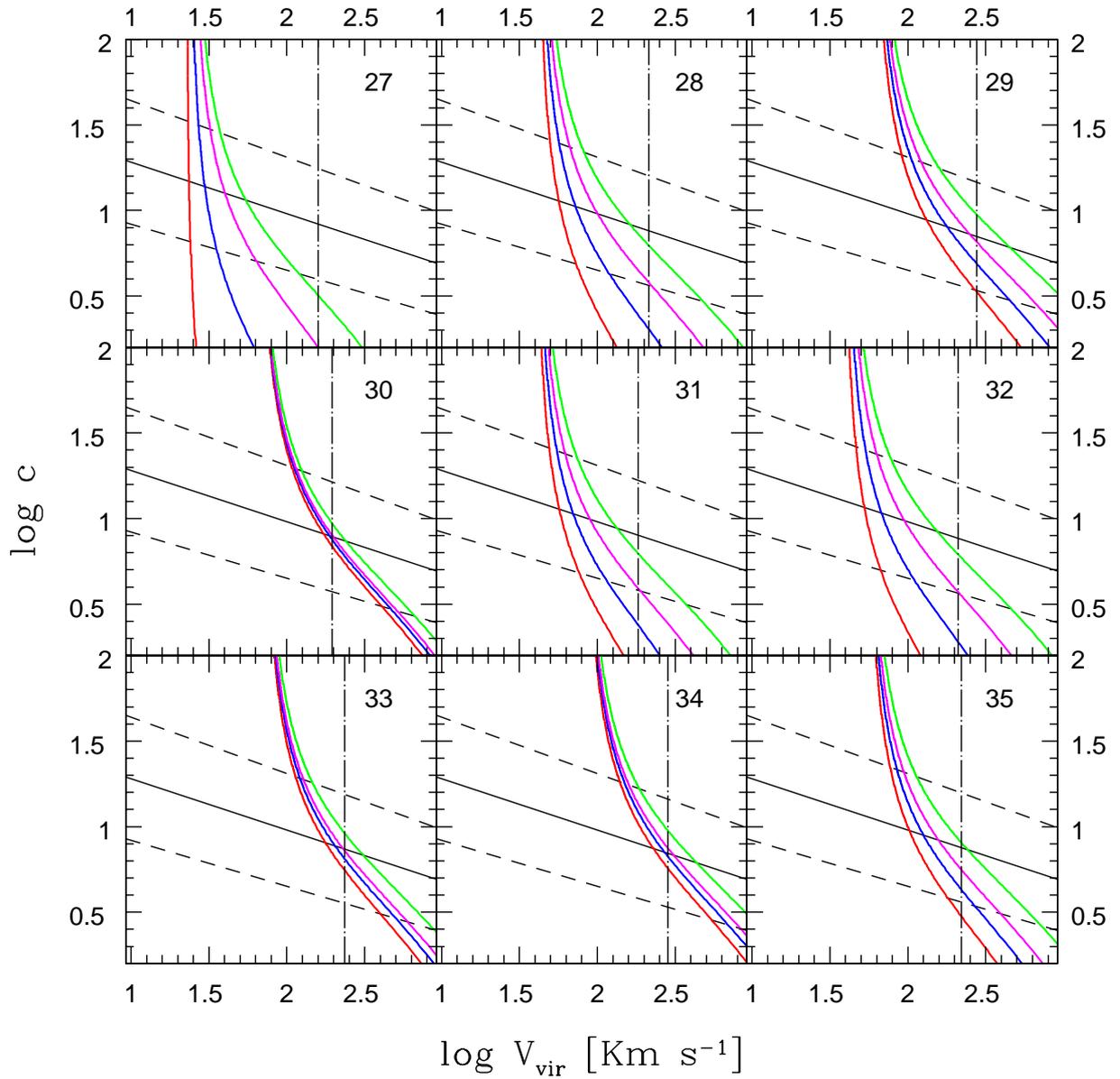


Figura 4.11. Correlación entre parámetro de concentración c y masa virial V_{vir} para los infinitos halos iniciales NFW. Cada curva corresponde a un modelo de contracción particular: Blumenthal (rojo), Gnedin (azul), Abadi (magenta) y Sin Contracción (verde). Las líneas negras representan el ajuste de Neto (continua) y $\pm\sigma$ (trazos). La línea vertical (puntos-trazos) muestra el valor de la velocidad de rotación de la galaxia. En la parte superior derecha de cada panel se encuentra el número (N°) que identifica cada galaxia.

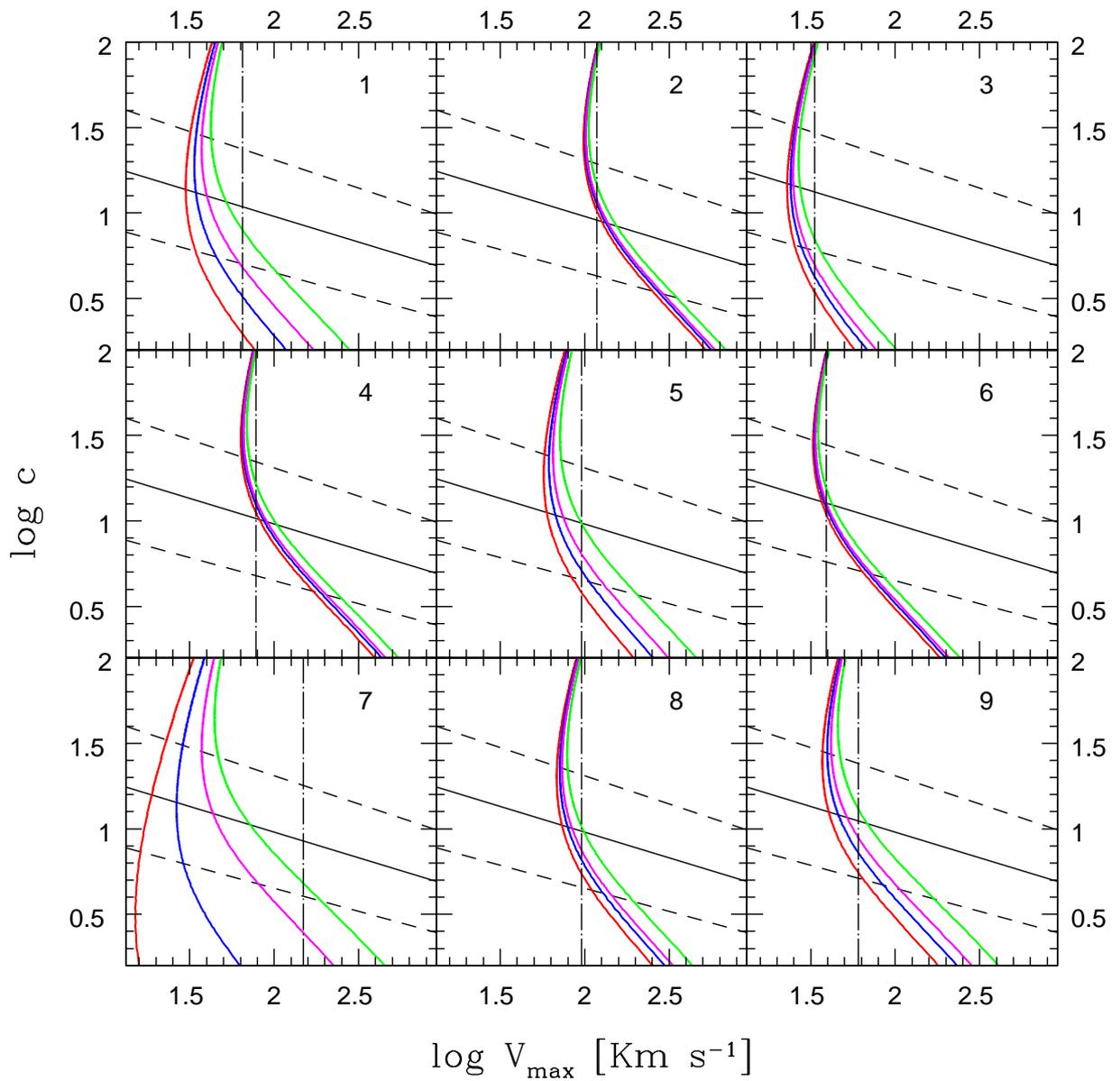


Figura 4.12. Correlación entre parámetro de concentración c y masa virial V_{max} para los infinitos halos iniciales NFW. Cada curva corresponde a un modelo de contracción particular: Blumenthal (rojo), Gnedin (azul), Abadi (magenta) y Sin Contracción (verde). Las líneas negras representan el ajuste de Neto (continua) y $\pm\sigma$ (trazos). La línea vertical (puntos-trazos) muestra el valor de la velocidad de rotación de la galaxia. En la parte superior derecha de cada panel se encuentra el número (N^0) que identifica cada galaxia.

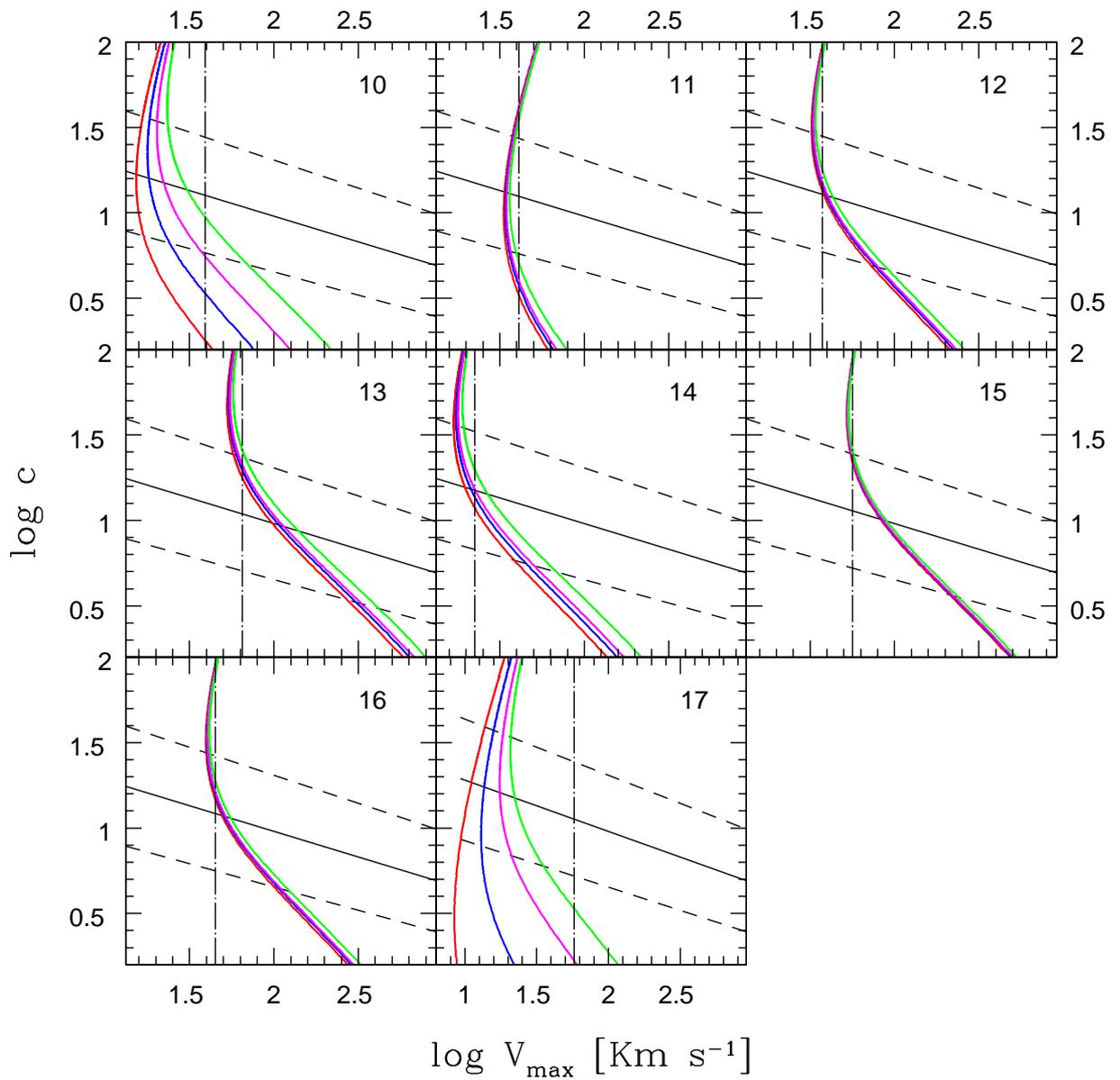


Figura 4.13. Correlación entre parámetro de concentración c y masa virial V_{max} para los infinitos halos iniciales NFW. Cada curva corresponde a un modelo de contracción particular: Blumenthal (rojo), Gnedin (azul), Abadi (magenta) y Sin Contracción (verde). Las líneas negras representan el ajuste de Neto (continua) y $\pm\sigma$ (trazos). La línea vertical (puntos-trazos) muestra el valor de la velocidad de rotación de la galaxia. En la parte superior derecha de cada panel se encuentra el número (N°) que identifica cada galaxia.

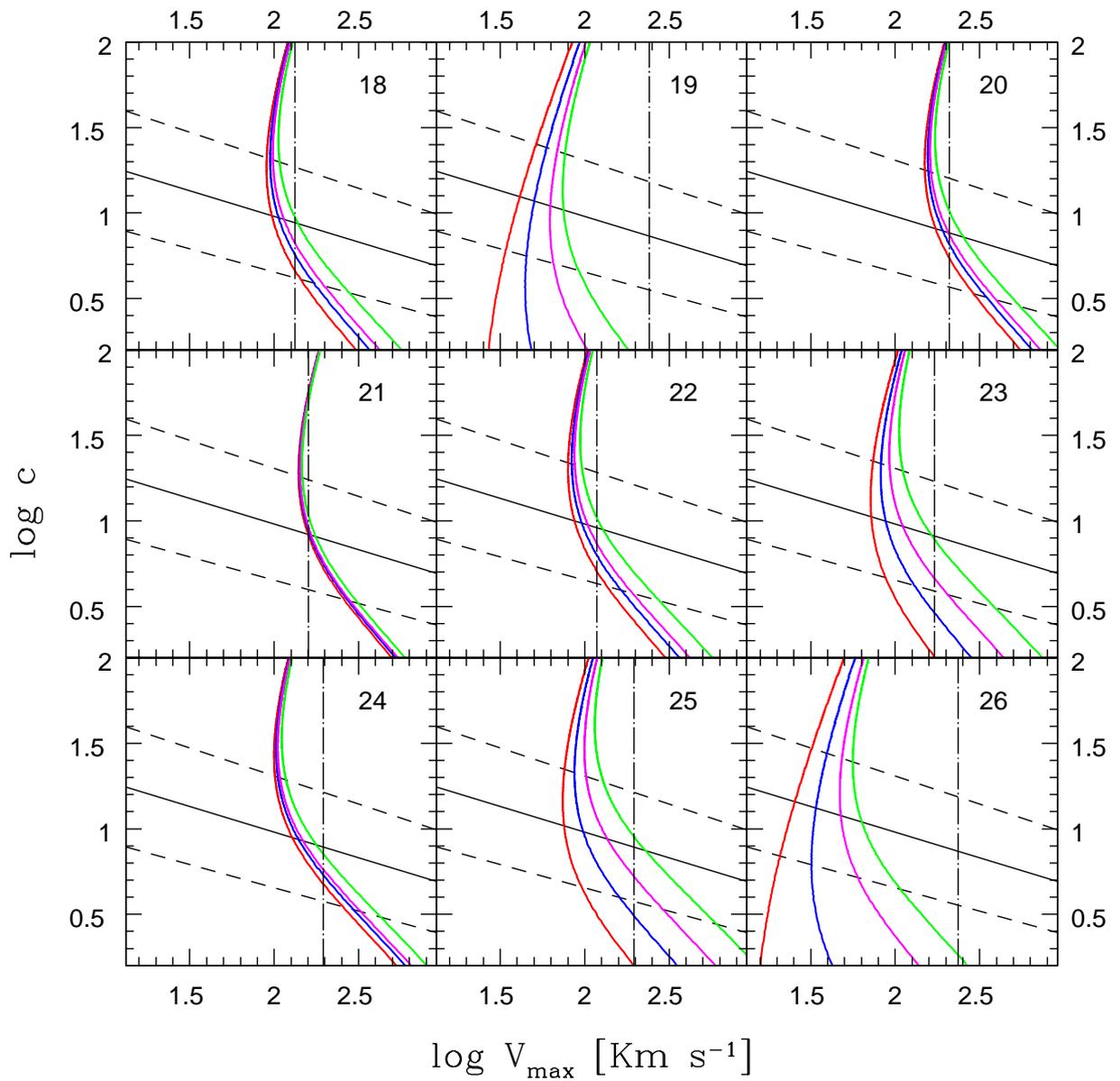


Figura 4.14. Correlación entre parámetro de concentración c y masa virial V_{\max} para los infinitos halos iniciales NFW. Cada curva corresponde a un modelo de contracción particular: Blumenthal (rojo), Gnedin (azul), Abadi (magenta) y Sin Contracción (verde). Las líneas negras representan el ajuste de Neto (continua) y $\pm\sigma$ (trazos). La línea vertical (puntos-trazos) muestra el valor de la velocidad de rotación de la galaxia. En la parte superior derecha de cada panel se encuentra el número (N^g) que identifica cada galaxia.

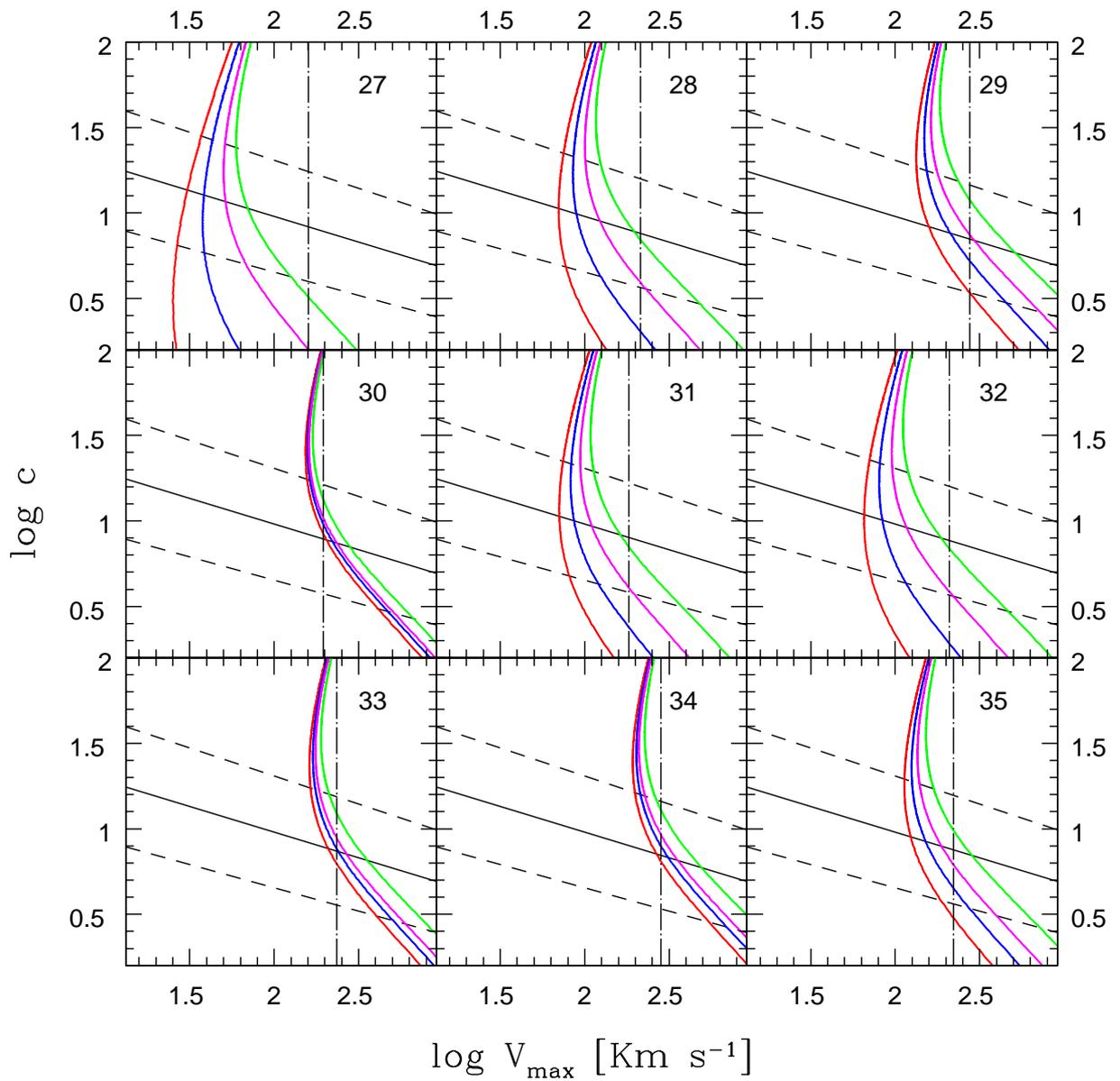


Figura 4.15. Correlación entre parámetro de concentración c y masa virial V_{max} para los infinitos halos iniciales NFW. Cada curva corresponde a un modelo de contracción particular: Blumenthal (rojo), Gnedin (azul), Abadi (magenta) y Sin Contracción (verde). Las líneas negras representan el ajuste de Neto (continua) y $\pm\sigma$ (trazos). La línea vertical (puntos-trazos) muestra el valor de la velocidad de rotación de la galaxia. En la parte superior derecha de cada panel se encuentra el número (N^g) que identifica cada galaxia.

A partir de las figuras mostradas anteriormente, aplicando el Paso 4 obtenemos doce (tres para cada modelo) halos iniciales para cada una de las galaxias:

- Cuatro (uno para cada modelo) resultan de aplicar la Primera Restricción, elegir de los halos iniciales pertenecientes a la curva el más próximo al ajuste de Neto (es indiferente si se utiliza la curva que correlaciona c versus V_{vir} o c versus V_{max} ya que se tratara del mismo halo).

- Ocho (dos para cada modelo) resultan de aplicar la Segunda Restricción, elegir de los halos iniciales pertenecientes a la curva que correlaciona c versus V_{vir} (c versus V_{max}) aquel que posea una velocidad virial V_{vir} (velocidad máxima V_{max}) igual a la velocidad de rotación de la galaxia V_{rot} .

A continuación se compara la capacidad de los halos elegidos a partir de una restricción para satisfacer la otra.

4.2.1. Primera Restricción: Correlación entre Concentración y Masa Virial

Como se dijo anteriormente, a partir de los halos iniciales pertenecientes a cada una de las curvas, elegimos aquellos que se encuentren más próximos al ajuste realizado por Neto. Es decir, de las figuras mostradas anteriormente, nos quedamos con los puntos resultantes de la intersección entre la curva de cada modelo y la línea negra continua. Luego, para analizar la capacidad de estos para satisfacer la restante restricción, comparamos la velocidad virial V_{vir} y máxima V_{max} de estos halos elegidos con la velocidad de rotación de la galaxia V_{rot} .

La figura 4.16 muestra la relación entre V_{rot} y V_{vir} , la línea negra representa la pendiente 1:1 de estos parámetros y las diferentes submuestras se encuentran diferenciadas por triángulos azules (espirales brillantes), círculos rojos (enanas) y cuadrado verde (Vía Láctea). Cada panel muestra el halo elegido mediante esta restricción para cada uno de los modelos, *Blumenthal* (arriba-derecha), *Gnedin* (arriba-izquierda), *Abadi* (abajo-izquierda) y *Sin Contracción* (abajo-derecha). Los errores en V_{vir} representan los valores de la velocidad virial de los halos iniciales pertenecientes a las curvas que se encuentran más próximos a las rectas de $\pm\sigma$ del ajuste de Neto.

Se observa que los puntos se encuentran sistemáticamente hacia la izquierda de la recta que representa la pendiente 1:1. Esto sugiere que la velocidad virial V_{vir} subestima el valor de la velocidad de rotación de la galaxia V_{rot} .

De manera análoga a la figura 4.16, en la figura 4.17 se muestra los mismos halos pero en función de V_{max} .

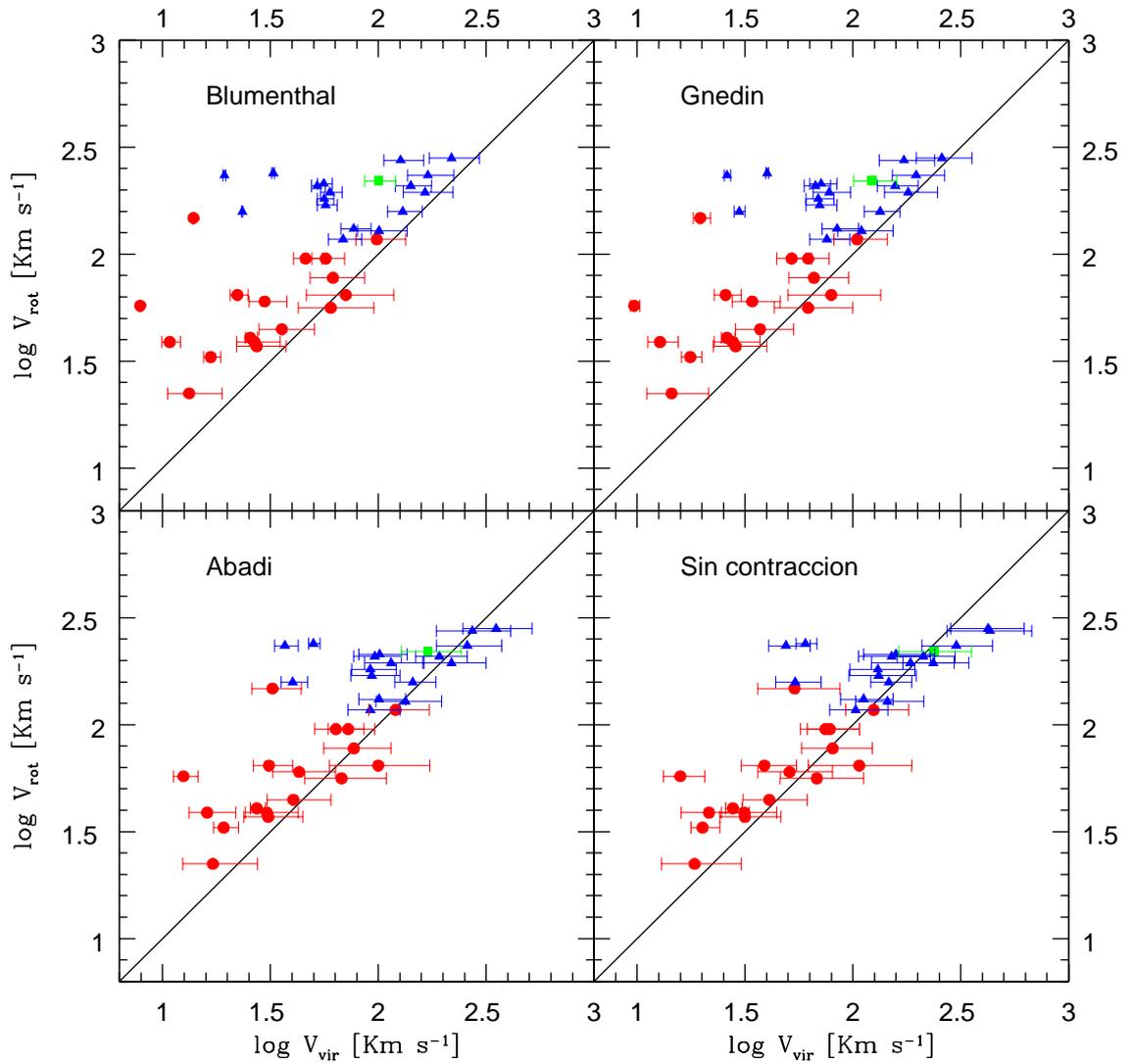


Figura 4.16. Velocidad de rotación de la galaxia V_{rot} versus la velocidad virial del halo inicial escogido V_{vir} . La muestra de galaxias se diferencia en espirales brillantes (triángulo azul), enanas (punto rojo) y Vía Láctea (cuadrado verde). La recta representa la relación 1:1 de estos valores.

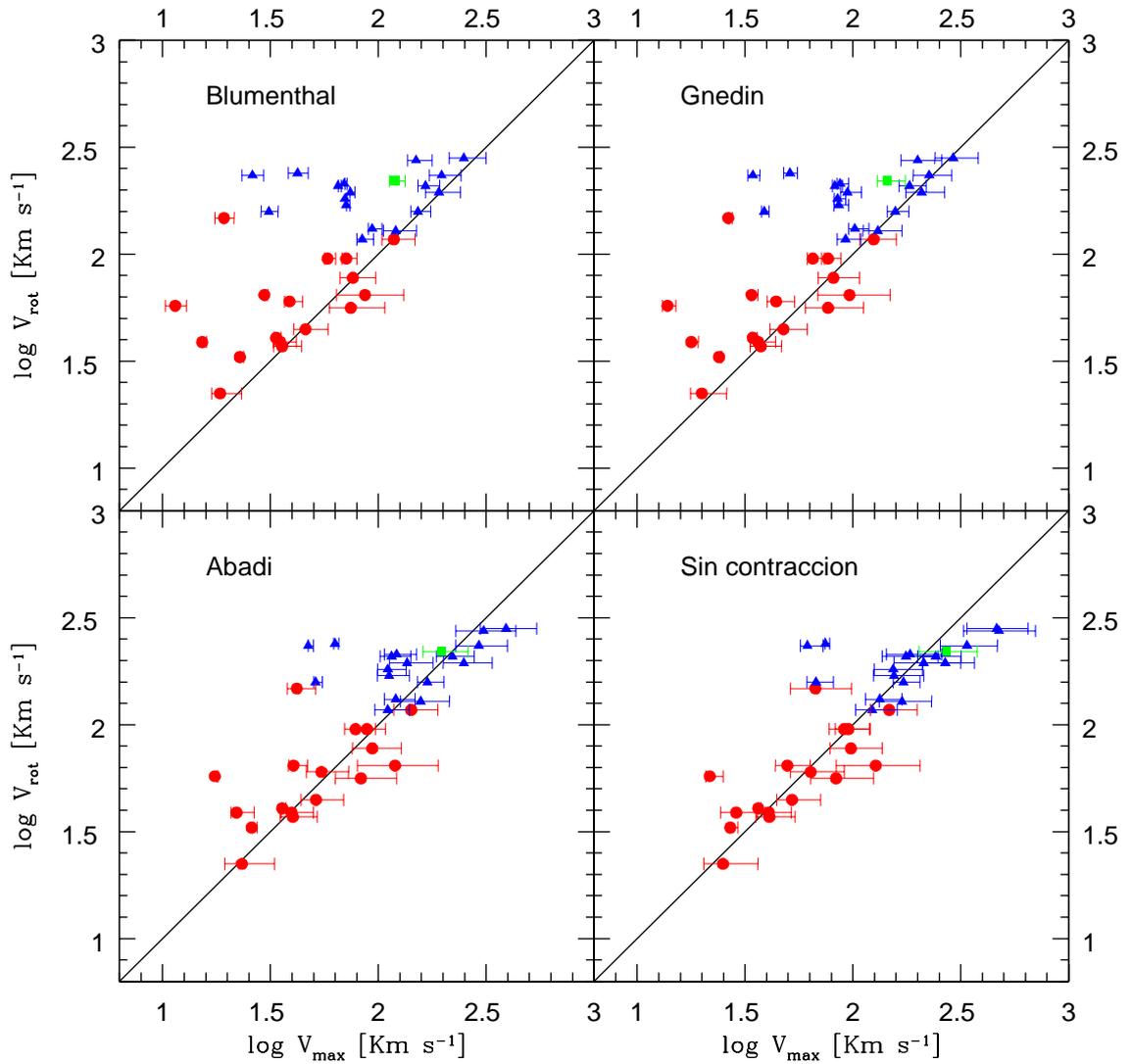


Figura 4.17. Velocidad de rotación de la galaxia V_{rot} versus la velocidad máxima del halo inicial escogido V_{max} . La muestra de galaxias se diferencia en espirales brillantes (triangulo azul), enanas (punto rojo) y Vía Láctea (cuadrado verde). La recta representa la relación 1:1 de estos valores.

Los puntos en la figura 4.17 con respecto a los de la figura 4.16 se encuentran desplazados hacia la derecha, esto se debe solamente al hecho de que ahora estamos graficando la velocidad máxima del halo, la cual es mayor que la velocidad virial. Debe quedar en claro que los puntos graficados en ambas figuras representan exactamente los mismos halos. Esto se debe a que, si bien las curvas conformadas por los infinitos halos iniciales se modifican cuando uno grafica c versus V_{max} en lugar de c versus V_{vir} , también lo hacen las rectas que representan el ajuste de Neto. De ambas figuras, resulta evidente el apartamiento de cinco puntos para todos los modelos. Estos corresponden a las cinco galaxias mencionadas anteriormente.

Para ambas figuras, al hacer un balance entre los puntos que se encuentran a la izquierda o derecha de la pendiente 1:1 para cada uno de los modelos, notamos que el número de estos ubicados a la derecha aumenta a medida que observo un modelo que predice una contracción menor, análogamente, el número de puntos ubicados a la izquierda de la pendiente 1:1 aumenta a medida que observo un modelo que predice una contracción mayor. Recordemos que si queremos ordenar los cuatro modelos de acuerdo al grado de contracción que predicen, estos quedaría de mayor a menor: *Blumenthal* - *Gnedin* - *Abadi* - *Sin Contracción*. Sin tener en cuenta las cinco galaxias anormales, encontramos que el modelo que presenta una distribución de puntos más igualitaria entre la izquierda y la derecha de la pendiente 1:1 es el modelo *Sin Contracción* para el caso que graficamos V_{rot} versus V_{vir} y el modelo de *Abadi* para el caso que graficamos V_{rot} versus V_{max} . Hay que ser cautos cuando decimos que el modelo *Sin Contracción* es el más equilibrado en cuanto a la velocidad virial ya que anteriormente se menciono que la velocidad virial del halo parecería subestimar la velocidad de rotación de la galaxia, esto se traslada en un corrimiento sistemático de los puntos de todos los modelos hacia la izquierda perjudicando en menor medida al modelo *Sin Contracción*.

4.2.2. Segunda Restricción: Tully-Fisher y Función de Luminosidad

Para el caso de la segunda restricción, de los infinitos halos iniciales que conforman las curvas elegimos aquellos que tengan una velocidad característica (V_{vir} o V_{max}) igual a la velocidad de rotación de la galaxia V_{rot} . Es decir, de las figuras comprendidas desde la 4.8 hasta la 4.15, los puntos resultantes de la intersección entre las curvas y línea verticales a puntos-trazos que marca la velocidad de rotación de la galaxia. Luego, para analizar la capacidad de estos halos elegidos para satisfacer la primera restricción, superponemos los parámetros c versus V_{vir} y c versus V_{max} con el ajuste de Neto, para ver que tan lejos de este se encuentran los halos elegidos.

La figura 4.18 muestra la correlación entre el parámetro de concentración c y la velocidad virial V_{vir} de los halos iniciales escogidos, resultantes de exigir que la velocidad virial sea igual a la velocidad de rotación de la galaxia V_{rot} . Los cuatro halos elegidos para una galaxia (uno por cada modelos) se encuentran unidos por una línea punteada, los

colores distinguen los modelos de *Blumenthal* (rojo), *Gnedin* (azul), *Abadi* (magenta) y *Sin Contracción* (verde) mientras que los diferentes tipos de puntos separan la submuestra en espirales brillantes (triángulos), enanas (círculos) y Vía Láctea (cuadrado). La recta central representa el ajuste realizado por Neto y las rectas superior e inferior muestran la dispersión de $\pm\sigma$. Se observan algunas líneas de puntos que contienen menos de cuatro puntos, estas corresponden a las cinco galaxias atípicas mencionadas anteriormente. Como ya fue mencionado, esto se debe a que las curvas y la línea vertical a puntos-trazos que marca la velocidad de rotación de la galaxia no se intersectan en ningún punto o lo hacen para valores del parámetro de concentración muy bajos.

La gran mayoría de los puntos se encuentran por debajo del ajuste de Neto. Esto sugiere que, para el caso en el que la velocidad de rotación de la galaxia V_{rot} es igual a la velocidad viril del halo V_{vir} todos los modelos predicen halos iniciales cuyas concentraciones se encuentran por debajo de los valores típicos de los halos de simulaciones numéricas cosmológicas gravitacionales.

De manera análoga a la figura 4.18, en la figura 4.19 se muestran los halos elegidos a partir de exigir que la velocidad máxima V_{max} sea igual a la velocidad de rotación V_{rot} de las galaxias. En este caso, comparando con la figura 4.18, notamos que si bien es similar la cantidad de halos iniciales dentro de $\pm\sigma$, el número que se encuentra por encima del ajuste de Neto es mayor. Dejando de lado cualquier tipo de error sistemático.

Es evidente que los modelos que minimizan la contracción (es decir *Abadi* y *Sin Contracción*) ajustan mucho mejor, a la línea de pendiente 1:1 que requieren los modelos semianalíticos, que aquellos que predicen una contracción mayor (*Blumenthal* y *Gnedin*). Este ajuste mejora más aún si se remueven las 5 galaxias sin materia oscura, particularmente para el modelo de *Abadi*. Un resultado análogo se obtiene si se comparan los diferentes modelos frente a su capacidad para reproducir el ajuste de Neto *et al.* 2007.

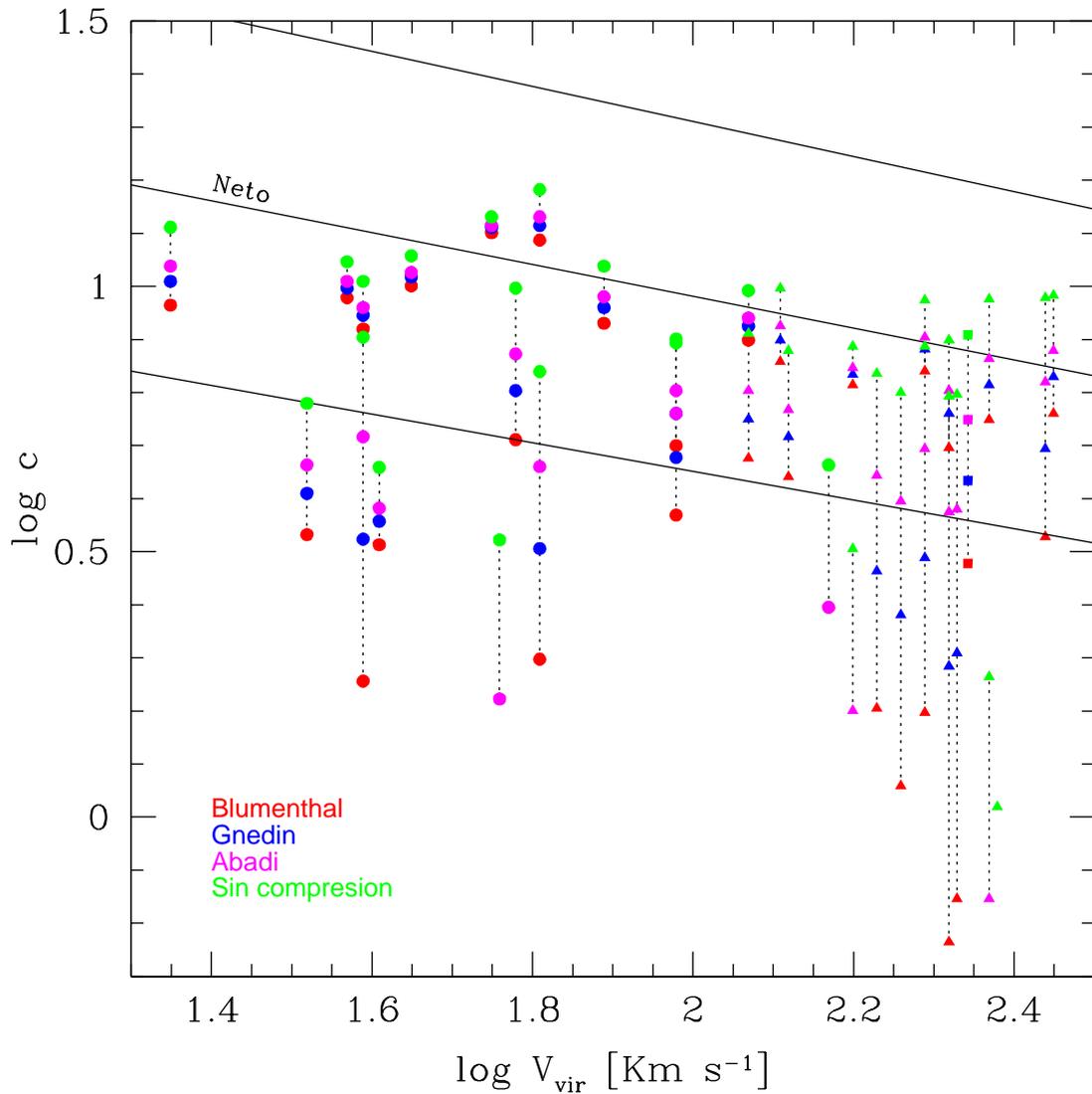


Figura 4.18. Correlación entre parámetro de concentración c y masa virial V_{vir} de los halos iniciales NFW escogidos. Cada color corresponde a un modelo de contracción particular: Blumenthal (rojo), Gnedin (azul), Abadi (magenta) y Sin Contracción (verde). La línea central representa el ajuste de Neto y las rectas superior e inferior muestran la dispersión $\pm\sigma$. Los diferentes tipos de puntos separan la submuestra en espirales brillantes (triángulos), enanas (círculos) y Vía Láctea (cuadrado). Cada línea punteada corresponde a una galaxia.

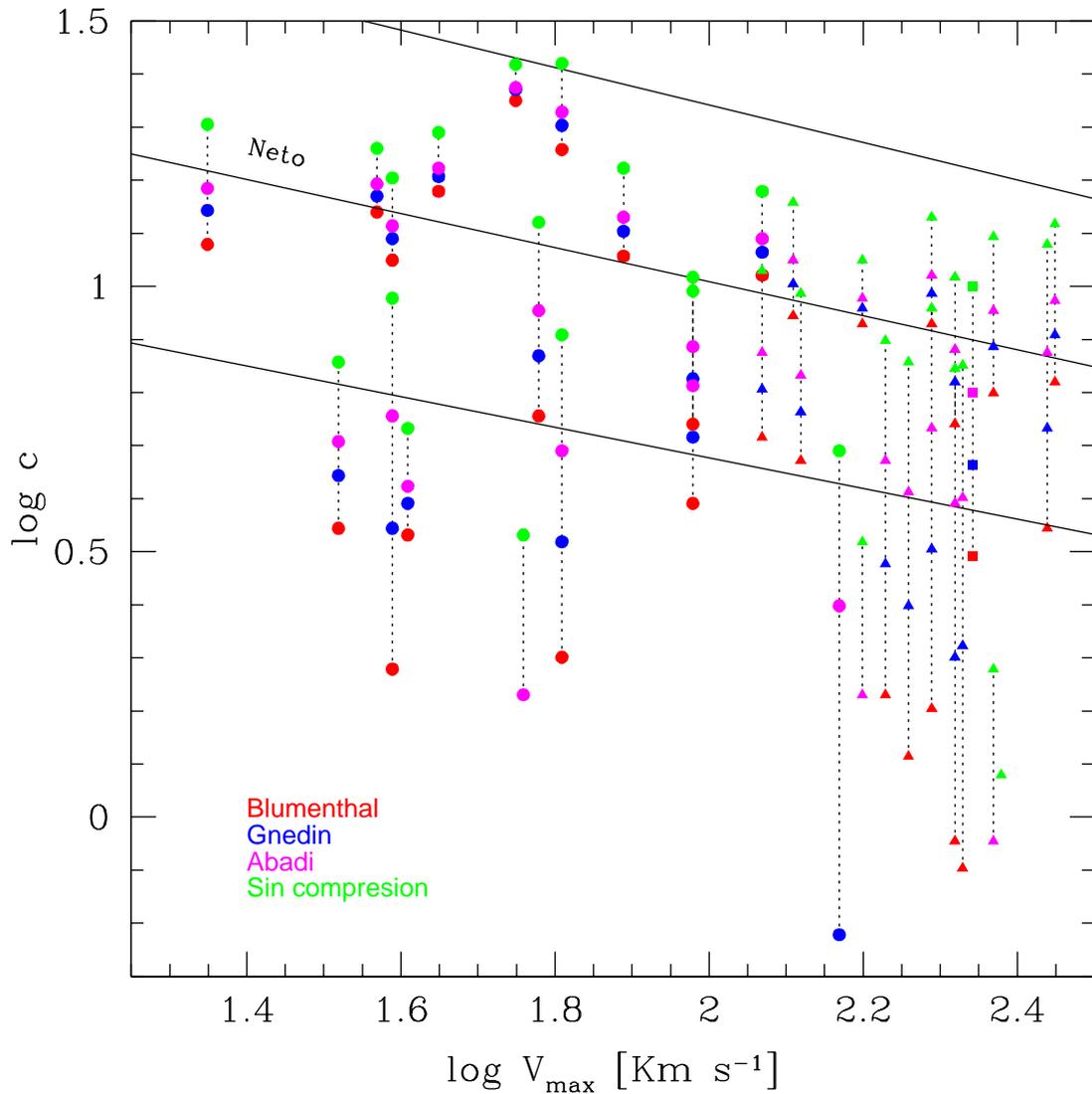


Figura 4.19. Correlación entre parámetro de concentración c y masa virial V_{\max} de los halos iniciales NFW escogidos. Cada color corresponde a un modelo de contracción particular: Blumenthal (rojo), Gnedin (azul), Abadi (magenta) y Sin Contracción (verde). La línea central representa el ajuste de Neto y las rectas superior e inferior muestran la dispersión $\pm\sigma$. Los diferentes tipos de puntos separan la submuestra en espirales brillantes (triángulos), enanas (círculos) y Vía Láctea (cuadrado). Cada línea punteada corresponde a una galaxia.

Capítulo 5

Conclusiones y Trabajos Futuros

La modificación que sufren los halos de materia oscura es un efecto fundamental ya que las galaxias que observamos habitan en los pozos de potencial de halos de materia oscura que han sido modificados por la formación de ellas mismas. El modelado correcto de este efecto es indispensable ya que cualquier comparación entre teoría y observaciones, que involucre por ejemplo curvas de rotación de galaxias, perfiles de densidad de halos, etc., puede adolecer de efectos sistemáticos debido a la subestimación de las densidades centrales. Se presentaron en el capítulo 2 modelos distintos de estas últimas décadas, en los cuales sus autores intentan modelar dicho efecto.

Con el objetivo de encontrar cual de estos modelos, dentro del contexto del modelo cosmológico de materia oscura fría con constante cosmológica (Λ CDM), reproduce de mejor manera la contracción real que sufre un halo de materia oscura finalizada la formación de la galaxia en su interior, se aplicaron y compararon los modelos de *Blumenthal et al.* (1986), *Gnedin et al.* (2004) y *Abadi et al.* (2010) sobre una muestra observacional de galaxias espirales brillantes y enanas presentada en el capítulo 3. Estos modelos fueron aplicados en sentido inverso (descompresión) ya que a partir de los datos de la muestra se puede inferir el halo que rodea a la galaxia (contraído) y mediante la descompresión se obtiene el halo inicial (sin contraer). Finalmente, basándonos en simulaciones numéricas en el mismo contexto cosmológico comparamos las predicciones de cada uno de los modelos. Este procedimiento junto con el análisis de los resultados se encuentran en el capítulo 4. En base a lo mencionado anteriormente se resumen a continuación los principales resultados obtenidos en este trabajo.

El modelo de contracción adiabática propuesto por *Blumenthal et al.* (1986), puesto en tela de juicio por numerosos autores, sobreestima notablemente el efecto causado por la formación de la galaxia sobre el halo de materia oscura circundante. Esto se debe probablemente a las suposiciones poco realistas que utiliza este modelo analítico, es decir una distribución espacial esférica tanto para la materia oscura como para los bariones y donde

las partículas se mueven en órbitas perfectamente circulares.

El modelo “adiabático” modificado de *Gnedin et al.* (2004), el cual elimina la hipótesis de circularidad permitiendo órbitas excéntricas, reproduce de manera más acertada el efecto que sufren los halos de materia oscura en comparación con el modelo adiabático estándar de *Blumenthal et al.* (1986). Esto puede deberse a dos cosas o bien a la suma de ambas; primero por la eliminación de la hipótesis de partículas de materia oscura con órbitas circulares y segundo por ser un modelo que surge de simulaciones numéricas en un contexto cosmológico adecuado.

En cuanto al modelo de *Abadi et al.* (2010) parece ser el que mejor determina la contracción que sufre el halo de materia oscura, esto en comparación con el modelo de *Gnedin et al.* (2004) puede deberse al hecho de que estos últimos realizan simulaciones numéricas de cúmulos de galaxias mayormente, mientras que *Abadi et al.* (2010) lo hacen en su totalidad para simulaciones numéricas de tamaños galácticos. Los resultados pueden depender de las escalas simuladas.

Coincidentemente con *Croton et al.* (2006) la velocidad máxima de los halos de materia oscura es mejor estimador de la velocidad de rotación de la galaxia que la velocidad virial de los halos. Esto se ve claramente cuando se busca que los halos iniciales encontrados tengan velocidades características (velocidad máxima o velocidad virial) con valores próximos a la velocidad de rotación de la galaxia y que también sean halos altamente probables de encontrar en las simulaciones numéricas cosmológicas, esto es, en concordancia con la correlación entre las propiedades intrínsecas de los halos de materia oscura (c versus M_{vir}).

Queda como trabajo futuro entender el detalle del comportamiento peculiar de las 5 galaxias que prácticamente no requieren de materia oscura para explicar su curva de rotación. Al observar con que porcentaje contribuye la materia oscura a la velocidad de rotación total de estas galaxias resulta evidente afirmar que estas galaxias contienen muy poca materia oscura encerrada por el radio $r = 2.2R_e$, pero el porque aun no esta claro. Presumiblemente esto se podría deber a efectos sistemáticos en las observaciones o al hecho de usar solo un radio único ($2.2R_e$) para calcular la contracción del halo en vez de la curva de rotación completa.

Finalmente sería interesante extender el presente trabajo y análisis a una muestra observacional mas numerosa, que nos permita obtener resultados estadísticamente más confiables.

Referencias

- [1] Abadi, M. G., Navarro, J. F., Fardal, M., Babul, A., Steinmetz M. 2010, MNRAS, 407, 435
- [2] Bailin J., Steinmetz M. 2005, ApJ, 627, 647
- [3] Barnes, J. E. 1987, Nearly Normal Galaxies. From the Planck Time to the Present, 154
- [4] Barnes J., Efstathiou G., 1987, ApJ, 319, 575
- [5] Binney J., Tremaine S., 1987, Galactic Dynamics. Princeton University Press, Princeton, NJ
- [6] Binney J., Tremaine S., 2008, Galactic Dynamics 2nd edn. Princeton University Press, Princeton, NJ
- [7] Blumenthal G. R., Faber S. M., Flores R., Primack J. R., 1986, ApJ, 301, 27
- [8] Bullock J. S., Dekel A., Kolatt T. S., et al. 2001, ApJ, 555, 240
- [9] Courteau, S., Dutton, A. A., van den Bosch, F. C., MacArthur, L. A., Dekel, A., McIntosh, D. H., & Dale, D. A. 2007, ApJ, 671, 203
- [10] Croton, D. J., et al., 2006a, MNRAS, 365, 11
- [11] Croton, D. J., et al., 2006b, MNRAS, 367, 864
- [12] Frenk, C. S. 1988, Large Scale Structures of the Universe, 130, 259
- [13] Ghigna S., Moore B., Governato F., et al. 1998, MNRAS, 300, 146
- [14] Gnedin O. Y., Kravtsov A. V., Klypin A. A., Nagai D., 2004, ApJ, 616, 16
- [15] Gurovich, S., Freeman, K., Jerjen, H., Staveley-Smith, L., & Puerari, I. 2010, AJ, 140, 663
- [16] Hubble E., 1929, Proc. Natl Acad. Sci., 15, 168
- [17] Jing Y. P., Suto Y., 2002, ApJ, 574, 538

-
- [18] Klypin, A., Gottlöber, S., Kravtsov, A.V., & Khokhlov, A.M. 1999, *ApJ*, 516, 530
- [19] Lahav, O., Lilje, P.B., Primack, J.R., & Rees, M.J. 1991, *MNRAS*, 251, 128
- [20] Landau, L.D., & Lifshitz, E.M. 1966, *Lehrbuch der theoretischen Physik*, Berlin.
- [21] Macri, L.M., Huchra, J.P., Sakai, S., Mould, J.R., & Hughes, S.M.G. 2000, *ApJS*, 128, 461
- [22] Moore, B., Ghigna, S., Governato, F., Lake, G., Quinn, T., Stadel, J., & Tozzi, P. 1999, *ApJL*, 524, L19
- [23] Moore B., 2001, in Wheeler J. C., Martel H., eds., 20th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, vol. 586 of AIP, p 73
- [24] Mo, H., van den Bosch, F. C., & White, S. 2010, *Galaxy Formation and Evolution*. Cambridge University Press.
- [25] Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1995, *MNRAS*, 275, 56
- [26] Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1996, *ApJ*, 462, 563.
- [27] Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, *ApJ*, 490, 493
- [28] Neto, A.F., et al., 2007, *MNRAS*, 381, 1450
- [29] Peebles P. J. E., 1969, *ApJ*, 155, 393
- [30] Ryden, B. 2003, *Introduction to cosmology*. San Francisco, CA, USA.
- [31] Sakai, S., et al., 2000, *ApJ*, 529, 698
- [32] Sellwood, J.A. 1999, *Astrophysical Discs - an EC Summer School*, 160, 327
- [33] Sellwood, J. A., & McGaugh, S. S. 2005, *ApJ*, 634, 70
- [34] Spergel D. N., Bean R., Dor'O., et al. 2007, *ApJS*, 170, 377
- [35] Springel, V., *et al.* 2005, *Nature*, 435, 629
- [36] Springel V., Wang J., Vogelsberger M. *et al.* 2008, *MNRAS*, 391, 1685
- [37] Warren, M. S., Quinn, P. J., Salmon, J. K., & Zurek, W.H. 1992, *ApJ*, 399, 405
- [38] White S. D. M., Frenk C. S., 1991, *ApJ*, 379, 52
- [39] White S. D. M., Rees M. J., 1978, *MNRAS*, 183, 341
- [40] Zeldovich, I. B. 1980, *MNRAS*, 192, 663